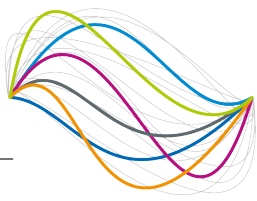


UBFC

UNIVERSITÉ
BOURGOGNE FRANCHE-COMTÉ



Laboratoire Interdisciplinaire
Carnot de Bourgogne

**THÈSE de DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE BOURGOGNE
FRANCHE-COMTÉ**
Opérée au sein du :
**LABORATOIRE INTERDISCIPLINAIRE CARNOT DE BOURGOGNE
(ICB, DIJON)**

Ecole Doctorale n°553
École doctorale Carnot-Pasteur
Spécialité de doctorat : Physique

Soutenue à Dijon le 07/11/2022, par :
Meryem Ibnooussina

**Mesure du déphasage non-linéaire par
détection hétérodyne en optique guidée**

Devant le jury composé de :

Jean-Claude Weeber

Professeur des universités, ICB, Université de Bourgogne Franche-Comté

Gilles Renversez

Professeur des universités, UMR, CNRS, Université d'Aix-Marseille

Delphine Marris-Morini

Professeure des universités, C2N, Université Paris-Saclay

Benjamin Wetzel

Chargé de recherche, Institut Xlim, Université de Limoges

Christelle MONAT

Professeure des universités, INL, École Centrale Lyon

Benoit Cluzel

Maître de conférences HDR, ICB, Université de Bourgogne Franche-Comté

Aurélien Coillet

Maître de conférences, ICB, Université de Bourgogne Franche-Comté

Président

Rapporteur

Rapportrice

Examineur

Examinatrice

Directeur de thèse

Co-Directeur de thèse

Remerciements

JE souhaite avant tout exprimer toute ma gratitude à mes deux directeurs de thèse Benoit Cluzel et Aurélien Coillet pour m'avoir proposé ce sujet de thèse et pour leur accompagnement et encadrement tout au long de ce cheminement pour permettre à cette thèse d'être concrétisée, pour leur disponibilité et leur écoute ainsi que leurs précieux conseils qui m'ont aidé à avancer dans mes travaux de recherche. À ces remerciements, je joins également Pierre Colman qui a contribué à ces travaux et proposé l'utilisation du principe de la détection hétérodyne pour la mesure du déphasage non-linéaire. Merci à toute l'équipe d'« Optique de Champ Proche » pour m'avoir accueilli.

J'aimerais remercier les personnes avec qui j'ai collaboré pendant ma thèse, Jean-Baptiste Dory et Pierre Noé du CEA Leti et Jean-Baptiste Jager du CEA IRIG pour la conception de la majeure partie des échantillons caractérisés et présentés dans ces travaux. J'associe à ces remerciements Jean-Charles BEUGNOT de l'institut FEMTO-ST à Besançon pour nous avoir fourni les microfibres qui ont permis de tester la technique de détection hétérodyne sur différentes structures guidantes.

Mes remerciements et ma reconnaissance s'adressent également à l'ensemble des membres du jury pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse et consacré du temps pour lire attentivement mon manuscrit et assister à la présentation de ces travaux. Leurs remarques pertinentes m'ont permis d'améliorer ce manuscrit.

Je voudrais aussi adresser mon remerciement à mes collègues du bureau et du 3ème étage de l'aile D pour leur encouragement et leur soutien.

Enfin, je remercie mes parents, mon mari, ma famille et mes amis qui ont su me supporter et m'encourager pendant toute la durée de ma thèse et surtout les derniers mois de rédaction.

Résumé

La progression rapide de la photonique intégrée ces dernières années a ouvert un large éventail d'applications. L'intégration sur puce des absorbants saturables ou des sources secondaires comme le laser Brillouin, le supercontinuum ou les peignes de fréquence sont quelques exemples. Dans ce contexte, les matériaux présentant une grande non-linéarité optique du troisième ordre sont de plus en plus recherchés, comme le silicium ou les verres de chalcogénure. En effet, ils permettent le développement des fonctionnalités non-linéaires à une basse puissance injectée. Compte tenu du grand potentiel de ces matériaux pour la nanophotonique non-linéaire, il s'avère encore plus important de développer des méthodes de mesure pour déterminer la réponse optique non-linéaire de ces matériaux.

À ce jour, parmi les techniques les plus courantes pour mesurer la non-linéarité, on retient la méthode Z-scan, qui est utilisée uniquement pour des matériaux bruts, et la méthode du mélange à quatre ondes (FWM) qui est compatible avec les guides d'ondes, mais requiert un accord de phase et des guides avec très peu de pertes, ce qui nécessite de disposer d'une filière technologique de nanofabrication déjà mature.

Nous rapportons dans cette thèse, une méthode interférométrique basée sur la détection hétérodyne pour la mesure de l'indice Kerr des matériaux non-linéaires. Les différentes étapes de la mise en place de la technique et le procédé de traitement de données ont été détaillés dans ce manuscrit. La méthode a été appliquée à des matériaux non-linéaires de différentes compositions comme le nitrure de silicium, les chalcogénures et le silicium-sur-isolant, où certains d'entre eux présentent de l'absorption à deux photons que nous avons mesurée avec cette même technique. L'interféromètre hétérodyne est adapté à des guides d'ondes intégrés, mais aussi à d'autres structures guidantes telles que des fibres macroscopiques ou des microfibres. Cette technique extrêmement sensible permet de mesurer des petits déphasages non-linéaires à des puissances modérées et pour des guides présentant des grandes pertes de propagation. Un tel outil serait utile pour contrôler la non-linéarité et pour participer au développement de nouveaux matériaux pour la photonique intégrée.

Abstract

Nonlinear optics has been a productive field of research and investigation for a few decades now, but the rapid progression of photonic integration platforms in recent years has opened up a whole new range of applications. On-chip integration of effective saturable absorbers and secondary sources including Brillouin laser, supercontinua, or frequency combs are few examples of the very wide possibilities offered by nonlinear nanophotonics. In this context, materials with large third-order optical nonlinearities become highly sought after, as they enable the development of nonlinear functionalities at low input powers. Given a large number of potential candidates as material for nonlinear nanophotonics, it becomes even more important to be able to measure their nonlinear optical response.

The two most common techniques for measuring the optical nonlinearity of materials are the Z-scan and four wave mixing (FWM) techniques. The Z-scan method can only be applied to bulk materials, and not to optical waveguides such as the ones used in nanophotonics. In contrast, FWM can measure nonlinearities in waveguides but requires a phase matching, waveguides with low losses and high optical power.

This thesis report an interferometric technique relied on heterodyne detection to measure the Kerr index of nonlinear materials. The different stages of the technique implementation have been presented as well as the data processing method. We applied this technique to nonlinear materials of different compositions such as silicon nitride, chalcogenides and silicon-on-insulator. The heterodyne interferometer is not only suitable for integrated waveguides but also for fibers and microfibers. This method has the advantage of being highly sensitive, and is therefore well-adapted to short waveguides or lossy materials. Such a tool would be useful to control nonlinearity and of great help in the development of new materials for integrated photonics.

Table des matières

Introduction	1
Bibliographie	5
1 Photonique non-linéaire	7
1.1 Guidage de la lumière	7
1.1.1 Approche d'optique géométrique	9
1.1.2 Approche électromagnétique	10
1.1.3 L'indice effectif	15
1.1.4 La vitesse de groupe	16
1.1.5 Pertes de propagation	17
1.2 Les effets non-linéaires optiques	17
1.2.1 Polarisation non-linéaire	17
1.2.2 L'équation de Schrödinger non-linéaire	18
1.2.3 L'effet Kerr optique	19
1.2.4 L'automodulation de la phase (<i>Self phase modulation</i> ou <i>SPM</i>)	20
1.2.5 L'absorption à deux photons	22
1.3 Matériaux non-linéaires d'ordre 3	23
1.3.1 La silice	23
1.3.2 Silicium	23
1.3.3 Les nitrures de silicium	24
1.3.4 Les verres de chalcogénures	25
1.4 Fabrication des structures guidantes	26
1.4.1 Le guide ruban	26
1.4.2 Procédé de fabrication	27
1.5 Couplage de la lumière	27
1.6 Conclusion	29
Bibliographie	31

2	Détermination de l'indice Kerr par interféromètre hétérodyne	33
2.1	Méthodes de caractérisation non-linéaire	33
2.1.1	Méthode Z-scan	34
2.1.2	Méthode D-scan	36
2.1.3	Mélange à quatre ondes	37
2.1.4	L'automodulation de phase	38
2.2	Détection hétérodyne	40
2.2.1	Principe	40
2.2.2	Battement optique	41
2.2.3	Exemples de mesure de la phase optique	43
2.3	Détection hétérodyne de la phase non-linéaire	46
2.4	Mesure du déphasage non-linéaire en régime impulsionnel	48
2.5	Conclusion	53
	Bibliographie	55
3	Implémentation de l'interféromètre hétérodyne	59
3.1	Structure de référence	59
3.2	Description de l'interféromètre de première génération	60
3.3	Variation de la puissance avec l'actuateur piézoélectrique	63
3.4	Variation de la puissance avec un VOA	67
3.5	Amélioration du procédé de mesure	76
3.6	Conclusion	82
	Bibliographie	83
4	Application à des guides optiques en développement	85
4.1	Mesure de la non-linéarité	85
4.1.1	Détermination de l'indice non-linéaire n_2 des verres de chalcogénures	85
4.2	Absorption à deux photons	89
4.2.1	Modèle théorique pour déterminer β_{TPA}	90
4.2.2	Résultats expérimentaux	91
4.2.2.1	$\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$	92
4.2.2.2	Silicium sur Isolant (SOI)	93
4.2.3	Coefficient non-linéaire γ des microfibres	96
4.3	Conclusion et perspectives	103

Bibliographie

105

Introduction

L'optique non-linéaire est un domaine qui étudie l'interaction entre la matière et une lumière intense. Dans ce régime, la réponse d'un matériau à une onde électromagnétique dépend de façon non-linéaire de l'amplitude du champ électrique. Ce champ de recherche est connu depuis la découverte de l'effet Kerr en 1875 par le physicien John Kerr [1]. La découverte par la suite d'autres phénomènes non-linéaires tels que l'effet Raman, Brillouin, le mélange à quatre ondes, la génération d'harmoniques a permis l'émergence d'applications pratiques dans des domaines variés : la conversion de fréquence, la mise en forme et la compression des impulsions ou encore la spectroscopie.

La photonique fait partie des domaines dans lesquels l'optique non-linéaire a grandement contribué, en particulier dans l'étude des capteurs [2, 3], dont le rôle est de détecter et d'analyser des changements ou des phénomènes physiques de l'environnement, et les convertir en une donnée interprétable. La détection des molécules chimiques se fait à partir de la mesure de la bande d'absorption caractéristique de l'espèce chimique qui fournit son empreinte. Cette bande se situe dans l'intervalle de longueur d'onde du moyen infrarouge (3 – 25 μm). Actuellement, ces dispositifs sont très recherchés pour leurs faibles dimensions, ce qui facilite leur insertion dans des appareils compacts et portables. Ils sont employés dans les domaines de la santé [4] [5], de l'environnement et aussi dans la défense [6]. Par ailleurs, leur conception nécessite d'intégrer sur puce des sources de lumière secondaires intégrées telles que les lasers Brillouins, Raman ou supercontinuum (SC) [7]. Ces dernières SC sont caractérisées par une large bande passante tout en maintenant une grande cohérence spatiale, et possède une puissance comprise entre celle d'un corps noir et d'un synchrotron. L'optique non-linéaire est un des moyens pour réaliser ce type de source, à partir de guides d'ondes fabriqués avec des matériaux hautement non-linéaires en développement tels que les verres chalcogénures. Ces verres peuvent être conçus de sorte que leur fenêtre de transparence s'étende jusqu'à l'infrarouge moyen, permettant ainsi la génération de lumière à ces longueurs d'onde. D'autres types de matériaux sont également utilisés pour l'optique non-linéaire, comme le nitrure de silicium SiN qui est compatible avec

la filière des technologies CMOS. Même si ce matériau est faiblement non-linéaire comparé aux matériaux chalcogénures, il présente des faibles pertes linéaires et contrairement au silicium son absorption non-linéaire est négligeable. Le développement de ces matériaux pour améliorer les performances des dispositifs d'optique non-linéaire est un travail en cours dans nombre de laboratoires à l'heure actuelle, et celui-ci nécessite des outils de mesure adaptés possédant une précision suffisante pour déterminer leurs indices non-linéaires.

Plusieurs méthodes sont utilisées pour la mesure de la non-linéarité optique : la méthode *Z-scan* [8] permet de mesurer l'indice non-linéaire de matériaux massifs, mais n'est pas adaptée aux guides d'ondes intégrés. À l'opposé, son analogue temporelle la méthode (*D-scan* pour *Dispersive scanning*) est elle applicable aux guides d'ondes, néanmoins, sa mise en œuvre et son interprétation ne sont pas aisées. Une autre technique commune basée sur le mélange à quatre ondes (*FWM* pour *Four Wave Mixing*) [9] qui mesure la non-linéarité des guides d'ondes intégrés, mais elle nécessite à la fois plusieurs lasers fonctionnant à des puissances élevées ainsi qu'un accord de phase contraignant pour la conception de structures de tests.

Ce travail de thèse s'inscrit dans l'objectif de développer une nouvelle méthode de mesure de l'indice Kerr de matériaux en cours de développement, dont la dispersion est inconnue et potentiellement avec d'importantes pertes. Le deuxième défi est d'employer des puissances modérées, dans le but de préserver le matériau des effets indésirables qui peuvent être causés par des faisceaux à hautes intensités. À l'issue de cette thèse, le banc de mesure développé est désormais disponible comme ressource de la plateforme SMARTLIGHT au sein de l'UBFC (EQUIPEX + ANR-21-ESRE-0040).

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit de thèse est reparti en quatre chapitres. Le premier est consacré à la présentation du principe du guidage de la lumière et des phénomènes non-linéaires qui ont lieu lorsqu'une onde électromagnétique se propage dans un milieu non-linéaire Kerr. La deuxième partie de ce chapitre aborde le sujet des guides d'ondes fabriqués dans des matériaux non-linéaires, dans le cadre de la collaboration entre le laboratoire ICB et le CEA *Leti* de Grenoble. Ces guides d'ondes constituent la majeure partie des échantillons avec lesquels j'ai travaillé durant ma thèse, et sont décrits dans ce chapitre introductif.

Le deuxième chapitre présente dans un premier temps les différentes techniques existantes pour la mesure de la non-linéarité Kerr. Dans un second temps, le principe

de la détection hétérodyne pour la détection de la phase optique est présenté. Notre approche d'interféromètre hétérodyne est détaillée dans la dernière partie de ce chapitre, nous y verrons les différents éléments qui composent sa configuration expérimentale et comment parvenir à déterminer le déphasage non-linéaire à partir d'un modèle théorique.

La mise en place expérimentale de l'interféromètre hétérodyne est reportée dans le troisième chapitre. Les différentes stratégies étudiées pour mesurer le déphasage non-linéaire dans des guides d'ondes sont discutées en amont de la présentation des premiers résultats obtenus sur nitrure de silicium. Celui-ci a été choisi comme un matériau de référence pour la calibration de la technique, car son indice non-linéaire est connu dans la littérature où il a été mesuré par d'autres méthodes. Le traitement numérique des données expérimentales est également présenté dans ce chapitre ainsi que les premières mesures de l'indice non-linéaire du SiN.

La technique développée est appliquée à d'autres types de guides d'onde fabriqués dans des matériaux plus complexe à analyser que le SiN. Je présente dans ce dernier chapitre des mesures réalisées sur des microfibres optiques dans lesquelles les non-linéarités thermiques apparaissent, puis sur des verres chalcogénures hautement non-linéaires présentant dans certains cas de l'absorption à deux photons et finalement sur des guides en SOI qui combinent non-linéarités optiques et électroniques. Ces derniers éléments ouvrent des nouvelles perspectives pour l'utilisation de l'interféromètre hétérodyne discutées dans la conclusion de ce manuscrit.

Bibliographie

- [1] J. Kerr, “Xl. a new relation between electricity and light : Dielectrified media birefringent,” *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, vol. 50, no. 332, pp. 337–348, 1875.
- [2] E. Estephan, D. Bajoni, M.-b. Saab, T. Cloitre, R. Aulombard, C. Larroque, L. C. Andreani, M. Liscidini, A. M. Malvezzi, and C. Gergely, “Sensing by means of nonlinear optics with functionalized GaAs/AlGaAs photonic crystals,” *Langmuir*, vol. 26, pp. 10373–10379, June 2010.
- [3] L. Virot, P. Crozat, J.-M. Fédéli, J.-M. Hartmann, D. Marris-Morini, E. Cassan, F. Boeuf, and L. Vivien, “Germanium avalanche receiver for low power interconnects,” *Nature Communications*, vol. 5, no. 1, p. 4957, 2014.
- [4] N. M. Jokerst, M. A. Brooke, S.-Y. Cho, and A. B. Shang, “Chip-scale sensor system integration for portable health monitoring,” *Anesthesia Analgesia*, vol. 105, no. 6, 2007.
- [5] A. B. Seddon, “A prospective for new mid-infrared medical endoscopy using chalcogenide glasses,” *International Journal of Applied Glass Science*, vol. 2, no. 3, pp. 177–191, 2011.
- [6] S. Bhansali, G. H. Chapman, E. G. Friedman, Y. Ismail, P. R. Mukund, D. Tebbe, and V. K. Jain, “3D heterogeneous sensor system on a chip for defense and security applications,” vol. 5417, Sept. 2004.
- [7] Q. Du, Z. Luo, H. Zhong, Y. Zhang, Y. Huang, T. Du, W. Zhang, T. Gu, and J. Hu, “Chip-scale broadband spectroscopic chemical sensing using an integrated supercontinuum source in a chalcogenide glass waveguide,” *Photon. Res.*, vol. 6, pp. 506–510, Jun 2018.
- [8] M. Sheik-bahae, A. A. Said, and E. W. Van Stryland, “High-sensitivity, single-beam n^2 measurements,” *Opt. Lett.*, vol. 14, no. 17, pp. 955–957, 1989.
- [9] C. Lacava, S. Stankovic, A. Z. Khokhar, T. D. Bucio, F. Y. Gardes, G. T. Reed, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, “Si-rich silicon nitride for nonlinear signal processing applications,” *Scientific Reports*, vol. 7, no. 1, p. 22, 2017.

Chapitre 1

Photonique non-linéaire

Ce premier chapitre sera consacré aux aspects théoriques de la propagation guidée, dans ses approches géométrique et électromagnétique. Nous y verrons comment une impulsion lumineuse se propage sous l'effet des propriétés linéaires et non-linéaires des guides d'ondes. À la fin de ce chapitre, nous présenterons la structure guidante et les matériaux non-linéaires des échantillons que j'ai utilisés tout au long de ce travail.

1.1 Guidage de la lumière

Le guidage de la lumière est le principe de base des fibres optiques. Son origine remonte au début des années 1840 [1], où les physiciens Jean-Daniel Colladon et Jacques Babinet démontrent la possibilité de guider la lumière en trajectoire courbée grâce à une expérience de fontaine d'eau. L'idée consistait à utiliser un jet d'eau pour guider la lumière en suivant la courbure du jet, le faisceau lumineux subissant alors des réflexions totales à l'interface eau-air et restant confiné à l'intérieur du jet.

Depuis cette découverte, les fibres optiques en silice ont commencé à voir le jour à partir des années 1950, et grâce aux travaux de recherche de S.E. Miller en 1960, l'optique intégrée a été introduite, en proposant l'intégration de composants optiques sur un même substrat et dont la brique de base est un guide d'onde. Un guide d'onde photonique est une structure composée d'un cœur, à l'intérieur duquel la lumière est confinée, puis d'une gaine ou un substrat qui entoure le cœur. Ce dernier a un indice de réfraction plus élevé que celui de la gaine, permettant ainsi le guidage de la lumière.

Il existe plusieurs formes de guides d'ondes, en géométrie cylindrique tels que les fibres optiques, ou en forme de guide plan et ruban pour les guides photoniques qui m'ont principalement intéressé durant ma thèse.

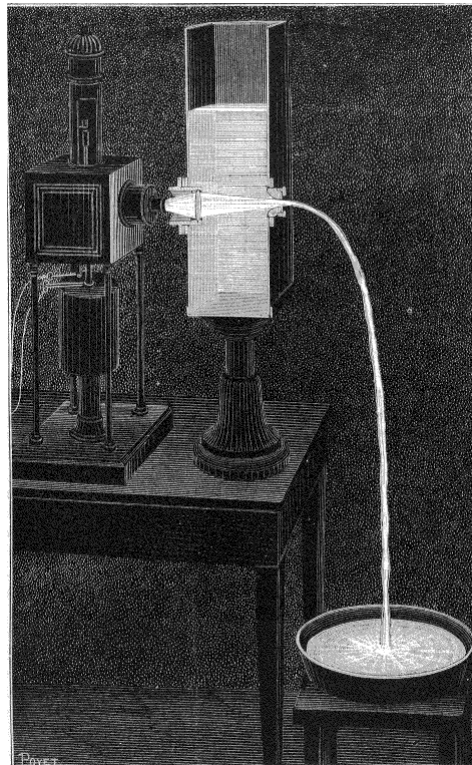


FIGURE 1.1 – Illustration du principe du guidage de la lumière par la fontaine de Colladon. “La Nature” n°595 du 25 octobre 1884.

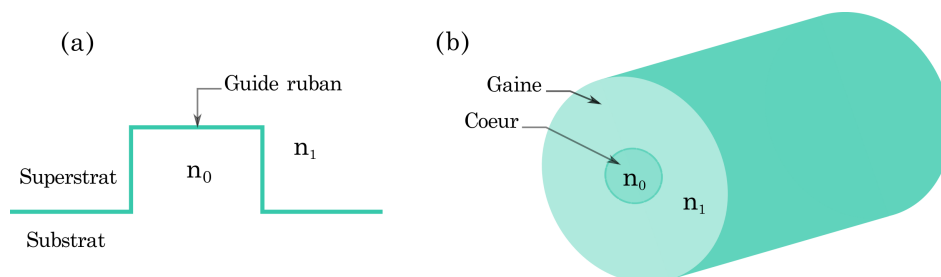


FIGURE 1.2 – Illustrations de guides d’ondes. (a) Guide d’onde ruban. (b) Guide d’onde cylindrique.

1.1.1 Approche d'optique géométrique

Dans le cadre théorique de l'optique géométrique, la propagation de la lumière dans un guide d'onde est régie par le principe de la réflexion totale interne. En considérant un rayon lumineux qui se déplace d'un milieu avec un indice de réfraction élevé n_0 vers un milieu d'indice plus faible n_1 , on constate que si l'angle d'incidence θ_0 à l'interface est supérieur à un angle critique θ_c , il n'y a pas de faisceau réfracté et la lumière est totalement réfléchie.

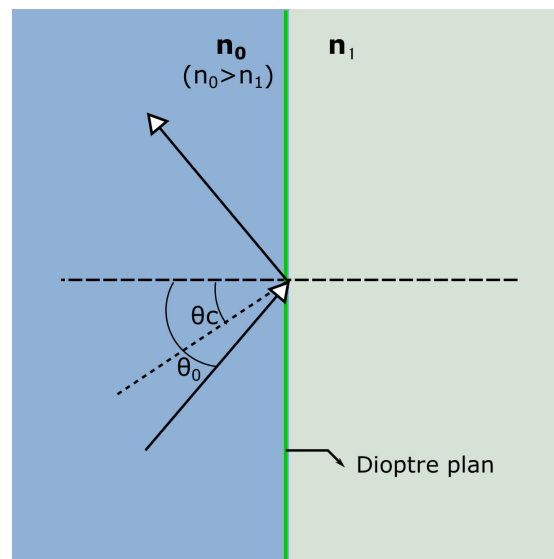


FIGURE 1.3 – Schéma représentatif de la réflexion totale interne où θ_0 et θ_c correspondent respectivement à l'angle incident initial et l'angle incident critique. Deux conditions doivent se réunir pour produire cette réflexion : $(n_0 > n_1)$ et $(\theta_0 > \theta_c)$.

La loi Snell-Descartes permet de déterminer θ_c :

$$n_0 \sin \theta_0 = n_1 \sin \theta_1 \quad (1.1)$$

Le cas limite de réflexion totale correspond à un angle réfracté θ_1 égal à $\pi/2$, et l'angle d'incidence vaut alors l'angle critique θ_c défini par :

$$\sin \theta_c = \frac{n_1}{n_0} \quad (1.2)$$

Si on considère maintenant un jeu de deux dioptries séparant un milieu intérieur d'indice élevé n_0 , appelé cœur, et un milieu extérieur d'indice plus faible n_1 appelé gaine, alors, en choisissant bien l'angle initial d'un faisceau incident, on peut obtenir des réflexions totales successives sur les deux dioptries. On appelle cette structure un

guide plan symétrique.

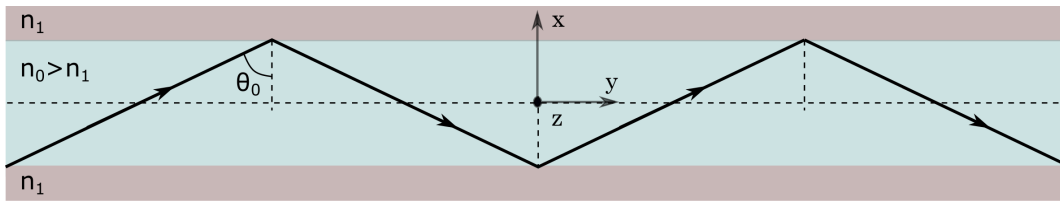


FIGURE 1.4 – Schéma représentatif de la réflexion totale dans un guide plan symétrique.

1.1.2 Approche électromagnétique

L'approche géométrique décrite précédemment est valable lorsque les dimensions du guide d'onde sont grandes devant la longueur d'onde considérée. Pour étudier des guides d'ondes de plus faibles dimensions, notamment en photonique intégrée ou en optique fibrée, l'optique géométrique ne sera plus l'outil théorique approprié. Il nous faut en effet utiliser le cadre de l'optique ondulatoire, basé sur la résolution des équations de Maxwell, pour comprendre et décrire la propagation de ces ondes électromagnétiques.

Équations de Maxwell Dans un milieu diélectrique, non magnétique ($\mu_r = 1$) et en absence des charges, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\vec{\text{rot}}(\vec{\mathcal{E}}) = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \vec{\text{rot}}(\vec{H}) = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.3)$$

$$\text{div} \vec{B} = 0 \quad \text{div} \vec{D} = 0 \quad (1.4)$$

Le déplacement électrique \vec{D} et l'excitation magnétique \vec{H} sont reliés aux champs électrique $\vec{\mathcal{E}}$ et magnétique \vec{B} par les relations constitutives :

$$\vec{B} = \mu \vec{H} \quad \vec{D} = \varepsilon \vec{\mathcal{E}} \quad (1.5)$$

avec $\mu = \mu_r \mu_0 = \mu_0$ la perméabilité magnétique (μ_r et μ_0 sont les perméabilités magnétiques du matériau et du vide), $\varepsilon = \varepsilon_r \varepsilon_0$ la permittivité diélectrique (ε_r et ε_0 sont les permittivités diélectriques du matériau et du vide), avec $\varepsilon_r = n^2$. Dans les unités du système international (SI), $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ T m/A}$ et $\varepsilon_0 = \frac{1}{\mu_0 c^2}$, avec c la vitesse de la lumière dans le vide.

Dans le milieu considéré et en utilisant les équations de Maxwell, on obtient pour le

champ électrique :

$$\text{rôt}(\text{rôt}\vec{\mathcal{E}}) = \text{grad}(\text{div}\vec{\mathcal{E}}) - \Delta\vec{\mathcal{E}} = -\Delta\vec{\mathcal{E}} \quad (1.6)$$

$$-\Delta\vec{\mathcal{E}} = -\frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{\mathcal{E}}}{\partial t^2} \quad (1.7)$$

L'équation d'onde 1.7 admet certaines solutions dont des ondes planes progressives harmoniques de pulsation ω , et qui se propagent dans la direction z avec une constante de propagation β . Les champs électrique et magnétique sont exprimés en notation complexe par :

$$\vec{\mathcal{E}}(x,y,z,t) = \text{Re}[\vec{\mathbb{E}}(x,y)e^{i(\omega t - \beta z)}] \quad (1.8)$$

$$\vec{\mathcal{H}}(x,y,z,t) = \text{Re}[\vec{\mathbb{H}}(x,y)e^{i(\omega t - \beta z)}] \quad (1.9)$$

Comme la structure est infinie dans la direction y (voir la figure 1.4), les composantes du champ s'écrivent :

$$\mathcal{E}_j = \text{Re}[E_j(x)e^{i(\omega t - \beta z)}]; \quad j = x,y,z \quad (1.10)$$

$$\mathcal{H}_j = \text{Re}[H_j(x)e^{i(\omega t - \beta z)}]; \quad j = x,y,z \quad (1.11)$$

En remplaçant ces expressions dans les équations 1.3, nous obtenons les six équations en coordonnées cartésiennes liant les différentes composantes des champs (H_x, E_y, H_z) et (E_x, H_y, E_z) en deux familles de modes, généralement appelées transverses électriques (TE) et transverses magnétiques (TM).

$$i\beta E_y = -i\omega\mu_0 H_x \quad (1.12)$$

$$\frac{dE_y}{dx} = -i\omega\mu_0 H_z \quad (1.13)$$

$$-i\beta H_x - \frac{dH_z}{dx} = i\omega\varepsilon_0 n^2(x) E_y \quad (1.14)$$

$$i\beta H_y = i\omega\varepsilon_0 n^2(x) E_x \quad (1.15)$$

$$\frac{dH_y}{dx} = i\omega\varepsilon_0 n^2(x) E_z \quad (1.16)$$

$$-i\beta E_x - \frac{dE_z}{dx} = -i\omega\mu_0 H_y \quad (1.17)$$

Nous allons désormais calculer les modes guidés pour une onde plane monochromatique de pulsation ω se propageant dans la direction z , dans un guide d'onde composé d'une partie guidante, d'épaisseur d et d'indice de réfraction n_0 . Le substrat et le

superstrat ont le même d'indice n_1 inférieur à n_0 , et ils sont semi-infinis. Nous allons nous intéresser plus particulièrement aux modes de propagation TE. Comme ce calcul est détaillé dans de nombreux ouvrages [2], seules les grandes lignes seront abordées dans cette section.

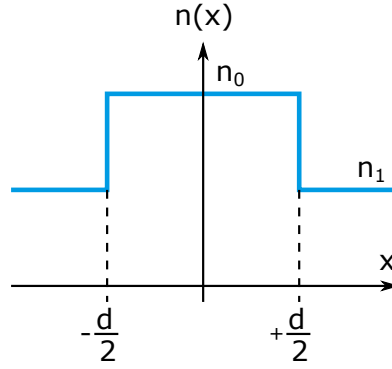


FIGURE 1.5 – Profil de l'indice de réfraction pour un guide planaire à saut d'indice.

Mode de propagation TE À partir des équations (1.12 à 1.14) correspondant aux modes TE, nous remplaçons H_x et H_z des équations 1.12 et 1.13 dans l'équation 1.14 pour obtenir l'expression qui suit :

$$\frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n^2(x) - \beta^2) E_y = 0 \quad (1.18)$$

où $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0} = \frac{\omega}{c}$ est le nombre d'onde dans le vide.

Comme le montre la figure 1.5, les conditions aux limites sont :

$$n(x) = n_0 \quad |x| < \frac{d}{2} \quad (1.19)$$

$$n(x) = n_1 \quad |x| > \frac{d}{2} \quad (1.20)$$

Le champ électrique satisfait ces deux équations :

dans le guide

$$|x| < \frac{d}{2}; \quad \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n_0^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (1.21)$$

à l'extérieur du guide

$$|x| > \frac{d}{2}; \quad \frac{d^2 E_y}{dx^2} + (k_0^2 n_1^2 - \beta^2) E_y = 0 \quad (1.22)$$

Tenant compte du guidage $k_0^2 n_1^2 < \beta^2 < k_0^2 n_0^2$, nous réécrivons les équations 1.21 et 1.22 sous la forme :

$$|x| < \frac{d}{2}; \quad \frac{d^2 E_y}{dx^2} + \kappa^2 E_y = 0 \quad \text{avec} \quad \kappa^2 = k_0^2 n_0^2 - \beta^2 \quad (1.23)$$

$$|x| > \frac{d}{2}; \quad \frac{d^2 E_y}{dx^2} - \Upsilon^2 E_y = 0 \quad \text{avec} \quad \Upsilon^2 = \beta^2 - k_0^2 n_1^2 \quad (1.24)$$

Dans le cas présent d'un guide d'onde planaire symétrique où $n(x) = n(-x)$, on distingue deux catégories de modes guidés qui sont soit symétriques ou antisymétriques.

Les modes guidés TE symétriques Les solutions symétriques s'écrivent :

$$E_y(x) = A \cos(\kappa x) \quad \text{pour} \quad |x| < \frac{d}{2} \quad \text{et} \quad E_y(x) = C e^{-\Upsilon |x|} \quad \text{pour} \quad |x| > \frac{d}{2} \quad (1.25)$$

La relation de continuité des champs à l'interface nous permet d'écrire :

$$A \cos(u) = C e^{-v} \quad \text{et} \quad -\kappa A \sin(u) = -\Upsilon C e^{-v} \quad (1.26)$$

avec

$$\begin{aligned} u &= \kappa \frac{d}{2} && \text{la constante de propagation transverse réduite} \\ v &= \Upsilon \frac{d}{2} && \text{le coefficient d'extinction réduit} \\ V &= k_0 d \sqrt{n_0^2 - n_1^2} && \text{la fréquence réduite} \end{aligned} \quad (1.27)$$

Dans ce système de notation adimensionnelle, l'équation 1.26 admet des solutions si et seulement si :

$$u \tan u = \sqrt{\left(\frac{V}{2}\right)^2 - u^2} \quad (1.28)$$

Les modes guidés TE antisymétriques De la même manière, nous obtenons les solutions antisymétriques, en appliquant les conditions aux limites :

$$B \sin\left(\kappa \frac{d}{2}\right) = D e^{-\gamma \frac{d}{2}} \quad \text{et} \quad \kappa B \cos\left(\kappa \frac{d}{2}\right) = -\kappa D e^{(-\gamma \frac{d}{2})} \quad (1.29)$$

la condition d'existence de solutions non triviales est :

$$-u \cot u = \sqrt{\left(\frac{V}{2}\right)^2 - u^2} \quad (1.30)$$

Ainsi pour un guide donné, le paramètre V est défini (par ses indices, sa longueur

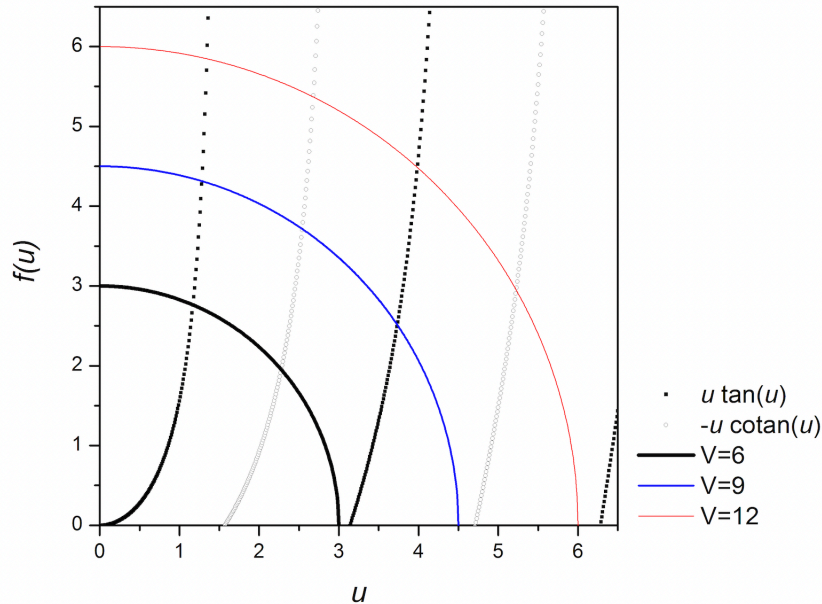


FIGURE 1.6 – Résolution graphique des modes guidés.

d'onde de travail et sa largeur). La résolution des équations 1.28 et 1.30 permet de déterminer les valeurs de u et de déduire les constantes de propagation et coefficients d'extinction (Υ et κ) correspondant à chacun des modes. La résolution de ces équations est non triviale, mais il est possible de les résoudre graphiquement comme le montre la figure 1.6.

- La fonction $f(u) = \sqrt{\left(\frac{V}{2}\right)^2 - u^2}$ représente un quart de cercle de rayon $\frac{V}{2}$.
- La fonction $f'(u) = u \tan u$, dont l'intersection avec $f(u)$ fournit les valeurs de u pour lesquelles des modes TE symétriques existent.
- La fonction $f''(u) = -u \cot u$, dont l'intersection avec $f(u)$ fournit les valeurs de u pour lesquelles des modes TE antisymétriques existent.

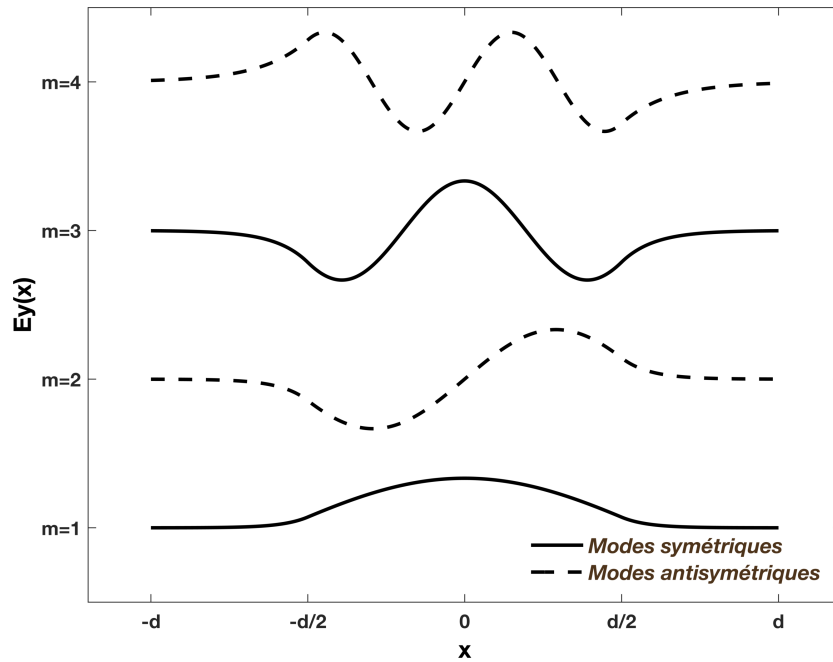


FIGURE 1.7 – Variation en fonction de x des premiers modes symétriques et antisymétriques.

Chacun des modes est caractérisé par un indice effectif et une dispersion, que nous discuterons dans la suite de ce chapitre.

1.1.3 L'indice effectif

Pour chacun des modes, l'indice effectif est défini comme le ratio entre la constante de propagation $\beta(\omega)$ obtenue en résolvant les équations 1.28 et 1.30 et le vecteur d'onde k_0 :

$$n_{\text{eff}} = \frac{\beta(\omega)}{k_0} \quad (1.31)$$

Il quantifie la vitesse à laquelle l'onde électromagnétique se propage dans le guide. En notation normalisée, la résolution des équations précédentes aboutit à :

$$n_{\text{eff}} = \sqrt{n_0^2 - (n_0^2 - n_1^2) \left(\frac{2u(\omega)}{V} \right)^2} \quad (1.32)$$

La condition du guidage $k_0 n_1 < \beta < k_0 n_0$, peut alors s'exprimer en fonction des indices de réfraction :

$$n_1 < n_{\text{eff}} < n_0 \quad (1.33)$$

1.1.4 La vitesse de groupe

La vitesse de groupe est la vitesse à laquelle l'enveloppe d'une impulsion se déplace dans un milieu. Elle est définie comme l'inverse de la dérivée du nombre d'onde par rapport à la fréquence optique :

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} \quad (1.34)$$

Notons que dans les milieux non dispersifs, la vitesse de groupe v_g est égale à la vitesse de phase $v_p = \frac{\omega}{k}$, qui correspond à la vitesse de propagation d'un point de phase donné (comme la crête). Toutefois, dans les milieux dispersifs, c'est-à-dire dont l'indice dépend de la longueur d'onde, ces deux vitesses diffèrent, car les composantes spectrales de l'onde ne se propagent pas à la même vitesse. La variation de v_g en fonction de la fréquence est ce qu'on appelle dispersion de la vitesse de groupe (GVD pour *Group Velocity Dispersion*), qui induit une déformation des impulsions lors de leur propagation. Cet effet est pris en compte, par le développement en série de Taylor de la constante de propagation $\beta(\omega)$ autour de la fréquence centrale de l'impulsion ω_0 :

$$\beta(\omega) \simeq \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2}\beta_2(\omega - \omega_0)^2 \quad (1.35)$$

$$\beta_0 = \beta(\omega_0) \quad \beta_1 = \frac{d\beta}{d\omega}(\omega_0) \quad \beta_2 = \frac{d^2\beta}{d\omega^2}(\omega_0) \quad (1.36)$$

Le paramètre β_1 est inversement proportionnel à la vitesse de groupe v_g , et β_2 représente le paramètre de dispersion d'ordre deux exprimé en ps²/km. Ce dernier est relié à la dispersion chromatique des guides d'onde, qui s'exprime dans la littérature par le coefficient D_λ en unité de ps nm⁻¹ km⁻¹ :

$$D_\lambda = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (1.37)$$

Nous distinguons deux régimes de dispersion : un régime de dispersion dite normale pour lequel $\beta_2 > 0$ et $D_\lambda < 0$. Dans ce régime, les composantes basses-fréquences de l'impulsion se déplacent plus rapidement que les composantes hautes-fréquences. À l'opposé, les composantes basses-fréquences de l'impulsion se déplacent plus lentement que les composantes hautes-fréquences dans le régime de dispersion anormale où $\beta_2 < 0$ et $D_\lambda > 0$.

La dispersion chromatique totale est une combinaison de deux types de dispersion. D'une part la dispersion matériau qui est due à la variation de l'indice de réfraction du

matériau avec la longueur d'onde, et d'autre part la dispersion du guide géométrique qui découle de la répartition du champ au sein de la structure guidante. Il est important d'introduire ici la longueur de dispersion L_D qui correspond à la longueur typique à partir de laquelle les effets dispersifs deviennent significatifs.

$$L_D = \frac{\Delta t^2}{|\beta_2|} \quad (1.38)$$

avec Δt la largeur de l'impulsion.

Dans le cas d'une fibre optique pour les télécommunications optiques de type SMF 28, la dispersion chromatique est nulle pour une longueur d'onde autour de 1310 nm [3]; cette valeur peut varier selon les dopants présents dans la fibre. À 1550 nm, $\beta_2 = -20 \text{ ps}^2/\text{km}$ pour une fibre SMF ce qui correspond pour une largeur d'impulsion de $\Delta t = 1 \text{ ps}$ à une longueur de dispersion de $L_D = 50 \text{ m}$.

1.1.5 Pertes de propagation

Les pertes de propagation constituent un paramètre essentiel à prendre en compte dans la caractérisation d'un guide d'onde. Durant la propagation d'un signal optique dans un guide diélectrique, une partie de la puissance optique peut être perdue sous l'effet de différents processus. Dans les cas qui nous intéressent, les pertes les plus prépondérantes sont celles de propagation qui sont liées aux propriétés intrinsèques du matériau, comme l'absorption linéaire d'une part, et à la diffusion d'autre part issue des défauts de nanofabrication. Les pertes de propagation sont quantifiées par le coefficient α qui s'exprime soit en m^{-1} ou alternativement en dB/m. Par exemple, pour des fibres monomodes en silice ce coefficient est de l'ordre de 0,5 dB/km à des longueurs d'ondes télécoms ($\lambda = 1550 \text{ nm}$).

Si P_0 est la puissance à l'entrée d'un guide d'onde de longueur L et de pertes linéiques α , la puissance transmise P_s en sortie de ce guide est donnée par :

$$P_s = P_0 \exp(-\alpha L) \quad (1.39)$$

1.2 Les effets non-linéaires optiques

1.2.1 Polarisation non-linéaire

L'interaction de la lumière avec un milieu en présence d'un champ électrique \vec{E} produit un déplacement des charges électriques composant les atomes et les molécules

du milieu, ce qui induit une polarisation \vec{P} . Dans le cas d'une source de lumière à faible intensité, le vecteur de la polarisation va dépendre linéairement du champ électrique. La relation qui relie \vec{P} et \vec{E} s'écrit :

$$\vec{P} = \epsilon_0 \chi^{(1)} \vec{E} \quad (1.40)$$

où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide et $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité diélectrique linéaire.

Si la lumière incidente est très confinée dans le matériau ou que le champ électrique est intense, les interactions lumière-matière deviennent alors non-linéaires, ce qui signifie que la polarisation n'est plus proportionnelle au champ électrique. Par conséquent, il est nécessaire de prendre en compte les susceptibilités non-linéaires d'ordres supérieurs, qui ne sont plus négligeables. On exprime alors la polarisation par un développement en série de Taylor :

$$\vec{P} = \epsilon_0 [\chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(2)} \vec{E}^2 + \chi^{(3)} \vec{E}^3 + \dots] \quad (1.41)$$

où $\chi^{(1)}$ est la susceptibilité linéaire, et $\chi^{(2)}$ et $\chi^{(3)}$ sont les susceptibilités non-linéaires d'ordre deux et trois.

En ce qui concerne les matériaux centrosymétriques, comme les solides amorphes ou les cristaux centrosymétriques, les termes de susceptibilité non-linéaire d'ordre pair sont nuls. Ainsi la polarisation non-linéaire d'ordre deux est nulle, et c'est la polarisation non-linéaire d'ordre trois qui est le premier terme non-linéaire dans ces matériaux. Cela est par exemple le cas des amorphes tels que la silice, les verres de chalcogénures ou bien des cristaux semiconducteurs tel que le silicium dont nous reparlerons dans ce manuscrit.

1.2.2 L'équation de Schrödinger non-linéaire

La propagation d'une impulsion courte dans un milieu non-linéaire est gouvernée par l'équation de Schrödinger non-linéaire (NLS), celle-ci étant dérivée des équations de Maxwell. Pour une impulsion d'enveloppe $E(z,t)$, la propagation suivant z dans un

guide d'onde, est décrite par :

$$\frac{\partial E(z,t)}{\partial z} = \underbrace{-\frac{\alpha}{2}E(z,t)}_{\text{Pertes linéaires}} - i \underbrace{\frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 E(z,t)}{\partial t^2}}_{\text{Dispersion}} + \left(\underbrace{i\gamma}_{\text{Effet Kerr}} - \underbrace{\frac{\beta_{\text{TPA}}}{A_{\text{eff}}}}_{\text{Absorption à deux photons}} \right) |E(z,t)|^2 E(z,t) \quad (1.42)$$

Dans cette expression, le premier terme du côté droit de l'équation, correspond aux pertes linéaires dans le guide, le deuxième terme décrit les effets de la dispersion (GVD) abordés plus haut, et le troisième terme représente les effets non-linéaires optiques d'ordre trois, c'est-à-dire l'effet Kerr et l'absorption à deux photons. Dans la suite de ce chapitre nous allons détailler plus particulièrement les effets non-linéaires du troisième ordre.

1.2.3 L'effet Kerr optique

L'effet Kerr optique [4] est un processus non-linéaire d'ordre trois qui résulte de la variation de l'indice de réfraction avec l'intensité du faisceau lumineux. Cette variation proportionnelle à l'intensité lumineuse est décrite par :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (1.43)$$

où n_0 est l'indice linéaire de réfraction du matériau, I est l'intensité lumineuse et n_2 est le coefficient non-linéaire de réfraction défini par :

$$n_2 = \frac{3}{4c\epsilon_0 n_0} \chi^{(3)} \quad (1.44)$$

Le coefficient Kerr n_2 s'exprime généralement en m^2/W . Dans la silice cet indice vaut $n_2 = 3,2 \times 10^{-20} \text{m}^2/\text{W}$ [5].

Dans le cas d'une propagation dans un guide d'onde, il est préférable d'exprimer l'effet non-linéaire en terme de la puissance transportée par le mode plutôt qu'en terme d'intensité. Pour cela nous introduisons l'aire effective A_{eff} [5] :

$$A_{\text{eff}} = \frac{\left(\int \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^2 dx dy \right)^2}{\int \int_{-\infty}^{+\infty} |E(x,y)|^4 dx dy} \quad (1.45)$$

où $E(x,y)$ représente la distribution modale du mode fondamental du guide d'onde.

L'intensité optique est reliée à la puissance et à l'aire effective du mode par la relation $I = \frac{P}{A_{eff}}$.

La non linéarité due à l'effet Kerr d'un guide optique est exprimée par sa non-linéarité effective γ donnée par :

$$\gamma = \frac{2\pi n_2}{\lambda_0 A_{eff}} \quad (1.46)$$

Les fibres silice standards monomodes (*SMF*), ont un coefficient non-linéaire autour de $1/(Wkm)$ à 1550nm. Ce coefficient est un ordre plus grand pour les fibres de silice hautement non-linéaires et dont l'aire effective du mode est plus petite. Dans le cas des fibres à base de verres de chalcogénures [6] γ peut atteindre des valeurs supérieures de trois ordres de grandeur à celle de la fibre silice.

1.2.4 L'automodulation de la phase (*Self phase modulation* ou *SPM*)

La variation d'indice vue précédemment aboutit à un déphasage (fig 1.8) lorsqu'une onde optique de forte intensité se propage dans un guide non-linéaire sans pertes. Ce déphasage non-linéaire s'écrit :

$$\varphi_{NL} = \gamma PL \quad (1.47)$$

avec P la puissance. Le déphasage non-linéaire φ_{NL} dépend de la longueur d'interaction entre le champ et le guide d'onde. En revanche, lorsque la puissance diminue en raison de l'atténuation dans le guide les effets non-linéaires vont également diminuer ; c'est pourquoi nous introduisons la longueur effective L_{eff} qui s'écrit :

$$L_{eff} = \frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \quad (1.48)$$

où α est le coefficient d'atténuation. Lorsque les pertes sont négligeables ($\alpha L \ll 1$), alors $L_{eff} \approx L$, en revanche, $L_{eff} = \frac{1}{\alpha}$ dans le cas où les pertes de propagations sont importantes et que la puissance est fortement diminuée. La longueur effective constitue donc la longueur du guide sur laquelle s'accumule la majorité des effets non-linéaires.

Lorsqu'une impulsion est envoyée dans un guide d'onde, celle-ci produit et subit un déphasage instantané. Comme la fréquence instantanée d'une onde est la dérivée temporelle de la phase, cela induit une modification du spectre, en donnant lieu à

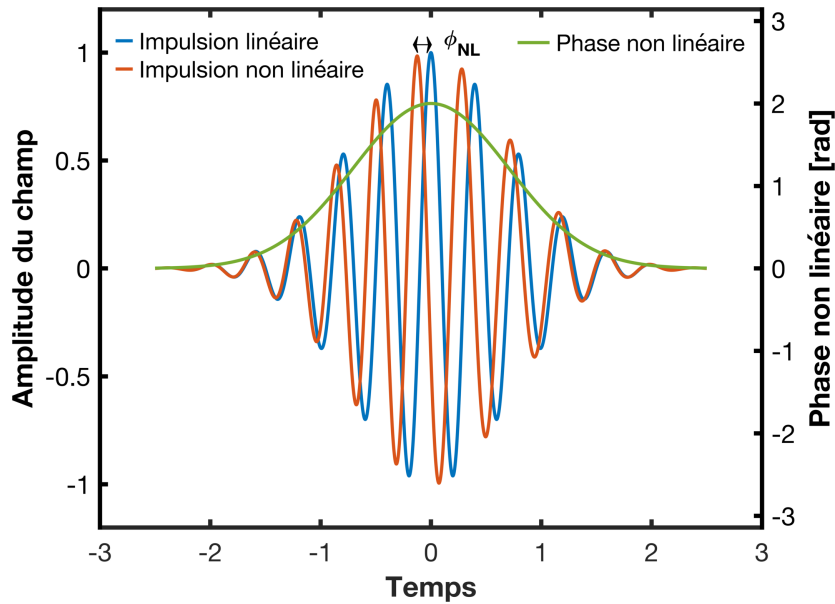


FIGURE 1.8 – Illustration de l'effet de la propagation d'une impulsion lumineuse dans un guide non-linéaire, montrant le déphasage non-linéaire cumulé.

un élargissement spectral et une création de nouvelles fréquences. Cet effet s'appelle l'automodulation de phase (*SPM* en anglais). La différence en fréquence est donnée par :

$$\delta\omega(t) = -\frac{\partial\varphi_{NL}}{\partial t} = -\frac{L_{eff}}{L_{NL}} \frac{\partial P}{\partial t} \quad (1.49)$$

où $L_{NL} = \frac{1}{\gamma P_0}$ est la longueur non-linéaire pour laquelle les effets non-linéaires deviennent importants, avec P_0 la puissance crête d'entrée.

Ainsi, la modification de la fréquence instantanée avec le temps, conduit à un glissement de fréquence au sein de l'impulsion qu'on appelle un "chirp".

Selon le rapport entre la longueur non-linéaire L_{NL} et la longueur de dispersion L_D on distingue trois catégories principales de propagation :

- $L \ll L_{NL}$ et $L \ll L_D$: Les effets non-linéaires et dispersifs sont négligeables et ne jouent donc aucun rôle, par conséquent la forme de l'impulsion reste inchangée. Ce cas est favorable pour les systèmes de communication optique.
- $L \ll L_{NL}$ et $L \approx L_D$: L'effet non-linéaire peut être négligé, et la variation de l'impulsion va dépendre principalement de la dispersion. Dans ce cas, L_D est beaucoup plus petite que L_{NL} . Il induit souvent un élargissement temporel de l'impulsion sans modification spectrale.
- $L \approx L_{NL}$ et $L \ll L_D$: Le terme de la dispersion est négligeable, et l'évolution

de l'impulsion dépendra surtout de l'automodulation de phase. À cause de la dominance de la SPM, l'impulsion est alors élargie spectralement.

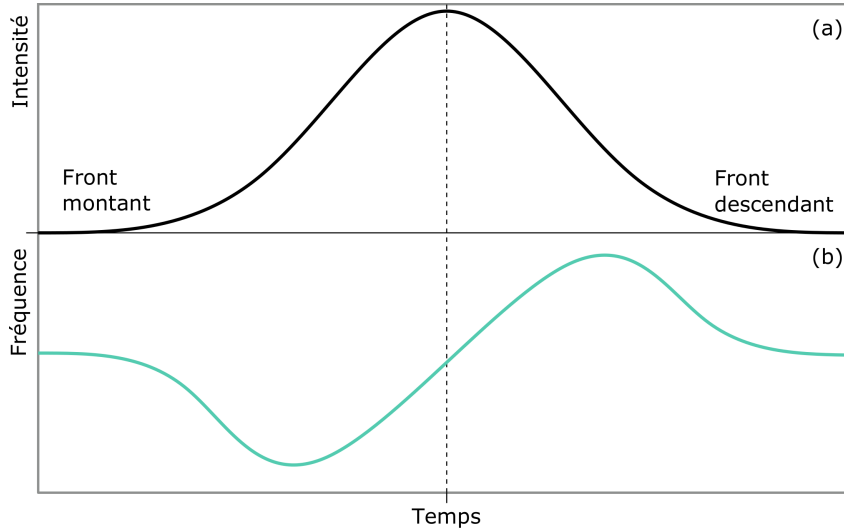


FIGURE 1.9 – Schéma descriptif de l'automodulation de phase. (a) Lors de la propagation de l'impulsion dans un milieu non-linéaire. (b) Cela induit un décalage du front montant vers les plus basses fréquences et du front descendant vers les hautes fréquences.

1.2.5 L'absorption à deux photons

L'absorption à deux photons (TPA pour *Two Photons Absorption*), est une autre manifestation non-linéaire du 3ème ordre, qui consiste en l'absorption simultanée de deux photons. Cette action induit une excitation d'un électron de l'état fondamental à un état d'énergie plus élevé, la différence d'énergie entre ces deux états devant être inférieure ou égale à la somme d'énergie des deux photons. L'évolution de l'intensité d'une onde en présence des pertes linéaires et de la TPA est donnée par :

$$\frac{dI}{dz} = -\alpha I - \beta_{\text{TPA}} I^2 \quad (1.50)$$

où β_{TPA} est le coefficient qui permet d'évaluer l'absorption à deux photons :

$$\beta_{\text{TPA}} = \left[\frac{3\pi}{c\epsilon_0 \lambda n_0^2} \right] \text{Im}\chi^{(3)} \quad (1.51)$$

Pour des matériaux semi-conducteurs, les bandes de conduction et de valence sont équivalentes à un système de deux niveaux énergétiques, séparés par un intervalle appelé "gap" dans lequel les électrons ne peuvent séjourner. Lorsque l'énergie incidente totale de deux photons est supérieure à l'énergie du gap E_g du matériau, l'absorption

des deux photons est suivie d'une excitation d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction, en donnant lieu à la création de paires électron-trou ; ce phénomène est connu sous le nom de génération des porteurs libres. Suivant le semi-conducteur et ses états de défauts électroniques, la durée de vie de ces porteurs libres varie largement de la picoseconde à plusieurs centaines de nanosecondes.

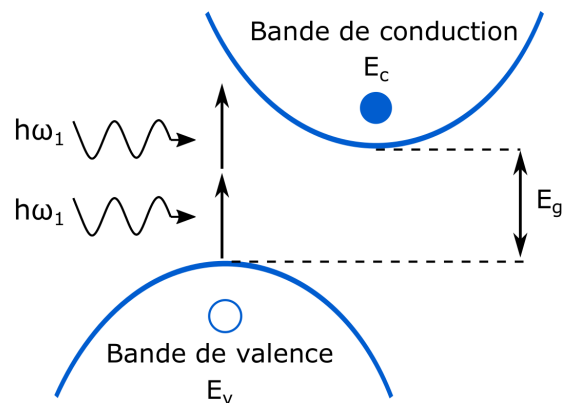


FIGURE 1.10 – Illustration du processus de l'absorption à deux photons TPA dans un semi-conducteur à gap indirect du type silicium.

1.3 Matériaux non-linéaires d'ordre 3

1.3.1 La silice

La silice est constituée d'oxygène et de silicium (SiO_2), elle fait partie des premiers matériaux de référence utilisés dans de nombreuses applications non-linéaires. Ce matériau est caractérisé par un faible indice de réfraction ($n = 1.44$) comparé au silicium, ce qui est associé à un indice non-linéaire peu élevé de l'ordre de $n_2 = 3,2 \times 10^{-20} \text{ m}^2/\text{W}$. C'est pourquoi des matériaux plus non-linéaires que la silice sont très recherchés, en particulier ceux avec à la fois une non-linéarité élevée et des faibles pertes linéaires.

1.3.2 Silicium

Parmi les matériaux longuement utilisés en photonique linéaire et non-linéaire, le silicium et plus particulièrement le silicium sur isolant (SOI), est considéré comme un matériau de choix pour des applications dans des dispositifs optiques intégrés. Il a en effet la particularité d'avoir un indice non-linéaire élevé de l'ordre de $10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$, soit

plus de 2 ordres de grandeurs supérieur à celui de la silice, ce qui est intéressant pour réduire la pénalité énergétique des composants de photonique non-linéaire.

Cependant, dû au gap électronique du silicium qui est à $1,15\ \mu\text{m}$, la présence de la TPA [7, 8] est considérée élevée dans la bande télécom à $1550\ \text{nm}$. Cet effet représente donc un inconvénient majeur pour ce matériau, puisqu'il diminue la puissance optique et les effets non-linéaires recherchés, et limite son utilisation en optique intégrée. C'est pourquoi il y a un grand intérêt d'étudier d'autres types de matériaux non-linéaires tels que les nitrures de silicium et les verres chalcogénures qui ont un grand potentiel applicatif en photonique intégrée non-linéaire, car ils possèdent une non-linéarité élevée sans contribution significative de l'absorption non-linéaire. La motivation derrière mon sujet de thèse est donc de développer un outil de caractérisation de la réponse non-linéaire des matériaux de l'optique intégrée pour accompagner leur développement et leurs applications en optique non-linéaire (peignes de fréquences, supercontinuum).

1.3.3 Les nitrures de silicium

Les nitrures de silicium (SiN) sont des matériaux amorphes à base de silicium et d'azote, de compositions variables autour du composé stoechiométrique Si_3N_4 . Ce matériau est souvent utilisé dans l'industrie micro-électronique, notamment comme isolant électrique et thermique dans les circuits électriques, car compatible avec la filière CMOS et les technologies à base de silicium. Le nitrure de silicium possède des propriétés optiques intéressantes comme des faibles pertes de transmission, un indice de réfraction (2.2) situé entre la silice et le silicium, une bonne transparence qui s'étend du visible jusqu'à l'infrarouge et une absorption à deux photons négligeable à $1550\ \text{nm}$. Malgré un indice non-linéaire faible autour de $(2 \times 10^{-19}\ \text{m}^2/\text{W})$ comparé au silicium, les nombreux atouts du SiN le positionne comme un matériau de choix pour l'optique non-linéaire pour des applications telles que la génération des peignes de fréquences [9] et la génération du supercontinuum [10].

Les propriétés optiques du SiN dépendent en partie des conditions dans lesquelles il a été déposé. L'un des défis majeurs pour les procédés de dépôts est de réduire autant que possible les pertes de propagation et préserver la structure de la couche mince, afin d'améliorer les performances des guides d'ondes. Les procédés du type LPECVD pour (Low Pressure Chemical Vapor Deposition), sont les plus répandus dans le dépôt du nitrure de silicium, surtout pour des applications d'optique non-linéaire.

L'indice non-linéaire du SiN est de l'ordre de $2,4 \times 10^{-19}\ \text{m}^2/\text{W}$ [11], ce qui représente environ une valeur dix fois plus élevée que celle de la silice. Des travaux de recherche

ont rapporté que des guides d'onde fabriqués à partir d'un nitrure de silicium enrichi en silicium, avait un indice non-linéaire plus élevé que la forme stœchiométrique [12] pouvant atteindre jusqu'à $1,4 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$ mais au dépens de la stabilité du matériau en phase amorphe.

1.3.4 Les verres de chalcogénures

Les chalcogénures sont des alliages constitués d'éléments chalcogènes du groupe 6 dans le tableau périodique, comme le soufre (S), le tellure (Te) et le sélénium (Se), qui sont combinés à des éléments proches du tableau, tels que le germanium (Ge), l'arsenic (As), le gallium (Ga), et l'antimoine (Sb). L'ajout de certains de ces éléments permet d'améliorer les propriétés optiques de ces matériaux et de stabiliser leurs phases amorphes [13].

Parmi les principaux intérêts des matériaux chalcogénures, il y a d'abord leur large fenêtre de transparence dans l'infrarouge, pouvant aller de 0.6 à 20 μm selon la composition chimique exacte du verre. Cette propriété les place comme des candidats attractifs pour des applications dans des capteurs chimiques ou biologiques. En effet, la large fenêtre spectrale dans le moyen infrarouge recouvre des modes de vibration spécifiques de la plupart des biomolécules et des composés chimiques.

Les chalcogénures sont caractérisés également par un indice de réfraction linéaire élevé (> 2), et d'autant plus grand lorsque des éléments tels que le tellure ou l'antimoine entrent dans leur composition. L'indice de réfraction élevé des chalcogénures permet de confiner davantage la lumière ce qui induit une plus grande non-linéarité effective grâce à une aire effective plus petite [14]. D'autre part, l'indice non-linéaire de ces verres est également plus élevé de plusieurs ordres de grandeur par rapport à la silice, et même par rapport au nitrure de silicium. Ces atouts rendent ces matériaux pertinents pour des applications en photonique et en optique intégrée, notamment dans la génération du supercontinuum dans le moyen infrarouge [15,16]. Le procédé de fabrication des chalcogénures est également bien maîtrisé puisque ces matériaux à changement de phase sont connus dans les dispositifs pour le stockage optique de l'information (CD-RW, DVD-RW).

L'arsenic est un élément qu'on retrouve souvent dans les chalcogénures, qui a l'avantage de faciliter la formation d'une phase amorphe et de la stabiliser. La toxicité de l'arsenic est bien connue par la directive du REACH (enregistrement, évaluation et autorisation des substances chimiques) et l'OMS (Organisation mondiale de la Santé), préconisant le développement de nouveaux matériaux exempts d'arsenic. Une des

solutions proposées consiste à substituer son utilisation par du germanium [17], ces nouveaux matériaux fabriqués par le CEA *Leti* sont ceux qui nous ont intéressés dans ce travail.

1.4 Fabrication des structures guidantes

1.4.1 Le guide ruban

Durant ma thèse, j'ai travaillé principalement avec des guides d'ondes intégrés de type ruban. Ces guides sont constitués d'un pavé de matériau haut indice déposé sur un substrat d'indice plus faible. Le matériau du guide est typiquement un verre de chalcogénure ou du nitrure de silicium, et le substrat est en silice. Ces dispositifs

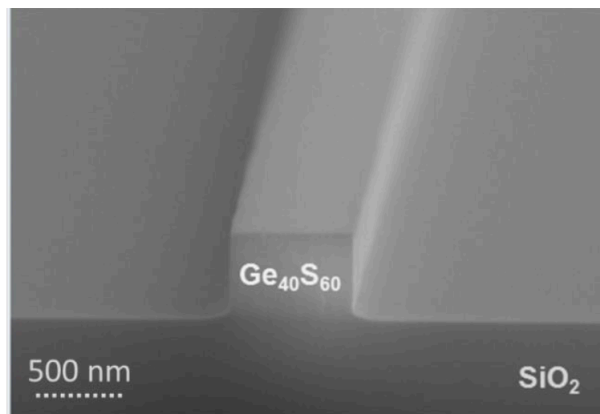


FIGURE 1.11 – Image MEB de la section d'un guide de chalcogénure $Ge_{40}S_{60}$.

photoniques ont été conçus dans le cadre de notre collaboration avec l'équipe du CEA Leti et CEA IRIG, qui dispose de technologies de fabrication matures, notamment dans le cas du nitrure de silicium. Cette équipe est composée de Pierre NOÉ (CEA Leti), de Jean-Baptiste JAGER (CEA IRIG) et de Jean-Baptiste DORY, qui a soutenu sa thèse en cotutelle entre mon équipe de recherche et le CEA Leti en 2019. Son travail portait sur le développement de couches minces en matériaux chalcogénures, qui ont fait partie des matériaux avec lesquels j'ai travaillé pendant ma thèse. L'objectif de cette collaboration est de mesurer grâce à l'interferomètre hétérodyne l'indice Kerr des matériaux non-linéaires qui sont en cours de développement par les équipes du CEA. L'indice Kerr du SiN étant connu dans la littérature, ce matériau nous servira comme un échantillon référence pour la calibration de notre technique.

Avant la fabrication des échantillons, la conception de leurs architectures est réalisée par notre équipe à l'université de Bourgogne, au moyen de la modélisation par éléments

finis. Cette étape de simulation permet de sélectionner les dimensions du guide d'onde qui permettent de coupler la lumière de manière optimale, ainsi que de gérer les propriétés modales des guides (nombre de mode, polarisation, dispersion).

1.4.2 Procédé de fabrication

La première étape de fabrication, pour le nitrure de silicium, consiste à déposer par pulvérisation cathodique une couche de film mince du Si_xN_y sur un substrat d'oxyde thermique de silicium (silice sur silicium). Cette étape est suivie d'un dépôt de résine par spin coating sur le matériau, puis d'une insolation par faisceau d'électrons (e-Beam). Cette dernière va reproduire le motif souhaité en rendant la résine insolée soluble au révélateur. Les motifs sont ensuite gravés au moyen d'une gravure ionique réactive (RIE), qui va permettre de transférer les motifs dans le film de Si_xN_y . Les résidus de résine ou de gravure, sont retirés grâce à une étape de nettoyage par un procédé plasma O_2 suivie si nécessaire par un deuxième retrait dans une solution chimique.

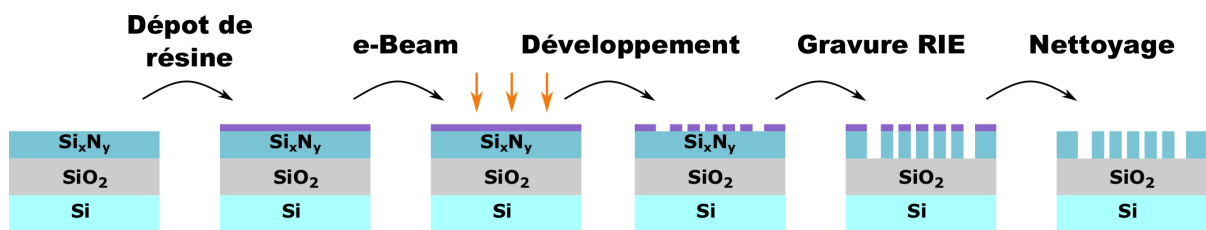


FIGURE 1.12 – Schéma représentant les différentes étapes de nanofabrication d'un échantillon de Si_xN_y .

Les étapes de fabrication dans le cas des chalcogénures, suivent ce même procédé d'élaboration, à l'exception de la méthode de dépôt, qui est un dépôt en phase vapeur (PVD) réalisé sous vide, car ces verres peuvent s'oxyder. C'est pour cette même raison que les films de chalcogénure sont protégés contre l'oxydation grâce à une encapsulation finale dans une fine couche de nitrure de silicium d'environ 10 nm.

1.5 Couplage de la lumière

Le couplage de la lumière entre deux fibres optiques est un procédé relativement simple qui est réalisé au moyen de connecteurs optiques reliés aux fibres, le couplage peut se faire aussi grâce à une opération de soudure qui consiste en une jointure permanente des deux fibres. Cependant, coupler la lumière d'une fibre à un guide

d'onde intégré s'avère plus complexe. Les raisons qui expliquent cette difficulté de couplage sont : la différence de dimensions des deux parties guidantes (environ $10\ \mu\text{m}$ pour une fibre optique et environ $500\ \text{nm}$ pour le guide d'onde) qui crée une différence dans les aires du mode et nécessite une adaptation du mode, et une géométrie différente pour les deux dispositifs (guide cylindrique et guide plan). Le dernier élément à prendre en compte est le contraste d'indice effectif, qui implique que la lumière ne se propage pas à la même vitesse dans les deux structures.

Notre objectif est donc de coupler de manière efficace le faisceau lumineux issu de la fibre optique vers le guide d'onde. Pour cela, plusieurs stratégies sont proposées : la première est le couplage par la tranche qui est un couplage transversal dans le même plan et dont le but est de focaliser la lumière sur une section du guide d'onde par le moyen d'une fibre lentillée. L'efficacité de couplage est définie comme le rapport entre la puissance couplée dans un guide d'onde et la puissance du faisceau en entrée, et elle s'exprime soit en pourcentage ou en décibel. Pour cette méthode, l'efficacité dépend surtout de la qualité de fabrication de la face latérale du guide. La deuxième proposition qui est celle que nous avons adoptée durant ces travaux consiste en un couplage par réseau, cette méthode développée par Dakss *et al.* [18] consiste à utiliser un réseau de diffraction gravé sur le substrat pour dévier la lumière incidente et la coupler au guide d'onde. Le choix de l'angle d'incidence joue un rôle important dans cette technique, car c'est grâce à lui que le couplage sera optimal ; dans notre cas cet angle vaut 10° . La figure 1.13 illustre le couplage par réseau que nous avons utilisé dans nos expériences, la lumière est couplée dans le guide d'onde grâce à un réseau coupleur constitué d'un réseau de diffraction qui modifie la direction de la lumière et d'un "taper" qui concentre la lumière du réseau vers le guide.

Les paramètres choisis au moment de la conception des réseaux, comme la période, la largeur ou encore la profondeur de gravure vont déterminer la bande passante des guides et leur efficacité de couplage. Pour des réseaux coupleurs en SOI, le maximum d'efficacité rapporté dans la littérature atteint $-1,75\ \text{dB}$ [19]. Dans notre cas, nous avons conçu les réseaux coupleurs pour qu'ils couplent la lumière dans le mode fondamental TE des guides d'ondes.

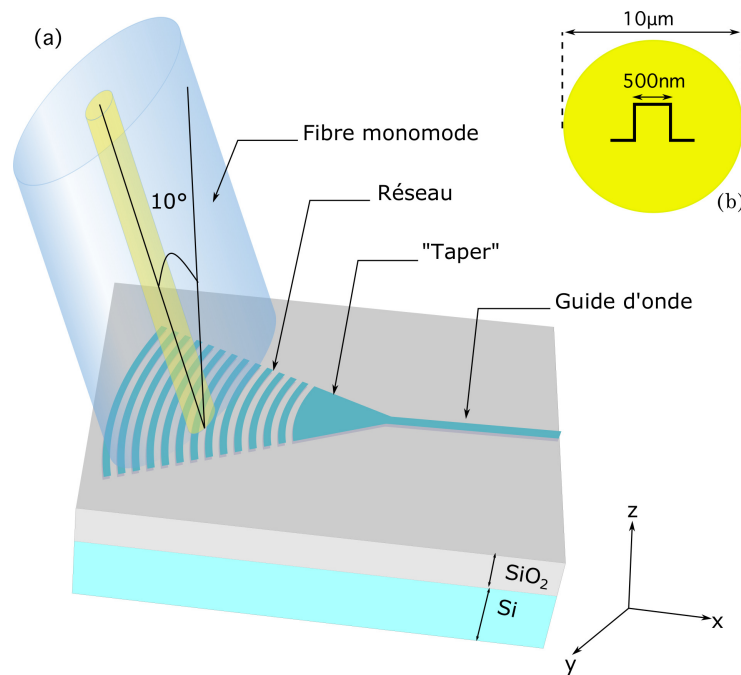


FIGURE 1.13 – Schéma représentatif du couplage par réseau. (a) Structure de réseau coupleur SOI, composée d'un réseau de diffraction et un "taper". La fibre optique injecte la lumière dans le guide d'onde ou la collecte. (b) Comparaison des dimensions du cœur d'une fibre SMF 28 et d'un guide d'onde.

1.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons abordé le principe de la propagation guidée et les différentes interactions qui ont lieu, lorsque la lumière est confinée dans un guide d'onde. Par la suite, nous avons présenté les principaux phénomènes non-linéaires générés sous l'effet d'un faisceau lumineux intense dans un milieu non-linéaire. La dernière partie de ce chapitre était dédiée à la présentation des échantillons élaborés en différents matériaux non-linéaires, et qui ont été mesurés par la méthode de détection hétérodyne que j'ai développée afin de déterminer quantitativement l'indice Kerr et qui sera présentée dans les chapitres ultérieurs. Dans le chapitre suivant, nous allons présenter les méthodes de mesure non-linéaires existantes, puis nous discuterons le principe et la théorie de notre approche d'interférométrie hétérodyne.

Bibliographie

- [1] J. Hecht, *City of light : the stories of fiber optics*. Oxford University Press, 2004.
- [2] P. Yeh, *Optical waves in layered media*. Hoboken, NJ : Wiley, 2005.
- [3] D. Large, J. Farmer, D. Large, and J. Farmer, “Chapter 4 - linear fiber-optic signal transportation,” in *Broadband Cable Access Networks*, pp. 81–126, Boston : Morgan Kaufmann, 2009.
- [4] R. H. Stolen and A. Ashkin, “Optical kerr effect in glass waveguide,” *Applied Physics Letters*, vol. 22, no. 6, pp. 294–296, 1973.
- [5] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Optics and photonics, San Diego : Academic Press, 3rd ed ed., 2001.
- [6] J. A. Harrington, *Infrared fibers and their applications*. Bellingham, Wash : SPIE Optical Engineering Press, 2004.
- [7] L. Yin and G. P. Agrawal, “Impact of two-photon absorption on self-phase modulation in silicon waveguides,” *Opt. Lett.*, vol. 32, pp. 2031–2033, Jul 2007.
- [8] T. K. Liang and H. K. Tsang, “Role of free carriers from two-photon absorption in Raman amplification in silicon-on-insulator waveguides,” *Applied Physics Letters*, vol. 84, pp. 2745–2747, Apr. 2004.
- [9] T. Herr, K. Hartinger, J. Riemensberger, C. Y. Wang, E. Gavartin, R. Holzwarth, M. L. Gorodetsky, and T. J. Kippenberg, “Universal formation dynamics and noise of Kerr-frequency combs in microresonators,” *Nature Photonics*, vol. 6, pp. 480–487, July 2012.
- [10] J. P. Epping, T. Hellwig, M. Hoekman, R. Mateman, A. Leinse, R. G. Heideman, A. van Rees, P. J. van der Slot, C. J. Lee, C. Fallnich, and K.-J. Boller, “On-chip visible-to-infrared supercontinuum generation with more than 495 THz spectral bandwidth,” *Optics Express*, vol. 23, p. 19596, July 2015.
- [11] K. Ikeda, R. E. Saperstein, N. Alic, and Y. Fainman, “Thermal and Kerr nonlinear properties of plasma-deposited silicon nitride/ silicon dioxide waveguides,” *Optics Express*, vol. 16, p. 12987, Aug. 2008.

- [12] C. J. Krückel, A. Fülöp, T. Klintberg, J. Bengtsson, P. A. Andrekson, and V. Torres-Company, “Linear and nonlinear characterization of low-stress high-confinement silicon-rich nitride waveguides,” *Optics Express*, vol. 23, p. 25827, Oct. 2015.
- [13] X. Zhang, B. Bureau, P. Lucas, C. Boussard-Pledel, and J. Lucas, “Glasses for seeing beyond visible.,” *Chemistry (Weinheim an der Bergstrasse, Germany)*, vol. 14, pp. 432–42, 2008.
- [14] C. Quémard, F. Smektala, V. Couderc, A. Barthélémy, and J. Lucas, “Chalcogenide glasses with high non linear optical properties for telecommunications,” *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 62, pp. 1435–1440, Aug. 2001.
- [15] X. Han, C. You, S. Dai, P. Zhang, Y. Wang, F. Guo, D. Xu, B. Luo, P. Xu, and X. Wang, “Mid-infrared supercontinuum generation in a three-hole ge20sb15se65 chalcogenide suspended-core fiber,” *Optical Fiber Technology*, vol. 34, pp. 74–79, Mar. 2017.
- [16] D. Xia, Y. Huang, B. Zhang, Z. Yang, P. Zeng, H. Shang, H. Cheng, L. Liu, M. Zhang, Y. Zhu, and Z. Li, “On-chip broadband mid-infrared supercontinuum generation based on highly nonlinear chalcogenide glass waveguides,” *Frontiers in Physics*, vol. 9, 2021.
- [17] J.-B. Dory, C. Castro-Chavarria, J.-B. Jager, M. Bernard, C. Sabbione, M. Tessaire, E. Henaff, A. Coillet, M. Meisterhans, J.-M. Fedeli, B. Cluzel, and P. Noe, “Ternary and quaternary Ge-S-Se-Sb-Te amorphous chalcogenide thin films for mid-infrared applications,” in *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, (Munich), pp. 1–1, IEEE, June 2017.
- [18] M. L. Dakss, L. Kuhn, P. F. Heidrich, and B. A. Scott, “Grating coupler for efficient excitation of optical guided waves in thin films,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 16, pp. 523–525, June 1970.
- [19] J. Hong, A. M. Spring, F. Qiu, and S. Yokoyama, “A high efficiency silicon nitride waveguide grating coupler with a multilayer bottom reflector,” *Scientific Reports*, vol. 9, no. 1, p. 12988, 2019.

Chapitre 2

Détermination de l'indice Kerr par interféromètre hétérodyne

Dans ce chapitre, nous allons dans un premier temps aborder les techniques existantes pour la mesure de l'indice Kerr, puis dans un deuxième temps, nous allons discuter notre approche basée sur un interféromètre hétérodyne pour mesurer la non-linéarité Kerr dans des guides d'ondes. Pour cela, nous allons d'abord présenter le principe de base d'une détection hétérodyne, puis nous allons donner quelques exemples de mesure de la phase optique. Enfin, la théorie de la détection hétérodyne sera détaillée, dans le but de déterminer le déphasage non-linéaire d'une onde électromagnétique se propageant dans un milieu non-linéaire de type Kerr.

2.1 Méthodes de caractérisation non-linéaire

Parmi les techniques de caractérisation non-linéaire utilisées pour mesurer l'indice Kerr d'un matériau inconnu, la méthode Z-scan [1] est connue pour mesurer à la fois l'indice non-linéaire et l'absorption non-linéaire, c'est une méthode simple et performante, mais elle n'est adaptée qu'aux matériaux massifs et devient imprécise dans le cas de films minces. La méthode D-scan (*Dispersion scanning* en anglais) [2, 3] est l'analogue temporelle de la technique Z-scan, elle est adaptée aux guides d'ondes et en plus de mesurer simultanément l'indice Kerr et l'absorption non-linéaire, elle permet également de mesurer la dispersion chromatique. Le principal inconvénient de cette méthode est sa difficulté de mise en place et d'interprétation. Une autre méthode commune est le mélange à quatre ondes (*Four-wave mixing (FWM)*) [4–6]. Tout comme la méthode D-scan, elle est également adaptée aux guides d'ondes, mais elle impose deux contraintes : d'abord, l'utilisation de deux lasers à des puissances moyennes élevées est nécessaire, ensuite un accord de phase entre les deux longueurs d'onde

émises doit être satisfait. Finalement, l'automodulation de phase (SPM) qui mesure le changement de phase à partir de l'élargissement spectral, est une méthode plus adaptée pour des indices non-linéaires élevés, ou alors pour des hautes puissances car l'observation de l'élargissement spectral n'est possible que lorsque le déphasage devient supérieur à π .

2.1.1 Méthode Z-scan

La méthode Z-scan est une méthode de mesure de la non-linéarité, développée par Sheik-Bahae *et al.* [1]. Elle permet de mesurer à la fois l'indice de réfraction et l'absorption non-linéaires. La technique sépare la partie réelle et imaginaire de χ^3 et détermine à la fois le signe et l'amplitude de cette composante. Le principe de base de la méthode Z-scan (fig 2.1) consiste à translater un échantillon le long de l'axe optique d'un faisceau focalisé, et de venir mesurer la transmission de la lumière au travers d'un diaphragme centré sur ce même axe en champ lointain. La figure 2.2 illustre

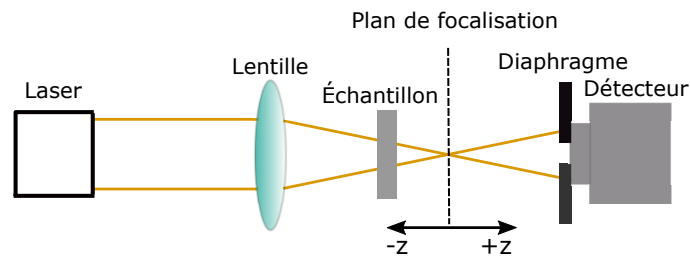


FIGURE 2.1 – Schéma représentatif de la technique Z-scan.

les deux cas de variation d'indice positive et négative, dans le cas d'une variation positive comme lorsque l'échantillon se trouve avant le plan de focalisation (positions négatives $-z$), l'augmentation de la divergence produit une diminution de la puissance transmise. À l'inverse, quand l'échantillon est placé après le plan de focalisation (positions positives $+z$) la divergence est réduite entraînant une augmentation de la puissance transmise. Par ailleurs, lorsque la position de l'échantillon coïncide avec le plan de focalisation, le faisceau n'est pas déformé et la puissance transmise est égale à la puissance de référence. Dans ce cas de figure, l'intensité dans l'échantillon se situe à son niveau maximal où la variation de la réfraction est la plus élevée.

Dans le cas d'une variation négative de l'indice, le comportement de la transmission est alors inversé comme le montre la figure 2.2, la puissance transmise va croître dans un premier temps pour ensuite décroître lorsque l'échantillon se trouve loin du plan de focalisation. Ainsi, en fonction de la variation de la puissance transmise le signe de l'indice de réfraction non-linéaire est déterminé. Dans le cas d'un faisceau gaussien, la

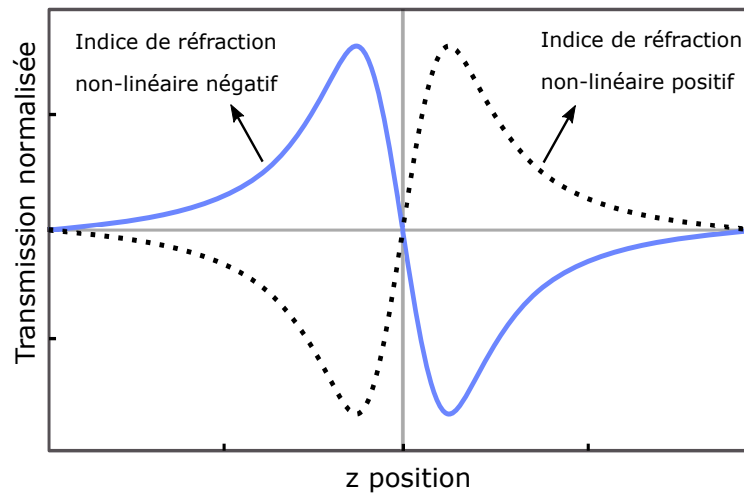


FIGURE 2.2 – Représentation des courbes de transmission pour une configuration de la méthode Z-scan "fermée". La transmission normalisée est le rapport entre la puissance transmise par le diaphragme pour une position donnée de l'échantillon, et la puissance de référence qui est mesurée lorsque l'intensité est très faible pour induire une variation d'indice.

transmission en puissance [7] du diaphragme est exprimée par :

$$S = 1 - e^{(-R_a^2/\omega_a^2)} \quad (2.1)$$

où R_a est le rayon du diaphragme et ω_a est le rayon du faisceau dans le plan du diaphragme.

Selon les valeurs de S , nous distinguons deux configurations de la méthode Z-scan : la version "fermée" qui correspond à $S \ll 1$, où le diamètre du diaphragme est très petit devant le diamètre du faisceau. Dans ce cas de figure, la sensibilité de la méthode est maximale, et on peut déterminer l'indice de réfraction non-linéaire. En revanche, lorsque $R_a \rightarrow \infty$ alors $S = 1$, ce cas correspond à la version "ouverte" [8], qui elle est plus sensible à l'absorption non-linéaire qu'à l'indice de réfraction.

La simplicité de la méthode Z-scan en termes de mise en œuvre et d'interprétation la place parmi les techniques les plus populaires pour la mesure de la non-linéarité. Néanmoins, la technique est adaptée à des matériaux massifs ou en couche mince mais avec une moindre précision, et n'est donc pas applicable à des guides d'ondes. Nous verrons dans la partie suivante que la méthode D-scan, analogue temporelle de la méthode Z-scan, est elle plus adaptée aux guides d'ondes.

2.1.2 Méthode D-scan

La méthode D-scan [2, 3] est l'analogue temporelle de la Z-scan présentée précédemment. Elle consiste à mesurer l'élargissement spectral induit par SPM des impulsions "chirpées", en variant la dispersion au moyen de miroirs "chirpés" ou de prismes. La méthode D-scan permet de déterminer les paramètres Kerr non-linéaires $\gamma = Re(\gamma) + Im(\gamma)$ avec le signe de $Re(\gamma)$ et l'absorption à deux photons de la même manière que pour la méthode Z-scan.

Dans la technique D-scan, la lumière qui passe à travers le dispositif dispersif est couplée à un guide d'onde non-linéaire ou un matériau solide, ensuite après la propagation des impulsions dans l'échantillon, elles sont analysées spectralement grâce à un analyseur de spectre optique (*Optical Spectrum Analyzer (OSA)*). L'indice non-linéaire est déduit du déphasage non-linéaire mesuré à partir de la relation [2] :

$$\Delta\phi_{SPM} = \Delta\phi_0 |E_d(t)/E_0|^2 = 2\pi n_2 l |E_d(t)|^2 \lambda \quad (2.2)$$

où $\Delta\phi_0$ est le déphasage non-linéaire, $E_d(t)$ décrit l'amplitude de l'impulsion chirpée, E_0 est l'amplitude de l'impulsion envoyée et l est la longueur de l'échantillon.

La version améliorée [3] de cette technique emploie un faisceau de profil Top-hat au lieu d'un profil gaussien afin d'améliorer la sensibilité de la mesure. La particularité de la méthode Top-hat D-scan par rapport à la méthode classique de D-scan est de mesurer simultanément l'efficacité de couplage en entrée (κ_{in}) et celle en sortie (κ_{out}).

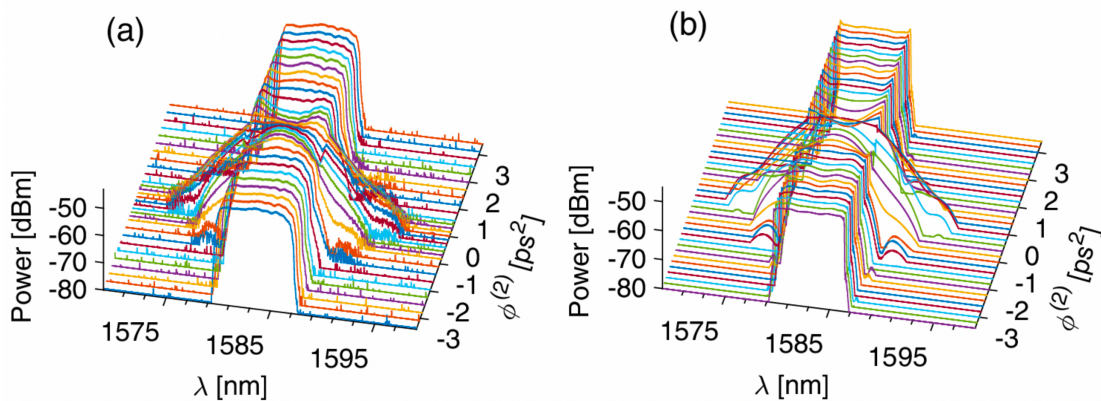


FIGURE 2.3 – (a) Spectres expérimentaux. (b) Spectres calculés pour $P_{in} = 10\text{mW}$ et ϕ^2 qui varie entre $\pm 3\text{ps}^2$ [3].

Dans la méthode Top-Hat D-scan, un façonneur d'impulsions est utilisé pour changer le signe de la dispersion. Ce dispositif est composé d'un réseau de diffraction suivi par un doublet de lentilles et un miroir placé à la distance du plan focal f . Cela introduit

des coefficients de dispersion de deuxième ordre ϕ^2 en unité de ps^2 , qui sont obtenus en variant la distance L qui sépare le réseau de diffraction autour de la distance focale f et le système lentilles-miroir.

Comme illustré par la figure 2.3, pour des grandes valeurs de ϕ^2 (négatives ou positives), la durée de l'impulsion est trop grande pour produire un élargissement spectral induit par SPM. En revanche, lorsque la dispersion est fixée autour de $\phi^2 = 0$, la puissance crête de l'impulsion est alors augmentée et l'élargissement spectral devient mesurable.

En comparaison avec la méthode Z-scan, la technique D-scan est plus complète. En effet, elle permet de déterminer à la fois l'effet Kerr et l'absorption non-linéaire, de plus elle est applicable aux guides d'ondes. Néanmoins, la mise en œuvre de cette technique et son interprétation sont très délicates.

2.1.3 Mélange à quatre ondes

Le mélange à quatre ondes (FWM pour *Four-wave mixing*) est un effet optique non-linéaire qui résulte de l'effet Kerr, lorsque la propagation simultanée de deux signaux optiques ou plus dans un milieu non-linéaire génère de nouveaux signaux à des nouvelles fréquences communément appelées signal et idler.

Dans le cas de deux ondes pompes de pulsation ω_1 et ω_2 , comme le montre la figure 2.4, deux ondes de pulsation ω_3 et ω_4 sont générées en vérifiant la condition de conservation de l'énergie :

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 + \omega_4 \quad (2.3)$$

D'autre part, la condition d'accord de phase doit être également vérifiée, la relation associée est :

$$\beta_1 + \beta_2 = \beta_3 + \beta_4 \quad (2.4)$$

On distingue deux cas de mélange à quatre ondes dits dégénéré et non-dégénéré. Lorsque les ondes pompes ont la même fréquence ou qu'une seule onde pompe est utilisée, on parle alors de mélange à quatre ondes dégénéré. En revanche, dans le cas non dégénéré, les deux fréquences ω_1 et ω_2 sont différentes.

En plus d'avoir un grand nombre d'applications dans l'amplification [9], la conversion de longueurs d'ondes [10], ou encore la génération de peignes de fréquences [11], le mélange à quatre d'ondes est un phénomène [4–6] largement connu et utilisé pour

la mesure de la susceptibilité du troisième ordre χ^3 . Dans le cas des guides d'ondes, la

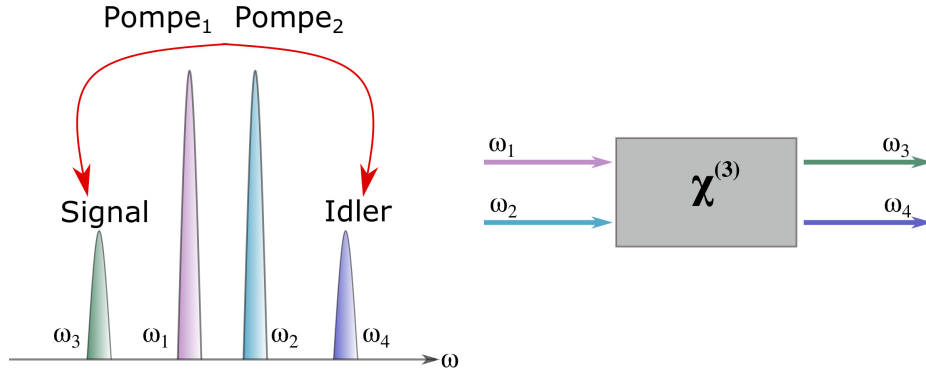


FIGURE 2.4 – Représentation fréquentielle du mélange à quatre ondes avec deux pompes.

non-linéarité du matériau est reliée à l'efficacité de conversion du mélange à quatre ondes η_{FWM} [6] par la relation :

$$\eta_{\text{FWM}} = \frac{P_{\text{idler}}}{P_{\text{signal}}} = (\gamma P L_{\text{eff}})^2 = \varphi_{\text{NL}}^2 \quad (2.5)$$

où P_{idler} , P_{signal} sont respectivement la puissance de l'idler et la puissance du signal, γ le paramètre non-linéaire, P la puissance de la pompe et L_{eff} la longueur effective du guide. Malgré la précision et la fiabilité qui caractérise cet outil de mesure non-linéaire, la méthode de mélange à quatre ondes est néanmoins complexe à mettre en place, puisqu'elle nécessite l'utilisation de deux lasers avec des puissances élevées. De plus due à la condition de l'accord de phase, l'utilisation de la technique est limitée à des guides présentant un régime de dispersion anormale. En effet, l'accord de phase impose un équilibre entre la non-linéarité et la dispersion, et par conséquent, pour des milieux où l'indice non-linéaire est positif, il est indispensable que la dispersion soit anormale. Notons que cette contrainte peut être relaxée dans le cas d'une pompe et une sonde très proche spectralement ce qui impose l'utilisation de laser cw ou pseudo cw pouvant induire des effets thermiques non-négligeables.

2.1.4 L'automodulation de phase

L'automodulation de phase (SPM pour *Self-Phase Modulation*) est une autre manifestation de l'effet Kerr optique, qui se produit lorsqu'une impulsion courte se propage dans le milieu. Comme nous l'avons déjà abordé dans le premier chapitre, cet effet produit un changement de phase et génère de nouvelles fréquences à l'intérieur de l'impulsion. Par conséquent, le spectre de l'impulsion s'élargit comme illustré dans la figure 2.5, et la distribution des fréquences devient asymétrique, c'est-à-dire que le

front montant de l'impulsion est décalé vers les basses fréquences et le front descendant vers les hautes fréquences. La mesure de l'élargissement du spectre de l'impulsion par automodulation de phase permet de déterminer l'indice Kerr [12]. Pour déterminer

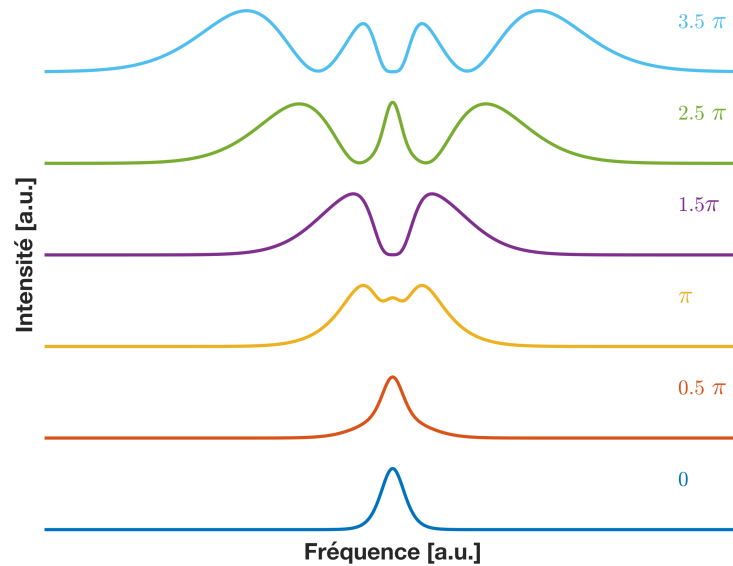


FIGURE 2.5 – Élargissement spectral induit par SPM, avec le déphasage non-linéaire maximal φ_{max} correspondant.

la non-linéarité avec la méthode SPM, l'utilisation d'une source laser avec des puissances élevées ou l'amplification de la pompe sont indispensables, afin d'observer un déphasage non-linéaire d'au moins π , comme le montre la figure 2.5. L'élargissement spectral induit par SPM est mesuré au moyen d'un OSA, et ajusté par un modèle de propagation NLSE. La relation qui relie le nombre d'oscillations spectrales N et le déphasage non-linéaire est donnée par $\varphi_{max} \approx (N - 0.5) \cdot \pi$ [13]. En appliquant cette relation à l'exemple présenté dans la figure 2.5, le déphasage correspondant est de 3.5π pour $N = 4$. Le nombre d'oscillations spectrales induit par SPM dépend donc de l'intensité de l'impulsion et de la non-linéarité du matériau.

L'automodulation de phase est utilisée comme méthode de caractérisation non-linéaire pour des guides d'ondes [14, 15] et elle a été mise au profit dans d'autres applications : la génération d'impulsions ultracourtes [16], la compensation de la dispersion [17] et l'amélioration du contraste des impulsions ultra-courtes [18]. L'observation d'un changement spectral n'est possible que lorsque la valeur du déphasage est d'au moins π , c'est pourquoi cette méthode n'est pas adaptée pour des matériaux qui sont faiblement non-linéaires, ou pour des courtes longueurs de guide ne permettant pas d'accumuler de grandes valeurs de déphasage non-linéaire.

2.2 Détection hétérodyne

2.2.1 Principe

Le principe de la détection hétérodyne a été proposé pour la première fois en 1901, par R.A Fessenden dans le cadre du développement d'un circuit récepteur radio hétérodyne. Dans ce circuit, une fréquence radio entrante, typiquement de 100 kHz à 300 GHz, est mélangée avec un oscillateur local par un détecteur à cristaux, qui génère un battement égal à la différence de fréquence entre l'oscillateur local et le signal. Le but de cette opération est de transposer un signal à des basses fréquences. Toutefois, ce récepteur n'a pas connu beaucoup d'applications au vu des problèmes de stabilité de son oscillateur local. L'hétérodynage a été mis au profit du développement du récepteur superhétérodyne des années plus tard par E. H. Armstrong en 1921 [19]. Depuis la découverte du laser, la détection hétérodyne optique a commencé à être étudiée pour la première fois en 1961 dans la partie visible du spectre électromagnétique [20] puis dans l'infrarouge en 1966 [21].

La détection hétérodyne est basée sur le principe de mélange de fréquences, et réalisée au moyen de deux éléments clés : un oscillateur local et un mélangeur. L'oscillateur local crée un signal sinusoïdal de fréquence donnée ω_0 stable et ajustable pour assurer un bon fonctionnement tout en offrant un niveau de signal suffisant.

Le mélangeur permet quant à lui d'assurer une opération de multiplication. Cela se fait généralement avec un dispositif non-linéaire qui est un système dont la sortie n'est pas proportionnelle à l'entrée $f(ax_1 + bx_2) \neq af(x_1) + bf(x_2)$. À titre d'exemple la diode est un dispositif non-linéaire, contrairement à une inductance ou un condensateur qui eux ont un comportement linéaire.

En multipliant deux signaux $\cos(\omega t)$ et $\cos(\omega_0 t)$ qui correspondent respectivement au signal à moduler et à l'oscillateur local, le résultat obtenu en sortie du mélangeur est proportionnel au terme quadratique dans le développement limité de la réponse du dispositif non-linéaire :

$$x(t) \propto [\cos(\omega t) + \cos(\omega_0 t)]^2 \quad (2.6)$$

$$\propto [\cos^2(\omega t) + \cos^2(\omega_0 t) + 2\cos(\omega t)\cos(\omega_0 t)] \quad (2.7)$$

$$\propto [\cos^2(\omega t) + \cos^2(\omega_0 t) + \cos(\omega + \omega_0)t + \cos(\omega - \omega_0)t] \quad (2.8)$$

Le signal sortant est composé de deux raies spectrales, dont une est à la fréquence somme $\omega + \omega_0$ et la deuxième à la fréquence différence $\omega - \omega_0$ comme illustré dans la figure 2.6(b), on peut ensuite sélectionner la raie qui nous intéresse au moyen

d'un filtre. Dans le processus de la détection hétérodyne, le spectre du signal est

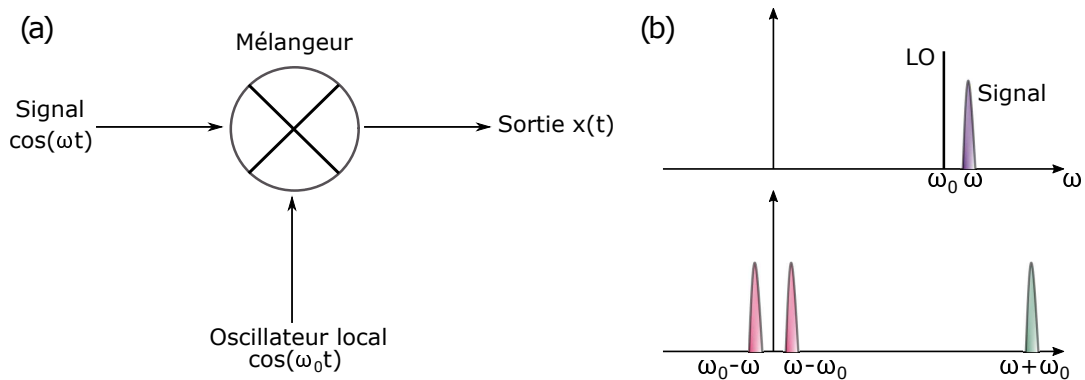


FIGURE 2.6 – (a) Schéma du mélange de fréquence.(b) Après la détection hétérodyne, la fréquence du signal est déplacée vers une plus basse fréquence .

centré autour d'une fréquence ω . La fréquence de l'oscillateur local est alors choisie de manière à être proche de ω , afin d'obtenir une basse fréquence appelée fréquence intermédiaire telle que $\omega - \omega_0 \ll \omega_0$. Une haute fréquence $\omega + \omega_0 \sim 2\omega_0$ est produite, et le plus souvent éliminée par un filtre passe-bas.

Lorsque la fréquence du signal est égale à la fréquence de l'oscillateur local $\omega = \omega_0$, la fréquence obtenue après le mélange est nulle, on parle alors de détection homodyne dont le principe demeure le même.

La transposition d'un signal d'un domaine fréquentiel à un autre à plusieurs intérêts :

- En transmission des ondes électromagnétiques par exemple, il existe des fréquences qui sont moins atténuées que d'autres notamment les fréquences de quelques dizaines de MHz et quelques GHz, qui ont la particularité de bien se propager ; ce sont les fréquences typiques de la radio et de la téléphonie.
- La possibilité de mesurer une grandeur physique dans une bande spectrale plus élevée, afin de s'affranchir du bruit lié aux instruments et qui se situe souvent à basse fréquence.
- En optique des fréquences élevées de l'ordre d'une centaine de THz sont utilisées et sont donc incompatibles avec la plupart des instruments électroniques. De plus, contrairement à l'intensité, la phase optique n'est pas mesurable directement. L'hétérodynage permet de ramener le signal optique d'intérêt à basse fréquence là où il est plus facile de le manipuler.

2.2.2 Battement optique

La détection hétérodyne optique repose sur le même principe de base décrit dans la partie précédente, néanmoins, c'est un laser de fréquence donnée ω_0 qui joue le rôle

de l'oscillateur local.

Le champ électrique de l'onde monochromatique d'amplitude E_0 est exprimé par :

$$E_{LO}(t) = E_0 e^{i\omega_0 t} \quad (2.9)$$

Le signal d'intérêt de fréquence ω et d'amplitude E_s est modélisé par :

$$E_{\text{signal}}(t) = E_s e^{i\omega t + \varphi_s} \quad (2.10)$$

Les deux ondes s'additionnent en passant à travers un séparateur de faisceau en espace libre ou un coupleur en optique fibrée. Nous obtenons alors :

$$E_{\text{tot}}(t) = E_s e^{i\omega t + \varphi_s} + iE_0 e^{i\omega_0 t} \quad (2.11)$$

À ce stade, il nous faut un dispositif non-linéaire pour mélanger les deux signaux. Pour cela, nous pourrions utiliser une photodiode qui détecte l'intensité du signal, et qui permet d'observer l'interférence des signaux optiques. Notons que la tension en sortie est proportionnelle au module au carré du champ électrique comme suit :

$$V(t) \propto |E|^2 = EE^* \quad (2.12)$$

Le résultat du mélange entre le signal et l'oscillateur local s'écrit :

$$V(t) = (E_s e^{i\omega t + \varphi_s} + iE_0 e^{i\omega_0 t})(E_s e^{i\omega t + \varphi_s} + iE_0 e^{i\omega_0 t})^* \quad (2.13)$$

$$= E_s^2 + E_0^2 + iE_s E_0 (e^{i(\omega_0 - \omega)t - \varphi_s} - e^{i(\omega - \omega_0)t + \varphi_s}) \quad (2.14)$$

$$= E_s^2 + E_0^2 + 2E_s E_0 \sin[(\omega - \omega_0)t + \varphi_s] \quad (2.15)$$

Nous obtenons alors en sortie de la photodiode, un signal oscillant à la différence des deux fréquences mélangées et qui fait intervenir la phase φ_s , permettant la mesure de la phase optique grâce à la détection hétérodyne.

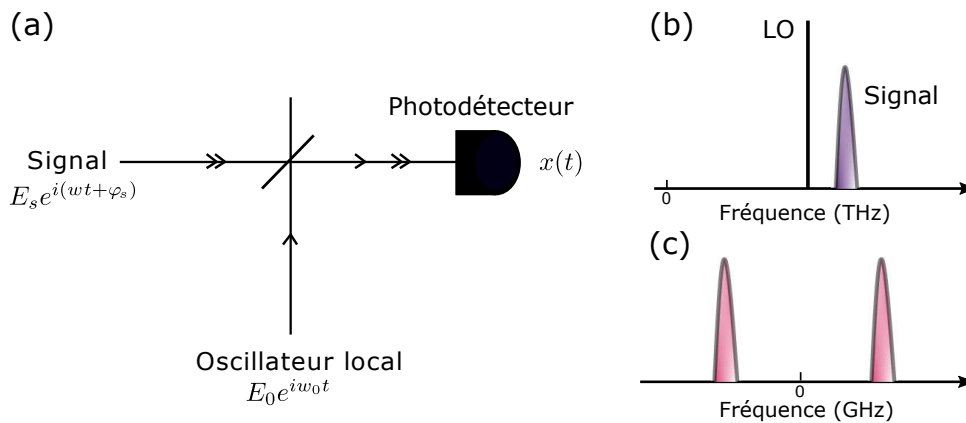


FIGURE 2.7 – (a) Détection hétérodyne optique, où deux signaux sont additionnés par un miroir semi-réfléchissant et mélangés dans une photodiode. (b) Spectres d'un oscillateur local et du signal d'intérêt, à des fréquences de l'ordre du THz. (c) Après la détection hétérodyne, nous obtenons deux images du spectre du signal à des fréquences de l'ordre du GHz.

2.2.3 Exemples de mesure de la phase optique

Les applications de la détection hétérodyne dans le domaine de l'optique sont très nombreuses, cependant, nous allons nous intéresser plus particulièrement à des exemples où l'hétérodynage est employé pour la mesure de la phase optique. Rappelons que cette dernière est obtenue à partir du signal de battement hétérodyne, généré par un mélange entre le signal d'intérêt et l'oscillateur local.

Microscopie en champ proche : un montage de microscope à effet tunnel photonique (PSTM) [22] basé sur un interféromètre hétérodyne a été utilisé pour la première fois pour observer localement les singularités de la phase optique dans un guide d'onde. Notons que les montages classiques des microscopes à effet tunnel ne mesurent que l'intensité.

Le principe de fonctionnement du PSTM est basé sur l'analyse du champ évanescent à l'interface guide d'onde-air grâce à une fibre optique étirée, comme le montre la figure 2.8. L'onde évanescente est convertie localement en une onde propagative qui est couplée dans la fibre puis détectée. Dans ces travaux, un montage hétérodyne est utilisé en mélangeant le signal détecté avec un oscillateur local pour extraire la phase et l'amplitude.

De même, cette méthode de détection hétérodyne a été intégrée dans un montage de microscope optique en champ proche (SNOM) [23] pour mesurer la phase et l'amplitude du champ optique à l'échelle du nanomètre. Ce type de détection est intégré par

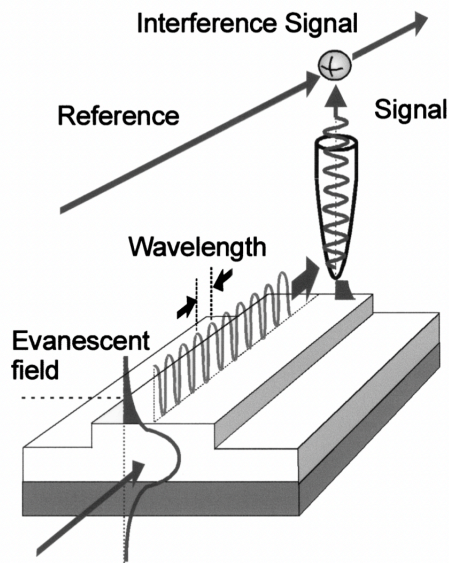


FIGURE 2.8 – Schéma illustratif du montage du microscope à effet tunnel photonique (PSTM) basé sur un interféromètre hétérodyne [22].

exemple dans des microscopes commerciaux de la société Neaspec [24].

Science des matériaux : des mesures de la phase et de l'amplitude des signaux issus des amplificateurs optiques à semi-conducteurs (SOA) ont été rapportées [25] pour des matériaux solides en InGaAsP/InP à $1.53\mu\text{m}$. Un SOA est un élément semi-conducteur qui amplifie le signal optique, il est généralement utilisé pour assurer la communication entre des centres de données afin de compenser les pertes de transmission. L'expérience consiste en un système pompe-sonde décalé en fréquence, comme illustré par la figure 2.9 : le signal d'intérêt en sortie d'un SOA est mélangé avec un signal de référence, conduisant à la détection de la fréquence de battement appropriée entre la sonde et la référence. L'intérêt de cette expérience était d'utiliser des taux de répétitions laser plus bas que ceux utilisés habituellement pour ce type de mesure, et de s'affranchir de la calibration de la phase qui était nécessaire pour la mesure des changements de phase.

La mesure de la phase a été également rapportée pour d'autres types de SOAs, tels que les SOA à boîtes quantiques (QD) [26]. Ce type d'amplificateurs étant caractérisé par une large bande d'amplification spectrale et une faible sensibilité à la température, ce qui est prometteur pour un fonctionnement sans refroidissement. Pour garantir ces bonnes performances, l'intégration de la détection hétérodyne dans l'expérience a permis d'étudier la dynamique du gain et de la phase des QD SOA en InAsGaAs à $1.3\mu\text{m}$ dans des conditions de fonctionnement variées. Les résultats de cette étude étaient concluants, car grâce à leur dynamique de gain rapide, les QD SOA ont montré leur

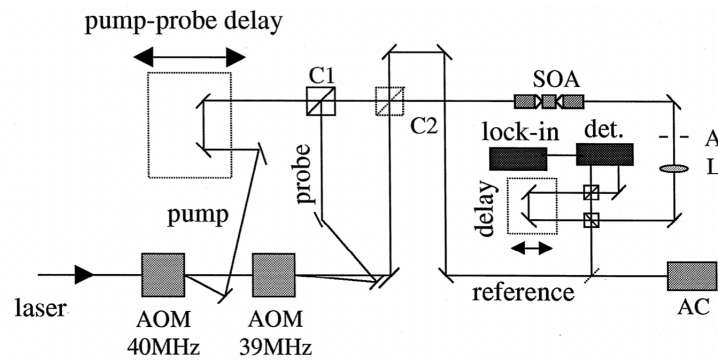


FIGURE 2.9 – Schéma du montage hétérodyne pompe-sonde [25].

efficacité en tant que modulateurs d'amplitude non-linéaires, pour des applications de commutation et des schémas de régénération basés sur une modulation à gain croisé.

Peignes de fréquence : Un peigne de fréquence est un spectre composé d'un ensemble de raies équidistantes dans le domaine fréquentiel, il a été inventé initialement par *John L. Hall et Theodor W. Hänsch* pour la métrologie des fréquences [27] et il a révolutionné ce domaine, ce qui leur a valu le prix Nobel de physique en 2005. En revanche, le bruit de phase présent dans les modes individuels d'un peigne de fréquence optique (OFC) [28] est une limitation majeure pour des applications dans les systèmes de communication optique cohérents, en particulier ceux qui utilisent des formats de modulation d'ordre supérieur tels que la modulation d'amplitude en quadrature (QAM) ou les super-canaux optiques. Dans ce contexte, des travaux de recherche ont abouti au développement de peignes de fréquences à faible bruit de phase à des longueurs d'ondes autour de 1550 nm.

Dans la continuité de ces travaux, des améliorations du bruit de phase ont été démontrées [28] en obtenant un peigne de fréquences de 16 modes avec une largeur de raie inférieure à 300 kHz. L'expérience dite "*Feed-Forward heterodyne*" basée sur la détection hétérodyne a pour but de réduire le bruit de phase du signal d'intérêt à celui de l'oscillateur local. Son principe consiste à mélanger le signal du laser sous test avec un oscillateur local afin de générer un battement hétérodyne, comme illustré par la figure 2.10. Le signal RF généré, est ensuite envoyé dans un modulateur d'intensité pour moduler une partie du signal laser. En sortie du modulateur, deux bandes latérales sont alors générées autour du signal laser, une bande supérieure (*upper side-band*) dont le bruit de phase est doublé et une bande inférieure (*lower side-band*) où le bruit a été complètement supprimé, laissant place uniquement au bruit résiduel de l'oscillateur local.

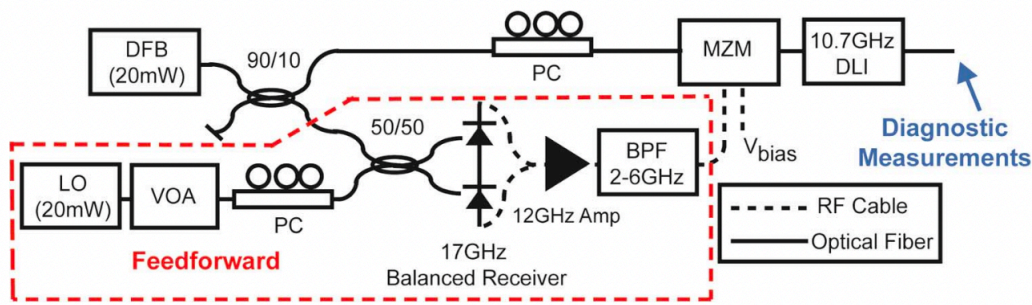


FIGURE 2.10 – Schéma du montage expérimental pour supprimer le bruit d'un laser à rétroaction répartie (*DFB* en anglais) [28].

2.3 Détection hétérodyne de la phase non-linéaire

Pour mesurer le déphasage non-linéaire associé à la propagation d'une onde dans un milieu Kerr, notre approche se résume à utiliser un montage basé sur un interféromètre de Mach-Zehnder fibré. Comme illustré par la figure 2.11 un faisceau lumineux envoyé par un laser est divisé entre les deux bras de l'interféromètre, un bras signal qui contient le déphasage à mesurer, et un bras référence qui est décalé en fréquence par un modulateur acousto-optique. Ce dernier est piloté par un oscillateur local de fréquence ϵ . Les deux signaux lumineux sont ensuite recombinaés dans un deuxième coupleur pour pouvoir interférer sur une photodiode. À l'issue de cette opération, un signal de battement à la fréquence hétérodyne est généré : il oscille à une fréquence égale à la différence de fréquence entre les signaux des deux bras de l'interféromètre et dépend du déphasage accumulé dans le bras signal $\Delta\phi$. L'oscillateur local est ensuite mélangé avec le signal sortant afin d'obtenir l'amplitude et la phase du signal à mesurer.

La méthode de mesure hétérodyne est donc divisée en deux étapes principales : la première est l'hétérodynage qui permet de mélanger le signal optique du bras référence avec le signal d'intérêt, cette opération étant réalisée au moyen de la photodiode. Dans la deuxième étape le signal de fréquence ϵ en sortie de la photodiode est mélangé avec l'oscillateur local de même fréquence ϵ .

Source laser : l'utilisation d'un laser continu (CW) pour la mesure de la phase non-linéaire requiert des puissances importantes de l'ordre du Watt, et donc une grande consommation de l'énergie. De plus, à cause de l'intensité du faisceau, l'utilisation d'un tel laser pourrait induire des effets indésirables, tels que les effets thermiques qui provoquent un endommagement du matériau par un effet d'expansion thermique, de fusion ou par l'accélération des réactions d'oxydation. Des hautes puissances pourront également créer des vibrations acoustiques engendrant la diffusion Brillouin.

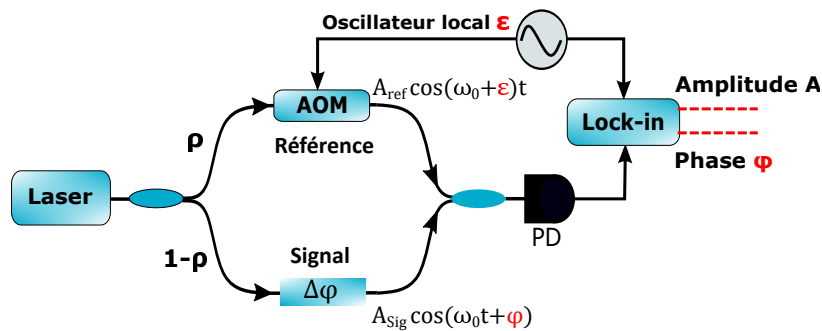


FIGURE 2.11 – Schéma de base d'une détection hétérodyne optique. Le laser envoie un signal qui est divisé entre les deux bras de l'interféromètre. Le bras signal contient le déphasage accumulé et le bras référence est décalé en fréquence par un modulateur acousto-optique, ce dernier étant piloté par un oscillateur local. Les deux signaux optiques des deux bras sont recombinés et interfèrent sur une photodiode. Le signal résultant qui contient le battement optique et le déphasage, est mélangé avec un oscillateur local grâce à une détection synchrone afin d'obtenir à la fois l'amplitude et la phase du signal à mesurer.

Modulateur acousto-optique (AOM) : un AOM est un dispositif dont le fonctionnement est basé sur l'effet acousto-optique, c'est-à-dire la modification de l'indice de réfraction due à la présence d'ondes acoustiques dans le milieu. Il est souvent composé d'un matériau transparent comme un verre ou un quartz et d'un transducteur piézo-électrique. À partir de ces éléments, l'AOM crée un réseau de diffraction induisant une diffraction de la lumière et un changement de la fréquence optique du faisceau incident. Dans ce montage, le modulateur acousto-optique piloté par un oscillateur local permet de décaler la fréquence du signal référence afin de réaliser l'hétérodynage. Ces appareils fonctionnent généralement à des fréquences de l'ordre de dizaines de MHz.

Oscillateur local : l'oscillateur local permet de piloter l'AOM, et d'imposer une fréquence de modulation qui est la même pour la démodulation. Comme nous l'avons abordé précédemment, les performances requises pour un oscillateur local sont donc une bonne stabilité de la fréquence, une ajustabilité en fréquence et une puissance électrique importante pour piloter efficacement l'AOM.

Photodiode : la photodiode assure ici la fonction du mélangeur dans l'étape de l'hétérodynage ; c'est à l'intérieur de cet élément que l'interférence des deux signaux optiques est observée. Le signal lumineux en entrée de la photodiode est converti en un signal électrique proportionnel à l'intensité optique de ce signal, et donc oscillant à la fréquence ϵ de l'oscillateur local.

L'amplificateur à détection synchrone : L'amplificateur à détection synchrone (Lock-in amplifier en anglais) a trois fonctions principales. D'abord, il permet d'assurer

l'étape de la détection homodyne, où le signal sortant de la photodiode est mélangé avec l'oscillateur de même fréquence ε . Puis il permet de filtrer le signal d'intérêt afin de ne garder que les fréquences qui nous intéressent. De plus, on peut directement obtenir à sa sortie les quantités que nous souhaitons mesurer à savoir l'amplitude et la phase.

2.4 Mesure du déphasage non-linéaire en régime impulsif

Nous allons discuter dans cette partie l'effet du régime impulsif et les changements qu'il apporte au montage de détection hétérodyne (fig 2.11) présenté dans la section précédente. Ensuite, nous allons détailler la théorie du calcul qui nous permet de déterminer l'expression du déphasage non-linéaire en utilisant des impulsions courtes. Comme nous l'avons mentionné précédemment, l'utilisation d'un laser continu dans notre cas n'est pas possible, d'une part à cause de l'indisponibilité d'un tel laser à haute puissance dans notre laboratoire et d'autre part à cause des différents inconvénients qu'il présente. Nous avons alors fait le choix d'utiliser un laser impulsif fait maison dont l'intérêt majeur réside dans sa puissance crête élevée et une puissance moyenne modérée qui est de l'ordre du mW, ce qui correspond pour une durée d'impulsion d'environ une picoseconde et un taux de répétition d'une dizaine de MHz à une puissance crête de l'ordre d'une dizaine de Watt. Utiliser des signaux optiques à faibles puissances moyennes nous permettra une plus grande facilité de travail tout en évitant d'endommager les échantillons à mesurer. Le spectre de ce laser ainsi que sa trace d'autocorrélation sont représentés dans la figure 2.12.

Contrairement à un laser continu, le laser impulsif émet une lumière sous forme d'impulsions brèves. Cela implique donc que le temps de vol des impulsions dans chacun des bras de l'interféromètre sera différent si ce dernier n'est pas parfaitement au contact optique. Pour travailler en régime impulsif, il est primordial d'introduire dans le montage un élément qui permet de synchroniser les deux bras, pour que les impulsions coïncident temporellement. Ce dispositif consiste en une ligne à retard en espace libre dotée de connecteurs fibrés pour la relier aux autres composants de l'interféromètre, et caractérisée par un délai τ qui est ajusté au cas par cas pour équilibrer les deux bras de l'interféromètre et faire coïncider les impulsions référence et signal sur le détecteur. Le fonctionnement en régime impulsif rajoute des contraintes supplémentaires. En effet, durant sa propagation, l'impulsion pourrait subir des défor-

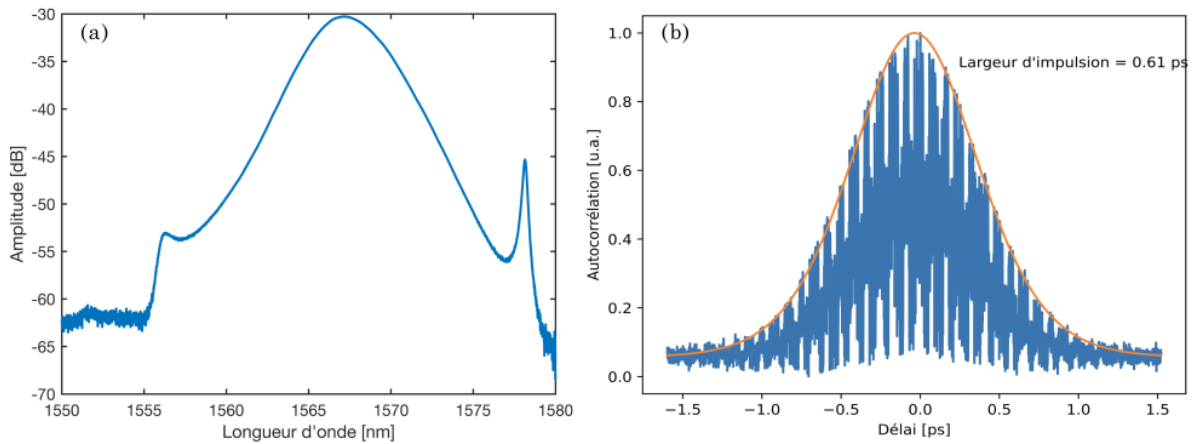


FIGURE 2.12 – (a) Spectre du laser à fibre impulsionnel maison. (b) Trace d’autocorrélation du laser enregistrée après 2 mètres de fibres SMF28 correspondant à la longueur de propagation entre la source et l’échantillon à caractériser. La largeur d’impulsion est de 0,61 ps.

mations, celles-ci proviennent généralement de phénomènes tels que la dispersion ou l’effet Kerr dans les fibres. Ils dépendent principalement des caractéristiques du milieu de propagation et celles du laser employé.

Puisqu’il s’agit ici d’impulsions gaussiennes, nous devons prendre en compte leur forme dans le modèle théorique, pour estimer la puissance crête effective. Le modèle théorique, que nous allons détailler ci-dessous, est valide dans le cas de petits déphasages non-linéaires $< \pi$ et en supposant que l’impulsion se propage sans qu’elle ne soit déformée, étant donné que la dispersion est négligeable dans les échantillons que nous avons mesurés puisque $L \ll L_D$. Par exemple, pour un échantillon de SiN avec une dispersion $\beta_2 = -7 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$, et une durée d’impulsion du laser $\tau_0 = 1 \text{ ps}$, la longueur dispersive est $L_D = 5 \text{ m}$, tandis que L la longueur des guides d’ondes ne dépasse pas quelques centimètres.

Détermination du déphasage φ :

Le champ de l’impulsion émise par le laser est modélisé par :

$$\phi_{\text{Imp}} = E(t)e^{i\omega_0 t} \quad (2.16)$$

où $E(t)$ est l’enveloppe de l’impulsion et ω_0 la pulsation.

Les signaux optiques après la propagation dans les deux bras sont :

$$\phi_{\text{Ref}}(t) = i\rho E(t - \tau)e^{i(\omega_0 + \varepsilon)t + i\omega_0\tau} \quad (2.17)$$

$$\phi_{\text{Sig}}(t) = (1 - \rho)E(t)Te^{i\omega_0 t + i\varphi} \quad (2.18)$$

Où ρ est le coefficient de couplage du premier coupleur, $\varphi = \gamma E^2(t)L$ la phase non-linéaire accumulée dans l'échantillon avec γ le coefficient non-linéaire, L la longueur du guide, T la transmission de l'échantillon et τ le délai entre les deux bras de l'interféromètre. Notons également que les deux bras sont déphasés de $\frac{\pi}{2}$ en raison du coupleur à fibres.

Après la recombinaison des deux signaux optiques dans le coupleur 50 :50 de sortie, nous obtenons les deux expressions :

$$\phi_1(t) = \frac{1}{2}((1 - \rho)E(t)Te^{i\omega_0 t + i\varphi} - \rho E(t - \tau)e^{i(\omega_0 + \varepsilon)t + i\omega_0\tau}) \quad (2.19)$$

$$\phi_2(t) = \frac{1}{2}(i(1 - \rho)E(t)Te^{i\omega_0 t + i\varphi} + i\rho E(t - \tau)e^{i(\omega_0 + \varepsilon)t + i\omega_0\tau}) \quad (2.20)$$

Les signaux détectés par la photodiode peuvent alors être exprimés par :

$$x_1(t) = \frac{1}{4}((1 - \rho)^2 T^2 E(t)^2 + \rho^2 E(t - \tau)^2 - 2\rho(1 - \rho)TE(t)E(t - \tau)\cos(\varepsilon t + (\omega_0\tau - \varphi))) \quad (2.21)$$

$$x_2(t) = \frac{1}{4}((1 - \rho)^2 T^2 E(t)^2 + \rho^2 E(t - \tau)^2 + 2\rho(1 - \rho)TE(t)E(t - \tau)\cos(\varepsilon t + (\omega_0\tau - \varphi))) \quad (2.22)$$

Dans le cas d'une photodiode balancée, les termes d'ordre supérieur sont supprimés par une opération de soustraction des deux signaux $x_1(t)$ et $x_2(t)$. Le signal en sortie d'une photodiode balancée s'écrit :

$$x(t) = x_2(t) - x_1(t) = \rho(1 - \rho)TE(t)E(t - \tau)\cos(\varepsilon t + (\omega_0\tau - \varphi)) \quad (2.23)$$

À ce stade, une première opération hétérodyne est réalisée, le signal $x(t)$ oscille à la fréquence ε , et contient l'information de la phase et l'amplitude. En revanche, le délai τ entre les deux bras de l'interféromètre doit être ajusté de façon à équilibrer les deux bras pour atteindre le contact optique ($\tau = 0$).

Après la démodulation par la détection synchrone, nous obtenons deux expressions

en phase et en quadrature :

$$I(t) = \frac{T\rho(1-\rho)}{2} \langle E(t)E(t-\tau) \cos(\varphi - \omega_0\tau) \rangle_{\frac{1}{\varepsilon}} \quad (2.24)$$

$$Q(t) = \frac{T\rho(1-\rho)}{2} \langle E(t)E(t-\tau) \sin(\varphi - \omega_0\tau) \rangle_{\frac{1}{\varepsilon}} \quad (2.25)$$

En supposant que l'interféromètre soit au contact optique, c'est-à-dire à $\tau = 0$:

$$\begin{aligned} I(t) &= \frac{T\rho(1-\rho)}{2} \langle E(t)^2 \cos(\varphi) \rangle_{\frac{1}{\varepsilon}} & Q(t) &= \frac{T\rho(1-\rho)}{2} \langle E(t)^2 \sin(\varphi) \rangle_{\frac{1}{\varepsilon}} \quad (2.26) \\ &= \frac{T\rho(1-\rho)\varepsilon}{2} \int_0^{\frac{1}{\varepsilon}} E^2(t) \cos[\gamma E^2(t)L] dt & &= \frac{T\rho(1-\rho)\varepsilon}{2} \int_0^{\frac{1}{\varepsilon}} E^2(t) \sin[\gamma E^2(t)L] dt \end{aligned} \quad (2.27)$$

$$\begin{aligned} &= \frac{T\rho(1-\rho)}{2} \int_0^{1 \text{ pulse}} E^2(t) \cos[\gamma E^2(t)L] dt & &= \frac{T\rho(1-\rho)}{2} \int_0^{1 \text{ pulse}} E^2(t) \sin[\gamma E^2(t)L] dt \end{aligned} \quad (2.28)$$

Ces étapes de calculs ont été nécessaires car le laser est impulsionnel, et dans ce cas le champ et la phase ne sont pas constants et dépendent donc du temps.

À partir de $I(t)$ et $Q(t)$ nous déduisons φ :

$$\varphi = \tan^{-1} \left(\frac{Q(t)}{I(t)} \right) \quad (2.29)$$

$$= \tan^{-1} \left(\frac{\int_0^{1 \text{ pulse}} E^2(t) \sin[\gamma E^2(t)L] dt}{\int_0^{1 \text{ pulse}} E^2(t) \cos[\gamma E^2(t)L] dt} \right) \quad (2.30)$$

Pour des faibles déphasages nous appliquons un développement limité à l'expression 2.30 :

$$\varphi \simeq \gamma L \frac{\int_0^{1 \text{ pulse}} E^4(t) dt}{\int_0^{1 \text{ pulse}} E^2(t) dt} \quad (2.31)$$

Dans le cas d'impulsions sécantes hyperboliques comparables à celles émises par notre laser à fibre et dont la trace d'autocorrélation est présentée dans la figure 2.12(b), $E^2(t)$ s'écrit :

$$E^2(t) = P_c \operatorname{sech}^2 \left(\frac{t}{t_0} \right) \quad (2.32)$$

avec P_c la puissance crête.

La résolution de l'expression analytique 2.31 dans le cas d'impulsions sécantes hyperboliques donne :

$$\varphi_{NL} \simeq \frac{2}{3} \gamma P_c L + C^{te} \quad (2.33)$$

Évaluation expérimentale de la puissance crête P_c :

Afin de pouvoir utiliser le modèle théorique décrit précédemment, il nous faut pouvoir mesurer expérimentalement la puissance crête des impulsions. La puissance moyenne du signal optique est reliée à la puissance crête par :

$$P_{\text{moy}} = \frac{1}{\Delta t} \int_0^{\Delta t} P_c \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{t_0}\right) dt \quad (2.34)$$

$$= \text{FSR} \int_0^{1 \text{ pulse}} P_c \operatorname{sech}^2\left(\frac{t}{t_0}\right) dt \quad (2.35)$$

$$= \text{FSR} P_c \left[t_0 \tanh\left(\frac{t}{t_0}\right) \right]_0^{1 \text{ pulse}} \quad (2.36)$$

$$= 2 t_0 \text{FSR} P_c \quad (2.37)$$

avec Δt la durée qui sépare deux impulsions et FSR le taux de répétition du laser. Par ailleurs, la largeur à mi-hauteur de l'impulsion sécante hyperbolique est exprimée par :

$$\delta t = \left[\ln(\sqrt{2} + 1) - \ln(\sqrt{2} - 1) \right] t_0 = 1.76 t_0 \quad (2.38)$$

nous définissons la puissance crête en fonction de δt et du FSR comme suit :

$$P_c = \frac{P_{\text{moy}}}{2 t_0 \text{FSR}} = \frac{P_{\text{moy}} 1.76}{2 \delta t \text{FSR}} \quad (2.39)$$

Comme le montre la relation 2.39, la puissance crête est déterminée en fonction de la puissance moyenne du laser impulsif, de la largeur de l'impulsion δt mesurée par autocorrélation et du taux de répétition FSR du laser. Nous pouvons maintenant exprimer le déphasage en fonction de la puissance moyenne, en remplaçant l'expression de P_c dans l'équation 2.33 et nous obtenons :

$$\varphi_{\text{NL}} \simeq \frac{2}{3} \gamma P_c L = \frac{1.76}{3} \frac{\gamma L P_{\text{moy}}}{\delta t \text{ FSR}} \quad (2.40)$$

Nous pouvons donc mesurer le déphasage non-linéaire à partir de la puissance moyenne. Si on varie la puissance injectée, nous nous attendons à observer une variation de la phase non-linéaire. Selon le modèle théorique décrit dans l'expression 2.40 et en absence d'autres phénomènes comme l'absorption à deux photons, le déphasage non-linéaire obtenu aura donc une évolution linéaire en fonction de la puissance.

2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes techniques communes pour la mesure de l'indice Kerr ainsi que leurs avantages et inconvénients. Ensuite, nous avons abordé le principe de base d'une détection hétérodyne et ses applications pour la mesure de la phase. La dernière partie de ce chapitre a été consacrée à la discussion détaillée de notre approche d'interféromètre hétérodyne, en présentant la configuration expérimentale et le modèle théorique qui tient en compte les contraintes imposées par l'utilisation d'un laser impulsionnel, où le déphasage non-linéaire est déterminé à partir de la puissance moyenne du laser. Dans le chapitre suivant, nous verrons plus en détails les étapes de la mise en place expérimentale de l'interféromètre hétérodyne, pour aboutir finalement à une configuration optimale et efficace pour la mesure du déphasage non-linéaire dans les guides d'ondes.

Bibliographie

- [1] M. Sheik-Bahae, A. Said, T.-H. Wei, D. Hagan, and E. Van Stryland, "Sensitive measurement of optical nonlinearities using a single beam," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 26, pp. 760–769, Apr. 1990.
- [2] F. Louradour, E. Lopez-Lago, V. Couderc, V. Messenger, and A. Barthelemy, "Dispersive-scan measurement of the fast component of the third-order nonlinearity of bulk materials and waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 24, pp. 1361–1363, Oct 1999.
- [3] S. Serna and N. Dubreuil, "Bi-directional top-hat d-scan : single beam accurate characterization of nonlinear waveguides," *Opt. Lett.*, vol. 42, pp. 3072–3075, Aug 2017.
- [4] C. Lacava, S. Stankovic, A. Z. Khokhar, T. D. Bucio, F. Y. Gardes, G. T. Reed, D. J. Richardson, and P. Petropoulos, "Si-rich silicon nitride for nonlinear signal processing applications.," *Scientific reports*, vol. 7, p. 22, Feb 2017.
- [5] C. Lacava, P. Minzioni, E. Baldini, L. Tartara, J. M. Fedeli, and I. Cristiani, "Nonlinear characterization of hydrogenated amorphous silicon waveguides and analysis of carrier dynamics," *Applied Physics Letters*, vol. 103, no. 14, p. 141103, 2013.
- [6] H. El Dirani, M. Casale, S. Kerdiles, C. Socquet-Clerc, X. Letartre, C. Monat, and C. Sciancalepore, "Crack-free silicon-nitride-on-insulator nonlinear circuits for continuum generation in the C -band," *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 4, pp. 355–358, 2018.
- [7] T. Olivier, "Contribution to the metrology of nonlinear refraction and absorption : improvement of the z-scan method and numerical simulations," 01 2004.
- [8] D. Correa, L. Boni, L. Misoguti, I. Cohanoschi, F. Hernandez, and C. Mendonca, "Z-scan theoretical analysis for three-, four-and five-photon absorption," *Optics Communications*, vol. 277, pp. 440–445, May 2007.
- [9] M. A. Foster, A. C. Turner, J. E. Sharping, B. S. Schmidt, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Broad-band optical parametric gain on a silicon photonic chip," *Nature*, vol. 441, no. 7096, pp. 960–963, 2006.

- [10] M. A. Foster, A. C. Turner, R. Salem, M. Lipson, and A. L. Gaeta, "Broad-band continuous-wave parametric wavelength conversion in silicon nanowaveguides," *Opt. Express*, vol. 15, pp. 12949–12958, Oct 2007.
- [11] L. Razzari, D. Duchesne, M. Ferrera, R. Morandotti, S. Chu, B. E. Little, and D. J. Moss, "CMOS-compatible integrated optical hyper-parametric oscillator," *Nature Photonics*, vol. 4, no. 1, pp. 41–45, 2010.
- [12] E. Delcourt, N. Jebali, L. Bodiou, M. Baillieul, E. Baudet, J. Lemaitre, V. Nazabal, Y. Dumeige, and J. Charrier, "Self-phase modulation and four-wave mixing in a chalcogenide ridge waveguide," *Opt. Mater. Express*, vol. 10, pp. 1440–1450, Jun 2020.
- [13] G. P. Agrawal, *Nonlinear fiber optics*. Optics and photonics, San Diego : Academic Press, 3rd ed ed., 2001.
- [14] E. Dulkeith, Y. A. Vlasov, X. Chen, N. C. Panoiu, and R. M. Osgood, Jr., "Self-phase-modulation in submicron silicon-on-insulator photonic wires," *Optics Express*, vol. 14, no. 12, p. 5524, 2006.
- [15] K. S. Kim, R. H. Stolen, W. A. Reed, and K. W. Quoi, "Measurement of the nonlinear index of silica-core and dispersion-shifted fibers," *Opt. Lett.*, vol. 19, pp. 257–259, Feb 1994.
- [16] T. Gustafson, P. Kelly, and R. Fisher, "Subpicosecond pulse generation using the optical kerr effect," *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 5, no. 6, pp. 325–325, 1969.
- [17] W. J. Tomlinson, R. H. Stolen, and C. V. Shank, "Compression of optical pulses chirped by self-phase modulation in fibers," *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 1, pp. 139–149, Apr 1984.
- [18] J. Buldt, M. Müller, R. Klas, T. Eidam, J. Limpert, and A. Tünnermann, "Temporal contrast enhancement of energetic laser pulses by filtered self-phase-modulation-broadened spectra," *Optics Letters*, vol. 42, p. 3761, Oct. 2017.
- [19] E. Armstrong, "A New System of Short Wave Amplification," *Proceedings of the IRE*, vol. 9, pp. 3–11, Feb. 1921.
- [20] A. T. Forrester, "Photoelectric mixing as a spectroscopic tool," *J. Opt. Soc. Am.*, vol. 51, pp. 253–259, Mar 1961.
- [21] M. C. Teich, R. J. Keyes, and R. H. Kingston, "Optimum heterodyne detection at 10.6 μm in photoconductive Ge :Cu," *Applied Physics Letters*, vol. 9, pp. 357–360, Nov. 1966.

- [22] M. L. M. Balistreri, J. P. Korterik, L. Kuipers, and N. F. van Hulst, "Local observations of phase singularities in optical fields in waveguide structures," *Phys. Rev. Lett.*, vol. 85, pp. 294–297, Jul 2000.
- [23] A. Nesci, R. Dändliker, and H. P. Herzig, "Quantitative amplitude and phase measurement by use of a heterodyne scanning near-field optical microscope," *Opt. Lett.*, vol. 26, pp. 208–210, Feb 2001.
- [24] E. Yoxall, M. Schnell, S. Mastel, and R. Hillenbrand, "Magnitude and phase-resolved infrared vibrational nanospectroscopy with a swept quantum cascade laser," *Opt. Express*, vol. 23, pp. 13358–13369, May 2015.
- [25] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, and J. Hvam, "Heterodyne pump-probe and four-wave mixing in semiconductor optical amplifiers using balanced lock-in detection," *Optics Communications*, vol. 169, pp. 317–324, Oct. 1999.
- [26] T. Vallaitis, C. Koos, R. Bonk, W. Freude, M. Laemmlin, C. Meuer, D. Bimberg, and J. Leuthold, "Slow and fast dynamics of gain and phase in a quantum dot semiconductor optical amplifier," *Opt. Express*, vol. 16, pp. 170–178, Jan 2008.
- [27] T. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, "Optical frequency metrology," *Nature*, vol. 416, no. 6877, pp. 233–237, 2002.
- [28] R. T. Watts, S. G. Murdoch, and L. P. Barry, "Phase Noise Reduction of an Optical Frequency Comb Using a Feed-Forward Heterodyne Detection Scheme," *IEEE Photonics Journal*, vol. 8, pp. 1–7, Feb. 2016.

Chapitre 3

Implémentation de l'interféromètre hétérodyne

Dans ce chapitre, nous allons aborder la mise en place expérimentale de la technique hétérodyne pour parvenir à mesurer la phase non-linéaire. Notre expérience reprend le schéma de base de la détection hétérodyne présentée dans la figure 2.11 du chapitre 2. Cependant, l'utilisation d'un laser impulsionnel implique l'introduction d'une ligne à retard dans le montage pour équilibrer les bras de l'interféromètre. Une telle mesure du déphasage non-linéaire nécessite de varier la puissance injectée, car ces deux quantités sont linéairement dépendantes. Pour cela, nous avons mis en place différentes stratégies qui seront détaillées dans les sections suivantes, et nous avons choisi des guides d'ondes de SiN comme structure de référence pour tester notre technique de mesure.

3.1 Structure de référence

Pour tester notre méthode, nous avons mesuré des guides d'ondes en nitrure de silicium dont l'indice non-linéaire est connu dans la littérature [1]. Le SiN est un matériau de choix pour les applications non-linéaires, car il est hautement non-linéaire comparé à une fibre de silice, et il présente des faibles pertes linéaires, de plus, son absorption non-linéaire est négligeable. Les guides d'ondes fabriqués (fig 3.1) par notre partenaire du CEA Grenoble font 630 nm d'épaisseur et sont partiellement gravés sur une profondeur de 400 nm. La largeur des guides varie de 800 nm (dispersion normale) à 1200 nm (dispersion anormale) et leur longueur varie de 1 mm à quelques centimètres.

L'injection de la lumière dans les guides d'onde est réalisée par l'intermédiaire de réseaux de diffraction optimisés pour fonctionner en polarisation TE et en incidence

oblique à 10° suivis d'un taper permettant de réaliser l'adaptation de mode avec le guide d'onde. L'échantillon est placé sur une platine entre les deux fibres d'injection et de collection. Les pertes de propagation et de couplage mesurées dans les échantillons de SiN étaient respectivement 0,6 dB/cm et 5 dB/réseau pour les guides de largeur 1200 nm et 2 dB/cm et 6 dB/réseau pour les guides de largeur 800 nm.

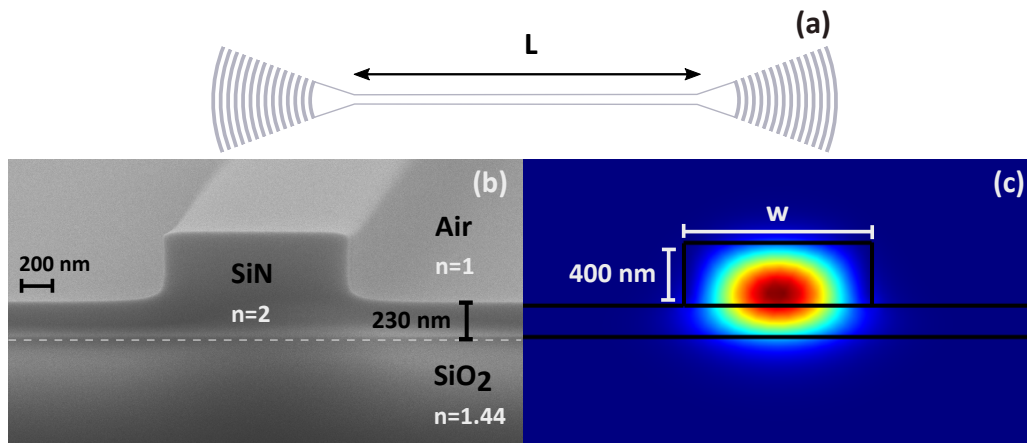


FIGURE 3.1 – a) Schéma d'un guide d'onde avec un coupleur réseau de chaque extrémité. (b) Image MEB d'un guide d'onde partiellement gravé. (c) simulation numérique du mode optique fondamental pour un indice $n_{\text{SiN}} = 1.8$.

3.2 Description de l'interféromètre de première génération

La figure 3.2 représente le montage initial de l'interféromètre hétérodyne, où un laser impulsif picoseconde délivre des impulsions de forme sécante hyperbolique d'une durée de 0,6 ps avec un taux de répétition de 30 MHz. La lumière du laser est envoyée dans un coupleur de ratio 90/10 qui la divise entre les deux bras de l'interféromètre. Le bras que nous allons appeler "Référence" est décalé en fréquence par $\varepsilon = 40$ kHz, en utilisant deux modulateurs acousto-optiques successifs, tandis que le bras appelé "signal" contient le déphasage non-linéaire accumulé dans le guide d'onde. Les signaux optiques des deux trajectoires sont ensuite recombinaés par un deuxième coupleur, puis ils interfèrent sur une photodiode balancée. Le signal détecté par cette dernière qui comporte le battement optique à la fréquence ε et le déphasage, est démodulé par la détection synchrone.

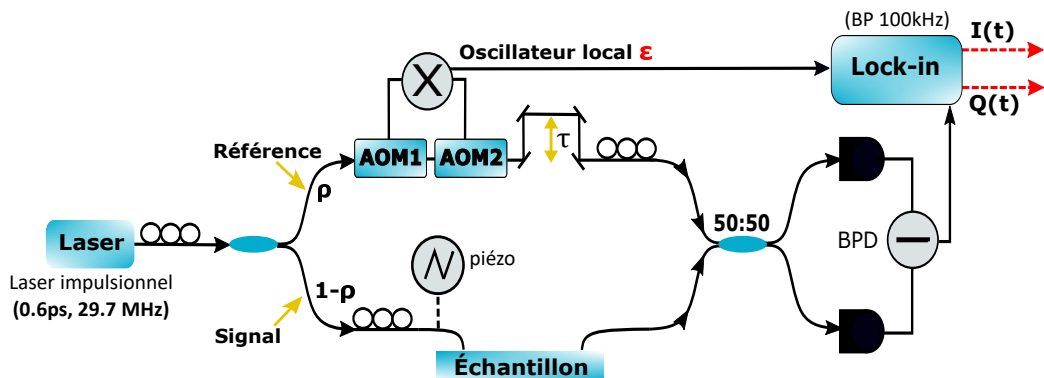


FIGURE 3.2 – Schéma de l'interféromètre hétérodyne, où la puissance injectée est variée grâce à un actuateur piézoélectrique.

Couplage de la lumière : Dans le bras "Signal", nous avons utilisé le banc de couplage fibre-guide qui existait dans le laboratoire et qui a été mis au point lors de la thèse de M. Meisterhans [2], pour injecter la lumière dans l'échantillon à mesurer. Il est composé de fibres optiques clivées, inclinées à 10° et qui grâce à un contrôle de leurs mouvements dans les plans x y et z , elles permettent d'injecter la lumière dans le guide d'onde et de la collecter en sa sortie.

Polarisation : l'interféromètre hétérodyne inclut plusieurs contrôleurs de polarisation, qui assurent le bon fonctionnement des éléments optiques et qui participent à l'optimisation du signal de sortie. Étant donné que les AOMs ne fonctionnent qu'avec une polarisation rectiligne, un premier contrôleur est placé après la source laser, la polarisation est également contrôlée avant la fibre d'injection puisque les réseaux coupleurs du guide d'onde ne fonctionnent que pour une seule polarisation. Pour les guides testés il s'agit du mode TE (Transverse Electrique), correspondant à une polarisation rectiligne verticale. Un dernier contrôleur de polarisation est placé après la ligne à retard afin que les deux ondes séparées aient la même polarisation avant d'être recombinaées par le coupleur 50/50.

Modulation : comme nous l'avons vu dans le chapitre 2, l'hétérodyne consiste à mélanger deux signaux optiques de fréquences différentes. Ainsi, un bras de l'interféromètre doit être décalé en fréquence par rapport à l'autre. Dans notre montage c'est dans le bras référence que ce décalage est effectué, afin de conserver un maximum de puissance dans le bras signal. Pour cela, deux AOMs successifs produisent un décalage de la fréquence du laser (respectivement 40 MHz et $40\text{ MHz} + \epsilon$), et ils sont reliés à un mélangeur qui génère un signal oscillant à la fréquence ϵ . Cette dernière est choisie de manière à ce qu'elle soit inférieure à la bande passante de 100 kHz du lock-in utilisé au

démarrage de ce travail de thèse.

Variation de la puissance : la puissance en entrée de l'interféromètre est variée grâce à un actionneur piézoélectrique, comme illustré par la figure 3.2. Ce dispositif est relié à la fibre d'injection qui fait partie du système de couplage de la lumière dans l'échantillon. Le rôle de l'actionneur piézoélectrique dans cette configuration consiste à déplacer la fibre dans la direction des axes x ou y , de manière à modifier le couplage de la lumière entre la fibre et les réseaux du guide d'onde, et ainsi faire optimiser la puissance injectée dans l'échantillon.

Mesure de la phase avec le laser continu dans le but de différencier la contribution du déphasage non-linéaire dû à l'effet Kerr dans le guide d'onde de celle du déphasage linéaire, nous avons utilisé dans un premier temps un laser continu avec une puissance moyenne modérée de quelques mW. Avec une telle puissance, nous nous attendons à mesurer uniquement un déphasage linéaire correspondant au changement du chemin optique dans le bras signal.

Nous avons d'abord réalisé une acquisition de la phase à une puissance constante sans la modulation de l'actuateur piézoélectrique, cette expérience nous a permis également de tester la stabilité de l'interféromètre et d'identifier les différentes sources de bruit. La figure 3.3(a) représente le résultat obtenu avec une évolution de la phase au cours du temps. Nous observons une dérive lente de la phase d'environ $7,6\pi$ pour une durée de 8 secondes, soit un temps caractéristique τ d'environ 2 s pour une dérive de 2π . En effet, comme l'interféromètre est composé majoritairement de fibres optiques, les effets thermiques qui ont lieu à l'intérieur de celles-ci induisent leur dilatation et donc des fluctuations lentes de la phase via l'actuateur piézoélectrique. Il est donc préférable de fixer une fréquence de modulation de la puissance à une valeur supérieure à $\frac{1}{\tau}$. Toutefois, il est aussi possible de corriger cette dérive de phase au moyen d'un filtre passe-haut.

En exploitant plus en détails les données que nous avons enregistrées, nous avons constaté sur le spectre de la phase (fig 3.3(b)) la présence d'un bruit résiduel à une fréquence de 100 Hz. Pour déterminer la source de ce bruit, nous avons vérifié le spectre du signal en sortie de chaque élément de l'interféromètre et nous nous sommes servis d'un onduleur pour alimenter nos appareils et éliminer la contribution du bruit dû au courant électrique. Néanmoins, ce bruit à 100 Hz était toujours présent dans nos mesures et a été intégré dans la définition de la chaîne de mesure.

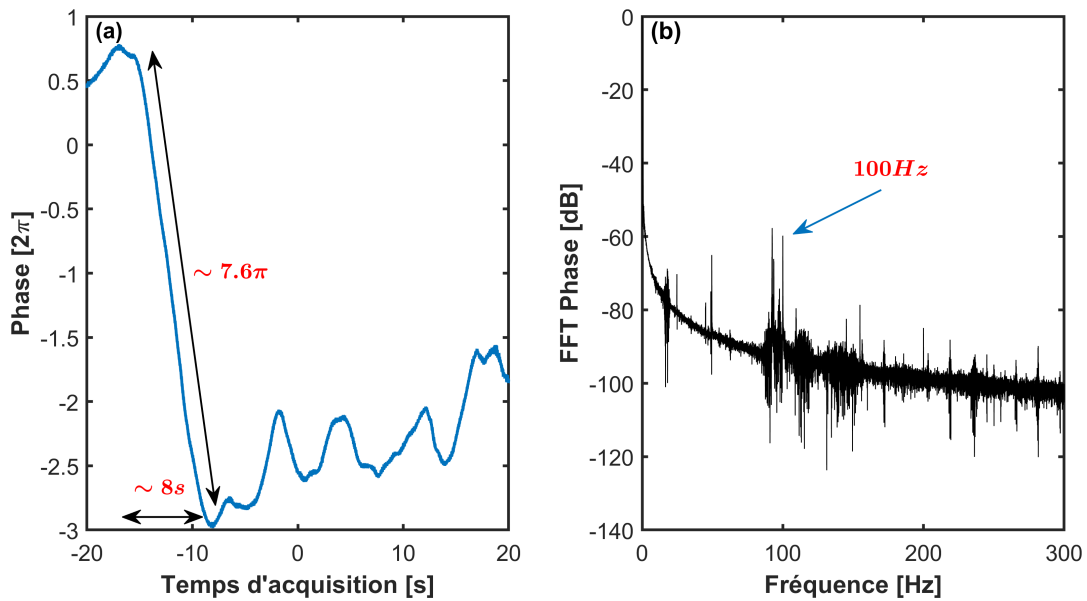


FIGURE 3.3 – (a) Évolution de la phase au cours du temps à puissance constante en absence de l'actuateur piézoélectrique, qui montre une dérive de phase d'une durée de 8s. (b) Spectre de la phase qui présente un bruit à une fréquence de 100Hz.

3.3 Variation de la puissance avec l'actuateur piézoélectrique

Pour réaliser la mesure de la phase en présence de la modulation piézoélectrique, nous alignons d'abord la fibre d'injection au guide d'onde pour arriver à un couplage optimal. Ensuite, nous définissons les paramètres du piézoélectrique pour que la fibre effectue un déplacement à partir du point de couplage correspondant à un maximum d'amplitude V_{\max} vers un point de découplage correspondant à un minimum d'amplitude V_{\min} comme le montre la figure 3.4. Le mouvement de la fibre se fait donc de l'intérieur du réseau coupleur vers l'extérieur de celui-ci, en parcourant une distance définie par le piézoélectrique d'environ $20\mu\text{m}$ correspondant à une valeur maximale d'alimentation de 70V. Nous réglons ensuite les paramètres du générateur de signaux électriques qui est relié à l'actuateur piézoélectrique, pour émettre un signal triangulaire dont la fréquence est supérieure à l'inverse du temps caractéristique τ de la dérive de phase soit 1 Hz.

Le Lock-in utilisé dans ce montage, possède des sorties permettant d'obtenir directement la phase et l'amplitude mesurées. Cependant, comme la fréquence de modulation est lente et que le temps de moyennage est de 1 ms, nous avons fait le choix d'acquérir les signaux bruts en phase $I(t)$ et en quadrature $Q(t)$ sur plusieurs cycles (N) de puissance, comme illustré dans la figure 3.5. Nous observons sur cette figure que $I(t)$ et

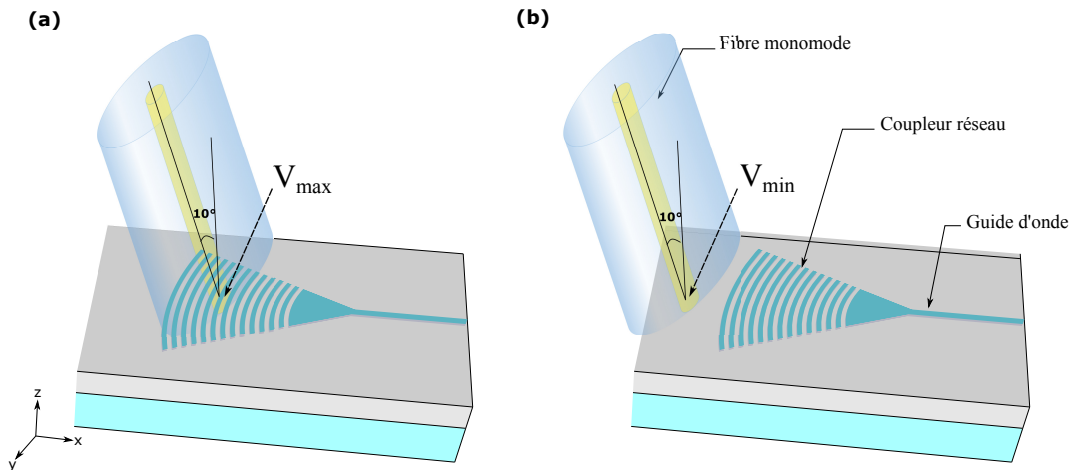


FIGURE 3.4 – Schéma représentatif du contrôle du couplage de la lumière par le mouvement de la fibre d'injection produit par l'actuateur piézoélectrique. (a) Couplage de la lumière dans le guide d'onde par le réseau coupleur, l'amplitude du signal est maximale V_{\max} . (b) Découplage de la lumière, l'amplitude du signal est minimale V_{\min} .

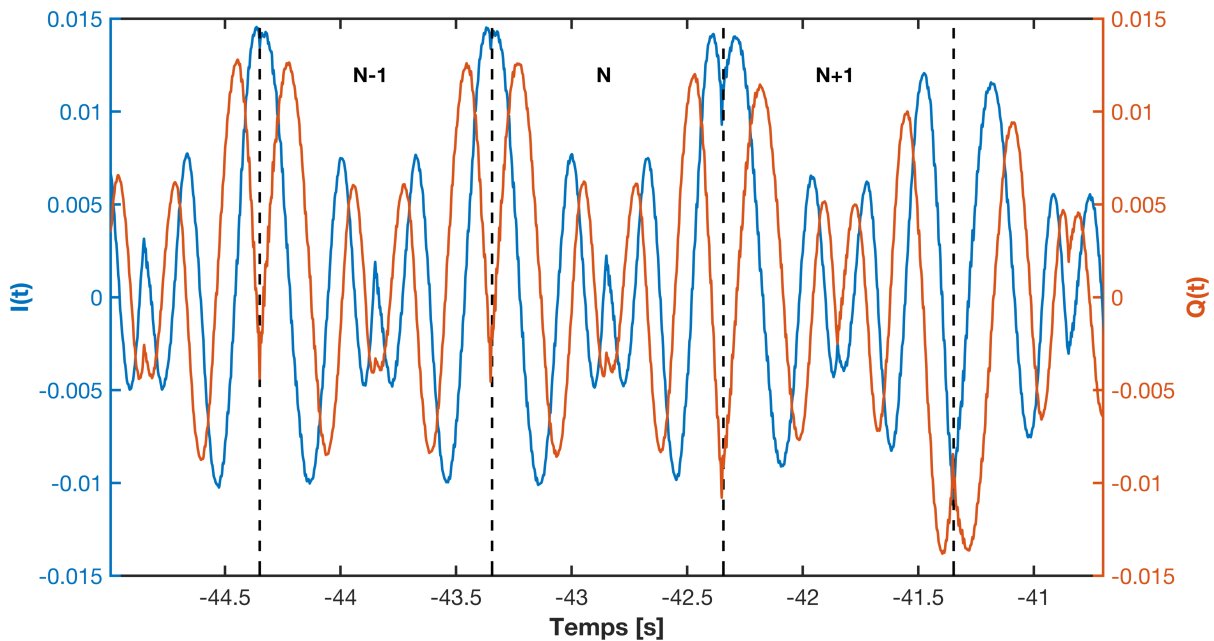


FIGURE 3.5 – Extrait des données brutes des signaux $I(t)$ et $Q(t)$ en sortie du Lock-in pour N cycles de puissance. En bleu le signal en phase $I(t)$ et en orange le signal en quadrature $Q(t)$.

$Q(t)$ varie à la fréquence 1 Hz fixée sur le générateur de signaux.

À partir de ces données nous déduisons la phase et l'amplitude de l'ensemble des cycles comme le montre la figure 3.6. Nous observons que les cycles de l'amplitude sont stables au cours du temps et varient périodiquement comme attendu, avec une augmentation et une diminution identiques pour chaque cycle (fig 3.6(a)), tandis que

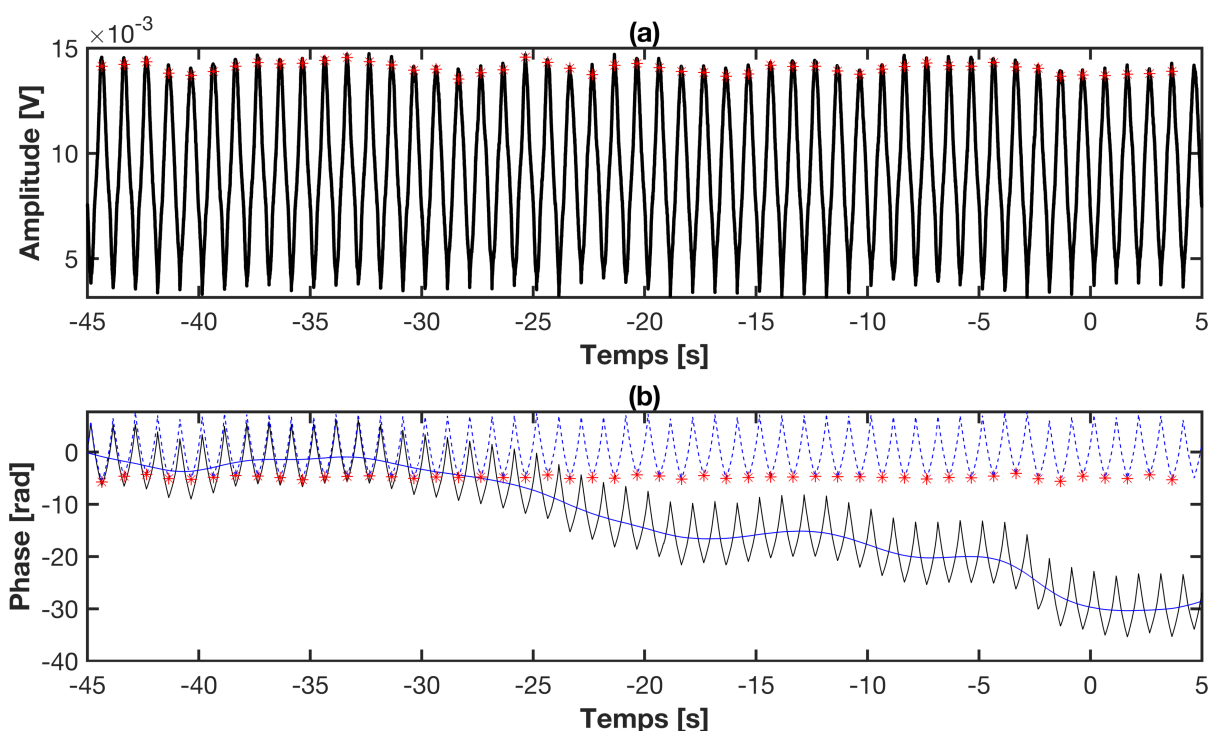


FIGURE 3.6 – Amplitude et phase mesurées au cours du temps pour N cycles de puissance. (a) Évolution constante de l’amplitude. (b) La courbe noire en trait plein décrit une dérive de la phase et la courbe bleu en pointillés représente la correction de cette dérive par l’application d’un filtre passe haut.

les cycles de la phase ont tendance à dériver comme nous l’observons dans la courbe noire en trait plein (fig 3.6(b)). L’application d’un filtre passe-haut numérique nous a permis de corriger cette dérive sur la durée totale de la mesure, comme on le voit dans la courbe bleue en pointillés, où tous les cycles de la phase sont maintenant centrés autour de l’ordonnée à l’origine. Pour s’affranchir des bruits à plus hautes fréquences, nous avons isolé chaque cycle et effectué un moyennage sur l’ensemble des cycles comme illustré sur la figure 3.7. Nous représentons dans cette figure, l’ensemble des cycles isolés pour l’amplitude et la phase ainsi que leur moyenne respective en fonction de la position dans le cycle, où l’amplitude maximale V_{\max} et minimale V_{\min} correspondent respectivement à 0% et 50% du cycle.

Comme le montrent les figures 3.7(b,d), lorsque le couplage est optimal ($V = V_{\max}$), l’amplitude est maximale au début du cycle et le déphasage linéaire est minimal. Mais lorsque la fibre se déplace vers le point de découplage ($V = V_{\min}$), le chemin optique augmente dans le bras signal et un déphasage linéaire est accumulé, car le chemin optique est modifié. Nous mesurons un déphasage maximal de 672° à ($V = V_{\min}$).

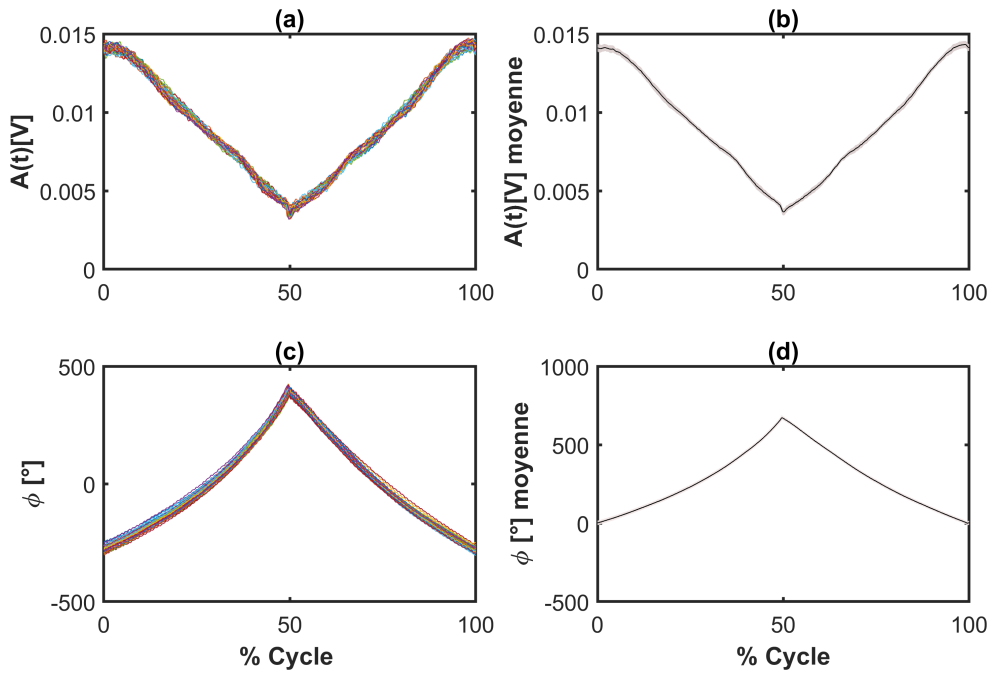


FIGURE 3.7 – (a),(c) Amplitude et phase extraites pour N cycles en fonction du pourcentage du cycle. (b),(d) Amplitude et phase moyennées sur N cycles. La zone ombrée correspond à l'écart-type.

Mesure de la phase avec le laser impulsionnel Nous avons procédé de la même manière que pour le laser continu pour mesurer le déphasage, mais en utilisant un laser impulsionnel de puissance crête $P_c = 21$ W. Nous nous attendons ici à mesurer un déphasage qui comporte deux contributions : la première est celle du déphasage linéaire dû à la modification du chemin optique, identique à celle déjà observée dans le cas précédent, avec un laser continu, puis la deuxième est liée au déphasage non-linéaire induit par l'effet Kerr dans le guide d'onde. Nous estimons la valeur du déphasage des guides SiN à une dizaine de degrés pour les guides les plus longs (quelques cm) que nous avons à disposition. Cette estimation est calculée à partir de l'indice non-linéaire du SiN $n_2 = 3,6 \times 10^{-19} \text{ m}^2/\text{W}$ reporté dans la littérature [1], de P_c , de la longueur L et de l'aire effective A_{eff} du guide d'onde.

Dans la figure 3.8(d), nous observons un déphasage maximal de 448° au point de découplage V_{\min} . En effet, le déphasage linéaire atteint son maximum lorsque l'amplitude est minimale alors que le déphasage non-linéaire est minimal à ce point. À l'inverse, lorsque le couplage est maximal, le déphasage linéaire est minimal tandis que le déphasage non-linéaire est maximal. Du fait que le déphasage non-linéaire attendu est faible par rapport aux valeurs obtenues du déphasage total, il est donc délicat d'extraire la phase non-linéaire avec une bonne précision.

Nous avons donc abandonné ce protocole qui repose sur l'utilisation de l'actuateur

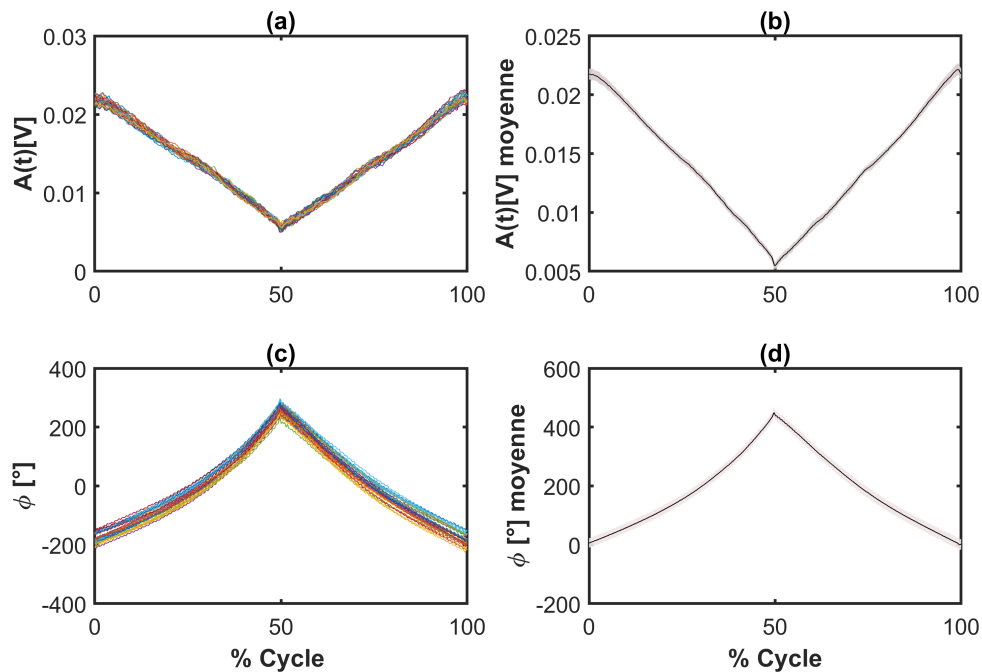


FIGURE 3.8 – (a),(c) Amplitude et phase extraites pour N cycles en fonction du pourcentage du cycle. (b),(d) Amplitude et phase moyennées sur N cycles. La zone ombrée correspond à l'écart-type.

piézoélectrique pour contrôler le couplage de la lumière, et nous avons préféré utilisation d'autres stratégies sans avoir besoin de discriminer la partie linéaire de la partie non-linéaire. Néanmoins, cette première expérience nous a permis d'évaluer la stabilité de l'interféromètre en prenant connaissance des différentes sources de bruit. Nous verrons dans la section suivante, une configuration plus optimisée, qui comporte un autre dispositif pour varier la puissance injectée sans pour autant modifier le chemin optique, et qui permet donc de mesurer uniquement le déphasage non-linéaire.

3.4 Variation de la puissance avec un VOA

Dans ce deuxième montage, nous avons gardé la même configuration de la section précédente, mais nous avons modifié la méthode de variation de puissance. Pour cela, nous avons utilisé un atténuateur variable optique (VOA) au lieu de l'actuateur piézoélectrique. Cet élément optique est largement utilisé dans les systèmes de communication optique, et permet de modifier la puissance optique transmise par le biais de la tension appliquée à ses bornes. Les principales applications du VOA comprennent le contrôle du gain des amplificateurs optiques et l'ajustement de la puissance des lasers et des détecteurs. Ses intérêts majeurs sont d'abord des faibles pertes d'insertion

d'environ 0,05 dB pour les meilleurs d'entre eux, puis une large plage dynamique et un faible coût.

Comme on peut le voir dans la figure 3.9, le VOA est placé juste après la source laser et le contrôleur de polarisation. La transmission de la lumière est maximale lorsque la tension appliquée au VOA est nulle, et elle diminue avec la tension.

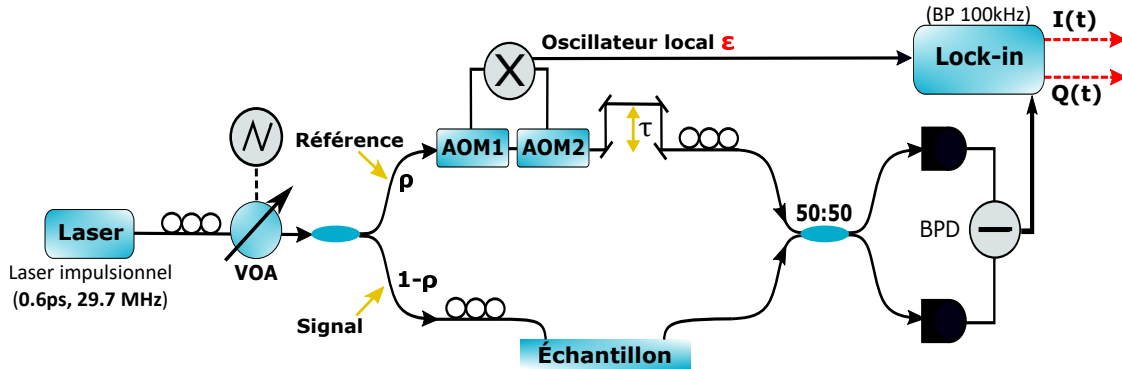


FIGURE 3.9 – Schéma de l'interféromètre hétérodyne, où la puissance injectée est variée grâce à un VOA.

Mesure de la phase avec le laser continu Nous avons procédé de la même manière que pour celle présentée dans la section précédente, en réalisant d'abord une première mesure de la phase avec le laser continu à une puissance de quelques mW. Nous avons fixé la fréquence du cycle de puissance à 10Hz , et nous avons enregistré la variation de l'amplitude et de la phase pour N cycles. Notons que dans le cas du VOA, la puissance maximale est obtenue en milieu de cycle. La figure 3.10 montre les variations d'amplitude(a) et de la phase(c) mesurées, nous observons dans la figure 3.10(d) que la phase ne varie pas au cours du cycle et cela est en accord avec le comportement attendu. En effet, une fois que la lumière est couplée dans le guide d'onde, la fibre d'injection n'effectue aucun déplacement, et la différence de chemins optiques entre les deux bras de l'interféromètre reste constante. En conséquence, la phase linéaire est constante et nous ne mesurons aucun autre déphasage au cours des cycles de puissance.

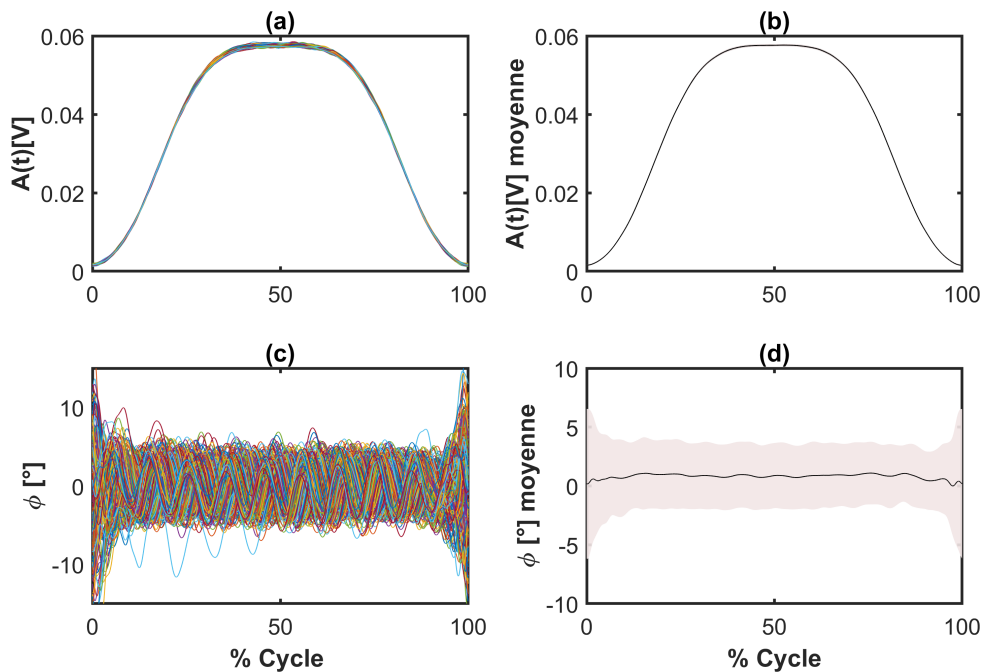


FIGURE 3.10 – (a),(c) Amplitude et phase extraites pour N cycles en fonction du pourcentage du cycle. (b),(d) Amplitude et phase moyennées sur N cycles. La zone ombrée correspond à l'écart-type.

Mesure de la phase avec le laser impulsionnel : Nous savons maintenant que le déphasage qui sera observé avec le laser impulsionnel correspondra uniquement au déphasage non-linéaire. Nous utilisons ici la même source laser picoseconde que précédemment pour laquelle la puissance crête maximale à l'entrée du guide est d'environ 80W. Nous varions ensuite l'amplitude de notre signal à l'aide du VOA avec une fréquence de 10Hz, puis nous enregistrons la variation de l'amplitude et de la phase pour N cycles. La figure 3.11(a) représente un extrait des signaux $I(t)$ et $Q(t)$ enregistrés en sortie du Lock-in pour N cycles. Après moyennage de l'ensemble des cycles, le bruit parasite est fortement diminué, comme illustré dans les figures 3.11(b,c) qui représentent respectivement l'amplitude et le déphasage au cours d'un cycle. Contrairement au cas précédent, nous observons cette fois-ci dans la figure 3.11(c) une variation de la phase qui ne peut être liée qu'à un déphasage non-linéaire avec un minimum au début du cycle et un maximum au milieu du cycle, le déphasage varie donc linéairement avec la puissance comme on le voit dans la figure 3.11(e), l'expérience fonctionne donc comme attendu.

En observant la zone ombrée qui correspond à l'écart type de l'ensemble des cycles, nous remarquons que l'amplitude fluctue très peu comparée à la phase dont les fluctuations sont de l'ordre de 5° , ce qui est significatif notamment lorsqu'on souhaite mesurer des petits déphasages. Nous observons donc que ces fluctuations sont réduites

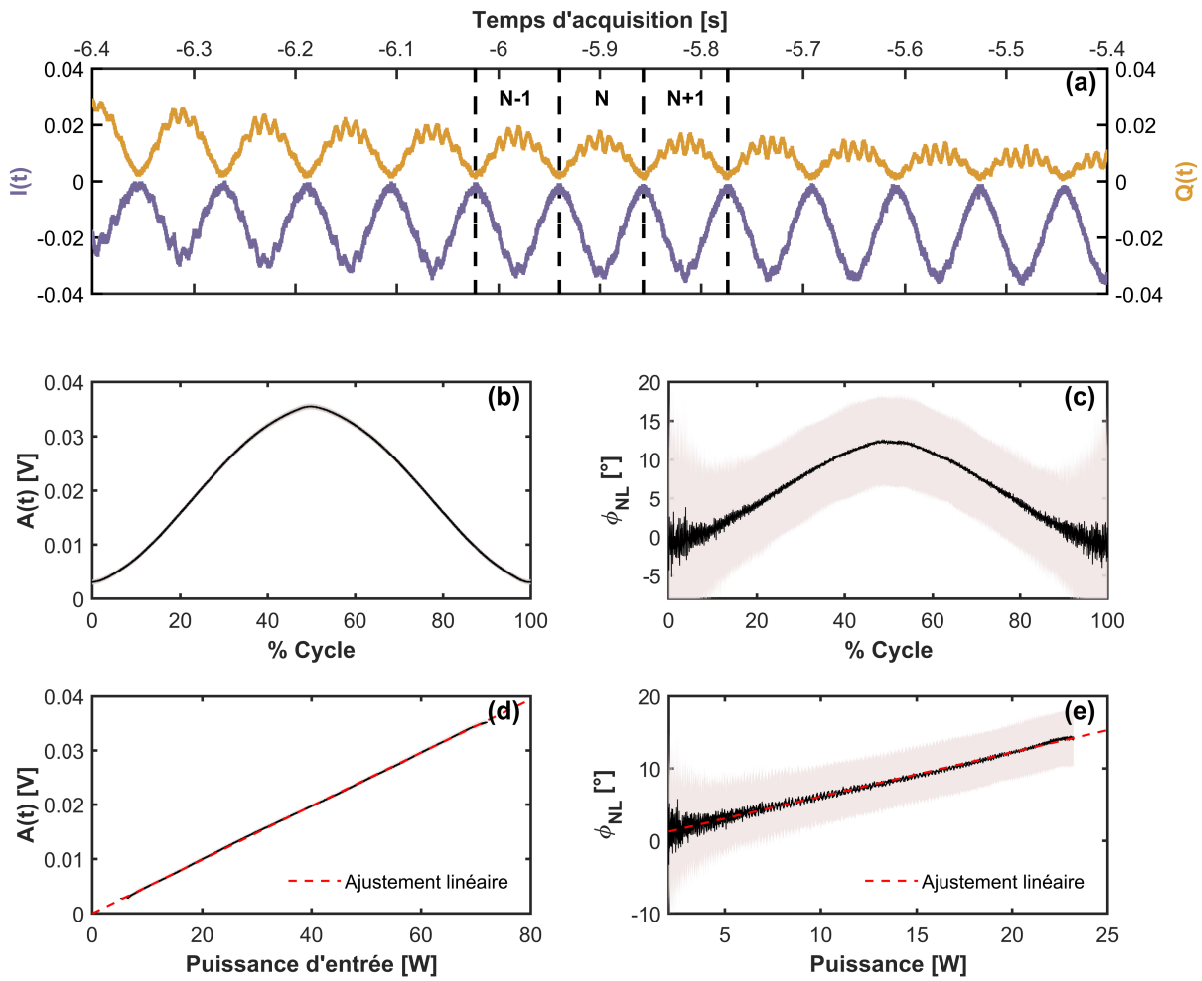


FIGURE 3.11 – (a) Données brutes des signaux $I(t)$ et $Q(t)$ pour N cycles de puissance. (b), (c) Amplitude et phase extraites et moyennées sur N cycles. (d) Fonction de transfert décrivant la puissance d'entrée et l'amplitude moyenne en sortie $A(t)$. (e) Le déphasage non-linéaire mesuré en fonction de la puissance crête au milieu du guide. La zone ombrée correspond à l'écart-type.

grâce au moyennage opéré sur un grand nombre de cycles ($N=100$) par traitement numérique des données de mesure.

Afin de déterminer le paramètre non-linéaire γ à partir de la relation 2.33 citée dans le chapitre 2, nous représentons cette fois-ci l'amplitude en fonction de la puissance d'entrée et la phase en fonction de la puissance crête P_c au milieu du guide d'onde comme illustré dans les figures 3.11(d,e). La puissance P_c prend en compte les pertes de couplage η ainsi que les pertes de propagation α du guide. En supposant que les pertes de couplage η_1 et η_2 de chaque extrémité du guide sont identiques, c'est-à-dire

que $\eta_1 = \eta_2 = \eta$, la puissance crête au milieu du guide est évaluée telle que :

$$P_c = \eta P_0 e^{-\alpha \frac{L}{2}} \quad (3.1)$$

avec P_0 la puissance d'entrée. Cette puissance crête P_c est reliée au déphasage élémentaire non-linéaire $d\varphi_{NL}$ qui s'écrit :

$$d\varphi_{NL} = \gamma P(z) dz \quad \text{avec} \quad P(z) = \eta P_0 e^{-\alpha z} \quad (3.2)$$

Le déphasage non-linéaire accumulé dans un guide d'onde de longueur L avec des pertes linéaires α est donné par :

$$\varphi_{NL} = \int_0^L \gamma P(z) dz = \gamma \eta P_0 \left[\frac{1 - e^{-\alpha L}}{\alpha} \right] = \gamma \eta P_0 L_{\text{eff}} \quad (3.3)$$

Pour des faibles pertes α et pour des petites longueurs de propagation L telles que $\alpha L \ll 1$ on applique le développement limité :

$$e^{-\alpha L} = 1 - \alpha L + \frac{1}{2}(\alpha L)^2 \quad (3.4)$$

L'expression du déphasage non-linéaire devient :

$$\varphi_{NL} \simeq \gamma \eta P_0 L \left(1 - \frac{1}{2} \alpha L \right) \quad (3.5)$$

La puissance en sortie du guide d'onde est exprimée par :

$$P_s = \eta P_c e^{-\alpha \frac{L}{2}} = \eta^2 P_0 e^{-\alpha L} \quad (3.6)$$

L'expression de la racine carré du produit de la puissance d'entrée P_0 et la puissance de sortie P_s s'écrit :

$$\sqrt{P_0 P_s} = \sqrt{\eta^2 P_0^2 e^{-\alpha L}} = \eta P_0 e^{-\frac{\alpha L}{2}} = P_c \quad (3.7)$$

En utilisant la même approximation que précédemment dans le cas où $\alpha L \ll 1$ on obtient :

$$P_c \simeq \eta P_0 \left(1 - \frac{1}{2} \alpha L \right) \quad (3.8)$$

Le déphasage non-linéaire exprimé en fonction de P_c est :

$$\varphi_{NL} = \gamma P_c L \quad (3.9)$$

Pour un guide d'onde SiN de longueur $L = 5,12$ mm, et déterminant P_0 et P_s avec un wattmètre nous obtenons une puissance maximale $P_c = 22$ W à l'intérieur de ce guide. Dans la figure 3.11(d) nous observons que l'amplitude varie linéairement avec la puissance confirmant l'absence des pertes non-linéaires dans le guide de SiN. Par ailleurs, comme le montre la figure 3.11(e), la phase décrit une évolution linéaire en fonction de la puissance, ce qui est en accord avec notre modèle théorique décrit par la relation 2.33.

Lorsque nous réalisons la mesure du déphasage, nous procédons à une mesure avec l'échantillon du SiN, où le déphasage total est celui qui est accumulé dans le guide d'onde intégré plus celui de la fibre optique. La deuxième mesure concerne uniquement le déphasage accumulé dans la fibre, celui-ci est très petit de l'ordre de (1°) mais il faut le prendre en considération notamment lorsque l'échantillon en question présente une faible non-linéarité et donc un faible déphasage de quelques degrés pour les guides courts. La pente mesurée comporte alors deux contributions : la première est γL qui correspond au déphasage accumulé à l'intérieur du guide, et la deuxième est le déphasage de la fibre $\gamma_{\text{fibre}} L_{\text{fibre}}$ où L_{fibre} correspond à la longueur de la fibre d'entrée dans le bras signal ($L = 1,8$ m) entre le premier coupleur (90/10) et l'échantillon, plus celle de la fibre du bras référence de même longueur, toutefois, le déphasage dans cette dernière est négligeable mais l'ensemble de cette contribution est soustrait du déphasage total.

Le déphasage total mesuré s'écrit :

$$\Phi_{\text{tot}} = \gamma_{\text{fibre}} L_{\text{fibre}} P_0 + \gamma L P_c \quad (3.10)$$

à partir de la relation 3.7 nous déduisons :

$$\Phi_{\text{tot}} = \gamma_{\text{fibre}} L_{\text{fibre}} P_0 + \gamma L \sqrt{\frac{P_s}{P_0}} P_0 \quad (3.11)$$

$$= P_0 \left(\gamma_{\text{fibre}} L_{\text{fibre}} + \gamma L \sqrt{\frac{P_s}{P_0}} \right) \quad (3.12)$$

En utilisant la même configuration que précédemment mais en retirant le guide d'onde, nous mesurons à nouveau un déphasage variant linéairement avec la puissance, qui

nous permet de trouver que $\gamma_{\text{fibre}}L_{\text{fibre}}/\eta = 0,002 \text{ W}^{-1}$. Cette contribution est ensuite soustraite dans les mesures présentées ci-après afin de retrouver la contribution de l'échantillon uniquement.

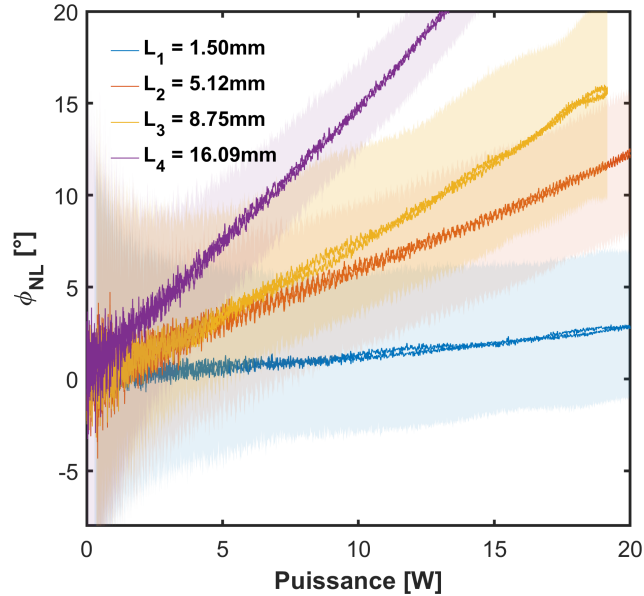


FIGURE 3.12 – Mesures non-linéaires pour des guides d’ondes de largeur $w = 1,2 \mu\text{m}$ et de différentes longueurs, le déphasage non-linéaire est représenté en fonction de la puissance crête à l’intérieur du guide.

Les mesures ont été répétées pour des guides d’ondes de différentes longueurs allant de 1,5 mm à 16 mm, issus de deux échantillons différents, réalisés par le même procédé de fabrication. Les résultats de ces mesures sont illustrés dans la figure 3.12. Toutes les mesures que nous observons ici montrent une tendance linéaire, comme attendu, le déphasage non-linéaire total augmente avec la longueur du guide, alors que la puissance crête atteinte est plus faible pour les guides les plus longs en raison des pertes de propagation. En appliquant un ajustement linéaire aux pentes de chaque courbe en fonction de la longueur du guide L , nous avons obtenu un coefficient Kerr effectif de $\gamma = 1,68 \pm 0,24 \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$ comme le montre la figure 3.13. Cette valeur est en bon accord avec des mesures réalisées par d’autres méthodes sur des guides d’ondes en SiN élaborés par différents procédés de fabrication [1, 3]. Il convient de noter qu’une dispersion assez importante des paramètres non-linéaires est attendue par rapport aux résultats de la littérature, en raison de la variabilité substantielle de la stœchiométrie du SiN en fonction de son processus de dépôt [4].

L’intervalle de confiance de γ prend en compte la majorité des incertitudes expérimentales. Il comprend en particulier la stabilité à court terme du laser et du modulateur optique, auxquels s’ajoutent le bruit sur l’unité de détection qui inclut le

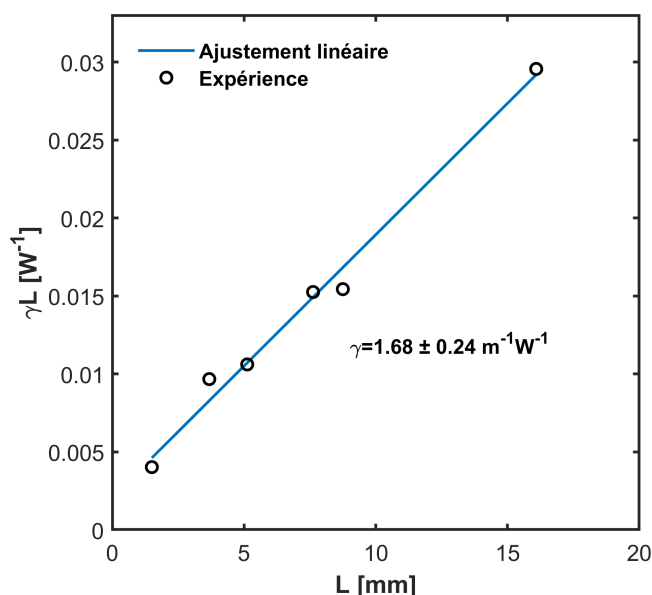


FIGURE 3.13 – Coefficients γL correspondant aux pentes des courbes représentées dans la figure 3.12 pour chacune des longueurs de guide d'onde. Cercles noirs : mesures expérimentales. Trait bleu : ajustement linéaire dont la pente est égale à $\gamma = 1,68 \pm 0,24 m^{-1} W^{-1}$.

Lock-in et la photodiode. La plus grande part d'incertitude concerne l'évaluation de la puissance envoyée dans l'échantillon. En effet, avant chaque mesure, nous mesurons la puissance moyenne à l'aide d'un puissance-mètre, ensuite nous enregistrons la courbe de puissance au moyen de l'oscilloscope comme illustré dans la figure 3.14. Cette étape nécessite de débrancher la fibre d'entrée dans le bras signal et de la connecter à une photodiode, puis la reconnecter à nouveau à la fibre d'injection. Ces différentes manipulations allongent le temps de la mesure et affectent sa reproductibilité. Connaissant la puissance moyenne, la puissance crête est ensuite déterminée à partir de la forme et de la durée de l'impulsion extraites d'une trace d'autocorrélation.

D'autre part, comme le blocage de mode du laser picoseconde se fait manuellement, il arrive parfois que ce blocage ne soit plus stable et qu'il diffère d'une mesure à une autre, ou se modifie au cours de la même mesure. Cela aboutit à une mauvaise estimation de la puissance crête, parce que la durée de l'impulsion tend à varier au cours de la mesure. Compte tenu de ces incertitudes et des problèmes de reproductibilité, nous estimons que la puissance crête est connue avec une précision d'environ 10%.

Comme nous l'avons vu précédemment, le coefficient de couplage η est supposé être identique pour les deux coupleurs du guide d'onde. C'est souvent le cas lorsque les deux réseaux coupleurs sont symétriques, et en absence de toute contamination ou défaut de fabrication en entrée ou en sortie du guide, pouvant modifier le couplage de

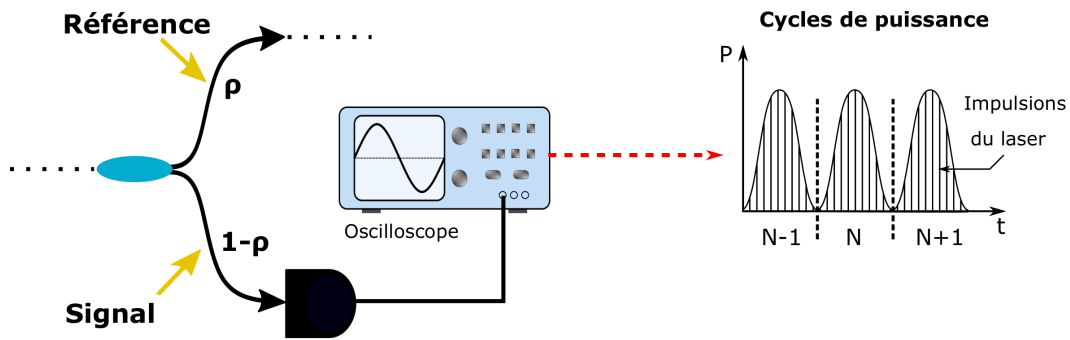


FIGURE 3.14 – Schéma représentatif de l’acquisition de la variation de puissance. La fibre d’entrée dans le bras signal est connectée à une photodiode reliée à l’oscilloscope, le signal observé comporte les cycles de puissance à la fréquence de variation et à l’intérieur desquels on retrouve les impulsions du laser.

la lumière. Pour confirmer cette hypothèse, nous avons réalisé des nouvelles mesures en inversant l’entrée et la sortie des guides d’ondes par une rotation de l’échantillon. Les résultats de cette expérience sont illustrés dans la figure 3.15(a). Hormis des légères fluctuations de la phase non-linéaire, les pentes mesurées sont identiques pour les deux sens de propagation de la lumière dans le guide d’onde. Cela signifie que le coefficient η est le même pour les deux réseaux. Par conséquent, ces résultats justifient l’évaluation de la puissance crête à $P_c = \sqrt{P_0 P_s}$ au milieu du guide d’onde, et ils démontrent également la reproductibilité de la mesure.

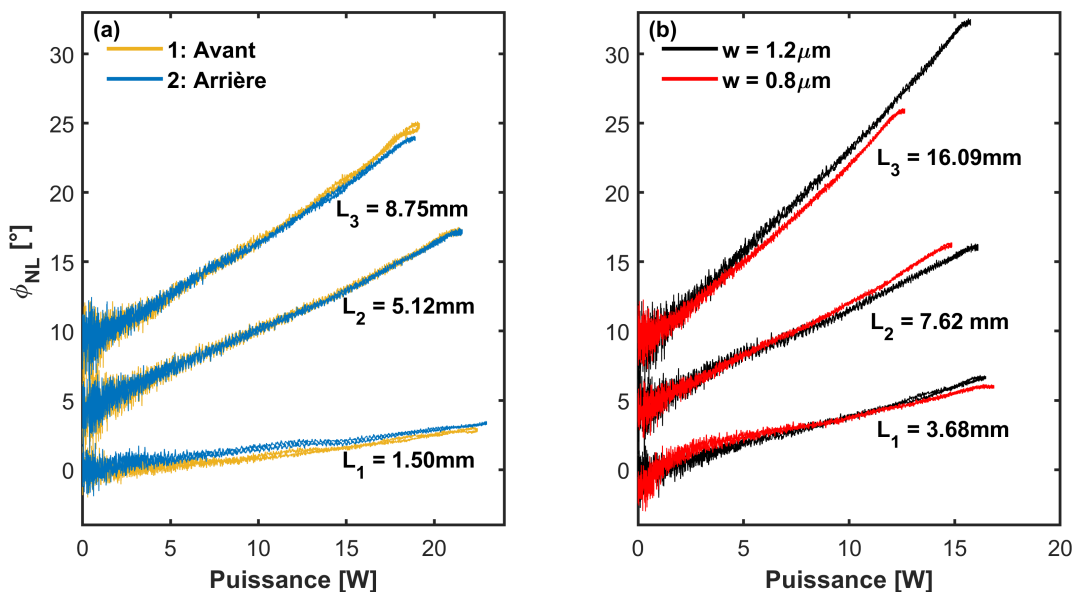


FIGURE 3.15 – Mesures de la phase non-linéaire : (a) Couplage dans la direction avant et arrière pour des guides de largeur $w = 0,8\mu\text{m}$. (b) Couplage dans la direction avant pour deux différentes largeurs de guide, correspondant à deux régimes de dispersion ($w = 0,8\mu\text{m}$ et $w = 1,2\mu\text{m}$). Pour mieux représenter les données on a ajouté numériquement un décalage à l’origine.

Nous avons poussé notre étude plus loin, en voulant vérifier l'impact de la dispersion sur notre méthode de mesure. Pour cela, nous avons à disposition des guides d'onde de SiN en deux largeurs $w = 0,8\mu\text{m}$ et $w = 1,2\mu\text{m}$, qui correspondent respectivement à des régimes de dispersion normale ($\beta_2 = 30 \times 10^{-26} \text{s}^2/\text{m}$) et anormale ($\beta_2 = -7 \times 10^{-26} \text{s}^2/\text{m}$). La mesure non-linéaire de ces guides a conduit aux résultats représentés par la figure 3.15(b). Les pentes observées dans cette figure sont quasiment identiques pour les deux régimes de dispersion. Nous concluons de ces résultats, que notre dispositif de mesure fonctionne dans les deux régimes de dispersion, et que la non-linéarité dépend très peu de la largeur réelle du guide. Les différences observées entre les courbes des deux régimes proviennent d'une faible variation de l'aire effective A_{eff} du guide qui n'est pas la même pour les deux géométries : $0,73 \mu\text{m}^2$ pour les guides de $0,8 \mu\text{m}$ et $0,76 \mu\text{m}^2$ pour ceux de $1,2 \mu\text{m}$.

Le déphasage non-linéaire est relié à la non-linéarité intrinsèque du matériau qui est exprimée par $\gamma = 2\pi n_2/\lambda A_{\text{eff}}$. À partir de cette relation, nous avons donc déterminé l'indice non-linéaire du SiN : $n_2 = (3.1 \pm 0.4) \times 10^{-19} \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. Par la suite, nous avons comparé cette valeur à celle mesurée par la méthode du mélange à quatre ondes [1] pour le même matériau de SiN élaboré par le même procédé de fabrication. Ce groupe a obtenu un indice de $n_2 = 3.6 \times 10^{-19} \text{m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ qui est très proche de notre valeur. Toutefois, il n'était pas possible de discuter l'incertitude car elle n'était pas évaluée dans la publication.

Bien que la première démarche expérimentale avec l'actuateur piézoélectrique ne se soit pas montrée concluante, cette deuxième configuration de l'interféromètre hétérodyne a abouti à des très bons résultats et a permis de confirmer la pertinence de l'approche hétérodyne pour la mesure de non-linéarités Kerr. Le choix d'un montage qui ne modifie pas le chemin optique dans le bras signal pendant la mesure était pertinent, car il nous a permis de mesurer uniquement la phase qui nous intéresse, à savoir la phase non-linéaire. Ce travail a conduit finalement à la mesure du n_2 du SiN qui était en bon accord avec la valeur donnée par la littérature. La technique hétérodyne pour la mesure de la non-linéarité dans des guides d'ondes, a été validée par la publication de ces travaux [5].

3.5 Amélioration du procédé de mesure

Grâce aux résultats obtenus après l'intégration du VOA dans la section 3.4 et qui ont permis de valider la technique hétérodyne, nous avons pensé par la suite à améliorer le fonctionnement de notre interféromètre. Le but principal est de réduire le bruit

des instruments par la montée en fréquence de la modulation, et d'optimiser la reproductibilité des mesures. Pour cela, nous avons remplacé certains appareils comme la source laser et l'unité de détection, puis nous avons apporté d'autres modifications au montage de l'expérience. Comme nous l'avons déjà abordé dans la section 3.4, la principale incertitude dans notre mesure concerne l'évaluation de la puissance en entrée de l'échantillon.

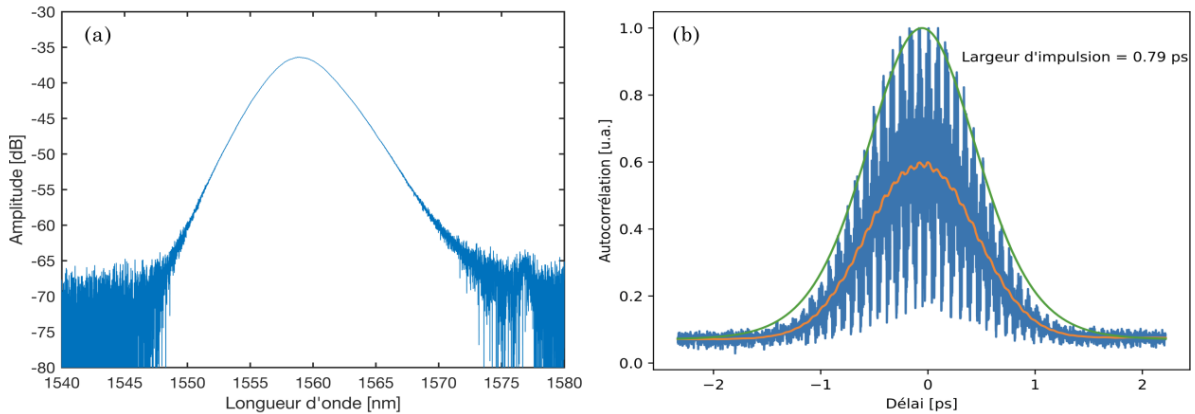


FIGURE 3.16 – (a) Spectre du laser à fibre impulsifnnel TOPTICA (b) Trace d'autocorrélation du laser enregistrée après 2 mètres de fibres SMF28 correspondant à la longueur de propagation entre la source et l'échantillon à caractériser. La largeur d'impulsion est de 0,79 ps.

Pour réduire les incertitudes de mesure et améliorer la reproductibilité, nous nous sommes d'abord procurés d'un laser commercial (TOPTICA, Femtosecond pro) qui a remplacé le laser picoseconde. Cette source laser délivre des impulsions de largeur 0,79 ps avec un taux de répétition de 79 MHz. La puissance moyenne maximale envoyée est de 2 mW, ce qui correspond à une puissance crête maximale d'environ 32 W. Cette valeur est 2.5 fois plus faible que celle avec laquelle nous avons l'habitude de travailler, mais cela reste suffisant puisque la méthode est optimisée pour travailler à des puissances modérées et elle est sensible à des petites variations de la phase. L'avantage de ce laser réside dans un blocage de mode automatique, qui offre un gain de temps, une meilleure stabilité et une bonne reproductibilité du signal envoyé.

Le deuxième changement important a consisté à remplacer l'unité de détection synchrone (Zurich instrument, UHFLI) plus rapide avec une bande passante de 600 MHz, soit 3 ordres de grandeur en plus comparé au Lock-in que nous avons utilisé jusqu'à présent. Cette montée en fréquence nous a permis de n'utiliser qu'un seul AOM et ainsi porter la fréquence de modulation à 40 MHz. L'intégration de ce nouveau Lock-in nous a permis de simplifier l'interféromètre, en retirant deux éléments qui sont le deuxième AOM et le mélangeur réduisant ainsi la longueur totale de fibre et améliorant donc la

stabilité générale.

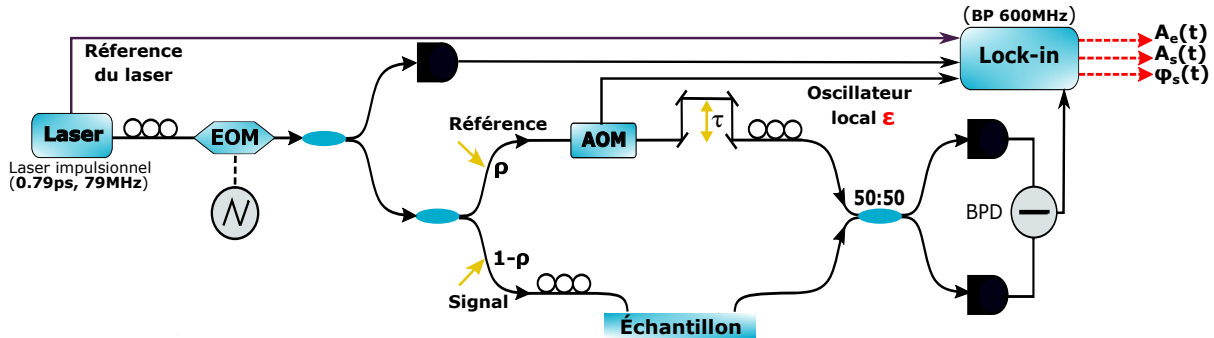


FIGURE 3.17 – Schéma du montage hétérodyne amélioré, où la puissance injectée est variée grâce à un modulateur électro-optique (EOM). 90% de la lumière est envoyée dans l'interféromètre, tandis que le 10% restant est envoyé dans une photodiode puis démodulé par le lock-in. Le but final est d'acquérir simultanément l'amplitude en entrée $A_e(t)$ et en sortie $A_s(t)$ puis le déphasage non-linéaire $\varphi_s(t)$.

Le VOA utilisé dans le précédent montage est limité à une fréquence de seulement 1 kHz, et il ne permet donc pas d'augmenter la fréquence des cycles de puissance pour s'affranchir de la dérive de phase. C'est pourquoi nous l'avons remplacé par un modulateur électro-optique (EOM), qui est un dispositif basé sur l'effet électro-optique permettant de faire varier la puissance d'entrée nettement plus rapidement. L'avantage de l'EOM est sa large bande passante, qui peut aller jusqu'à plusieurs dizaines de GHz. Néanmoins, ses pertes d'insertions sont de l'ordre de 5 dB, plus élevées que celle du VOA.

Dorénavant, il est possible de varier la puissance à des fréquences beaucoup plus grandes, en principe de l'ordre du MHz. Cependant, dans le but d'isoler le signal d'intérêt, un filtre passe-bas est appliqué par le Lock-in, à une fréquence maximale de 800 kHz. Selon les recommandations du fabricant de l'appareil, la fréquence du filtre doit être égale au minimum à sept fois la fréquence de modulation de la puissance. Cette dernière doit donc se situer autour des dizaines de kHz, ce qui nous permet de se placer loin du bruit à 100 Hz afin de s'en affranchir. En travaillant à des hautes fréquences, nous nous attendons à diminuer le bruit de la mesure, tout en réduisant le temps d'acquisition.

La détection synchrone Zurich Instrument UHFLI est un instrument numérique, ce qui nous permet d'acquérir les données numériquement, en évitant ainsi le bruit additionnel dû à l'acquisition analogique de l'oscilloscope. Comme l'appareil dispose de plusieurs ports d'entrée et de référence, nous avons mis en place une deuxième opération hétérodyne, afin d'acquérir la courbe de modulation de la puissance d'entrée en simultanée avec la mesure de la phase non-linéaire. Pour cela, nous avons récupéré

une petite partie de la lumière en plaçant un coupleur (90 :10) en amont de l'interféromètre, et dont la première sortie est connectée au montage et la deuxième démodulée par la détection synchrone comme le montre la figure 3.17. Nous obtenons ainsi en sortie du Lock-in, l'amplitude en entrée $A_e(t)$ et celle en sortie $A_s(t)$ accompagnée du déphasage de sortie $\varphi_s(t)$.

Avec cette nouvelle configuration de l'interféromètre hétérodyne, nous avons réalisé des nouvelles mesures sur le guide d'onde de SiN de longueur $L = 16,09$ mm dont les résultats sont représentés dans la figure 3.18. Le but étant de les comparer aux résultats obtenus avec le montage présenté dans la section 3.4. Pour cela, nous avons utilisé la même source picoseconde employée dans le montage précédent et la nouvelle détection synchrone, puis nous avons varié la puissance à une fréquence de $f_{\text{cycle}} = 10$ kHz soit 3 ordres de grandeur de plus que la fréquence utilisée auparavant.

La figure 3.19 représente les résultats de ces deux expériences : dans la figure de gauche, nous observons qu'à faible fréquence de modulation l'écart-type de l'ensemble des cycles de la phase est important, cela représente environ 5° , contre moins de 1° lorsque la puissance est modulée à 10 kHz, comme le montre la figure 3.19 (b). Cette réduction importante de la dispersion des cycles et du bruit est liée à plusieurs raisons. D'une part, nous nous sommes écartés de la zone de bruit de la majorité des instruments utilisés en modulant à 40 MHz, et nous nous sommes affranchis du bruit à 100 Hz puis, la dérive de phase a été éliminée grâce à la montée en fréquence du cycle $f_{\text{cycle}} = 10$ kHz. D'autre part, l'acquisition numérique n'ajoute pas de bruit additionnel, car il n'y a pas de passage par un oscilloscope intermédiaire.

Après l'optimisation de l'expérience, nous avons cherché à mesurer le déphasage non-linéaire dans une fibre SMF de longueur $L = 2,9$ m et déterminer son coefficient non-linéaire, la figure 3.20 représente le résultat obtenu où l'interféromètre hétérodyne était sensible à un déphasage inférieur à 1° et grâce auquel on a pu déterminer un coefficient de $\gamma_{\text{SMF}} = 0,0014 \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$, cette valeur est en bon accord avec la non-linéarité connue en littérature d'une fibre SMF à savoir $\gamma_{\text{SMF}} = 0,001 \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$. Ce résultat confirme encore une fois la fiabilité de l'interféromètre hétérodyne dans la mesure de la non-linéarité.

L'intégration du nouveau lock-in à large bande passante dans l'interféromètre hétérodyne a ainsi apporté plusieurs améliorations. Tout d'abord, le temps d'acquisition est réduit, en passant de 10 s à 10 ms pour réaliser une acquisition de $N = 100$ cycles. D'autre part, le bruit de la mesure et de la dérive de la phase a été nettement atténué. L'acquisition simultanée des amplitudes d'entrée et de sortie a permis de mieux évaluer la puissance d'entrée. Finalement, la taille de l'interféromètre est désormais réduite,

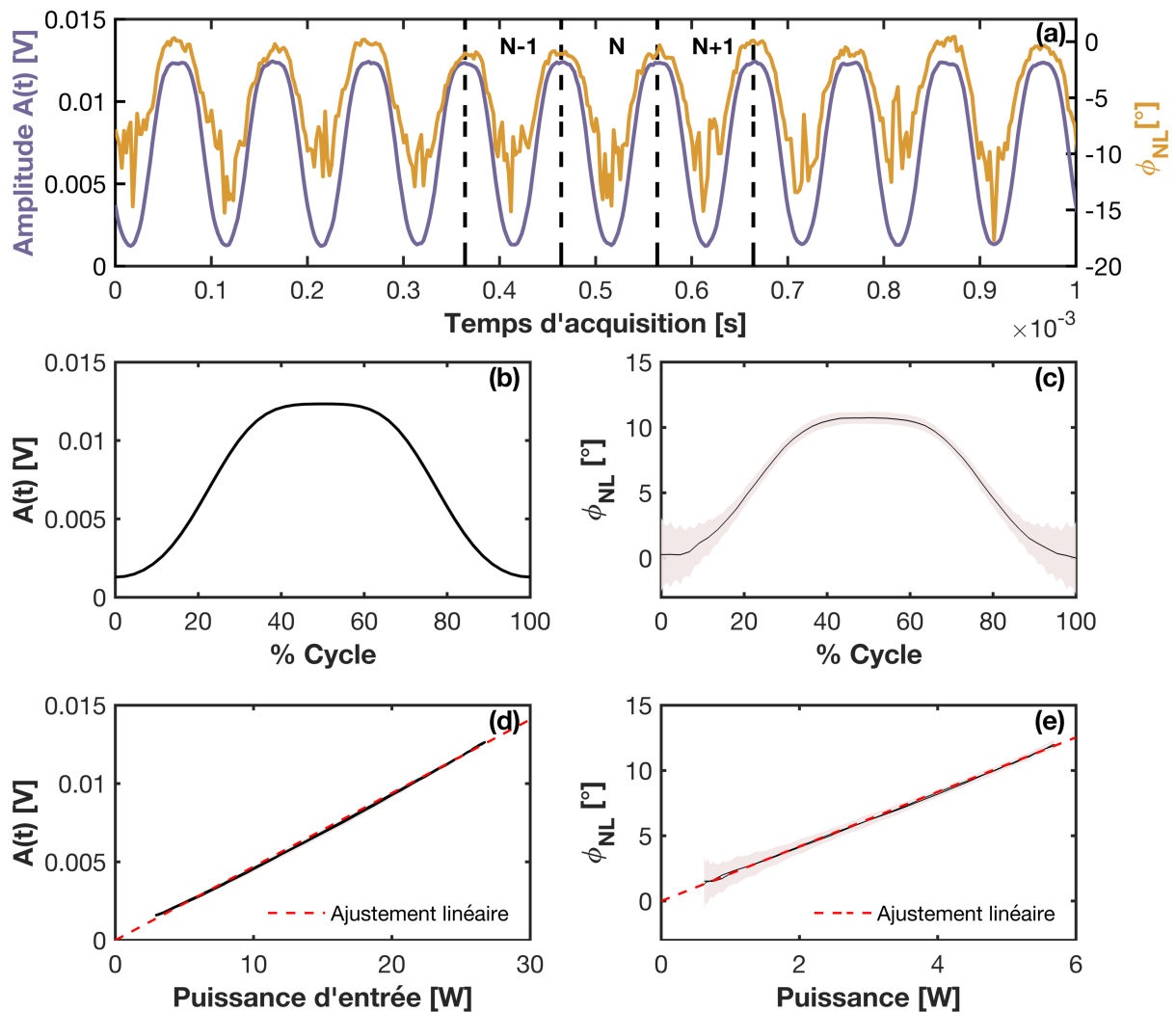


FIGURE 3.18 – (a) Données brutes des signaux amplitude $A(t)$ et déphasage non-linéaire ϕ_{NL} pour N cycles de puissance. (b), (c) Amplitude et phase extraites et moyennées sur N cycles. (d) Fonction de transfert décrivant la puissance d'entrée et l'amplitude moyenne en sortie $A(t)$. (e) Le déphasage non-linéaire mesuré en fonction de la puissance crête au milieu du guide. La zone ombrée correspond à l'écart-type.

après la réduction des longueurs de fibre dans les deux bras, puis le retrait de certains éléments dont un AOM et le mélangeur, ce qui améliore la stabilité de l'interféromètre.

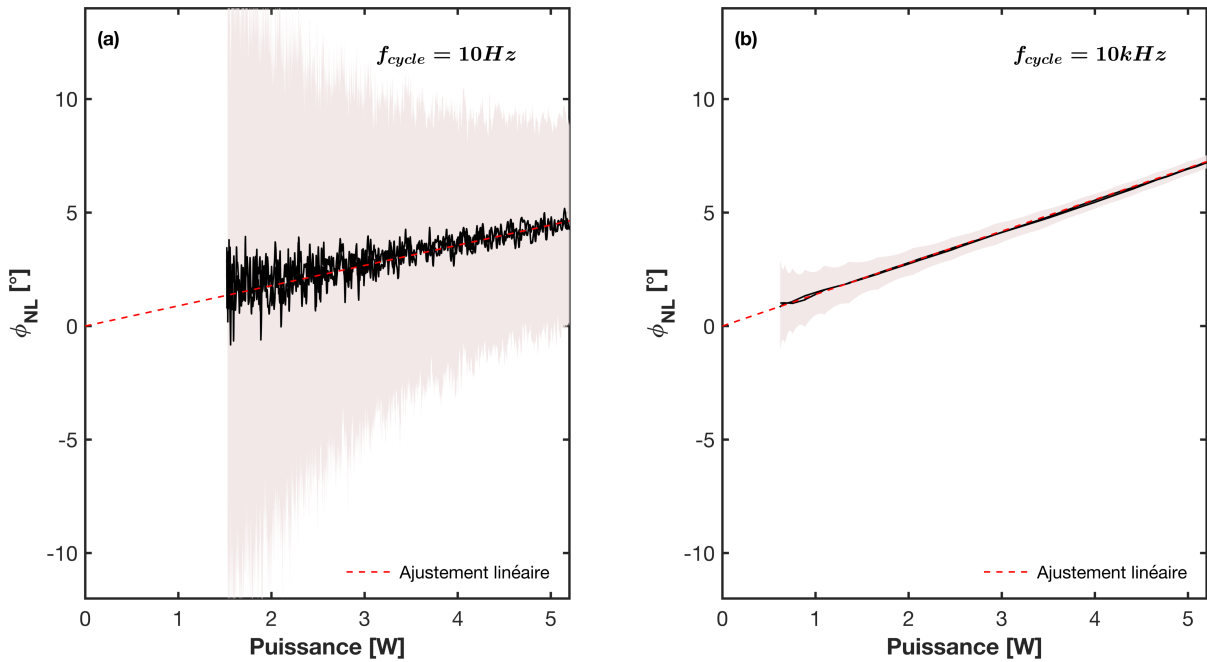


FIGURE 3.19 – Mesures de la phase non-linéaire de guides d’ondes en SiN à deux fréquences de modulation avec le laser picoseconde. (a) Une faible fréquence de modulation $f_{cycle} = 10\text{ Hz}$ (VOA). $\varepsilon = 40\text{ kHz}$. (b) Une haute fréquence de modulation $f_{cycle} = 10\text{ kHz}$ (EOM). $\varepsilon = 40\text{ MHz}$. La zone ombrée correspond à l’écart-type.

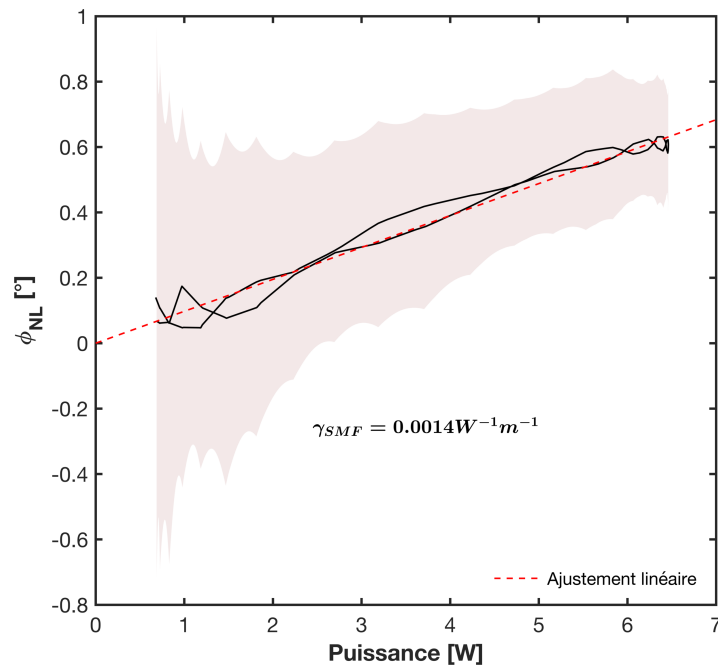


FIGURE 3.20 – Mesures de la phase non-linéaire d’une fibre SMF 28 avec le laser TOPTICA. Fréquence de modulation $f_{cycle} = 10\text{ kHz}$ (EOM). $\varepsilon = 40\text{ MHz}$. La zone ombrée correspond à l’écart-type.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes étapes qui nous ont menés vers une configuration optimale, capable de mesurer le déphasage non-linéaire d'un guide d'onde. Nous avons détaillé les différentes stratégies que nous avons suivies, en partant d'un montage qui intègre un actuateur piézoélectrique dans le bras signal de l'interféromètre, pour varier la puissance envoyée dans l'échantillon. Ce premier essai n'était pas concluant, car le déphasage mesuré comportait à la fois la phase linéaire et non-linéaire. Nous avons donc préféré une deuxième stratégie qui utilise un atténuateur optique à la place de l'actuateur piézoélectrique. Les résultats obtenus grâce à ce nouveau montage ont abouti à une publication dans "Optics letters" [5], et ont permis de valider l'expérience de l'interféromètre hétérodyne. La dernière configuration est venue résoudre les différentes problématiques rencontrées dont le bruit parasite à 100Hz, la dérive de la phase ou encore l'évaluation de la puissance d'entrée. Par conséquent, la résolution de la mesure de la phase a été considérablement améliorée. Dans la continuité de ces travaux, nous avons appliqué la technique à d'autres matériaux, et d'autres structures guidantes. Nous détaillerons le résultat de ces mesures dans le chapitre suivant.

Bibliographie

- [1] H. El Dirani, M. Casale, S. Kerdiles, C. Socquet-Clerc, X. Letartre, C. Monat, and C. Sciancalepore, “Crack-free silicon-nitride-on-insulator nonlinear circuits for continuum generation in the C -band,” *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 30, no. 4, pp. 355–358, 2018.
- [2] M. Meisterhans, B. Cluzel, and F. d. Fornel, *Développement de composés nanostructurés non-linéaires pour la génération de dynamiques impulsionnelles ultrarapides en cavité LASER fibrée*. PhD thesis, 2019.
- [3] D. J. Moss, R. Morandotti, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “New CMOS-compatible platforms based on silicon nitride and hydex for nonlinear optics,” *Nature Photonics*, vol. 7, no. 8, pp. 597–607, 2013.
- [4] D. T. H. Tan, K. J. A. Ooi, and D. K. T. Ng, “Nonlinear optics on silicon-rich nitride—a high nonlinear figure of merit CMOS platform [invited],” *Photon. Res.*, vol. 6, pp. B50–B66, May 2018.
- [5] M. Ibnoussina, A. Coillet, J.-B. Dory, J.-B. Jager, P. Colman, P. Noé, and B. Cluzel, “Heterodyne interferometry applied to the characterization of nonlinear integrated waveguides,” *Opt. Lett.*, vol. 45, pp. 5053–5056, Sep 2020.

Chapitre 4

Application à des guides optiques en développement

4.1 Mesure de la non-linéarité

Ce chapitre sera consacré aux mesures de non-linéarité réalisées pour d'autres types de matériaux hautement non-linéaires comme les verres chalcogénures, pour lesquels peu de données sont disponibles dans la littérature. Dans un second temps, l'absorption à deux photons sera abordée, en particulier dans le cas du verre de chalcogénure de composition $Ge_{23}Sb_{20}Se_{57}$ et du silicium-sur-isolant. Dans la dernière partie de ce chapitre, nous allons nous intéresser à d'autres structures guidantes telles que les microfibres en silice dans le but de déterminer leurs paramètres non-linéaires effectifs γ . Finalement, nous allons discuter les perspectives envisagées à l'issue de ces travaux.

4.1.1 Détermination de l'indice non-linéaire n_2 des verres de chalcogénures

Étant donné que les chalcogénures sont des matériaux qui présentent un fort potentiel pour des applications non-linéaires, une étude sur le développement de ces matériaux a été réalisée dans le cadre de la thèse de de J-B Dory [1] et qui a réuni les équipes CEA Leti à Grenoble et de l'UB à Dijon. Ces travaux ont abouti au développement de guides d'ondes en verres de chalcogénures de compositions variées, dont les propriétés optiques linéaires (indice, absorption) des couches minces ont été mesurées au CEA et celles des guides d'ondes à l'ICB.

Chaque composition de ces verres est constituée de guides d'ondes droits et en spirales de différentes longueurs allant de 1mm à 42.6mm en deux largeurs de guides $0,8\mu\text{m}$ et $1,2\mu\text{m}$ comme illustré par la figure 4.1. Les paramètres des réseaux adaptés

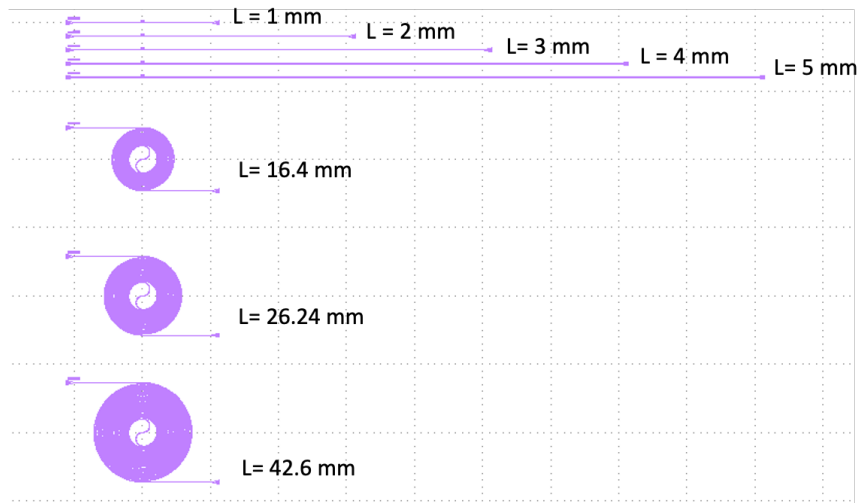


FIGURE 4.1 – Illustration GDS d’un échantillon typique de chalcogénure qui est constitué de plusieurs guides d’ondes droits et d’autres en spirale de longueurs différentes allant de 1mm à 42.6mm. Ces guides d’ondes ont été fabriqués en deux largeurs $0,8\mu\text{m}$ et $1,2\mu\text{m}$.

numériquement et les indices linéaires mesurés par ellipsométrie permettent de prédire la dispersion et l’aire effective. Pour l’ensemble des compositions sélectionnés ces valeurs calculées et les pertes mesurés sont résumés dans le tableau 4.1.

Composition	Indice linéaire	Pertes de propagation [dB/cm]		Aire effective [m^2]	
		$w = 0.8\mu\text{m}$	$w = 1.2\mu\text{m}$	$w = 0.8\mu\text{m}$	$w = 1.2\mu\text{m}$
$\text{Ge}_{31}\text{Se}_{69}$	2.37	10.2	5.1	$3.20\text{e-}13$	$4.55\text{e-}13$
$\text{Ge}_{26}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{62}$	2.66	7.7	3.2	$3.20\text{e-}13$	$4.30\text{e-}13$
$\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$	2.91	11.8	7	$2.40\text{e-}13$	$3.30\text{e-}13$
$\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}\text{N}$	2.58	9.7	7.4	$2.60\text{e-}13$	$3.80\text{e-}13$
SiN_x	1.98	2	0.6	$5.70\text{e-}13$	$6.60\text{e-}13$

TABLE 4.1 – Paramètres optiques des différentes compositions de chalcogénures et du nitrure de silicium de référence. Les pertes de propagations sont mesurées pour deux largeurs de guide d’onde $w = 0,8\mu\text{m}$ et $w = 1,2\mu\text{m}$, et les aires effectives sont calculées numériquement.

Nous avons appliqué la technique d’interférométrie hétérodyne à ces guides intégrés, dans le but de déterminer pour la première fois leur indice non-linéaire à la longueur d’onde télécom, et le comparer aux résultats théoriques obtenus par J-B Dory, où il a estimé l’indice Kerr n_2 des films chalcogénures grâce au modèle de Sheik-Bahae [2], à partir des constantes optiques linéaires. Dans la figure 4.2, nous avons reporté les valeurs expérimentales du déphasage non-linéaire mesuré dans les échantillons

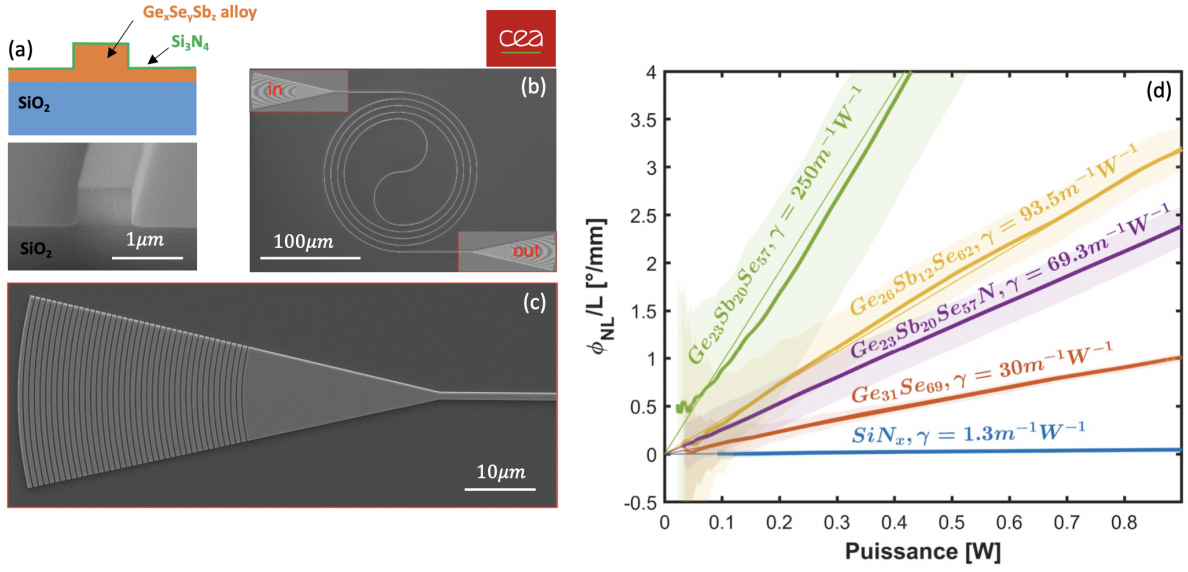


FIGURE 4.2 – (a) Dessin descriptif et image MEB d'un guide d'onde ruban en chalcogénures. (b) Image MEB d'une structure de guide d'onde composée de deux coupleurs d'entrée (in) et de sortie (out) et d'un guide en forme spirale. (c) Image MEB d'un coupleur réseau. (d) Mesures expérimentales du déphasage non-linéaire des différentes compositions des verres chalcogénures et du nitrure de silicium ainsi que leurs coefficients non-linéaires γ respectifs.

de chalcogénures et celui de notre référence le nitrure de silicium. Comme nous pouvons l'observer, l'évolution de la phase non-linéaire en fonction de la puissance est linéaire et la pente est modifiée selon la composition du matériau. Les verres chalcogénures présentent une non-linéarité significativement plus élevée que le nitrure de silicium : celle-ci atteint une valeur de $\gamma = 250 \pm 54 \text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$ pour le $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$, soit deux ordres de grandeurs plus élevés que le SiN_x ($\gamma = 1,30 \pm 0,24 \text{m}^{-1}\text{W}^{-1}$). L'ajout de l'antimoine (Sb) dans la composition de ces verres a tendance à augmenter la non-linéarité du matériau, en revanche, l'intégration de l'azote (N) a un effet opposé, qui réduit la non-linéarité.

Ces valeurs de γ mesurées permettent d'estimer l'indice Kerr correspondant afin de les comparer au modèle de Sheik-Bahae [3]. Ce modèle prédit la valeur de n_2 en fonction de l'énergie du gap E_g et de l'indice linéaire n à partir de l'expression suivante :

$$n_2(E) = \frac{40\pi\sqrt{E_p}}{cn^2E_g^4} K' G_2 \left(\frac{E}{E_g} \right) \text{m}^2/\text{W} \quad (4.1)$$

Avec E_p l'énergie de Kane, K' un coefficient non physique et G_2 une somme de fonctions de dispersion qui représente plusieurs phénomènes physiques.

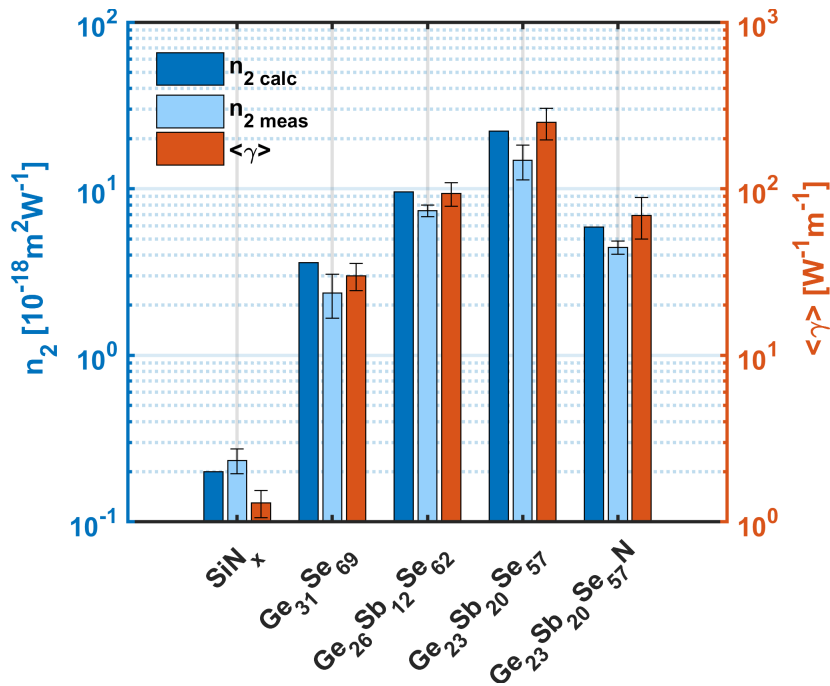


FIGURE 4.3 – Comparaison des valeurs mesurées expérimentalement par la technique de détection hétérodyne, et celles calculées à partir du modèle de Sheik-Bahae, pour différentes compositions des verres chalcogénures et pour le SiN_x .

Les valeurs de n_2 prédites par ce modèle et celles mesurées expérimentalement sont représentées par la figure 4.3, où on constate qu'elles ont la même tendance pour les différents matériaux, le plus grand indice non linéaire est obtenu pour $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$, avec une valeur de $n_2 = 14,8 \pm 3,5 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$. Compte tenu des incertitudes sur les n_2 mesurées, on remarque qu'ils sont légèrement inférieurs aux valeurs calculées par le modèle de Sheik-Bahae, soit une surévaluation d'un facteur 1.4 par ce modèle. Une hypothèse pour expliquer ce léger désaccord est d'une part l'évaluation de la puissance crête qui est basée sur des mesures effectuées une seule fois, en particulier la largeur de l'impulsion. D'autre part, la prédiction de l'indice non-linéaire à partir du modèle de Sheik-Bahae rajoute des incertitudes, car dans ce calcul deux paramètres uniquement sont pris en compte, et qui sont l'indice linéaire du matériau et son gap électrique.

Les résultats obtenus par la méthode de détection hétérodyne sont en bon accord avec les estimations théoriques, sachant que le modèle de Sheik-Bahae est purement empirique [4]. Ces résultats ont permis donc de valider ce modèle et la méthodologie de développement et d'optimisation du filière chalcogénures. Ces mesures expérimentales ont donné lieu à une publication qui est en cours de rédaction.

Nous avons réalisé des mesures supplémentaires sur ces matériaux pour vérifier la présence d'autres phénomènes non-linéaires tels que l'absorption à deux photons (TPA

pour two-photon absorption) qui peut impacter la valeur de l'indice non-linéaire. Pour cela, nous avons augmenté la puissance à une valeur environ deux fois plus grande que celle utilisée jusqu'à maintenant, puis nous avons mesuré la phase non-linéaire. Parmi les quatre verres chalcogénures mesurés, le matériau le plus non-linéaire de composition $Ge_{23}Sb_{20}Se_{57}$ était le seul qui a présenté de la *TPA*, les résultats de cette expérience sont détaillés dans la section suivante.

4.2 Absorption à deux photons

Nous nous sommes intéressés jusqu'à présent uniquement à la mesure de la non-linéarité due à l'effet Kerr, ce qui était le but principal de notre technique. Nous allons maintenant aborder un autre effet non-linéaire, l'absorption à deux photons qui induit une atténuation de la puissance limitant ainsi l'effet Kerr. Même si cet effet est souvent indésirable, il est aussi recherché et employé dans des applications comme le contrôle de la forme de l'impulsion ou dans la commutation optique [5]. Parmi les techniques connues pour la mesure de la *TPA*, il y a les méthodes Z-scan et D-scan que nous avons présenté dans le deuxième chapitre.

Au cours de nos expériences nous n'avons pas observé ce phénomène de *TPA* dans les matériaux présentés jusqu'ici. Toutefois, en amplifiant la source laser, nous avons observé de la *TPA* dans le cas du chalcogénure de composition $Ge_{23}Sb_{20}Se_{57}$ et nous avons cherché à déterminer le coefficient β_{TPA} associé à l'absorption à deux photons dans ce matériau.

Pour y parvenir, nous avons utilisé un modèle théorique afin de réaliser un ajustement des données expérimentales obtenues grâce à l'interféromètre hétérodyne. Seulement, comme le $Ge_{23}Sb_{20}Se_{57}$ est un matériau récemment développé, l'absorption à deux photons n'a jamais été étudié théoriquement ou expérimentalement pour ce verre, et son β_{TPA} n'est donc pas référencé pour envisager une comparaison avec nos résultats expérimentaux. C'est pourquoi nous avons mesuré également le silicium-sur-isolant qui est un matériau dont le coefficient d'absorption à deux photons est connu dans la littérature [6, 7] : la valeur de ce paramètre est d'environ $\beta_{TPA} \sim 8 \times 10^{-12}$ m/W avec un large intervalle d'incertitude qui est de l'ordre de $\pm 4 \times 10^{-12}$ m/W (50%).

4.2.1 Modèle théorique pour déterminer β_{TPA}

Pour des matériaux où l'absorption à deux photons est non négligeable, l'atténuation de la puissance due aux pertes de propagation linéaires et de la *TPA* est décrite par :

$$\frac{\partial P}{\partial L} = -\alpha P - \frac{\beta_{\text{TPA}}}{A_{\text{eff}}} P^2 \quad (4.2)$$

équation différentielle que nous pouvons résoudre en écrivant :

$$\frac{\partial P}{-\alpha P - \frac{\beta_{\text{TPA}}}{A_{\text{eff}}} P^2} = \partial L \quad (4.3)$$

en posant $\alpha_{\text{TPA}} = \frac{\beta_{\text{TPA}}}{A_{\text{eff}}}$, on obtient ainsi :

$$\frac{\partial P}{-\alpha P - \alpha_{\text{TPA}} P^2} = \partial L \quad (4.4)$$

en décomposant l'expression de l'équation 4.2 en éléments simples, et en intégrant celle-ci on obtient l'expression de la puissance pour un guide de longueur L :

$$P(L) = \frac{P(0)e^{-\alpha L}}{P(0)\alpha_{\text{TPA}}L_{\text{eff}} + 1} \quad (4.5)$$

avec $P(0) = \eta P$ la puissance à l'entrée du guide d'onde à $L = 0$, où η correspond au coefficient de couplage du réseau coupleur et P est la puissance mesurée dans la fibre d'injection. En présence de la *TPA*, l'expression du déphasage non-linéaire reste inchangée, avec :

$$\frac{\partial \varphi}{\partial L} = \gamma P \quad (4.6)$$

en combinant les equations 4.2 and 4.6, on obtient l'expression du déphasage non-linéaire :

$$\varphi_{\text{NL}} = \gamma \int_{P(0)}^{P(L)} \frac{P \partial P}{-\alpha P - \alpha_{\text{TPA}} P^2} \quad (4.7)$$

après intégration, l'équation 4.7 devient :

$$\varphi_{NL} = \frac{\gamma}{\alpha_{TPA}} \ln \left(\frac{\frac{\alpha}{\alpha_{TPA}} + P(0)}{\frac{\alpha}{\alpha_{TPA}} + P(L)} \right) \quad (4.8)$$

Afin de visualiser l'allure des courbes de puissance et du déphasage non-linéaire, nous avons tracé les équations 4.5 et 4.8 pour différentes valeurs de β_{TPA} , fixées autour de la valeur du silicium rapportée dans la littérature comme illustré par la figure 4.4. Dans le cas du SOI, à $\beta_{TPA} = 8 \times 10^{-12} \text{ m/W}$ la puissance commence à s'atténuer à partir de $P(0) \sim 0,5 \text{ W}$ entraînant en parallèle une légère atténuation du déphasage. En présence de la TPA le déphasage ne dépend ainsi plus linéairement de la puissance, et l'atténuation se poursuit progressivement jusqu'à atteindre un plateau à des puissances élevées. Ce comportement est accentué lorsque la valeur de β_{TPA} est plus grande et il est réduit lorsque β_{TPA} est plus petit.

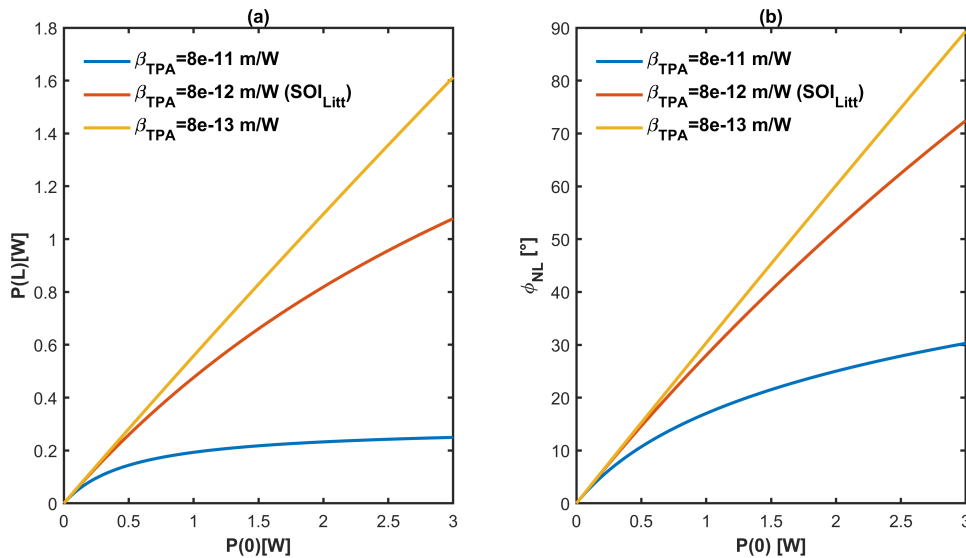


FIGURE 4.4 – Modèles analytiques de la puissance et du déphasage représentés en fonction de la puissance d'entrée (à $L = 0$) pour différents coefficients de β_{TPA} , fixés à des valeurs un ordre de grandeur plus petit et plus grand que la valeur rapportée du silicium. La longueur du guide d'onde est $L = 3.5 \text{ mm}$. (a) Fonction de transfert. (b) Déphasage non linéaire.

4.2.2 Résultats expérimentaux

Cette partie sera dédiée aux résultats expérimentaux que nous avons obtenus, dans le cas des deux matériaux qui présentent de la TPA : le verre chalcogénure de composition $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$ et le silicium-sur-isolant. La mesure du déphasage se fait de la même

manière qu'en absence d'absorption non-linéaire, et les données expérimentales sont intégrées dans le modèle théorique pour effectuer l'ajustement dans le but d'extraire le coefficient β_{TPA} et le paramètre γ du matériau. Les équations utilisées pour cet ajustement sont celles définies plus haut :

$$P(L) = \frac{P(0)e^{-\alpha L}}{P(0)\alpha_{\text{TPA}}L_{\text{eff}} + 1} \quad (4.9)$$

$$\varphi_{\text{NL}} = \frac{\gamma}{\alpha_{\text{TPA}}} \ln \left(\frac{\frac{\alpha}{\alpha_{\text{TPA}}} + P(0)}{\frac{\alpha}{\alpha_{\text{TPA}}} + P(L)} \right) \quad (4.10)$$

Nous allons appliquer ici deux ajustements : le premier concerne la puissance $P(L)$ où deux paramètres sont libres : le coefficient de couplage η , car celui-ci diffère légèrement d'un guide d'onde à un autre, et le deuxième paramètre est le coefficient β_{TPA} en prenant comme valeur de départ celle rapportée dans la littérature pour le *SOI*. Dans le cas de $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$ comme nous ne connaissons pas sa valeur de β_{TPA} , la valeur initiale est fixée autour de celle du *SOI*.

Une fois que l'ajustement est réalisé, la valeur de β_{TPA} est extraite puis elle est introduite dans l'ajustement du déphasage non-linéaire qui permet de déterminer γ . Pour cela, nous avons défini deux paramètres libres : la non-linéarité γ avec comme valeur initiale celle vue dans la littérature pour le *SOI* et celle mesurée dans le cas du $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$. Ensuite, le deuxième paramètre est un décalage a_0 ajouté au déphasage, car la courbe expérimentale de ce dernier ne démarre pas à 0° . L'expression de la phase s'écrit ainsi :

$$\varphi_{\text{NL}} = \frac{\gamma_{\text{eff}}}{\alpha_{\text{TPA}}} \ln \left(\frac{\frac{\alpha}{\alpha_{\text{TPA}}} + P(0)}{\frac{\alpha}{\alpha_{\text{TPA}}} + P(L)} \right) + a_0 \quad (4.11)$$

4.2.2.1 $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$

Nous avons appliqué l'ajustement de la puissance et du déphasage pour déterminer pour la première fois le coefficient β_{TPA} du chalcogénure $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$, et si possible son paramètre γ . Pour cet échantillon, nous avons mesuré le déphasage non-linéaire pour quatre guides d'onde allant de 1 mm à 4 mm.

Comme le montre la figure 4.5, les ajustements de la puissance et du déphasage non-linéaire en utilisant le modèle incluant l'absorption à deux photons uniquement, sont en très bon accord avec les données expérimentales pour toutes les longueurs de guide $\text{Ge}_{23}\text{Sb}_{20}\text{Se}_{57}$ mesurées. Ainsi, l'atténuation constatée dans ces mesures correspond uniquement à l'absorption à deux photons.

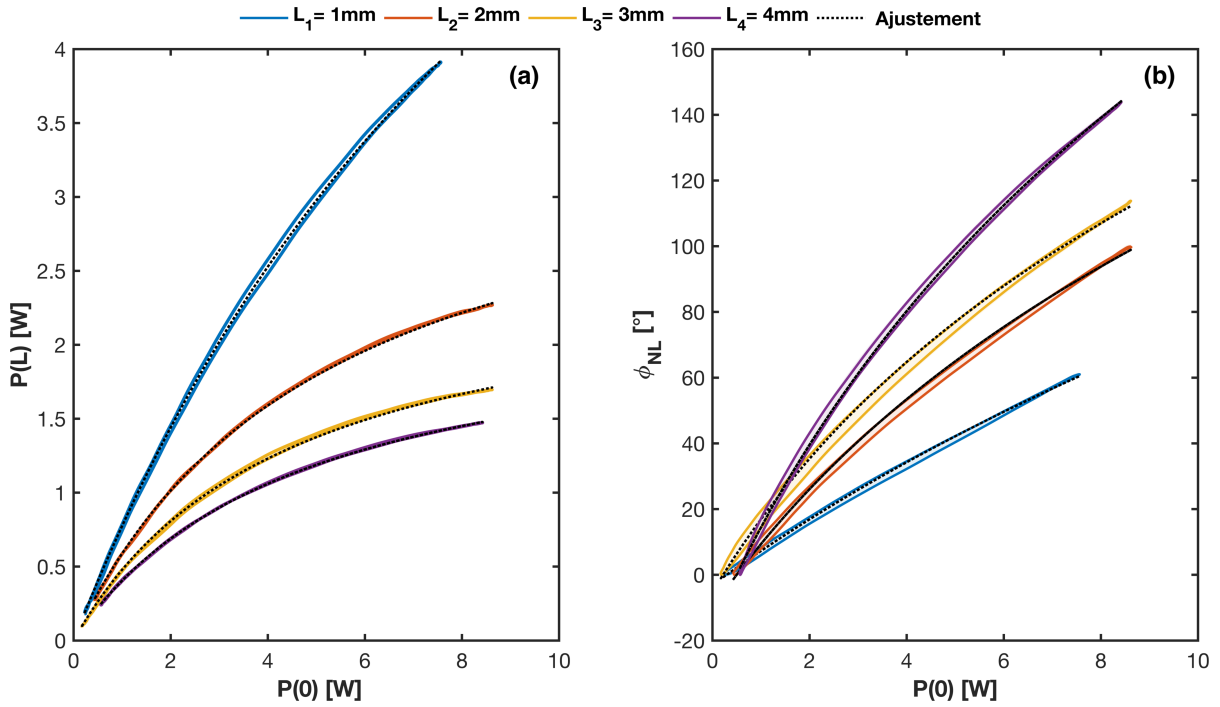


FIGURE 4.5 – Mesures expérimentales du déphasage non linéaire et ajustements correspondants pour des guides d'ondes de $Ge_{23}Sb_{20}Se_{57}$ de différentes longueurs allant de 1 mm à 4 mm. (a) fonction de transfert. (b) déphasage non-linéaire.

Les paramètres extraits à partir de ces ajustements sont reportés dans le tableau 4.2, où nous avons obtenu un coefficient TPA moyen de $\beta_{TPA} = 2,2 \times 10^{-11}$ m/W, et un paramètre non-linéaire moyen de $\gamma = 207,3 \text{ m}^{-1} \text{ W}^{-1}$, qui correspond à un n_2 moyen de $12,1 \times 10^{-18} \text{ m}^2/\text{W}$.

Longueur de guide [mm]	β_{TPA} [m/W]	γ [$\text{m}^{-1} \text{ W}^{-1}$]	n_2 [$\text{m}^2 \text{ W}^{-1}$]	η [dB]
1	2.1×10^{-11}	206	12.2×10^{-18}	-4.4
2	2.7×10^{-11}	222	13.2×10^{-18}	-3.5
3	2.3×10^{-11}	185	10.9×10^{-18}	-3.5
4	1.8×10^{-11}	202	12.0×10^{-18}	-3.9

TABLE 4.2 – Paramètres non-linéaires et coefficients de couplage déterminés à partir de l'ajustement du modèle théorique de TPA aux données expérimentales, pour les quatre longueurs de guide d'onde du $Ge_{23}Sb_{20}Se_{57}$.

4.2.2.2 Silicium sur Isolant (SOI)

Ajustement de $P(L)$ et détermination de β_{TPA} La figure 4.6 représente les résultats obtenus pour deux guides d'ondes de longueur $L_1 = 1$ mm et $L_2 = 3,5$ mm. On observe tout d'abord une différence d'atténuation entre les deux guides d'ondes : pour le guide de longueur $L_2 = 3,5$ mm, comme attendu, l'atténuation de la puissance est plus

marquée, car l'absorption à deux photons dépend de la longueur de propagation. En revanche, pour le guide le plus court la fonction de transfert est légèrement atténuée.

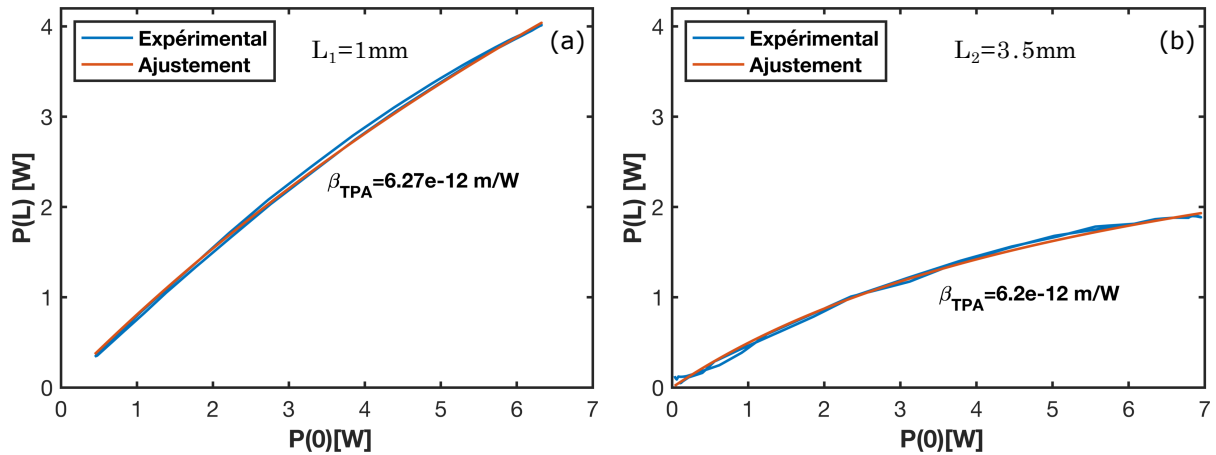


FIGURE 4.6 – Mesures expérimentales de la puissance pour des guides d’ondes *SOI* et leurs ajustements correspondants. (a) pour $L_1 = 1$ mm, $\beta_{TPA} = 6,27 \times 10^{-12}$ m/W. (b) et pour $L_2 = 3,5$ mm, $\beta_{TPA} = 6,20 \times 10^{-12}$ m/W .

On constate également que l’ajustement pour les deux longueurs de guide suit correctement la courbe expérimentale où on trouve un coefficient $\beta_{TPA} = 6,27 \times 10^{-12}$ m/W pour le premier guide et $\beta_{TPA} = 6,20 \times 10^{-12}$ m/W pour le deuxième. Ces deux valeurs sont en bon accord avec celles rapportées dans la littérature, néanmoins nous avons noté une différence de 0,4dB dans les coefficients de couplage η calculés à partir de cet ajustement, avec $\eta_1 = -4,9$ dB pour L_1 et $\eta_2 = -4,5$ dB pour L_2 . Cette différence s’explique principalement par la présence des poussières sur les réseaux, mais elle peut être aussi due à des aléas de fabrication.

Ajustement de φ_{NL} Maintenant que de nous avons déterminé le coefficient β_{TPA} du *SOI*, nous allons l’intégrer dans l’ajustement de φ_{NL} afin de déduire le paramètre γ . Cependant, lorsque nous avons réalisé nos mesures de déphasage non-linéaire le comportement observé était très différent de celui annoncé par le modèle théorique.

Comme le montre la figure 4.7 , le déphasage a tendance à s’atténuer beaucoup plus rapidement pour le guide court comparé au guide long alors que ce comportement n’est pas observé pour la puissance. De plus, la courbe de la phase a tendance à décroître légèrement vers les hautes puissances pour le guide court. Ces comportements ne sont donc pas compatibles avec le modèle théorique de la *TPA*. Pour s’assurer qu’il ne s’agit pas d’un problème survenu au cours de l’expérience nous avons refait ces mesures, mais le constat était le même, comme on peut le remarquer les courbes rouges ne s’ajustent pas aux courbes expérimentales en bleu.

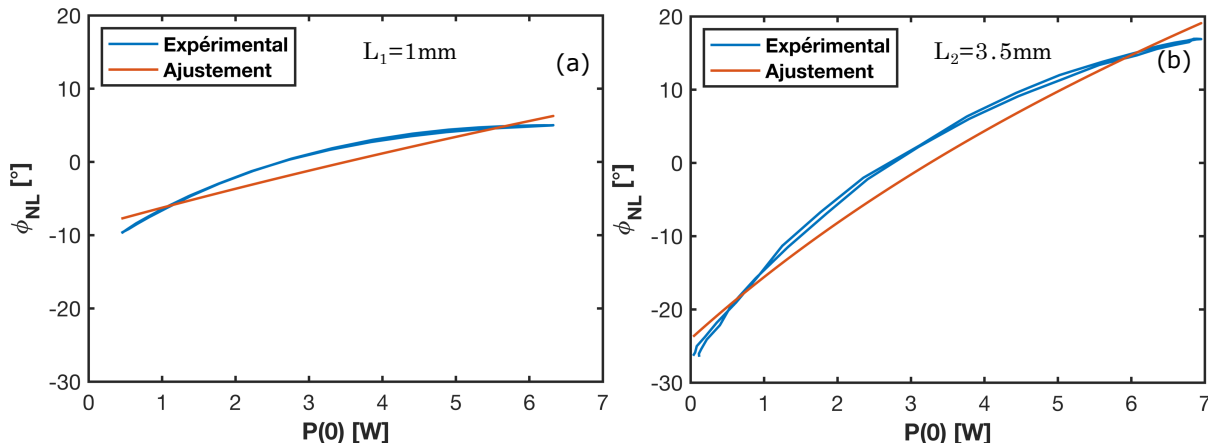


FIGURE 4.7 – Mesures expérimentales du déphasage non-linéaire pour des guides d’ondes SOI et leurs ajustements correspondants. (a) $L_1 = 1 \text{ mm}$, (b) $L_2 = 3,5 \text{ mm}$.

À ce stade de l’expérience, l’hypothèse que nous avons posée était que le déphasage observé était lié à un autre effet que celui de la *TPA*, et comme il s’agit ici d’un matériau semi-conducteur, l’hypothèse la plus probable pour créer de l’absorption et surtout modifier la phase est l’effet des porteurs libres, qui sont induits par l’absorption à deux photons. Notre modèle théorique n’est donc plus compatible avec ces résultats expérimentaux et n’est donc pas adapté pour ce type de matériau. Il est alors indispensable d’intégrer l’effet des porteurs libres en plus de la *TPA*. Comme ces travaux ont été réalisés vers la fin de ma thèse, je n’ai pas pu aller plus loin dans l’exploitation de ce phénomène, mais ils se poursuivent actuellement au sein de l’équipe de recherche dans le cadre du projet ANR OCTANE.

Les effets des porteurs libres Comme nous l’avons très rapidement évoqué au premier chapitre, l’absorption à deux photons induit la création de porteurs libres [8,9] par la génération des paires électron-trous grâce à une transition électronique de la bande de valence à la bande de conduction.

Les deux effets principaux des porteurs libres sont : des pertes optiques non-linéaires dues à l’absorption des porteurs libres (*Free Carrier Absorption (FCA)*), et la modification de l’indice de réfraction (*Free-Carrier-Induced index change (FCI)*) qui est de signe opposé par rapport à l’indice non-linéaire dû à l’effet Kerr.

Bien que les effets de la *TPA* et de la *FCA* sont tous deux responsables d’une atténuation du signal optique, la *TPA* est proportionnelle au carré de la puissance tandis que la *FCA* est proportionnelle au produit de la densité de porteur de charges et de la

puissance optique :

$$\frac{\partial P}{\partial L} = -\alpha P - \frac{\beta_{\text{TPA}}}{A_{\text{eff}}} P^2 - \sigma N_c P \quad (4.12)$$

où σ est la section transversale de l'absorption, et N_c correspond à la densité des porteurs libres générés.

L'évolution de la densité des porteurs libres qui dépend de la *TPA*, de la puissance et de la durée de vie τ_c des porteurs est décrite par :

$$\frac{\partial N_c}{\partial t} = \frac{\beta_{\text{TPA}}}{2A_{\text{eff}}h\omega_0} P^2(z,t) - \frac{N_c}{\tau_c} \quad (4.13)$$

Contrairement aux matériaux chalcogénures qui ont une durée de vie τ_c courte ($\tau_c < 1$ ps), le silicium a une durée de vie ($\tau_c > 10$ ns) plus longue que le taux de répétition des impulsions. Cela peut donc expliquer l'incompatibilité du silicium-sur-isolant avec le modèle théorique incluant uniquement l'effet de la *TPA*.

La modification de l'indice de réfraction par les porteurs de charges se traduit par un changement du déphasage mesuré, ce qui peut expliquer que l'ajustement incluant uniquement l'effet de la *TPA* soit incompatible avec les résultats expérimentaux. N'ayant pas pu aller plus loin sur ces questions lors de ma thèse, c'est Rajath Sawant, post-doctorant dans notre groupe qui continue le travail sur l'influence des porteurs libres sur la puissance et sur la phase.

4.2.3 Coefficient non-linéaire γ des microfibres

Les microfibres optiques constituent une catégorie de fibres spéciales, avec la particularité d'avoir un diamètre inférieur ou comparable à la longueur d'onde. Cette caractéristique leur confère des propriétés optiques différentes des fibres classiques, telles qu'un fort confinement de la lumière et un large champ évanescent. Ces propriétés optiques sont très recherchées notamment pour des applications de capteurs optiques, d'optique non-linéaire [10] ou des lasers ultra-rapides [11]. Comme nous l'avons abordé dans le premier chapitre, à de telles dimensions, le guidage de la lumière à l'intérieur de ces guides nécessite la résolution des équations de Maxwell dans le but de déterminer les modes de propagation et les indices effectifs.

L'indice non-linéaire de la fibre silice étant connu dans la littérature, nous allons nous intéresser ici uniquement à la détermination du coefficient non-linéaire γ_{MF} des microfibres.

Échantillons de microfibres Dans le cadre de notre collaboration avec l'équipe de Jean-Charles BEUGNOT de l'institut FEMTO-ST à Besançon, nous avons reçu un lot de microfibres de différents diamètres afin de mesurer leurs coefficients non-linéaires. Chaque échantillon est fabriqué par chauffage et étirage d'une fibre SMF jusqu'à ce

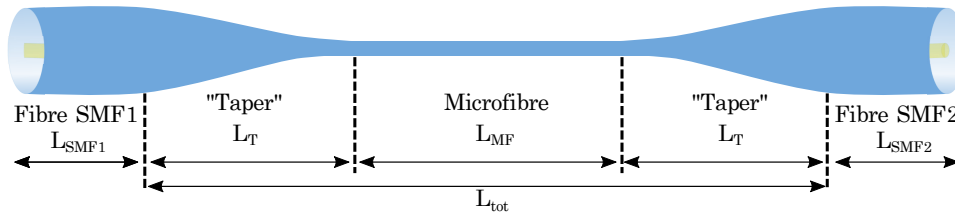


FIGURE 4.8 – Dessin descriptif d'un échantillon composé d'une microfibre fabriquée à partir d'une fibre SMF étirée.

que son diamètre minimal atteigne une valeur sub-micronique. La microfibre (fig 4.8) constitue la partie la plus fine du guide optique ainsi fabriqué, et les transitions entre la fibre SMF et la microfibre sont appelées taper. Les dimensions de ces échantillons ainsi que leurs pertes sont reportées dans le tableau 4.3.

Réf. de l'échantillon	Diamètre [nm]	L_{MF} [mm]	L_{tot} [mm]	L_T [mm]	Pertes [dB]
509	930	100	182.3	41	0.4-0.7
507	1380	120	171.4	25	0.4-0.8
450	660	80	190.9	55	1.6
433	737	100	188.8	44	3

TABLE 4.3 – Dimensions des échantillons de microfibres et pertes annoncées.

Les échantillons que nous avons à disposition ne possédaient pas des connecteurs à chaque extrémité de la fibre, pour la raccorder directement à l'interféromètre hétérodyne. Nous avons donc utilisé une soudeuse pour assurer le couplage de la lumière entre la fibre à mesurer et le bras signal de l'interféromètre. L'alignement des fibres placées dans la soudeuse se fait par un contrôle de leurs positions dans les directions x et y . Cette méthode permet d'ajuster simplement la longueur de la fibre, et également d'atténuer facilement le signal en sortie du bras par un simple désalignement des fibres. En effet, les microfibres ayant de très faibles pertes d'insertion, il est utile d'atténuer le signal après son passage dans la microfibre pour limiter la contribution des fibres SMF suivantes au déphasage non-linéaire. Il est possible aussi de réaliser une soudure des fibres pour coupler la lumière et d'utiliser dans ce cas un atténuateur pour réduire l'intensité du signal qui arrive sur la photodiode.

Calcul du coefficient non-linéaire γ_{MF} Pour calculer le coefficient non-linéaire γ_{MF} associé à la microfibre, nous avons besoin tout d'abord de déterminer le déphasage

non-linéaire accumulé le long du bras signal, dans deux configurations différentes : la première intègre la microfibre où le déphasage accumulé correspond au déphasage total de la microfibre, plus les fibres SMF. En revanche, dans la deuxième configuration, la microfibre est remplacée par une fibre SMF de longueur équivalente, comme le montre la figure 4.9.

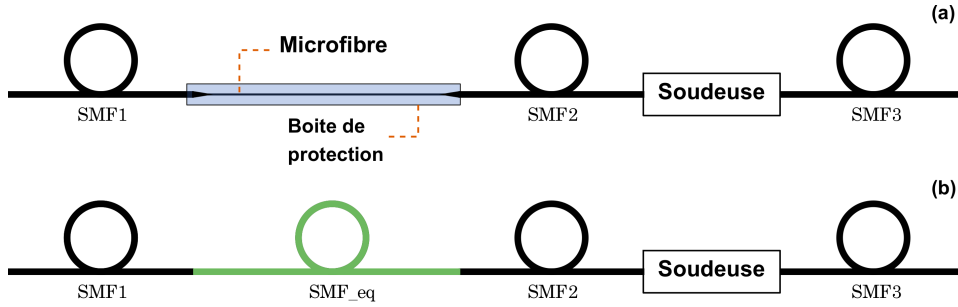


FIGURE 4.9 – Dessin descriptif du bras signal de l'interféromètre avec les deux configurations : (a) avec la microfibre. (b) la microfibre est remplacée par une fibre SMF de longueur équivalente.

Le déphasage non-linéaire accumulé en introduisant la microfibre s'écrit :

$$\varphi_{(MF+SMF)} = P_{in}(\gamma_{SMF}L_{SMF1} + \gamma_{MF}L_{MF}e^{-\frac{\alpha L}{2}} + \gamma_{SMF}L_{SMF2}e^{-\alpha L} + \gamma_{SMF}L_{SMF3}\kappa) \quad (4.14)$$

où γ_{SMF} est le coefficient non-linéaire d'une fibre SMF, sa valeur de référence est $\gamma_{SMF} = 0,001/(Wm)$, et κ est le coefficient de transmission entre la sortie de l'échantillon et la fibre SMF de sortie. Nous l'avons choisi de telle sorte que $P_{in}\kappa \sim 120 \mu W$. Nous avons besoin par la suite de connaître le déphasage non-linéaire dans le bras signal sans la microfibre, pour cela, nous l'avons remplacée par une fibre SMF de longueur équivalente L_{eq} .

L'expression du déphasage accumulé en absence de la microfibre est :

$$\varphi_{SMF} = \gamma_{SMF}P_{in}(L_{SMF1} + L_{eq} + L_{SMF2} + \kappa L_{SMF3}) \quad (4.15)$$

Maintenant, que nous avons les deux expressions 4.14 et 4.15 associées au déphasage non-linéaire avec et sans la microfibre, leur différence nous permettra de déduire le coefficient non-linéaire propre à la microfibre γ_{MF} .

Exprimons les quantités γL en fonction de φ dans les deux cas suivants :

$$\gamma L_{(MF+SMF)} = \frac{\varphi_{(MF+SMF)}}{P_{in}} \quad \gamma L_{SMF} = \frac{\varphi_{SMF}}{P_{in}} \quad (4.16)$$

La soustraction de ces deux expressions nous donne :

$$\delta\gamma L = \gamma L_{(MF+SMF)} - \gamma L_{SMF} \quad (4.17)$$

$$\delta\gamma L = L_{MF}(\gamma_{MF}e^{-\frac{\alpha L}{2}} - \gamma_{SMF}) + L_{SMF2}\gamma_{SMF}(e^{-\alpha L} - 1) \quad (4.18)$$

À partir des équations 4.17 et 4.18, nous déduisons le coefficient γ_{MF} de la microfibre :

$$\gamma_{MF} = \frac{\delta\gamma L + \gamma_{SMF}[L_{eq} - L_{SMF2}(e^{-\alpha L} - 1)]}{L_{MF}e^{-\frac{\alpha L}{2}}} \quad (4.19)$$

Détermination du coefficient non-linéaire γ_{MF} Nous avons déterminé le coefficient γ_{MF} pour les microfibres de référence 450 et 507, qui ont un diamètre minimal respectif de $0,66 \mu\text{m}$ et $1,38 \mu\text{m}$. En revanche, pour les microfibres 509 et 433, nous n'avons pas pu déterminer leurs γ_{MF} , du fait que la mesure du déphasage non-linéaire présentait des comportements inattendus, que nous détaillerons plus loin. La fréquence de variation de la puissance pour ces mesures est de $f_{\text{cycle}} = 10 \text{ kHz}$.

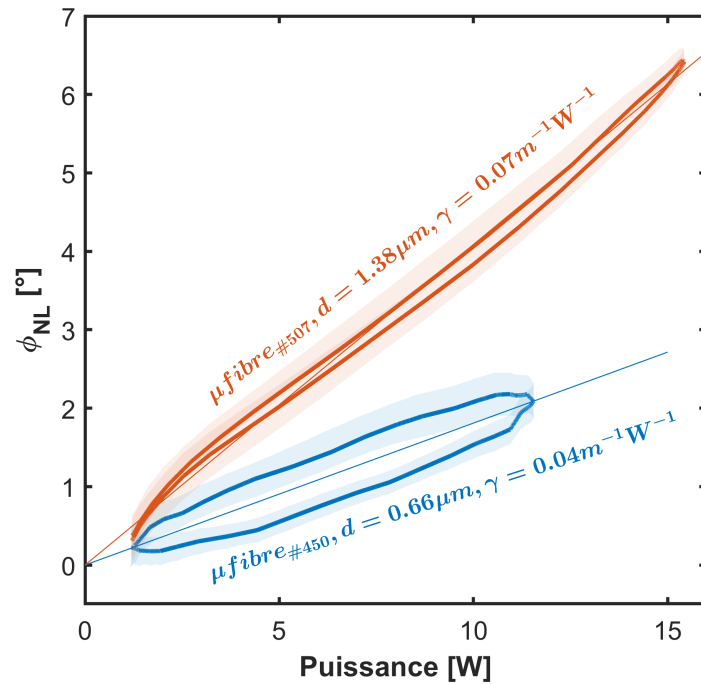


FIGURE 4.10 – Mesure expérimentale du déphasage non-linéaire des microfibres 450 et 507, avec leur coefficient γ respectif.

La figure 4.10 montre les résultats expérimentaux du déphasage non-linéaire obtenu pour les deux microfibres 450 et 507. La source laser a été amplifiée pour atteindre une

puissance crête maximale de 15 W à l'intérieur de la microfibre, en effet, le déphasage observé au départ, en particulier pour la microfibre 450, était très faible, inférieur à 1 degré. Cela reste mesurable vue la sensibilité de la technique, mais le bruit de la mesure devient plus important en mesurant un très faible déphasage.

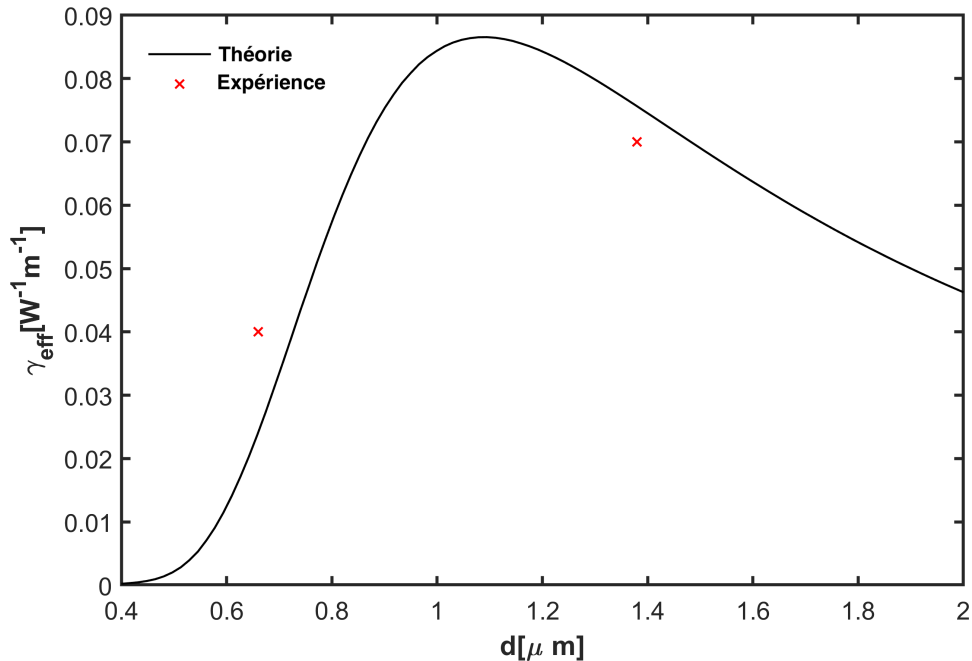


FIGURE 4.11 – Variation du coefficient non-linéaire effectif en fonction du diamètre d'une fibre en silice [12].

On constate sur cette figure que dans le cas de la microfibre 450, les zones d'incertitudes dans le déphasage mesuré pour la montée et la descente en puissance ne se recouvrent pas. Cela signifie que le déphasage n'est pas synchronisé avec la variation de la puissance, créant ainsi une légère hystérésis, chose que nous n'observons pas dans le cas de la deuxième microfibre 507. La pente γL est donc une pente moyenne de cette zone d'hystérésis.

Nous avons obtenu pour la microfibre 450 de diamètre $d = 0,66 \mu\text{m}$, un coefficient non-linéaire $\gamma_{\text{MF450}} = 0,04/(\text{m W})$, soit une valeur 40 fois plus élevée que celle d'une fibre SMF ($\gamma_{\text{SMF}} = 0,001/(\text{W m})$), et $\gamma_{\text{MF450}} = 0,07/(\text{m W})$ pour la microfibre 507 avec $d = 1,38 \mu\text{m}$ soit un coefficient non-linéaire 70 fois plus élevé que celui de la fibre SMF. Selon l'étude théorique réalisée (voir figure 4.11) par Aurélien Coillet dans le cadre de sa thèse [12], un coefficient non-linéaire maximal de $0,09/(\text{W m})$ est obtenu pour un diamètre $d = 1,09 \mu\text{m}$. Nous avons reporté sur la figure 4.11 nos valeurs expérimentales pour les deux microfibres de diamètre respectif $0,66 \mu\text{m}$ et $1,38 \mu\text{m}$ et comme nous pouvons l'observer la variation du coefficient non-linéaire mesuré est en accord relatif

avec ces prédictions, bien que le nombre de points reste insuffisant.

Pour essayer de comprendre l'origine du cycle d'hystérésis et de vérifier s'il est également présent dans les autres microfibres, nous avons poursuivi la mesure des autres échantillons. En ce qui concerne la microfibres 509 et 433 le constat était le même, nous avons retrouvé le même comportement d'hystérésis sur le déphasage mesuré. Pour en savoir un peu plus, nous avons réalisé une série de mesures du déphasage, avec une variation de la puissance à des fréquences allant de 50Hz à 50kHz. Ces mesures ont concerné uniquement les dernières microfibres que nous avons citées, l'idée sous-jacente étant de vérifier si cet hystérésis est réduite ou augmentée à certaines fréquences, ou si on la retrouve quelle que soit la fréquence de variation.

Effets thermiques Les figures 4.12 et 4.13 illustrent les résultats du déphasage mesuré pour la microfibre 509, à différentes fréquences de variation de la puissance. À basse fréquence, nous avons observé un déphasage de l'ordre de $\sim 40^\circ$, qui diminue petit à petit avec la fréquence jusqu'à atteindre une valeur minimale de $\sim 4^\circ$ à $f = 50\text{kHz}$. Cette diminution significative indique que le déphasage mesuré n'est pas seulement associé à l'effet Kerr, mais aussi à un autre effet non-linéaire. L'augmentation du déphasage suivie d'une diminution est typique d'un effet thermique dans la microfibre, qui est responsable également de l'apparition de l'hystérésis avec une ouverture maximale du cycle à $f_{\text{cycle}} = 5\text{kHz}$, soit un temps caractéristique de 0,2ms. Cette valeur se trouve très proche de celles obtenues dans des travaux sur des résonateurs non-linéaires comportant des microfibres [13, 14], où les constantes de relaxation thermique varient entre 0,2ms et 0,6ms selon la géométrie de la microfibre et les autres paramètres qui rentrent en jeu dans ce phénomène. Ce même effet a été observé également dans le cas de la microfibre 433 (voir figure 4.13), avec un comportement similaire de l'hystérésis et un temps caractéristique identique de 0,2ms.

Toutefois, il n'était pas possible d'aller plus loin dans la fréquence de variation du cycle de puissance, car nous sommes limités par la bande passante de la détection synchrone. Cependant, le comportement attendu est d'observer dans la figure 4.13 un plateau à partir d'une certaine fréquence proche de $f_{\text{cycle}} = 50\text{kHz}$, ce qui serait indicatif d'un déphasage non-linéaire lié uniquement à l'effet Kerr, et à partir duquel nous pourrions déterminer le coefficient non-linéaire de ces microfibres.

Ces effets thermiques que nous avons observés, s'expliquent tout d'abord par les poussières qui peuvent se déposer sur la microfibre et qui absorbent la lumière et chauffent. Dans le cas de la microfibre 509, nous avons mesuré des pertes très élevées

de l'ordre de 12 dB contre celles annoncées (0.4 – 0.7) dB dont l'origine pourrait venir de ces mêmes poussières à l'origine du déphasage thermique.

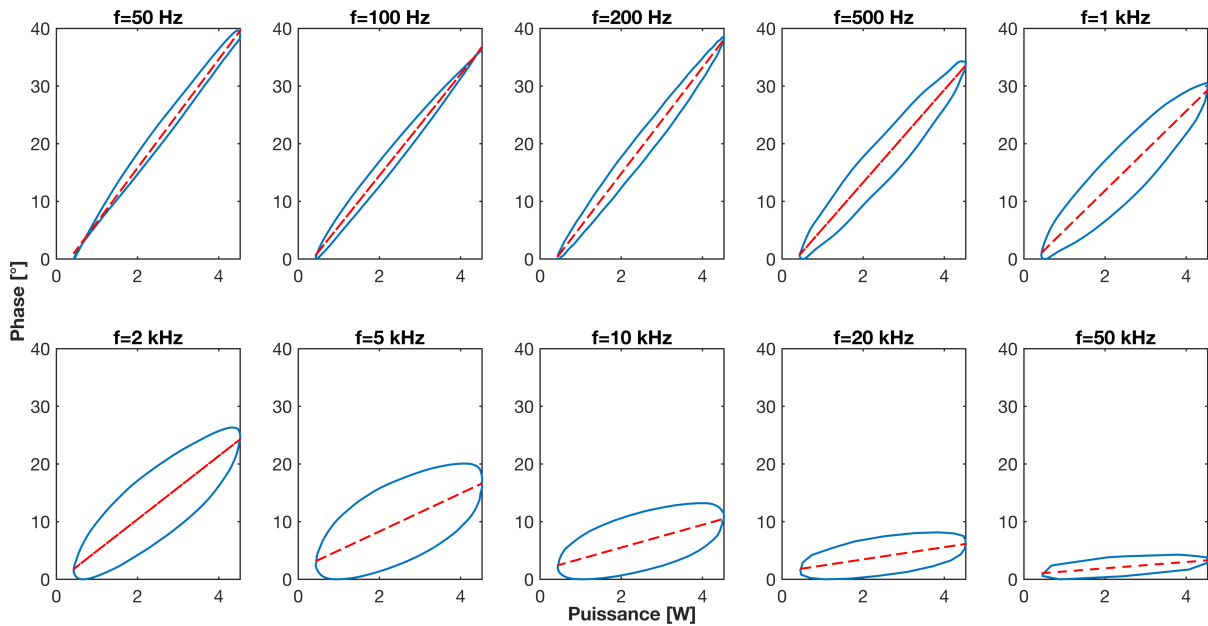


FIGURE 4.12 – Mesure expérimentale du déphasage dans la microfibre 509 de diamètre $d = 0,93 \mu\text{m}$, pour une série de fréquences de variation de la puissance.

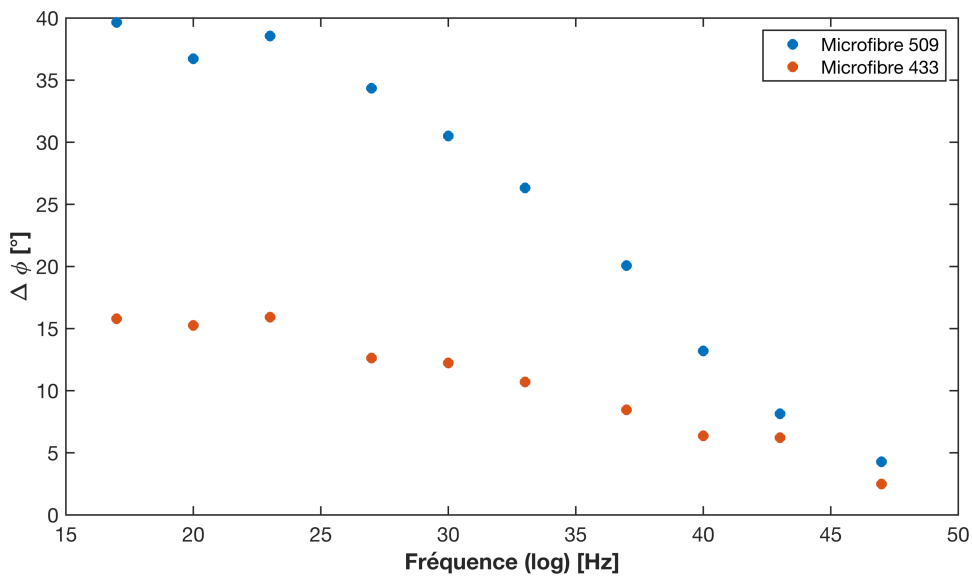


FIGURE 4.13 – Évolution du déphasage dans les microfibres 509 et 433 en fonction du log de la fréquence de variation de la puissance.

Nous n'avons pas pu aller plus loin dans cette étude, mais les résultats obtenus sont très encourageants pour continuer la collaboration avec l'équipe de l'institut FEMTO-ST, et pouvoir compléter la figure 4.11, en mesurant une nouvelle série de microfibres avec différents diamètres où autres types d'échantillons.

4.3 Conclusion et perspectives

La technique d'interféromètre hétérodyne a permis de mesurer pour la première fois l'indice non-linéaire des matériaux chalcogénures qui sont en cours de développement, facilitant ainsi la conception de ces matériaux par la prévoyance des compositions avec une non-linéarité élevée et une faible absorption non-linéaire. La méthode hétérodyne poursuivra donc l'accompagnement de ces travaux de développement matériaux.

Des travaux sur les effets des porteurs libres observés dans le *SOI* sont en cours de réalisation par le post-doctorant Rajath Sawant, qui travaille sur un modèle d'ajustement qui inclut à la fois l'effet de l'absorption à deux photons et celui des porteurs libres.

La caractérisation des microfibres a donné elle aussi des premiers résultats très encourageants, de ce fait, la collaboration continuera avec l'équipe FEMTO-ST, qui prévoit l'envoi d'un nouveau lot de microfibres avec une nouvelle technique de protection permettant d'obtenir des pertes inférieures à 0,3dB. Notre équipe envisage également la mesure de microfibres entourées de gaz à haute pression, dont le but étant de contrôler la non-linéarité de la microfibre en variant la pression du gaz.

Le développement de la technique d'interféromètre hétérodyne a donné lieu à un projet de maturation de technologie financé par la SATT SAYENS, pour dédoubler l'expérience en format compact, des contacts avec des entreprises intéressées par cette méthode de mesure de l'indice Kerr sont également en cours.

Bibliographie

- [1] J.-B. Dory, C. Castro-Chavarria, J.-B. Jager, M. Bernard, C. Sabbione, M. Tessaire, E. Henaff, A. Coillet, M. Meisterhans, J.-M. Fedeli, B. Cluzel, and P. Noe, “Ternary and quaternary Ge-S-Se-Sb-Te amorphous chalcogenide thin films for mid-infrared applications,” in *2017 Conference on Lasers and Electro-Optics Europe & European Quantum Electronics Conference (CLEO/Europe-EQEC)*, (Munich), pp. 1–1, IEEE, June 2017.
- [2] M. Sheik-Bahae, D. Hutchings, D. Hagan, and E. Van Stryland, “Dispersion of bound electron nonlinear refraction in solids,” *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 27, no. 6, pp. 1296–1309, 1991.
- [3] J.-B. Dory, *Matériaux chalcogénures innovants pour l’optique non linéaire intégrée dans le moyen infra rouge*. PhD thesis, Bourgogne Franche-Comté, 2019.
- [4] Q. Li, R. Wang, F. Xu, X. Wang, Z. Yang, and X. Gai, “Third-order nonlinear optical properties of ge-as-te chalcogenide glasses in mid-infrared,” *Opt. Mater. Express*, vol. 10, pp. 1413–1420, Jun 2020.
- [5] X. Sang, E. kuang Tien, and O. Boyraz, “Applications of two-photon absorption in silicon,” 2008.
- [6] A. D. Bristow, N. Rotenberg, and H. M. van Driel, “Two-photon absorption and kerr coefficients of silicon for 850-2200nm,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 191104, May 2007.
- [7] K. Narayanan and S. F. Preble, “Optical nonlinearities in hydrogenated- amorphous silicon waveguides,” *Opt. Express*, vol. 18, pp. 8998–9005, Apr 2010.
- [8] X. Sang, E. kuang Tien, and O. Boyraz, “Applications of two-photon absorption in silicon,” 2008.
- [9] Y. Liu and H. K. Tsang, “Time dependent density of free carriers generated by two photon absorption in silicon waveguides,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 90, p. 211105, May 2007.
- [10] G. Vienne, Y. Li, L. Tong, and P. Grelu, “Observation of a nonlinear microfiber resonator,” *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 1500–1502, Jul 2008.

- [11] J.-H. Chen, D.-R. Li, and F. Xu, "Optical microfiber sensors : Sensing mechanisms, and recent advances," *J. Lightwave Technol.*, vol. 37, pp. 2577–2589, Jun 2019.
- [12] A. Coillet, *Microfibres pour l'optique non linéaire*. PhD thesis, 2011. Thèse de doctorat dirigée par Grelu, Philippe Physique Dijon 2011.
- [13] G. Vienne, Y. Li, L. Tong, and P. Grelu, "Observation of a nonlinear microfiber resonator," *Opt. Lett.*, vol. 33, pp. 1500–1502, Jul 2008.
- [14] M. Sumetsky, Y. Dulashko, J. M. Fini, A. Hale, and D. J. DiGiovanni, "The microfiber loop resonator : Theory, experiment, and application," *J. Lightwave Technol.*, vol. 24, p. 242, Jan 2006.

Conclusion

Dans ce manuscrit, j'ai rapporté les travaux de recherche que j'ai effectués dans le cadre de ma thèse dans l'objectif de mettre en place une technique basée sur la détection hétérodyne, afin de mesurer l'indice Kerr des matériaux non-linéaires. Ces travaux ont été réalisés dans l'équipe PRISM du département photonique au laboratoire interdisciplinaire Carnot de Bourgogne, sous la direction de Benoit Cluzel et la co-direction de Aurélien Coillet.

Le sujet de cette thèse a été motivé par le besoin d'un outil de caractérisation des non-linéarités de guides optiques, dans l'objectif de mesurer l'indice Kerr des matériaux non-linéaires qui sont en cours de développement, et ceci dans le cadre de notre collaboration avec les équipes CEA Leti et CEA IRIG à Grenoble. Durant ma thèse, j'ai pu développer une technique qui mesure la réponse non-linéaire des guides d'ondes présentant d'importantes pertes et dont la longueur de propagation est courte. La caractérisation de ces échantillons m'a permis dans un premier temps, de tester et de valider la technique de détection hétérodyne, et de mesurer les propriétés non-linéaires des matériaux que nous avons à disposition. Grâce aux partages des résultats de caractérisation avec les équipes du CEA, nous avons participé à l'optimisation des verres chalcogénures. Nous avons ensuite étendu l'utilisation de l'interféromètre hétérodyne à d'autres types de structures guidantes, en particulier des microfibres dans le cadre d'une deuxième collaboration avec l'équipe de l'institut FEMTO-ST, ces microfibres présentent un grand intérêt grâce à une non-linéarité 70 fois plus élevée qu'une fibre macroscopique, et cela pour des longueurs de propagation qui sont de l'ordre d'une dizaine de cm.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous avons vu comment la lumière se propage dans un guide d'onde et quels sont les effets linéaires qui l'accompagnent, puis quels sont les effets non-linéaires qui se manifestent au cours de la propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu non-linéaire Kerr. La variation de l'indice de réfraction dans ce milieu avec l'intensité du faisceau lumineux induit un déphasage, qui dépend linéairement de la puissance. La mesure expérimentale de ce déphasage constituait donc la base de mon travail, où j'ai pu caractériser une série d'échantillons

de guides d'ondes sur puce à base de matériaux non-linéaires en nitrure de silicium et en chalcogénures avec différentes compositions.

Un état de l'art des méthodes existantes pour la caractérisation non-linéaire a été dressé dans le deuxième chapitre, où j'ai discuté les avantages et inconvénients des techniques : Z-scan, D-scan et FWM. Aucune de ces méthodes n'était adaptée à des matériaux en cours de développement ou à des guides courts avec des pertes importantes. D'où la motivation de développer une technique basée sur la détection hétérodyne qui répond à cette demande, de surcroît en n'utilisant que des puissances optiques modérées. Le principe et la théorie de la détection hétérodyne ont été explicités dans ce même chapitre, où nous avons démontré comment il est possible de mesurer un déphasage avec cette méthode, puis nous avons présenté la configuration expérimentale de l'interféromètre hétérodyne qui emploie un laser impulsif. L'utilisation de ce type de laser a impliqué la mise en place d'un modèle théorique qui prend en compte la forme de l'impulsion pour estimer la puissance crête. Nous avons vu que sous certaines conditions réalistes, cette impulsion se propage sans se déformer, car l'effet de la dispersion est négligeable dans les échantillons que nous avons mesurés ($L \ll L_D$). Finalement, nous avons montré que ce modèle est valide pour mesurer des faibles déphasages ($< \pi$).

Pour mesurer la variation de la phase, j'ai suivi plusieurs stratégies pour varier la puissance injectée dans les guides d'ondes. Dans un premier temps, j'ai utilisé un actionneur piézoélectrique pour modifier le couplage de la lumière et donc la puissance injectée. Cependant, cette proposition n'était pas convaincante, car elle modifie le chemin optique du bras où se trouve l'échantillon, ce qui induit un déphasage linéaire. Il était alors préférable de travailler avec d'autres méthodes. Comme on souhaite apporter plus de précision à notre mesure de la phase non-linéaire, nous avons opté pour des stratégies qui utilisent des atténuateurs optiques variables contrôlés en tension, qui permettent de varier la puissance en entrée sans modifier le chemin optique, dans le but de mesurer uniquement le déphasage non-linéaire. Ce choix était très pertinent, car il m'a permis de réaliser les premières mesures du déphasage non-linéaire, dans des guides d'onde de SiN et de déterminer son indice non-linéaire qui était en accord avec le résultat obtenu pour ce même matériau par la méthode du mélange à quatre ondes ; les travaux présentés dans le chapitre trois ont fait l'objet d'une publication dans le journal *Optics Letters*.

Après la validation de l'interféromètre hétérodyne, la technique a été optimisée pour gagner en résolution. Pour cela, l'interféromètre a connu plusieurs changements : d'une part, la mise en place d'une nouvelle détection synchrone pour moduler à des

fréquences de l'ordre de 40 MHz nous a permis de nous affranchir du bruit résiduel à 100 Hz, d'autre part, grâce à la montée en fréquence du cycle (10 kHz) la dérive de phase a été largement réduite. L'évaluation de la puissance d'entrée a fait partie aussi des optimisations de l'interféromètre qui ont amélioré la reproductibilité de la mesure.

Le quatrième chapitre de ce mémoire rapporte les résultats obtenus pour les mesures non-linéaires des verres chalcogénures et des microfibres. J'ai pu mesurer l'indice non-linéaire de verres de chalcogénures de diverses composition pour la première fois, et les comparer aux estimations théoriques du n_2 , calculées par J-B. Dory à partir du modèle de Sheik-Bahae. Les résultats expérimentaux étaient en bon accord avec la théorie, et j'ai discuté des possibles sources d'incertitudes restantes pour notre mesure. J'ai ensuite étudié l'absorption à deux photons dans des matériaux comme le silicium-sur-isolant et le verre de chalcogénure de composition $Ge_{23}Sb_{20}Se_{57}$, dans le but de déterminer le coefficient β_{TPA} associé à la contribution de la TPA. À partir d'un ajustement des données expérimentales par un modèle théorique, j'ai obtenu un coefficient $\beta_{TPA} = 2,2 \times 10^{-11}$ m/W pour le $Ge_{23}Sb_{20}Se_{57}$. Comme ce paramètre a été mesuré pour la première fois dans cette composition par notre technique il n'était pas possible de le comparer à une valeur de référence, toutefois le coefficient non-linéaire γ calculé par cet ajustement est en bon accord avec la valeur retrouvée par la mesure directe de la non-linéarité. En revanche, dans le cas du SOI nous avons observé en plus de la TPA, un autre effet lié à la génération des porteurs libres, qui se traduit par une absorption de la puissance et également un changement de l'indice de réfraction induisant une modification de la phase. Notre modèle théorique n'était donc plus compatible avec ce matériau vu qu'il ne prend pas en compte la contribution des porteurs libres. La dernière partie de ces travaux de thèse aborde l'étude des microfibres, où j'ai pu mesurer le coefficient non-linéaire pour deux microfibres fabriquées par l'équipe de Jean-Charles Beugnot à l'institut FEMTO-ST. Nous avons mis en évidence que certaines microfibres étaient sujettes à des effets thermiques dus aux poussières qui se déposent sur leurs surfaces. Ces effets se traduisent par une augmentation du déphasage mesuré, et par une ouverture d'un cycle d'hystérésis à un temps caractéristique de 0,2 ms qui était compatible avec des temps de relaxation thermique mesurés dans d'autres travaux de la littérature. J'ai pu comparer les valeurs expérimentales du coefficient non-linéaire avec celles calculées antérieurement, où les deux valeurs expérimentales suivent bien l'évolution de la courbe théorique de la non-linéarité effective avec le diamètre de la microfibre. Bien qu'il nous manque d'autres points expérimentaux sur cette courbe pour pouvoir tirer une conclusion, ces premiers résultats encouragent à poursuivre la collaboration avec l'équipe FEMTO-ST, afin de mesurer une autre série de microfibres

de diamètres différents et de compléter la courbe expérimentale.

L'objectif initial de cette thèse pour développer une technique de caractérisation non-linéaire a été rempli. Le grand avantage de cette méthode réside dans sa sensibilité élevée à des petits déphasages ($< 1^\circ$) et dans la mesure directe de la non-linéarité. De plus, elle fonctionne à des puissances modérées et elle est adaptée à des guides courts. Enfin, cette méthode de mesure est rapide et ne nécessite que peu d'équipement onéreux.

Ces travaux de thèse ont également ouvert de nombreuses perspectives. La publication des résultats obtenus pour les matériaux chalcogénures est en cours de finalisation, et le travail de développement de ces matériaux se poursuit avec la thèse d'Anthony Albanese en cotutelle CEA-UB. Les premiers résultats des microfibres ont permis à l'équipe FEMTO-ST et notre équipe d'envisager des nouvelles expériences sur des microfibres entourées de gaz, dont l'intérêt est de contrôler la réponse non-linéaire par la pression du gaz. Par ailleurs, l'étude de l'absorption à deux photons va se poursuivre par le post-doctorant Rajath Sawant, qui intégrera l'effet des porteurs libres dans le modèle théorique dans le cadre du projet ANR OCTANE. De cette manière, l'interféromètre hétérodyne permettra à la fois de mesurer l'indice Kerr et l'absorption à deux photons des matériaux non-linéaires. À l'issue de ces travaux, l'interféromètre hétérodyne a fait l'objet d'un projet de maturation de technologie par SATT SAYENS qui a pour but d'améliorer et de standardiser la technique. Un dépôt de brevet est envisagé sur une version modifiée de l'interféromètre le rendant largement accessible et utilisable par un utilisateur non-expert.

Publications

Articles :

- M. Ibnoussina, A.Coillet, J.-B. Dory, J.-B. Jager, P. Colman, P. Noé and B. Cluzel. **Heterodyne interferometry applied to the characterization of nonlinear integrated waveguides.** *Opt. Lett.* 45, 5053-5056 (2020).
- J.-B. Dory, M. Ibnoussina, J.-Y. Raty, J.-B. Jager, A. Verdy, A. Coillet, P. Colman, M. Tessaïre, A. Albanese, Martina Tomelleri, B. Cluzel and P. Noé. **Microscopic origin of the outstanding optical nonlinearities of chalcogenide glasses in thin films toward on-chip highly nonlinear photonic devices.** Publication en cours.
- R. Sawant, M. Ibnoussina, P. Colman, J.-B. Jager, B. Charbonnier, P. Noe, A. Coillet Benoit Cluzel. **Retrieving the nonlinear parameters of Silicon waveguides by pulsed heterodyne interferometry.** Publication en cours

Présentations orales :

- Optique Dijon 2021, Juillet 2021 (Dijon, France).
- CLEO/EUROPE-EQEC 2021, Juin 2021 (Conférence virtuelle).
- Workshop on nanophotonics and plasmonics, Janvier 2019 (Dijon, France).

Posters :

- Journées scientifiques du GDR CNRS sur les matériaux chalcogénues et leurs applications, Juin 2022 (Dijon, France).
- Journée de la photonique, Décembre 2019 (Besançon).
- XXèmes Journées de l'École Doctorale, Juin 2019 (Dijon, France).
- Journée de la photonique, Novembre 2018 (Dijon, France).