

Thèse de doctorat

Etude de l'oscillation paramétrique optique multi-résonante dans les cristaux photoniques non linéaires de LiTaO_3 sans cavité externe

Safia Mohand Ousaid

Laboratoire de Physique des Lasers

Soutenue le 30 juin 2021

Jury de thèse

Rapporteurs	Patricia SEGONDS	NEEL, Grenoble
	François SANCHEZ	Université d'Angers
Examineurs	Gérard AKA	Université PSL
	Régis KREMER	Université de Lorraine
	Francisco PERALES	Université Sorbonne Paris Nord
	Lung Han PENG	National Taiwan University
	Youcef OUERDANE	Université de Saint Etienne
Directeur de thèse	Azzedine BOUDRIOUA	Université Sorbonne Paris Nord

A mes très chers parents

A la mémoire de mes grands parents

Remerciements

Si cette thèse a eu lieu, c'est en premier grâce à mon directeur le Professeur Azzedine BOUDRIOUA. Ses qualités scientifiques, managériales et humaines ont été d'un intérêt certain pour l'aboutissement de ce travail. Je ne s'aurais le remercier pour avoir rendu, simple, le compliqué.

Je tiens à associer à ces remerciements le Professeur Lung Han Peng dont la contribution à ce travail est aussi importante que sa gentillesse et sa disponibilité. Je voudrais le remercier de m'avoir accueillie au sein de son équipe à NTU à Tawian et de m'avoir accompagnée tout le long de ce travail.

Mes remerciements respectueux s'adressent aux membres du jury qui m'ont fait l'honneur d'accepter, d'examiner et de juger ce manuscrit.

Ces travaux de thèse ont été effectués au sein de l'équipe Photonique Organique et Nanostructure (PON) du laboratoire de Physique des Lasers de l'Université Sorbonne Paris Nord. Je tiens à remercier la directrice du Laboratoire, le Professeur Anne Amy Klein, de m'y avoir accueillie ainsi que tous les membres de l'équipe PON, anciens et nouveaux, particulièrement, M. Mahmoud Chakaroun et M. Min Lee pour leur aide, Hocine et Zohra pour avoir rendu nos échanges fructueux. Un grand merci, plus particulièrement, à Kai-Hsun Chang qui est arrivé au sein de l'équipe et poursuit ses travaux en cotutelle sur les mêmes problématiques. Je voudrais souligner nos échanges nombreux sur les aspects théoriques et expérimentaux de mon travail.

J'adresse mes remerciements à l'ensemble des membres du LPL, en particulier au personnel des services techniques et administratifs du laboratoire pour l'aide indispensable qu'ils m'ont apportée. Une attention particulière à M. Thierry Billeton, ingénieur à l'atelier optique, je le remercie infiniment pour les belles pièces qu'il m'a fabriquées, pour sa disponibilité et surtout pour ces précieux conseils.

Ce travail a également bénéficié d'une collaboration avec l'équipe du Professeur Benoit Boulanger de l'institut NEEL de Grenoble. J'exprime ma reconnaissance particulière envers les Professeurs Patricia Segonds et Benoit Boulanger, et je témoigne de leurs efficacité, professionnalisme et gentillesse.

Pendant ces 3 années de thèse, j'ai eu la chance d'être monitrice à l'IUT GEII de Villetaneuse. Je voudrais remercier toutes les personnes qui ont contribué au bon déroulement de mes enseignements, en particulier M. Vincent Roncin pour m'avoir permis cette belle expérience. Je remercie chaleureusement mon cher Nabil Challab pour son amitié indéfectible, ma chère collègue Sarah Hamdad avec qui j'ai partagé le bureau et tant de belles choses, Djoudi et tous mes amis qui ont rendu ces trois années de thèse très agréables.

Mes remerciements les plus profonds et affectueux à toute ma famille qui a toujours été pour moi une grande source de motivation et de courage, particulièrement mes parents, ma petite sœur et mon oncle.

Enfin, à tous ceux que j'ai oublié de citer, un grand pardon et un immense merci.

○.] [Σ.

Table des matières

Introduction générale	7
Chapitre 1 : Rappels d'optique non linéaire	11
1. Introduction.....	11
2. Polarisation non linéaire	12
2.1. Effets de deuxième ordre	13
2.2. Effets de troisième ordre.....	15
3. Equation de propagation dans un milieu non linéaire.....	18
3.1. Processus quadratiques.....	19
3.1.1. Somme de fréquences.....	20
3.1.2. Génération de second harmonique	20
3.1.3. Différence de fréquences	22
3.1.4. Génération paramétrique optique.....	22
4. Technique d'accord de phase.....	24
4.1. Accord de phase par biréfringence	24
4.2. Le quasi-accord de phase (QPM).....	26
5. Les cristaux photoniques non linéaires.....	27
5.1. Concept des cristaux photoniques non Linéaires.....	27
5.2. Cristaux photoniques non linéaires à une dimension	28
5.3. Cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions.....	29
5.3.1. Principe du cristal photonique à deux dimensions	30
6. Techniques de fabrication des CPNL.....	33
7. Le LiTaO_3	34
8. L'oscillation paramétrique optique.....	36
8.1. Seuil pour les OPO nanosecondes	40
9. Conclusion	41
Chapitre 2 : Etude numérique de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D : large bande et accordabilité	43
1. Introduction.....	43
2. Principe et méthodologie	44
2.1. Notre démarche.....	46
2.2. Choix de l'équation de Sellmeier	49
3. Etude de la génération paramétrique optique dans le PPLT-1D	51
3.1. Effet de la période sur la génération paramétrique optique	51
3.2. Effet de la température sur la génération paramétrique optique	54

4.	Etude de la génération paramétrique optique dans le PPLT-2D	56
4.1.	Configuration colinéaire avec $\theta_p = 0^\circ$	57
4.2.	Configuration non colinéaire avec $\theta_p \neq 0$	60
5.	Génération paramétrique optique large bande et/ou accordable	65
5.1.	Cas particulier où les ondes Signal et Idler générées sont dans la direction d'incidence : accordabilité	68
6.	Conclusion	70
Chapitre 3 : Etude expérimentale de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D : vers une nouvelle équation de Sellmeier		71
1.	Introduction.....	71
2.	Préparation des échantillons.....	72
3.	Le banc expérimental	76
	Le faisceau pompe.....	77
4.	Vers une nouvelle équation de Sellmeier	79
4.1.	Détermination des coefficients de Sellmeier	83
4.2.	Synthèse générale	96
5.	Etude de l'OPG large bande et/ou accordable dans les PPLT	97
5.1.	Echantillons rectangulaires.....	97
5.2.	Echantillons circulaires	98
5.3.	Résultats et discussion.....	99
6.	Conclusion	104
Chapitre 4 : Vers l'oscillation paramétrique optique sans miroirs externes dans les cristaux photoniques non linéaires.....		105
1.	Introduction.....	105
2.	Etat de l'art et problématique.....	106
3.	Effet de la puissance du laser pompe sur la génération paramétrique optique dans des PPLT-1D et PPLT-2D.....	109
3.1.	Génération multi-longueurs d'onde.....	109
4.	Oscillation paramétrique optique sans cavité externe	116
4.1.	Etude du seuil d'oscillation.....	116
4.2.	Etude spectrale de l'oscillation paramétrique optique.....	124
4.3.	Comparaison avec l'oscillation paramétrique optique à cavité externe	128
5.	Origine de l'apparition de l'OPO2	130
5.1.	L'effet cascade quadratique	132
5.2.	Variation de l'indice par effet EO	135
5.2.1.	La rectification optique	135

5.2.2.	L'effet pyroélectrique.....	136
5.2.3.	L'effet photo-induit	137
5.3.	La variation totale de l'indice de réfraction	138
6.	Le point de croisement.....	140
7.	Applications aux PPLT-1D en fonction de la période	142
8.	Conclusion	149
	Conclusion générale et perspectives	151
	Références bibliographiques.....	155
	Productions scientifiques	165

Liste des acronymes

OPG	<i>Optical Parametric Generation</i>
OPO	<i>Optical Parametric Oscillation / Oscillator</i>
SFG	<i>Sum Frequency Generation</i>
SHG	<i>Second Harmonic Generation</i>
DFG	<i>Difference Frequency Generation</i>
THG	<i>Third Harmonic Generation</i>
QPM	<i>Quasi Phase Matching</i>
BPM	<i>Birefringence Phase Matching</i>
NLPC	<i>Non-Linear Photonic Crystals</i>
PPLT	<i>Periodically Poled Lithium Tantalate</i>
PPLN	<i>Periodically Poled Lithium Niobate</i>
CLT	<i>Congruent LiTaO₃</i>
SLT	<i>Stœchiometric LiTaO₃</i>
RLV	<i>Reciprocal Lattice Vector</i>
SRO	<i>Singly Resonant Oscillator</i>
DRO	<i>Doubly Resonant Oscillator</i>
TRO	<i>Triply Resonant Oscillator</i>
SPM	<i>Self-Phase Modulation</i>
GVM	<i>Groupe Velocity Matching</i>
GVD	<i>Group Velocity Dispersion</i>
CW	<i>Continuous Wave</i>
EO	<i>Electro optics</i>

Introduction générale

Les sources lasers traditionnelles utilisent principalement des semi-conducteurs comme milieu à gain inséré dans une cavité résonante afin d'amplifier l'émission stimulée. Les longueurs d'onde accessibles par ces lasers sont limitées par le gap des semi-conducteurs disponibles. En particulier, il subsiste plusieurs gammes de longueurs d'onde qui ne sont pas couvertes dû à l'absence de matériaux semi-conducteurs adéquats. De plus, l'accordabilité de ces sources est obtenue uniquement pour des plages réduites et dépend fortement de l'architecture du laser utilisée.

Un des moyens permettant d'étendre la gamme des sources accordables est l'utilisation des processus optiques non linéaires à base de cristaux. Ce type de conversion non linéaire de fréquences dans les milieux de second ordre offre la possibilité de réaliser de nouvelles sources cohérentes, flexibles et accordables sur une large gamme de longueurs d'onde. Par exemple la génération paramétrique optique (OPG : *Optical Parametric Generation*) et l'oscillation paramétrique optique (OPO : *Optical Parametric Oscillation*) sont des effets qui permettent de générer de nouvelles longueurs d'onde à partir d'une pompe, lorsque celle-ci traverse un milieu non linéaire de second ordre. Le grand intérêt d'une interaction paramétrique optique réside dans sa flexibilité exceptionnelle lui permettant de couvrir une large gamme de longueurs d'onde, particulièrement lorsque le quasi-accord de phase est utilisé.

De nos jours, plusieurs sources cohérentes accordables utilisent des OPO en régime continu ou impulsif, et trouvent des applications couvrant plusieurs domaines tels que : la spectroscopie, la bio-photonique, la médecine et la détection. L'efficacité de ces systèmes non linéaires a été grandement augmentée en utilisant le quasi-accord de phase (QPM : *Quasi Phase Matching*) obtenu grâce à l'utilisation de cristaux périodiquement polarisés.

En effet, le développement de ces matériaux à polarisation périodique a permis d'obtenir des lasers visibles efficaces dont le principe consiste à convertir des sources infrarouges déjà existantes. Les mécanismes de conversion de fréquence dans cette configuration de QPM sont relativement bien contrôlés, en particulier, dans les cristaux de LiNbO_3 , LiTaO_3 et KTiOPO_4 périodiquement polarisés (PPLN, PPLT et PPKT, respectivement). De plus, il est possible d'obtenir des rendements de conversion élevés puisque l'utilisation du coefficient non linéaire d_{33} devient alors possible (pour une interaction entre les champs polarisés suivant l'axe z). L'utilisation du QPM est également d'un grand intérêt pour générer toutes les longueurs d'onde comprises dans la gamme de transparence du matériau en jouant sur la période du réseau. Par ailleurs, il est également possible d'utiliser la température du cristal afin de contrôler les longueurs d'onde générées et donc l'accordabilité de la source.

A l'instar des cristaux photoniques conventionnels où la valeur de $\chi^{(1)}$ varie périodiquement, depuis plusieurs années, on note, également, l'avènement de ce que l'on appelle les cristaux photoniques non linéaires (NLPC : *Non-Linear Photonic Crystals*) qui sont des structures où le signe du coefficient non linéaire est périodiquement inversé dans les deux directions. Cela permet d'obtenir plusieurs vecteurs du réseau réciproque (RLV : *Reciprocal Lattice Vector*) susceptibles de réaliser un QPM. De plus, plusieurs longueurs d'onde peuvent être simultanément générées.

Dans ce contexte, l'équipe PON s'est intéressée depuis plusieurs années à l'étude de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de LiTaO_3 (PPLT : *Periodically Poled Lithium Tantalate*) en une et deux dimensions. Ces recherches sont menées dans le cadre d'une collaboration internationale avec l'équipe du Professeur L-H. Peng de National Taiwan University (NTU). Les études concernant cette thématique au niveau de notre équipe ont débuté par la thèse de Mohamed Lazoul (soutenue en 2015). Dans ce travail, l'équipe s'est intéressée plus particulièrement à la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de PPLT-2D en étudiant les mécanismes d'accord de phase ainsi que les longueurs d'onde générées en fonction des paramètres du cristal photonique. Un deuxième volet de cette thèse, était consacré à l'étude de l'oscillation paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-2D placés dans une cavité externe. Ce travail s'est poursuivi par la thèse de M. Hocine Chikh-Touami (soutenue en 2017) puis de celle de Zohra Illas (soutenue en 2019) afin de comprendre les mécanismes de conversion dans ces structures photoniques. L'originalité était d'étudier des phénomènes nouveaux tels que les processus simultanés de l'OPG soutenus par des interactions communes dans un réseau carré du cristal PPLT-2D mais aussi de contrôler le gain paramétrique optique dans ce cristal. L'équipe s'est également intéressée à l'OPG multi-longueurs d'onde en prenant en compte des processus d'OPG couplés. Les caractéristiques spectrales et angulaires des faisceaux signal et idler générés peuvent être contrôlées en choisissant les vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{k}_{mn}$ impliqués dans ces processus.

Les résultats obtenus dans les travaux précédents ainsi que ceux de la littérature ont permis de mettre en évidence différents phénomènes de génération paramétrique optique dans les PPLT-1D et 2D. Toutefois, plusieurs aspects restent à étudier et à analyser. Par exemple, une connaissance précise de la dispersion de l'indice de réfraction (équation de Sellmeier) des cristaux non linéaires est essentielle non seulement pour la conception des dispositifs de conversion de fréquence, mais aussi pour l'interprétation des expériences. En effet, les indices de réfraction des cristaux non linéaires les plus importants ont été mesurés et rapportés dans plusieurs articles dans lesquels les équations de Sellmeier ont été obtenues avec différentes méthodes. Cela induit inévitablement une certaine divergence pour prédire les longueurs d'onde du quasi-accord de phase à différentes températures et longueurs d'onde. De plus une connaissance précise de l'équation de Sellmeier devient plus importante lorsque l'on considère les interactions non linéaires en cascade. Par ailleurs, une meilleure compréhension des processus d'interactions non linéaires dans ces structures PPLT-1D et 2D permettrait de développer des sources compactes et originales. Par exemple, la poursuite des travaux sur l'oscillation paramétrique optique dans ces structures présente un intérêt pour développer de nouvelles sources cohérentes.

Dans le cadre de ce projet de thèse et dans la continuité des études de l'équipe PON, nous nous sommes intéressés, plus particulièrement, aux phénomènes de seuil liés à l'apparition des différentes conversions de fréquences dans les cristaux photoniques non linéaires de LiTaO_3 . Initialement, nous nous sommes intéressés à la compréhension de ces phénomènes afin de développer des interactions large bande et/ou accordable. Ces travaux nous ont conduit à la mise en évidence d'oscillations paramétriques optiques multi-longueurs d'onde sans cavité externe qui pourraient donner lieu à des sources compactes. Par ailleurs, tout le long de ce travail, nous avons mis en évidence la nécessité de déterminer une nouvelle version de l'équation de Sellmeier afin de correctement analyser et interpréter les résultats expérimentaux. Ainsi, à partir des mesures expérimentales de la génération paramétrique

optique en fonction de la période du PPLT, nous avons abouti à une nouvelle équation de Sellmeier plus précise que celles disponibles dans la littérature.

Ce manuscrit de thèse comprend quatre chapitres.

Le premier chapitre rappelle les notions fondamentales de l'optique non linéaire ainsi que les propriétés essentielles du LiTaO_3 . Il présente également les outils nécessaires pour une meilleure compréhension des différents phénomènes mis en jeu et de leur interprétation, comme par exemple : la génération paramétrique optique, les différentes techniques d'accords de phase et quelques éléments théoriques sur les oscillateurs paramétriques optiques (OPO : *Optical Parametric Oscillator*).

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude numérique de la génération paramétrique optique multi-longueurs d'onde et large bande dans les cristaux photoniques non linéaires de LiTaO_3 . L'objectif étant de déterminer les paramètres nécessaires pour obtenir une génération paramétrique optique large bande et d'étudier son accordabilité. Après un bref rappel de quelques notions théoriques sur les cristaux photoniques non linéaires, nous présentons l'approche que nous avons mis en place ainsi que les différents résultats de simulations obtenus en utilisant un code Matlab que nous avons développé. Cette étude met en évidence que dans certaines conditions de pompage, il est possible de générer un signal ayant une largeur spectrale de plus de 350nm dans un intervalle angulaire de 0.2° .

Dans le troisième chapitre, nous présentons une étude expérimentale de génération paramétrique optique multi-longueurs d'onde dans les PPLT-1D et 2D. La première partie est consacrée à la présentation de la technique de fabrication de structures périodiquement polarisées que nous avons utilisée dans le cadre de la collaboration avec l'équipe du Professeur L. H. Peng de NTU (*National Taiwan University*). On y décrit également le montage expérimental utilisé que nous avons amélioré et dont certains aspects ont été automatisés. La partie suivante du chapitre concerne l'étude expérimentale de la génération paramétrique optique dans les cristaux PPLT-1D et 2D d'une période de $8.52\mu\text{m}$ avec l'objectif d'obtenir une génération large bande. Dans ce contexte, nous avons déterminé une nouvelle version de l'équation de Sellmeier. L'approche mise en place sera présentée et discutée. Enfin, la dernière partie du chapitre porte sur l'étude d'échantillons de géométrie circulaire. Cette configuration permet de s'affranchir de la réfraction de Fresnel et par voie de conséquence d'avoir une meilleure flexibilité pour accéder aux différents vecteurs du réseau réciproque.

Dans le quatrième et dernier chapitre, nous abordons l'étude la plus importante de ce travail, à savoir l'oscillation paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de LiTaO_3 sans miroirs externes. Dans cette partie du travail, nous rapportons une démonstration d'oscillations paramétriques optiques multi-résonantes dans des cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D de réseau carré de période de $8.52\mu\text{m}$, où les facettes du cristal, hautement polies, agissent comme des miroirs de cavité amplifiant simultanément plusieurs fréquences. Après l'étude expérimentale du phénomène de seuil pour les différentes interactions non linéaires, nous présentons une analyse de l'origine physique de l'apparition d'un second couple d'OPO appelé OPO2. Pour cela, l'hypothèse retenue porte sur la variation locale de l'indice de réfraction du cristal induite par des phénomènes combinés de cascade quadratique et d'effet électrooptique. A la fin du chapitre, nous présenterons les résultats obtenus dans le cas des échantillons de PPLT-1D avec d'autres périodes du réseau.

Enfin, le manuscrit se termine par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 1

Rappels d'optique non linéaire

1. Introduction

L'optique non linéaire (NLO : *Non-Linear Optics*) s'est imposée comme une discipline clé de l'optique-photonique pratiquement tout de suite après l'invention du laser au début des années 1960. Depuis, une littérature large et abondante a été consacrée à cette thématique. Il est, évidemment, difficile d'en faire une synthèse complète et rigoureuse.

Les concepts liés à l'optique non linéaire proviennent du fait que dans certaines conditions, notamment de puissance, l'interaction entre la lumière et la matière ne suit plus une variation linéaire, gouvernée principalement par la susceptibilité diélectrique de premier ordre ou l'indice de réfraction. En réalité, des composantes d'ordre élevé apparaissent. Celles-ci trouvent leur origine dans la polarisation non linéaire induite dans le matériau. En outre, le développement de l'optique non linéaire est intimement lié à celui des matériaux utilisés. Différentes familles de matériaux ont été étudiés ; en particulier, les semi-conducteurs et les diélectriques tels que le LiNbO_3 , le LiTaO_3 et le KTiOPO_4 .

La réponse d'un matériau non linéaire proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique est appelée non-linéarité du second ordre. Elle n'est présente que dans des matériaux non centro-symétriques. Cette non-linéarité donne lieu à plusieurs processus de mélange d'ondes, tels que la génération de second harmonique (SHG : *Second Harmonic Generation*), la somme et la différence de fréquences (SFG pour *Sum-Frequency Generation* et DFG pour *Difference-Frequency Generation*, respectivement). Pour que ces processus soient efficaces, les ondes optiques en interaction doivent se propager en phase dans le cristal non linéaire, ce qui est une condition connue sous le nom d'accord de phase. En raison de la dispersion du matériau, la méthode la plus intuitive pour réaliser cet accord de phase est d'utiliser un cristal non linéaire biréfringent, afin de compenser le désaccord de phase. Il existe une autre technique polyvalente et efficace appelée quasi-accord de phase (QPM : *Quasi Phase Matching*). Elle consiste à réinitialiser périodiquement le décalage de phase entre les ondes en interaction afin de les forcer à être en phase au niveau des interfaces d'inversion de domaines. Le QPM a été décrit pour la première fois théoriquement en 1962 [1] et obtenu en empilant des plaques avec des orientations différentes ; ce qui est loin d'être une solution idéale. C'est seulement en 1992 qu'une structure QPM plus appropriée a été réalisée grâce à la polarisation périodique du LiNbO_3 [2]. Dans cette technique, des électrodes périodiques sont mises en œuvre le long d'un cristal ferroélectrique et utilisées pour appliquer un champ électrique intense au sein du cristal, inversant ainsi périodiquement le signe de la polarisation spontanée du matériau. Le développement de cette méthode a été une étape importante dans le domaine de l'optique non linéaire, qui a permis une amélioration des ordres de grandeur de l'efficacité de conversion.

Dans ce chapitre, nous rappelons les principes fondamentaux de l'optique non linéaire nécessaires pour la compréhension de ce travail de thèse.

En premier lieu, la polarisation non linéaire induite par l'interaction entre la matière et la lumière à forte puissance est décrite. Ensuite, sont présentées les équations de propagation des ondes en régime non linéaire en considérant les processus quadratiques de conversion de fréquences dans un matériau non linéaire uniaxe. Plus particulièrement, le processus de la génération paramétrique optique est détaillé. Sont également rappelés les effets d'ordre 3 qui feront l'objet d'études dans le dernier chapitre. Dans ce contexte, d'importantes notions sont définies telles que le quasi accord de phase. Il sera également rappelé les propriétés essentielles du LiTaO₃ qui fera l'objet de ce projet de thèse ainsi qu'une description sommaire des techniques de fabrication des cristaux photoniques non linéaires. Le LiTaO₃ est un excellent matériau non linéaire qui présente une large fenêtre de transparence et des propriétés piézoélectriques, électro-, acousto-optiques et non linéaires de premier plan [3]. A la fin de ce chapitre, nous rappellerons les principes de base de l'oscillation paramétrique optique qui fera l'objet du chapitre 4 de ce manuscrit.

Pour la simplicité dans la rédaction, les vecteurs sont notés en gras.

2. Polarisation non linéaire

En traversant un milieu diélectrique, le champ électrique d'une onde lumineuse interagit avec la matière. Pour de faibles densités de puissance du champ électrique $\mathbf{E}(\omega)$ à la pulsation ω , une polarisation linéaire notée $\mathbf{P}_L(\omega)$ est induite dans le cristal. Cette polarisation représente la densité des moments dipolaires électriques par unité de volume et traduit le déplacement des charges faiblement liées du milieu sous l'influence du champ électrique.

Dans ce cas, la forme simplifiée du vecteur déplacement électrique à une pulsation ω et position $\mathbf{r}$, s'écrit comme suit :

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} \quad (1.1)$$

$\mathbf{P}_L$ est la polarisation linéaire induite dans le matériau, donnée par : $\mathbf{P}_L = \varepsilon_0 \chi \mathbf{E}$.

Avec $\varepsilon_r = 1 + \chi$ et :

- ε_0 : permittivité diélectrique du vide ;
- ε_r : le tenseur de permittivité diélectrique relative ;
- χ : le tenseur de susceptibilité diélectrique linéaire du milieu.

Pour de fortes densités de puissance du champ électrique, non négligeables devant le champ atomique interne (supérieure au MW/cm^2), la relation entre la polarisation du milieu et le champ électrique devient non linéaire [4-5].

La polarisation totale induite peut s'exprimer comme un développement en série de Taylor où l'amplitude de chaque terme décroît rapidement avec l'augmentation de l'ordre.

$$\begin{aligned} \mathbf{P} &= \mathbf{P}_0 + \varepsilon_0 \chi^{(1)} \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E} + \dots \\ &= \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_L + \mathbf{P}^{(2)} + \mathbf{P}^{(3)} + \dots \\ &= \mathbf{P}_0 + \mathbf{P}_L + \mathbf{P}_{NL} \end{aligned} \quad (1.2)$$

$\mathbf{P}_0$: la polarisation spontanée, intrinsèque au matériau.

$\mathbf{P}_L$: la polarisation linéaire due à la susceptibilité linéaire.

$\mathbf{P}_{NL}$: polarisation non linéaire faisant intervenir les susceptibilités non linéaires d'ordre n.

$\chi^{(n)}$: la susceptibilité d'ordre n du matériau déterminée par un tenseur d'ordre $(n + 1)$.

- $\chi^{(1)}$: susceptibilité linéaire qui représente le terme dominant de $\mathbf{P}$. Ses effets sont gouvernés par l'indice de réfraction n et par le coefficient d'absorption α ;
- $\chi^{(2)}$: susceptibilité d'ordre 2, responsable des effets non linéaires quadratiques, principalement dans les milieux non centro-symétriques ;
- $\chi^{(3)}$: susceptibilité d'ordre 3, responsable des effets non linéaires d'ordre 3 dans les milieux centro-symétriques, tels que l'effet Kerr optique, le mélange à quatre ondes, les diffusions Raman et Brillouin.

2.1. Effets de deuxième ordre

Ces effets concernent la réponse non linéaire des matériaux non centro-symétriques. Généralement, on se limite au processus lié au premier terme de la polarisation non linéaire $\chi^{(2)}$. On parle alors de l'optique non linéaire quadratique. Dans ce cas, la polarisation non linéaire s'écrit comme suit :

$$\mathbf{P}_{NL} = \mathbf{P}^{(2)} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E} \mathbf{E} \quad (1.3)$$

Dans le cas particulier des phénomènes liés à l'interaction de deux champs électriques de pulsation ω_1 et ω_2 avec un matériau non-linéaire, la polarisation non-linéaire s'écrit comme suit :

$$\mathbf{P}_i^{NL}(\omega_3) = \varepsilon_0 \sum_{j,k} \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega_1) E_k(\omega_2) \quad (1.4)$$

avec: $1 \leq i, j, k \leq 3$

En tenant compte de la symétrie de permutation et celle de Kleinman [6], la permutation sur les deux derniers éléments (j, k) du tenseur de la susceptibilité non linéaire d'ordre deux $\chi_{ijk}^{(2)}$ suivant les coordonnées cartésiennes (x, y, z) ne change pas. Elle peut s'écrire comme suit :

$$\chi_{ijk}^{(2)}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) = \chi_{ikj}^{(2)}(\omega_3, \omega_2, \omega_1) \quad (1.5)$$

La notation de $\chi^{(2)}$ peut-être simplifiée en introduisant par convention un nouveau tenseur contracté de coefficients non linéaires tel que:

$$d_{il}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) = \frac{1}{2} \chi_{ikj}^{(2)}(\omega_3, \omega_1, \omega_2) \quad (1.6)$$

A noter que cette matrice est définie dans le repère des axes cristallographiques (X, Y, Z). Les indices l en fonction de j et k sont donnés dans le tableau 1.1 :

Tableau 1.1 : Notation contractée du tenseur non linéaire [7].

l	1	2	3	4	5
j, k	xx	yy	zz	zy=yz	zx=xz

En utilisant la notation contractée des coefficients non linéaires décrite dans le tableau 1.1, les composantes de la polarisation non linéaire quadratique dans le cas de la génération de somme de fréquence (avec $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) s'écrivent sous la forme matricielle suivante :

$$\begin{pmatrix} P_X^{(2)}(\omega_3) \\ P_Y^{(2)}(\omega_3) \\ P_Z^{(2)}(\omega_3) \end{pmatrix} = [d_{il}] \cdot \begin{pmatrix} E_X(\omega_1) \cdot E_X(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1) \cdot E_Y(\omega_2) \\ E_Z(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) \\ E_Y(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) + E_Y(\omega_2) \cdot E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1) \cdot E_Z(\omega_2) + E_X(\omega_2) \cdot E_Z(\omega_1) \\ E_X(\omega_1) \cdot E_Y(\omega_2) + E_X(\omega_2) \cdot E_Y(\omega_1) \end{pmatrix} \quad (1.7)$$

Dans le cas de la génération de second harmonique, cette expression se réduit à :

$$\begin{pmatrix} P_X^{(2)}(2\omega) \\ P_Y^{(2)}(2\omega) \\ P_Z^{(2)}(2\omega) \end{pmatrix} = [d_{il}] \cdot \begin{pmatrix} E_X^2(\omega) \\ E_Y^2(\omega) \\ E_Z^2(\omega) \\ 2E_Y(\omega) \cdot E_Z(\omega) \\ 2E_X(\omega) \cdot E_Z(\omega) \\ 2E_X(\omega) \cdot E_Y(\omega) \end{pmatrix} \quad (1.8)$$

$$\text{Avec } [d_{il}] = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix}$$

La notation du tenseur peut encore être simplifiée. En effet, les coefficients ne sont pas tous indépendants et d'après les relations de permutations de Kleinman [6], un bon choix du système d'axe correspondant au groupe de symétrie du cristal peut réduire le nombre de coefficients indépendants de la matrice.

D'une manière générale, la polarisation non linéaire quadratique possède des composantes qui oscillent à de multiples fréquences qui ne sont en réalité que des combinaisons de fréquences (sommes, différences) des ondes qui se propagent dans le milieu. Elle agit comme une source de nouveaux champs électriques oscillants à de nouvelles fréquences.

Dans ces conditions, les principaux phénomènes non-linéaires quadratiques sont :

- La rectification optique: si $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, la polarisation non-linéaire possède une composante de pulsation nulle $(\omega - \omega) = 0$ qui induit un champ électrique statique dans le matériau ;
- L'effet Pockels: si $(\omega_1 = \omega) \gg \omega_2$, l'application d'un champ électrique de pulsation faible (champ électrique) devant la pulsation de l'autre champ électrique (champ optique) modifie les propriétés du matériau, notamment ses indices de réfraction (effet électro-optique linéaire) ce qui permet de changer la phase, l'amplitude ou le trajet d'une onde lumineuse qui le traverse ;
- La somme de fréquences : deux ondes de pulsations ω_1 et ω_2 , génèrent par somme de fréquence une troisième onde de pulsation ω_3 , tel que $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Si $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, la polarisation non-linéaire possède une composante de pulsation double $\omega + \omega = 2\omega$ qui génère une onde à fréquence double. C'est le phénomène de génération de second harmonique qui est un cas particulier ;
- L'amplification paramétrique : un signal de faible intensité, de pulsation ω_1 , se couple avec un faisceau très intense (faisceau de pompe) de pulsation ω_3 , pour produire une onde de fréquence ω_2 , ($\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$), appelée onde conjuguée (« idler » en anglais). Cette onde se couple ensuite avec le faisceau pompe pour amplifier le signal telle que $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$.

Bien que dans notre travail on s'intéresse plus particulièrement aux réponses non linéaires dans les matériaux non centro-symétriques, il est utile de rappeler également les effets d'ordre 3 qui peuvent apparaître non seulement dans les matériaux centro-symétriques mais également dans les matériaux non centro-symétriques. En effet, comme on le verra dans le chapitre 4, un effet de type Kerr optique pourrait exister dû à un effet de cascade quadratique.

2.2. Effets de troisième ordre

Les phénomènes non-linéaires de troisième ordre sont généralement d'amplitude plus faible que ceux du deuxième ordre. Ils jouent un rôle très important dans les matériaux centro-symétriques, où il n'existe pas de non-linéarité du second ordre, tels que les fibres optiques. Par ailleurs, certains processus du troisième ordre obéissent automatiquement à l'accord de phase et ces effets peuvent se cumuler sur de très grandes distances, voire sur des milliers de kilomètres dans le cas d'une fibre optique. Ils deviennent alors très importants et peuvent influencer les propriétés temporelles et spatiales d'une impulsion lumineuse lors de sa propagation.

Dans le cas d'une onde de champ $\mathbf{E}(\omega)$ incidente sur le matériau, la polarisation non-linéaire du troisième ordre s'écrit :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^{(3)}(\omega) &= \epsilon_0 \chi^{(3)} \mathbf{E}(\omega)^3 \\ &= \frac{\epsilon_0 \chi^{(3)}}{8} (\mathbf{E}(\omega)^3 + \mathbf{E}^*(\omega)^3 + 3\mathbf{E}^*(\omega)\mathbf{E}(\omega)^2 + 3\mathbf{E}^*(\omega)^2\mathbf{E}(\omega)) \end{aligned} \quad (1.9)$$

Les deux premiers termes de l'équation donnent des composantes qui oscillent à la fréquence 3ω , ce qui correspond à une génération de troisième harmonique. Le désaccord de phase est généralement important pour ces termes, et donc ils peuvent être négligés.

En pratique il est plus efficace de générer le troisième harmonique par effet cascade de deux processus du deuxième ordre dans les cristaux non linéaires : doublage de fréquence $\omega \rightarrow 2\omega$ puis somme de fréquence $\omega + 2\omega \rightarrow 3\omega$.

En notation complexe, la polarisation non-linéaire se réduit donc à l'expression :

$$\mathbf{P}^{(3)}(\omega) = \frac{3\epsilon_0 \chi^{(3)}}{4} |\mathbf{E}(\omega)|^2 \mathbf{E}(\omega) \quad (1.10)$$

Ce terme de la polarisation non-linéaire a exactement la même phase que le champ électrique, l'accord de phase est donc automatiquement vérifié. L'effet de ce terme sur la propagation non-linéaire du champ électrique est appelé effet Kerr optique.

A titre d'exemple, en considérant un champ incident de type :

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(\omega t - kz) \quad (1.11)$$

En se limitant uniquement à l'effet d'ordre 3, on peut écrire la polarisation non linéaire sous la forme suivante :

$$P = \epsilon_0 \chi^{(1)} E_0 \cos(\omega t - kz) + \frac{3}{4} \epsilon_0 \chi^{(3)} E_0^3 \cos(\omega t - kz) \quad (1.12)$$

Cette expression contient à la fois le terme linéaire et le terme cubique de la polarisation. Pour une onde plane représentée par le champ de l'équation (1.11) ci-dessus, on peut écrire l'intensité :

$$I = \frac{1}{2} c \varepsilon_0 n_L E_0^2 \quad (1.13)$$

Avec c , la vitesse de la lumière dans le vide, n_L l'indice de réfraction du milieu et ε_0 la permittivité diélectrique du vide.

Par conséquent, la polarisation peut s'écrire :

$$P = \left(\varepsilon_0 \chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{c n_L} I \right) E_0 \cos(\omega t - kz) \quad (1.14)$$

A partir de cette relation, il est possible de définir la susceptibilité effective du milieu telle que :

$$\chi_{eff} = \frac{P}{\varepsilon_0 E} = \chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{c \varepsilon_0 n_L} I \quad (1.15)$$

De cette relation découle l'indice effectif :

$$n_{eff} = \left(1 + \chi_{eff} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.16)$$

$$n_{eff} = \left(1 + \chi^{(1)} + \frac{3}{2} \frac{\chi^{(3)}}{c \varepsilon_0 n_L^2} I \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.17)$$

En supposant que la variation d'indice est très faible, après un développement limité, l'indice de réfraction du milieu Kerr s'écrit :

$$\begin{aligned} n_{eff} &= n_L + n_{NL} I \\ &= n_L + \frac{3}{4} \frac{\chi^{(3)}}{c \varepsilon_0 n_L^2} I \end{aligned} \quad (1.18)$$

Il comprend le terme linéaire et un terme non linéaire.

A titre indicatif, dans le cas des fibres optiques d'indice linéaire $n_L = 1.46$, on trouve un indice non linéaire $n_{NL} \sim 3,2 \cdot 10^{-20} m^2 / W$. Pour une onde se propageant avec une puissance de $100 mW$ avec une aire effective du mode de $50 \mu m^2$, la variation d'indice résultante due à l'effet Kerr optique est $\Delta n = n_{NL} I \approx 6.4 \times 10^{-11}$.

En somme, le passage d'une impulsion intense modifie localement l'indice de réfraction vu par l'onde électromagnétique. Cet indice variant dans le temps entraîne un changement de phase variant dans le temps. Pour une onde plane, on peut écrire en notation complexe :

$$E(z, t) = E_0 \exp \left[j \left(\omega t - \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_L + n_{NL} I) z \right) \right] \quad (1.19)$$

Avec :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_L + n_{NL} I) z = \phi_L + \phi_{NL} \quad (1.20)$$

Et

$$\phi_{NL} = \frac{2\pi n_{NL}}{\lambda_0} I z \quad (1.21)$$

ϕ_{NL} dépend de l'intensité et de la forme temporelle de l'impulsion $I(t)$. Il ne modifie pas la forme de l'impulsion mais fait apparaître de nouvelles fréquences dans le spectre du signal.

Différentes parties de l'impulsion subissent un déphasage différent en raison de la dépendance de l'intensité des variations de phase. Cela se traduit par un *chirp* (dérive en fréquence). Ce phénomène est généré en raison d'une auto-modulation de phase (SPM : *Self Modulation Phase*), qui conduit à l'élargissement spectral de l'impulsion.

A titre indicatif, le tableau 1.2 résume les principaux effets du troisième ordre.

Tableau 1.2 : Effets du 3^{ème} ordre

Effets du 3 ^{ème} ordre	
Processus non linéaire	Diagramme d'énergie
Effet Kerr optique $\omega_1 + \omega_1 - \omega_1 = \omega_1$	
Triplement de fréquences $\omega_1 + \omega_1 + \omega_1 = 3\omega_1$	
Modulation croisée $\omega_1 + \omega_2 - \omega_2 = \omega_1$	
Mélange à 4 ondes générés $\omega_1 + \omega_1 - \omega_2 = 2\omega_1 - \omega_2$ $\omega_2 + \omega_2 - \omega_1 = 2\omega_2 - \omega_1$	
Somme de fréquence $\omega_1 + \omega_2 + \omega_3 = \omega_1 + \omega_2 + \omega_3$	
Autres mélange à 4 ondes $\omega_1 + \omega_2 - \omega_3 = \omega_1 + \omega_2 - \omega_3$ $\omega_1 - \omega_2 + \omega_3 = \omega_1 - \omega_2 + \omega_3$	

Comme présenté ci-dessous, l'effet Kerr optique constitue l'interaction la plus importante et il fera l'objet des discussions qui seront présentées dans le dernier chapitre.

3. Equation de propagation dans un milieu non linéaire

Les phénomènes électromagnétiques sont régis par les équations de Maxwell décrivant la propagation des ondes dans un milieu matériel.

Dans un milieu non magnétique où les densités de charges et de courants sont nuls ($\mu = \mu_0, \mathbf{j} = 0$ et $\text{div}(\mathbf{D}) = 0$), celles-ci s'écrivent comme suit:

$$\begin{aligned}\nabla \cdot \mathbf{D} &= 0 \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \wedge \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \wedge \mathbf{H} &= \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}\end{aligned}\tag{1.22}$$

$\mathbf{E}$ est le champ électrique, $\mathbf{D}$ le vecteur déplacement électrique, $\mathbf{H}$ l'excitation magnétique et $\mathbf{B}$ l'induction magnétique.

Sachant que $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ avec μ_0 la perméabilité magnétique du vide, le système d'équations (1.22), permet donc d'établir l'équation de propagation du champ électromagnétique suivante:

$$\Delta \mathbf{E} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{NL}}{\partial t^2}\tag{1.23}$$

L'équation (1.23) est appelée équation d'onde non linéaire. Son terme de gauche décrit la propagation d'une onde plane dans le milieu et celui de droite est le terme source proportionnel à la polarisation non linéaire qui est à l'origine des différentes fréquences générées.

Pour résoudre cette équation, il est nécessaire de considérer les hypothèses simplificatrices du modèle des ondes planes colinéaires : ondes quasi monochromatiques, progressives, d'enveloppes lentement variables et le milieu est parfaitement transparent pour les trois ondes.

Sous de telles hypothèses, on peut alors écrire les composantes du champ électrique et de la polarisation non linéaire oscillant à la fréquence ω_j , avec $j = 1, 2, 3$ comme suit:

$$E_j(z, t) = \frac{1}{2} [E_j(z) e^{i(\omega_j t - k_j z)} + cc]\tag{1.24}$$

$$P_{NL,j}(z, t) = \frac{1}{2} [P_{NL,j}(z) e^{i(\omega_j t - k_j z)} + cc]\tag{1.25}$$

k_j le nombre d'onde associé à chaque onde de pulsation ω_j tel que $k_j = k(\omega_j) = n(\omega_j) \omega_j / c$, avec c la vitesse de la lumière dans le vide telle que $\varepsilon_0 \mu_0 c^2 = 1$, cc est le complexe conjugué, $n(\omega_j)$ est l'indice de réfraction à la fréquence ω_j .

A titre d'exemple, dans le cas de la génération de somme de fréquence ($\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$) et en prenant en compte la relation (1.4) donnant la polarisation non linéaire, il est possible de montrer :

$$\frac{\partial^2 E_3(z)}{\partial z^2} - 2ik_3 \frac{\partial E_3(z)}{\partial z} = -\omega_3^2 \mu_0 \varepsilon_0 \chi^{(2)} E_1(z) E_2(z) e^{i\Delta k z}\tag{1.26}$$

L'approximation de l'enveloppe lentement variable permet de considérer que :

$$\left| \frac{\partial^2 E_3(z)}{\partial z^2} \right| \ll \left| 2k_3 \frac{\partial E_3(z)}{\partial z} \right|\tag{1.27}$$

L'équation de propagation de l'enveloppe du champ électrique devient alors :

$$\frac{\partial E_3(z)}{\partial z} = \frac{i\mu_0\varepsilon_0\omega_3^2}{2k_3}\chi^{(2)}E_1(z)E_2(z)e^{i\Delta kz} \quad (1.28)$$

Finalement, les interactions mises en jeu dans le cas d'un mélange de trois ondes de pulsations ω_1 , ω_2 et ω_3 sont décrites par le système d'équations suivant [7]:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_1(z)}{\partial z} = -i\frac{\omega_1}{2cn_1}\chi^{(2)}E_2^*(z)E_3(z)e^{-i\Delta kz} \\ \frac{\partial E_2(z)}{\partial z} = -i\frac{\omega_2}{2cn_2}\chi^{(2)}E_1^*(z)E_3(z)e^{-i\Delta kz} \\ \frac{\partial E_3(z)}{\partial z} = -i\frac{\omega_3}{2cn_3}\chi^{(2)}E_1(z)E_2(z)e^{i\Delta kz} \end{cases} \quad (1.29)$$

$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2$ est le désaccord de phase spatial. Il traduit la différence de vitesse de propagation des trois ondes. Ce terme joue un rôle central dans la génération des processus non linéaire.

3.1. Processus quadratiques

La polarisation quadratique est donnée par la relation :

$$\mathbf{P}^{(2)}(\omega) = \varepsilon_0\chi^{(2)}(\omega)\mathbf{E}(\omega)\mathbf{E}(\omega) \quad (1.30)$$

Si le champ incident est une somme de deux ondes monochromatiques, alors :

$$E(t) \propto A_1\exp(i\omega_1 t - k_1 z) + A_2\exp(i\omega_2 t - k_2 z) + cc \quad (1.31)$$

La polarisation d'ordre 2 est donc proportionnelle à :

$$\begin{aligned} E(t)^2 \propto & A_1^2\exp[i(2\omega_1 t - 2k_1 z)] + cc \\ & A_2^2\exp[i(2\omega_2 t - 2k_2 z)] + cc \\ & 2A_1A_2\exp[i((\omega_1 + \omega_2)t - k_1 z - k_2 z)] + cc \\ & 2A_1A_2^*\exp[i((\omega_1 - \omega_2)t - k_1 z + k_2 z)] + cc \\ & 2|A_1|^2 + 2|A_2|^2 \end{aligned} \quad (1.32)$$

A partir de la relation (1.32), en plus du dernier terme qui traduit la rectification optique, on déduit que la polarisation non linéaire d'ordre deux peut rayonner des champs à différentes pulsations :

- Second harmonique $2\omega_{1,2}$;
- Somme de fréquences $\omega_1 + \omega_2$;
- Différence de fréquences $\omega_1 - \omega_2$.

Pour que la génération de ces fréquences soit efficace, il est nécessaire que l'énergie soit conservée et que les ondes générées soient en phase pour que leurs interférences ne soient pas destructives.

Nous allons considérer ces processus à partir d'une interaction entre trois ondes portées par trois photons de pulsations ω_1 , ω_2 et ω_3 qui vérifient la loi de la conservation de l'énergie :

$\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$, avec la convention $\omega_3 > \omega_1 \geq \omega_2$.

3.1.1. Somme de fréquences

Le processus de somme de fréquences (SFG pour *Sum Frequency Generation*) décrit la fusion de deux photons incidents de pulsation ω_1 et ω_2 qui donnent naissance à un nouveau photon de plus grande pulsation $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ comme représenté sur la figure 1.1.

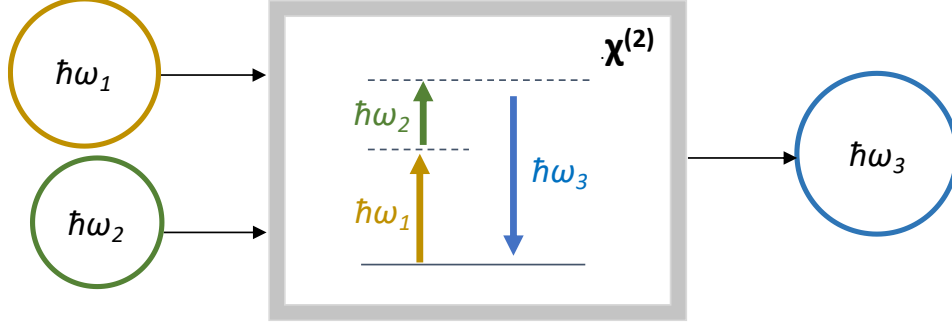


Figure 1. 1. Description corpusculaire et diagramme d'énergie du processus quadratique de somme de fréquences.

3.1.2. Génération de second harmonique

Un cas particulier de la SFG, qui correspond à $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, est appelé la génération de second harmonique (SHG pour *Second Harmonic Generation*). La pulsation générée correspond alors au double de la pulsation incidente, $\omega_3 = 2\omega$.

Dans cette situation, une onde fondamentale de pulsation ω se propage dans le milieu non-linéaire et génère une onde harmonique de pulsation 2ω .

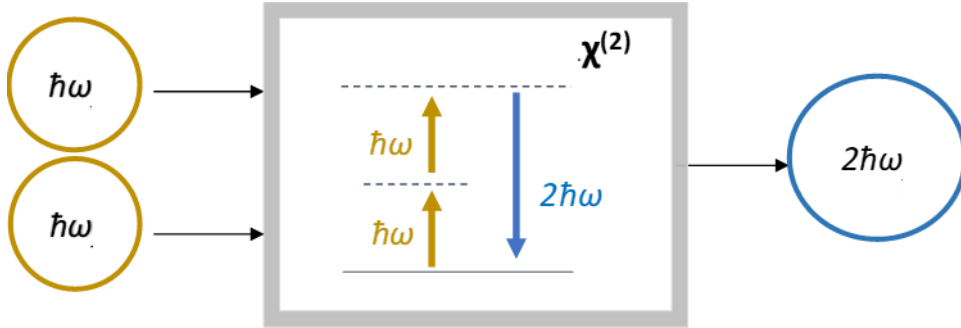


Figure 1. 2. Description corpusculaire et diagramme d'énergie du processus quadratique du second harmonique

Dans ce cas, pour résoudre l'équation de propagation on utilise l'approximation du champ lentement variable qui s'applique lorsque l'amplitude du champ électrique varie très peu sur une distance de l'ordre d'une longueur d'onde. En outre, si l'on néglige la déplétion de l'onde fondamentale, le champ électrique de l'onde harmonique a pour expression [7-8] :

$$E_{2\omega}(l) = -i\omega \sqrt{\frac{\mu_0 \varepsilon_0}{\varepsilon_r}} d_{eff} E_{\omega}^2 \frac{e^{i\Delta k l} - 1}{i\Delta k} \quad (1.33)$$

Où ε_r est la permittivité relative du milieu non-linéaire, E_{ω} est le champ électrique de l'onde fondamentale et d_{eff} le coefficient non-linéaire effectif du milieu.

$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega}$ est le désaccord de phase entre les ondes fondamentales et harmoniques.

L'intensité de l'onde harmonique est donnée par le flux du vecteur de Poynting :

$$I_{2\omega} = \frac{P_{2\omega}}{A} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\mu_0}} |E_{2\omega}|^2 \quad (1.34)$$

$I_{2\omega}$ et $P_{2\omega}$ sont respectivement l'intensité et la puissance du faisceau harmonique et A la surface d'interaction entre l'onde fondamentale et le milieu non-linéaire.

A partir des deux équations (1.33) et (1.34), on obtient :

$$I_{2\omega} = \frac{P_{2\omega}}{A} = 8 \frac{\mu_0^{\frac{3}{2}} \sqrt{\varepsilon_0} \omega^2}{\varepsilon_{\omega} \sqrt{\varepsilon_{2\omega}}} d_{eff}^2 l^2 \frac{P_{\omega}^2}{A^2} \frac{\sin^2(\frac{1}{2} \Delta k l)}{(\frac{1}{2} \Delta k l)^2} \quad (1.35)$$

En général l'intensité du faisceau harmonique est maximale lorsque l'accord de phase est réalisé tel que :

$$\Delta k = k_{2\omega} - 2k_{\omega} = 0 \quad (1.36)$$

Dans ces conditions le *sinus cardinal* de l'expression (1.35) est égal à 1.

Lorsque l'accord de phase est réalisé, les ondes fondamentales et harmoniques se propagent dans le milieu non-linéaire avec la même vitesse de phase. Elles « perçoivent » donc les mêmes indices de réfraction.

Cependant, si la condition d'accord de phase n'est pas respectée, les deux ondes se propagent avec des vitesses de phases différentes. Par conséquent, à partir d'une certaine distance ($z = l_c$) la polarisation localement induite à la fréquence harmonique par l'onde fondamentale n'est plus en phase avec l'onde harmonique générée. Lorsque la différence de phase entre ces deux ondes atteint 180° , l'énergie transférée à l'onde harmonique revient vers l'onde fondamentale et la puissance harmonique décroît. En fonction du désaccord de phase un échange d'énergie de l'onde harmonique vers l'onde fondamentale peut exister et donner lieu au phénomène de cascade quadratique [9] sur lequel nous reviendrons dans le chapitre 4.

On définit alors une longueur utile du milieu non-linéaire nécessaire pour créer une onde harmonique. Cette longueur l_c s'appelle la longueur de cohérence. Elle est déduite de l'argument de la fonction sinus cardinal lorsque cette fonction est égale à l'unité :

$$l_c = \frac{\pi}{\Delta k} = \frac{\lambda_0}{4(n_{2\omega} - n_{\omega})} \quad (1.37)$$

En pratique, la condition d'accord de phase est délicate à réaliser dans les cristaux à cause de la dispersion des matériaux qui en général n'ont pas les mêmes indices de réfraction pour les deux longueurs d'onde. Cette question sera traitée dans la suite.

3.1.3. Différence de fréquences

Le processus de différence de fréquences (DFG pour *Difference Frequency Generation*) décrit la scission d'un photon qui est stimulée par un second photon incident de pulsation ω_1 ou ω_2 . Ce processus permet d'obtenir de très grandes longueurs d'onde. En effet, pour des pulsations de photons ω_1 et ω_2 proches, la pulsation d'onde $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2$ générée est très faible.

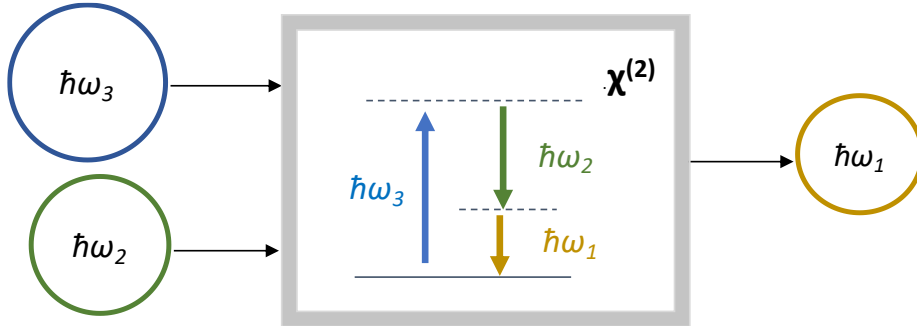


Figure 1. 3. Description corpusculaire et diagramme d'énergie du processus quadratique de différence de fréquences

Le cas dégénéré de la scission d'un photon qui est stimulée par un autre photon de même pulsation ω s'appelle la rectification optique. Dans ce cas, $\omega_1 = \omega_2$, donc $\omega_3 = \omega_1 - \omega_2 = 0$, ce qui correspond à un champ électrique statique créé dans le milieu non linéaire.

3.1.4. Génération paramétrique optique

Le processus de scission spontanée d'un photon en deux photons décrit par la Figure 1.4 est appelé la fluorescence paramétrique. Seule la pulsation ω_3 étant fixée, un ensemble de couples (ω_1, ω_2) est alors généré. On appelle l'onde générée à forte pulsation le signal noté ω_s , l'onde à pulsation complémentaire l'idler notée ω_i et celle de l'onde incidente la pompe notée ω_p . La loi de la conservation d'énergie dans ce cas s'écrit comme suit :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \quad (1.38)$$

avec $\omega_p > \omega_s \geq \omega_i$.

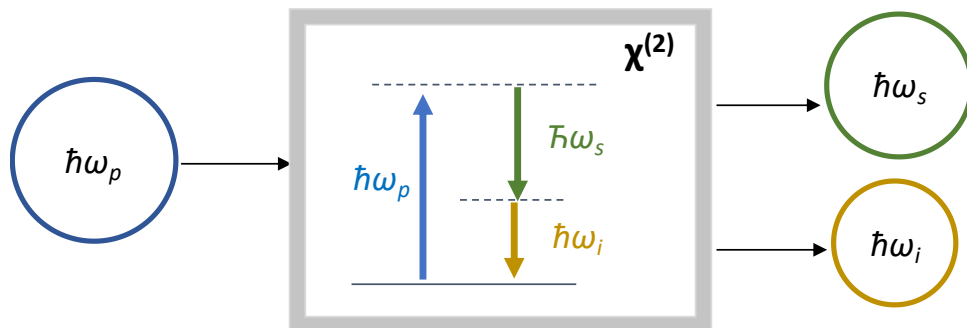


Figure 1. 4. Description corpusculaire et diagramme d'énergie d'une scission spontanée d'un photon en deux photons.

Du point de vu photonique, cela signifie que chaque photon de pompe est divisé en deux, le signal et idler, dont l'intensité varie avec la distance. En négligeant les pertes, les relations de Manley-Rowe permettent d'écrire la relation de conservation du flux de photons :

$$\frac{1}{\omega_s} \frac{dI_1}{dz} = \frac{1}{\omega_i} \frac{dI_2}{dz} = -\frac{1}{\omega_p} \frac{dI_3}{dz} \quad (1.39)$$

où, $I(\mathbf{r}, \omega) = \frac{1}{2} n c \varepsilon_0 |E(\mathbf{r}, \omega)|^2$ est l'intensité, n l'indice de réfraction, c la vitesse de la lumière dans le vide, et z la direction de propagation. Pour chaque photon pompe converti, deux photons signal et idler correspondants sont générés.

Dans la gamme de transparence du cristal, la partie imaginaire de la susceptibilité non linéaire peut être négligée. Les équations de propagation de ces trois ondes planes de pulsations ω_p , ω_s et ω_i couplées par le milieu non linéaire d'ordre 2 sont décrites ci-après [7][10-11]:

$$\begin{cases} \frac{\partial E_s(z)}{\partial z} = -i \frac{\omega_s}{2cn_s} \chi^{(2)} E_i^*(z) E_p(z) e^{-i\Delta kz} \\ \frac{\partial E_i(z)}{\partial z} = -i \frac{\omega_i}{2cn_i} \chi^{(2)} E_s^*(z) E_p(z) e^{-i\Delta kz} \\ \frac{\partial E_p(z)}{\partial z} = -i \frac{\omega_p}{2cn_p} \chi^{(2)} E_s(z) E_i(z) e^{i\Delta kz} \end{cases} \quad (1.40)$$

$\Delta k = k_p - k_s - k_i$ représente le désaccord de phase.

Dans le cas de la non déplétion de la pompe, le système d'équations (1.40) est réduit à deux équation couplées (1.41) définissant les amplitudes du signal et de l'idler comme suit [1]:

$$\begin{cases} A_s(z) = \left(A_s(0) \left(\cosh(\Gamma z) + i \frac{\Delta k}{2\Gamma} \sinh(\Gamma z) \right) - i \frac{g}{\Gamma} A_i^*(z) \sinh(\Gamma z) \right) e^{-\frac{i\Delta kz}{2}} \\ A_i(z) = \left(A_i(0) \left(\cosh(\Gamma z) - i \frac{\Delta k}{2\Gamma} \sinh(\Gamma z) \right) + i \frac{g}{\Gamma} A_s^*(z) \sinh(\Gamma z) \right) e^{\frac{i\Delta kz}{2}} \end{cases} \quad (1.41)$$

Où $\Gamma^2 = g^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2$, g est le paramètre du gain paramétrique définit par:

$$g = 2d_{eff} \sqrt{\frac{2}{(\varepsilon c)^3} \cdot \frac{\omega_s \omega_i}{n_p n_s n_i} I_{p0}} \quad (1.42)$$

En considérant que les intensités des ondes signal et idler nulles à $z = 0$, l'expression de leurs amplitudes suivant z est donnée par :

$$\begin{cases} A_s(z) = -i \frac{g}{\Gamma} A_i^*(z) \sinh(\Gamma z) e^{-\frac{i\Delta kz}{2}} \\ A_i(z) = i \frac{g}{\Gamma} A_s^*(z) \sinh(\Gamma z) e^{\frac{i\Delta kz}{2}} \end{cases} \quad (1.43)$$

4. Technique d'accord de phase

La génération de nouvelles longueurs d'onde par conversion de fréquences est obtenue en utilisant des techniques qui permettent d'éliminer les interférences destructives des ondes en interaction dans les milieux non linéaires. Aussi, il est nécessaire de réaliser un accord de phase entre elles. Deux techniques sont couramment utilisées : l'accord de phase par biréfringence et le quasi accord de phase.

4.1. Accord de phase par biréfringence

La technique d'accord de phase par biréfringence (BPM : *Biréfringence Phase Matching*) consiste à trouver des directions à l'intérieur de cristaux biréfringents uniaxes ou biaxes de telle sorte que la différence d'indices de réfraction due à la dispersion soit compensée et que les ondes se propagent alors avec la même vitesse de phase.

Dans le cas de matériaux uniaxes, deux modes de polarisations orthogonales peuvent se propager simultanément avec différentes vitesses de phase. L'onde voit alors deux indices de réfractifs différents, un indice ordinaire n_o indépendant de la direction de propagation, et un indice extraordinaire n_e qui lui, dépend de cette direction. Grâce à cette biréfringence et pour des directions particulières, deux ondes de polarisations différentes peuvent voir le même indice de réfraction et donc se propager avec la même vitesse de phase. Pour ce type de cristaux, les indices de réfraction principaux sont désignés par :

$$n_x = n_y = n_o \text{ et } n_z = n_e \quad (1.44)$$

Dans ce cas, l'indice de l'onde extraordinaire en fonction de l'angle θ formé entre l'axe de propagation et l'axe optique [10] est tel que :

$$\frac{1}{n_e(\theta)^2} = \frac{\cos^2(\theta)}{n_o^2} + \frac{\sin^2(\theta)}{n_e^2} \quad (1.45)$$

A noter que le matériau est dit uniaxe positif quand $n_e > n_o$ et négatif quand $n_e < n_o$.

La Figure 1.5 montre un exemple de distribution des indices dans le cas d'un matériau uniaxe négatif ($n_e < n_o$)

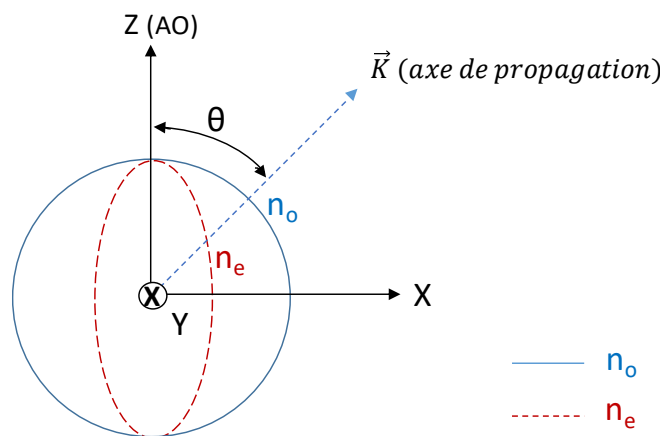


Figure 1. 5. Distribution des indices dans le cas d'un matériau uniaxe négatif.

En prenant l'exemple d'une génération d'un second harmonique dans un cristal uniaxe, la condition d'accord de phase s'exprime par $n_o(\omega) = n_e(2\omega) = n_0$.

En associant cette condition à l'équation (1.45), on peut déduire l'expression de l'angle d'accord de phase θ_{BPM} :

$$\sin^2(\theta_{BPM}) = \frac{\frac{1}{n_o^2(\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)}}{\frac{1}{n_e^2(2\omega)} - \frac{1}{n_o^2(2\omega)}} \quad (1.46)$$

On présente à titre d'exemple, sur la figure 1.6, la variation des indices de réfraction du niobate de lithium à 20°C en fonction de la longueur d'onde. L'intersection des 2 courbes $n_o(\lambda)$ et $n_e(\lambda/2)$ indique un accord de phase possible si l'onde fondamentale est polarisée suivant l'indice ordinaire (n_o) (dans le plan XY) et l'onde harmonique suivant l'indice extraordinaire (selon l'axe Z). n_o et n_e sont respectivement les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire.

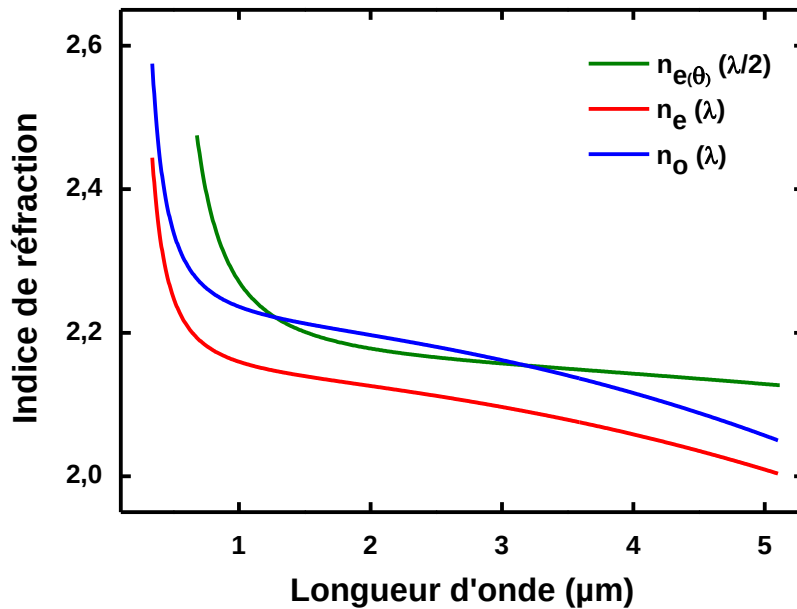


Figure 1. 6. Indices de réfraction principaux du Niobate de lithium à 20°C

En général l'accord de phase peut être obtenu en faisant varier la longueur d'onde pompe, l'angle ou la température du cristal.

Le principal avantage de cette technique réside dans le fait qu'elle n'utilise que les propriétés intrinsèques du matériau et ne nécessite aucune étape supplémentaire après une découpe rigoureuse de l'échantillon. Toutefois elle reste toujours complexe et non flexible. Il est par exemple impossible de générer des courtes longueurs d'onde avec des matériaux à très faible biréfringence tels que le niobate de lithium (LiNbO_3) et le tantalate de lithium (LiTaO_3) [12]. Aussi, dans ces matériaux, le coefficient utile est toujours l'élément diagonal du tenseur qui est rarement le plus important, ce qui réduit considérablement l'efficacité de conversion. Par exemple dans un cristal de niobate de lithium, le paramètre le plus grand est le d_{33} égal à 30pm/V qui représente 6 fois celui utilisé dans le BPM d_{31} de 5pm/V [12] .

4.2. Le quasi-accord de phase (QPM)

Cette technique a été décrite pour la première fois en 1962 [1]. Son originalité tient du fait qu'elle permet de gérer les interférences survenant lors de la propagation des ondes dans le milieu et cela à chaque longueur de cohérence. Sa mise en œuvre consiste à moduler périodiquement le coefficient non linéaire du matériau, autrement dit, à rajouter un déphasage de π après chaque longueur de cohérence afin d'inverser le sens du transfert de l'énergie entre les ondes dans le but de faire croître continuellement la puissance des ondes générées au cours de la propagation comme indiqué sur la figure 1.7.

Le QPM a connu un grand succès dans le domaine de l'optique non linéaire depuis 1992 [2], et cela suite au développement du procédé technologique de retournement de la polarisation par le champ électrique dans les matériaux ferroélectriques. Ce procédé a permis la réalisation de structures appelées cristaux non linéaires périodiquement polarisés. L'inversion de la polarisation dans ces structures permet de compenser périodiquement le désaccord de phase cumulé toutes les longueurs de cohérence.

La période de ces structures est donnée par :

$$\Lambda = m \cdot 2l_c = m \frac{2\pi}{k_m}; m \in \mathbb{N} \quad (1.47)$$

k_m sont les vecteurs du réseau réciproque, m est un entier qui désigne l'ordre du quasi-accord de phase. l_c , c'est la longueur de cohérence.

Le premier ordre de QPM permet d'avoir une efficacité de conversion maximale [2].

Dans le cas d'un processus d'une génération paramétrique optique le désaccord de phase s'écrit comme suit :

$$\Delta k = k_p - k_s - k_i - k_m \quad (1.48)$$

Contrairement à l'accord de phase par biréfringence, le QPM, permet de générer l'ensemble des longueurs d'onde contenues dans la gamme de transparence du matériau, et cela en agissant sur différents paramètres tels que la longueur d'onde pompe et son angle d'incidence, la température de fonctionnement ou encore la périodicité du réseau.

Les calculs montrent que l'efficacité de conversion obtenue par la technique du quasi-accord de phase est réduite d'un facteur de $2/\pi$ par rapport à celle obtenue avec l'accord de phase par biréfringence. Néanmoins, avec le QPM l'ensemble des coefficients non linéaires notamment les plus importants (ceux qui offrent une meilleure efficacité), peuvent être sollicités. Cela n'est pas le cas en utilisant la BPM où toutes les directions d'accord de phase ne sont pas permises limitant, ainsi, la plage des longueurs d'onde générées et de ce fait réduit considérablement l'efficacité de conversion.

A titre d'exemple, la figure 1.7 représente les intensités du second harmonique générées sur la longueur de propagation pour les trois différents cas : accord de phase parfait, le quasi accord de phase et le désaccord de phase.

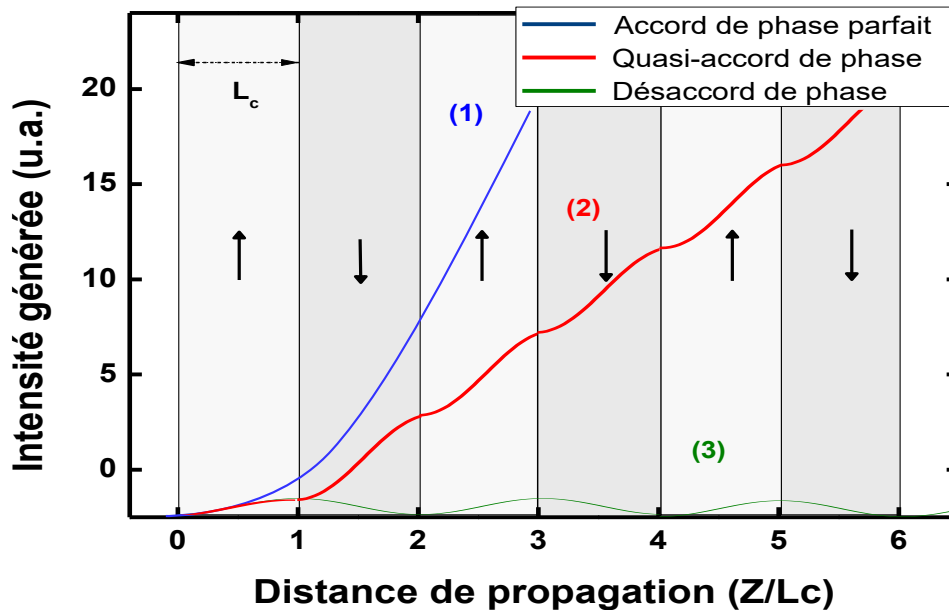


Figure 1. 7. Evolution de la puissance générée en fonction de la longueur de l'interaction dans un milieu non linéaire au cours du processus quadratique de conversion de fréquence. (1) en accord de phase (2) en désaccord de phase (3) en quasi accord de phase.

- Accord de phase parfait : c'est le cas où le déphasage $\Delta k = 0$. L'évolution de la puissance de l'onde est donnée par la courbe (1) de la figure 1.7, l'intensité de l'onde générée croît de façon quadratique avec la distance de propagation. Ce cas est possible avec l'accord de phase par biréfringence ;
- Désaccord de phase : la courbe (3) représente une situation de succession d'interférences constructives et destructives à chaque longueur de cohérence, dans ce cas l'accord de phase n'est pas réalisé ;
- Quasi accord de phase : la courbe (2) de la figure 1.7 montre l'évolution de la puissance générée au long d'une structure périodiquement polarisée. Dans ce cas, la compensation du déphasage après chaque longueur de cohérence induit une inversion du sens de transfert de l'énergie, et donc une augmentation de puissance générée par palier à chaque longueur de cohérence.

5. Les cristaux photoniques non linéaires

Afin de dépasser les limitations de la biréfringence et d'accéder aux nombreux avantages que présente la technique du quasi accord de phase, les structures périodiquement polarisées sont alors devenues nécessaires.

Nous allons présenter ci-après les concepts et les techniques de réalisation de ces structures.

5.1. Concept des cristaux photoniques non Linéaires

L'analogie entre électrons et photons, qui possèdent une dualité similaire « onde corpuscule », conduit à associer aux matériaux pour l'optique, des bandes interdites photoniques (BIP) qui sont en réalité la conséquence d'une structuration périodique du potentiel du photon à savoir son indice de réfraction. Les cristaux à bande interdite photonique (BIP ou PBG : *Photonic Band Gap*) sont donc des cristaux dont la constante diélectrique $\chi^{(1)}$ est structurée périodiquement à l'échelle de la longueur d'onde et qui présentent un fort contraste d'indice sur une, deux ou

trois dimensions. Ces structures possèdent des propriétés très intéressantes leur permettant de contrôler la propagation des ondes électromagnétiques.

La Figure 1.8 ci-après illustre les trois types de cristaux photoniques selon la distribution de l'indice de réfraction en une, deux ou trois dimensions.

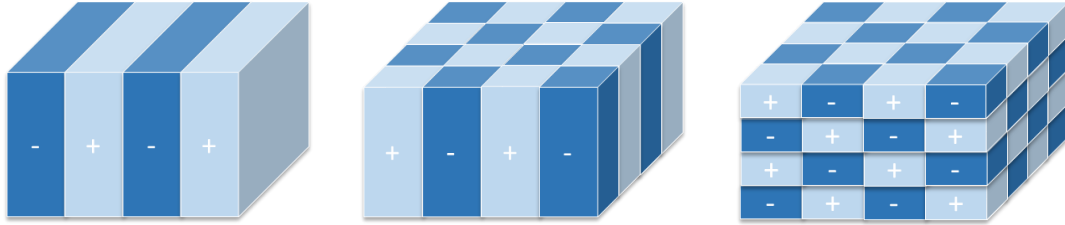


Figure 1. 8. Cristaux photoniques 1D, 2D et 3D

La généralisation de ces concepts a donné lieu à la notion de cristaux photoniques non linéaires où la structuration périodique concerne cette fois la susceptibilité non linéaire quadratique $\chi^{(2)}$. Cette structuration peut également être à une ou à deux, voire à 3 dimensions.

Dans la suite, nous rappelons la formulation théorique de base pour étudier ces structures.

5.2. Cristaux photoniques non linéaires à une dimension

Le terme cristaux photoniques non-linéaire 1D fait référence aux structures périodiquement polarisées évoquées dans les paragraphes précédents. Ce paragraphe a pour objectif de détailler le modèle théorique permettant d'analyser ces structures.

La fabrication de cristaux périodiquement polarisés consiste à réaliser une structure composée de domaines ferroélectriques de polarisation opposée d'une zone à une autre comme illustré sur la Figure 1.9.

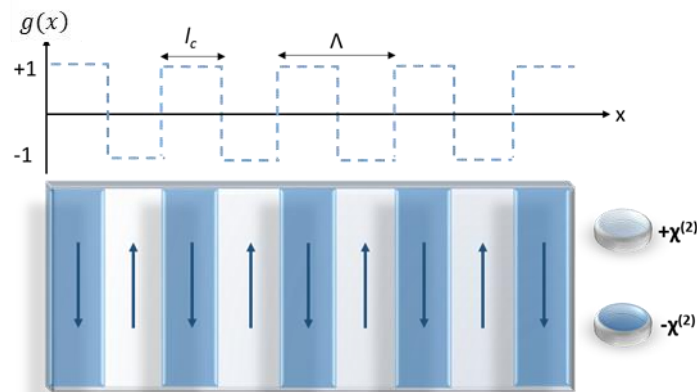


Figure 1. 9. Fonction périodique dans un cristal périodiquement polarisé en une dimension

Dans ce type de cristaux, le coefficient non linéaire est modulé suivant une fonction de réseau périodique :

$$d(x) = g(x)d_{eff} \quad (1.49)$$

avec

$$g(x) = \begin{cases} 1 & p\Lambda < z < (p + \sigma)\Lambda \\ -1 & (p + \sigma)\Lambda < z < (p + 1)\Lambda \end{cases} ; p \in \mathbb{N}, \sigma < 1 \quad (1.50)$$

Λ est la période du réseau, σ le rapport cyclique $= \frac{l_c}{\Lambda}$.

La fonction $g(x)$ est périodique comme le montre la figure 1.9, et à ce titre peut être décomposée en série de Fourier comme indiqué ci-dessous:

$$g(x) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} G_m e^{-ik_m x} \quad (1.51)$$

Où k_m est le vecteur d'onde de la $m^{\text{ème}}$ composante spatiale de la série de Fourier donné par:

$$k_m = m \cdot 2\pi / \Lambda \quad (1.52)$$

G_m est le coefficient de Fourier d'ordre m donné par:

$$G_m = \frac{1}{\Lambda} \int_0^{\Lambda} g(x) e^{ik_m x} dx \quad (1.53)$$

Pour une fonction $g(x)$ créneau définie par l'équation (1.50), nous obtenons:

$$G_m = -\frac{i}{m\pi} (e^{i2\pi m\sigma} - 1) \quad (1.54)$$

Dans le cas d'un rapport cyclique σ de 0.5, le coefficient G_m s'écrit:

$$G_m = -\frac{i}{m\pi} ((-1)^m - 1) \quad (1.55)$$

La période nécessaire pour obtenir un accord de phase parfait pour un processus quadratique correspond à un désaccord de phase nul. Par exemple, pour la génération paramétrique optique, elle est déterminée à partir des équations (1.47) et (1.48) tel que : $k = k_p - k_s - k_i$ avec k le vecteur du réseau réciproque.

5.3. Cristaux photoniques non linéaires à deux dimensions

Les cristaux photoniques non linéaires quadratiques à deux dimensions (CPNL-2D) ont été proposés par V. Berger en 1998 [13] comme une extension spatiale aux cristaux photoniques non linéaires à une dimension. Les premières réalisations expérimentales ont été faites par N. Broderick et ses collaborateurs [14] à base d'un cristal de niobate de lithium. Ces structures sont telles que le coefficient non linéaire d'ordre deux est inversé périodiquement dans deux directions du plan selon un réseau et un motif particulier. La figure 1.10 représente un exemple d'un cristal photonique 2D avec un réseau carré et un motif circulaire.

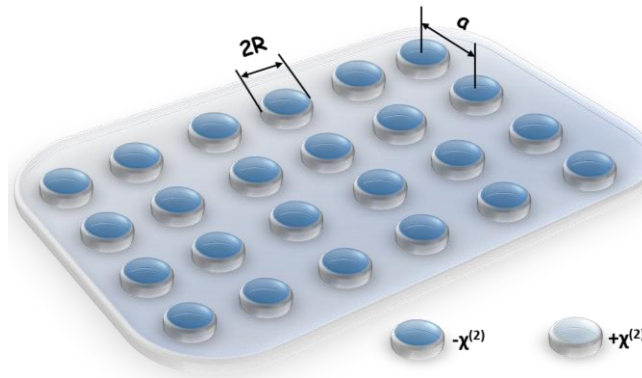


Figure 1. 10. Schéma de principe d'un cristal photonique 2D, réseau carré, motif circulaire

Comme nous l'avons vu précédemment, dans des cristaux périodiquement polarisés 1D, un seul vecteur du réseau réciproque peut intervenir dans le processus du QPM. Cet unique vecteur limite la flexibilité du QPM dans ces cristaux. Le caractère bidimensionnel des structures périodiquement polarisées offre plus de souplesse dans le choix des vecteurs impliqués pour satisfaire plusieurs accords de phase simultanés en utilisant la technique du QPM ouvrant la voie à un vaste champ d'applications pour les sources accordables ou de large bande [13]. Parmi ces applications, on cite par exemple, la détection multiple des gaz [15] ou encore le traitement de l'information multicanal [16].

Il est à noter qu'à cause de leurs géométries bidimensionnelles, l'efficacité de la conversion paramétrique se trouve réduite comparativement au cas unidimensionnel [17] du fait que le coefficient non linéaire effectif d_{eff} du réseau 2D est généralement réduit par rapport à celui du réseau 1D. Néanmoins, sous certaines conditions plusieurs vecteurs du réseau peuvent contribuer simultanément au même QPM, ce qui augmente considérablement l'efficacité de conversion [18].

5.3.1. Principe du cristal photonique à deux dimensions

La physique du solide attribue cinq réseaux de bravais aux structures périodiques 2D : carré, hexagonal, rectangulaire, oblique et centré-rectangulaire [19] comme illustré sur la figure 1.11. Tout point p des différents types de réseaux représentés sur la figure 1.11 est défini comme la terminaison du vecteur du réseau réciproque écrit à l'aide des vecteurs primitifs :

$$\mathbf{p}_{mn} = m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2; m, n \in \mathbb{N}^2 \quad (1.56)$$

$\mathbf{a}_1$ et $\mathbf{a}_2$ sont les vecteurs primitifs du réseau.

Dans ce cas, le réseau peut être représenté par une distribution de Dirac $u(\mathbf{r})$ qui est une généralisation du cas des structures à 1D, telle que :

$$u(\mathbf{r}) = \sum_{m,n} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{P}_{mn}) = \sum_{m,n} \delta(\mathbf{r} - m\mathbf{a}_1 + n\mathbf{a}_2) \quad (1.57)$$

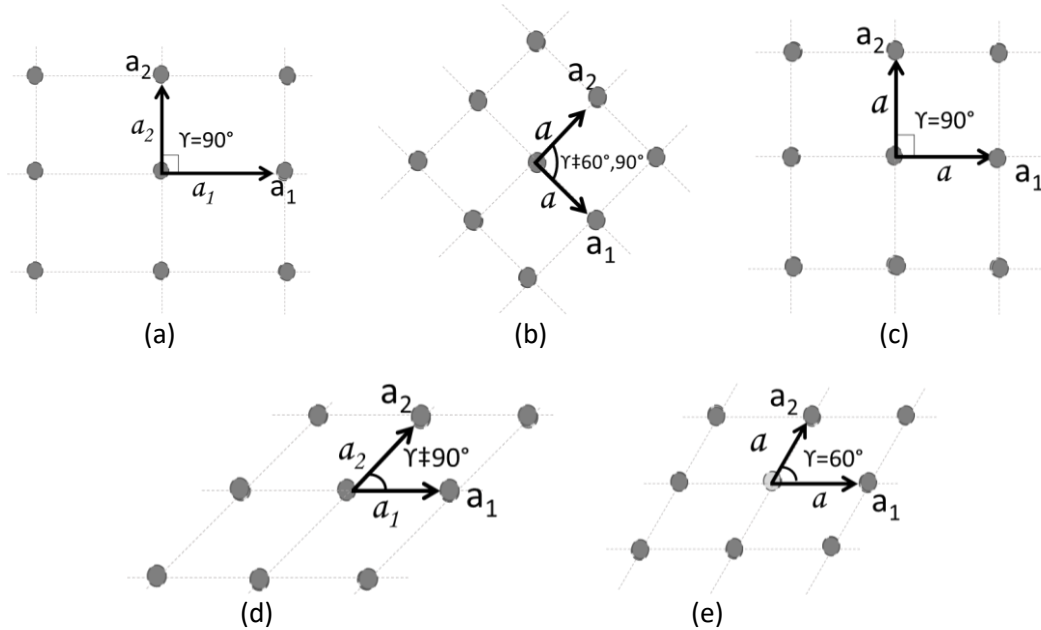


Figure 1. 11. Réseaux de bravais 2D, (a) Rectangulaire, (b) Centré-rectangulaire, (c) Carré, (d) Oblique, (e) Hexagonal

On peut donc considérer que le cristal photonique non linéaire comme une convolution du réseau de point avec un motif choisi. Par exemple pour un motif circulaire représenté sur la figure 1.10, le coefficient non linéaire de second ordre est inversé dans les surfaces circulaires de rayon R , et resté non inversé sur la totalité de la surface restante du matériau. La fonction définissant le motif circulaire est donnée par [20] :

$$s(\mathbf{r}) = \text{circ}\left(\frac{r}{R}\right) = \begin{cases} 1 & r > R \\ -1 & r < R \end{cases} \quad (1.58)$$

En supposant que le cristal est rectangulaire et de dimensions finies (L, l) , sa fonction géométrique est alors donnée par :

$$a(\mathbf{r}) = a(x, y) = \text{rect}\left(\frac{x}{L}\right) \cdot \text{rect}\left(\frac{y}{l}\right) \quad (1.59)$$

Avec

$$\text{rect}(x) = \begin{cases} 1 & |x| < \frac{1}{2} \\ 0 & |x| > \frac{1}{2} \end{cases} \quad (1.60)$$

Il est alors possible d'écrire le tenseur diélectrique non linéaire comme suit :

$$\chi_{i,j}^{(2)}(\mathbf{r}) = 2d_{i,j}g(\mathbf{r}) \quad (1.61)$$

$d_{i,j}$ définit les composantes du tenseur diélectrique du matériau dans le plan cartésien, $g(\mathbf{r})$ représente la dépendance spatiale du coefficient non linéaire d'ordre deux dans le cas d'un cristal 2D, donnée par: $g(\mathbf{r}) = a(\mathbf{r}) \cdot [u(\mathbf{r}) \otimes s(\mathbf{r})]$.

Pour une présentation plus aisée des relations de dispersion lors de la propagation d'une onde électromagnétique dans un cristal photonique non linéaire, la notation dans l'espace réciproque est plus intéressante [19]. Les points du réseau réciproque sont donnés par les vecteurs $\mathbf{k}_{mn}$, tels que :

$$\mathbf{k}_{mn} = m\mathbf{b}_1 + n\mathbf{b}_2; m, n \in \mathbb{N}^2 \quad (1.62)$$

$\mathbf{b}_1$ et $\mathbf{b}_2$ sont les vecteurs primitifs du réseau réciproque constituant une base [21], tels que:

$$a_i \cdot b_j = 2\pi\delta_{ij} \quad (1.63)$$

δ_{ij} est le delta Kronecker $\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$

La fonction qui définit le réseau réciproque est la transformée de Fourier de la fonction du réseau réel donnée par [17] :

$$D(f) = \frac{(2\pi)^2}{A_{cp}} \sum_{m,n} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_{mn}) \quad (1.64)$$

A_{cp} représente la surface de la cellule primitive donnée par : $A_{cp} = a_1 a_2$, $k = 2\pi f$ avec f la fréquence spatiale dans l'espace de Fourier bidimensionnel [22].

Le tableau 1.3 résume les constantes caractéristiques des différents types de réseaux.

Tableau 1.3 : Vecteurs primitifs, RLV et surface primitive pour les cinq réseaux de Bravais

Type du réseau	Dimensions	Vecteur primitif	Vecteur du réseau réciproque	Surface primitive
Hexagonal	$a_1 = a_2 = a$ $\gamma = 60^\circ$	$a_1 = (a, 0)$ $a_2 = a(-\frac{1}{2}, \frac{\sqrt{3}}{2})$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, \frac{1}{\sqrt{3}})$ $b_2 = \frac{4\pi}{a\sqrt{3}}(0, 1)$	$A_{cp} = \frac{a^2\sqrt{3}}{2}$
Rectangulaire	$a_1 \neq a_2$ $\gamma = 90^\circ$	$a_1 = (a_1, 0)$ $a_2 = (0, a_2)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a_1}(1, 0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a_2}(0, 1)$	$A_{cp} = a_1 a_2$
Carré	$a_1 = a_2 = a$ $\gamma = 90^\circ$	$a_1 = (a, 0)$ $a_2 = (0, a)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, 0)$ $b_2 = \frac{2\pi}{a}(0, 1)$	$A_{cp} = a^2$
Centré rectangulaire	$a_1 = a_2 = a$ $\gamma \neq 60^\circ \& 90^\circ$	$a_1 = (a, 0)$ $a_2 = a(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\tan\gamma)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a}(1, -\frac{1}{\tan\gamma})$ $b_2 = \frac{4\pi}{a}(0, \frac{1}{\tan\gamma})$	$A_{cp} = \frac{a^2}{2}\tan\gamma$
Oblique	$a_1 \neq a_2$ $\gamma \neq 90^\circ$	$a_1 = (a_1, 0)$ $a_2 = a_2(\cos\gamma, \sin\gamma)$	$b_1 = \frac{2\pi}{a_1}(1, -\frac{1}{\tan\gamma})$ $b_2 = \frac{2\pi}{a_2}(0, \frac{1}{\sin\gamma})$	$A_{cp} = a_1 a_2 \sin\gamma$

Le coefficient non linéaire $d_{33}(r)$ peut être exprimé sous la forme de séries de Fourier comme suit:

$$d_{33}(r) = \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} G_{mn} e^{iK_{mn}r} \quad (1.65)$$

G_{mn} sont les composantes de Fourier du réseau.

L'efficacité de la conversion de fréquence est une fonction du coefficient non linéaire d_{33} qui dépend des coefficients de Fourier comme le montre l'équation (1.65). Ceci implique que l'efficacité dépend fortement des caractéristiques géométriques du réseau : surface de la cellule primitive, motif et ordre du quasi-accord de phase.

Une conception optimale du CPNL-2D suppose de maximiser l'efficacité de conversion pour un réseau donné avec un bon choix des caractéristiques géométriques du réseau. Une étude systématique de la dépendance de l'efficacité des paramètres de la structure 2D a été présentée par A. Arie [17]. Ce dernier a calculé l'efficacité de conversion des structures constituées par les cinq réseaux de Bravais en déterminant le rayon optimal des motifs circulaires, rectangulaires [17] et hexagonaux [23]. D'autres travaux ont rapporté l'effet du motif elliptique et de son orientation dans le cas d'un réseau carré [24]. L'efficacité de conversion pour les deux réseaux, hexagonal et carré, avec un motif circulaire a déjà été étudiée par Wang et Gu [24].

Afin de simplifier les calculs et en tenant compte des erreurs de fabrication, nous pouvons considérer le motif circulaire comme étant une bonne approximation du motif hexagonal et carré. Des études ont montré que les réseaux avec des motifs circulaires donnent une meilleure efficacité de conversion par rapport aux autres motifs [23].

Les coefficients de Fourier des 5 réseaux de Bravais pour un motif circulaire sont résumés dans le tableau 1.4.

Tableau 1.4 : Coefficients de Fourier pour les 5 réseaux de bravais pour un motif circulaire

Type du réseau	Coefficient de Fourier
Hexagonal	$G_{mn} = \frac{2R}{a\sqrt{m^2 + n^2 + mn}} J_1 \left(\frac{4\pi}{a\sqrt{3}} R \sqrt{m^2 + n^2 + mn} \right)$
Rectangulaire	$G_{mn} = \frac{2R}{\sqrt{(ma_2)^2 + (na_1)^2}} J_1 \left(2\pi R \sqrt{\left(\frac{m}{a_1}\right)^2 + \left(\frac{n}{a_2}\right)^2} \right)$
Carré	$G_{mn} = \frac{2R}{a\sqrt{m^2 + n^2}} J_1 \left(\frac{2\pi}{a} R \sqrt{m^2 + n^2} \right)$
Centré rectangulaire	$G_{mn} = \frac{2R}{a\sqrt{m^2 + 4n^2 \cos^2 \gamma - 4mn \cdot \cos^2 \gamma}} J_1 \left(\frac{2\pi R}{a \cdot \sin \gamma} \sqrt{m^2 + 4n^2 \cos^2 \gamma - 4mn \cdot \cos^2 \gamma} \right)$
Oblique	$G_{mn} = \frac{2R}{\sqrt{(ma_2)^2 + (na_1)^2 - 2mn \cdot \cos \gamma}} J_1 \left(\frac{2\pi R}{\sin \gamma} \sqrt{(ma_2)^2 + (na_1)^2 - 2mn \cdot \cos \gamma} \right)$

6. Techniques de fabrication des CPNL

L'inversion de la polarisation spontanée a été étudié pour la première fois par Miller et Savage en 1959 [25]. Différentes techniques expérimentales ont été proposées pour retourner de façon ponctuelle la polarisation du matériau et permettre la réalisation de structures possédant des domaines périodiquement inversés. Elles peuvent être groupées en deux principaux procédés :

- La polarisation durant la croissance dont nous pouvons citer notamment la méthode LHPG (*laser heated pedestal growth*) [26] et La méthode de Czochralski [27]. Ce procédé souffre principalement du problème de la reproductibilité ;
- La polarisation post-croissance [12] [28] qui est une méthode plus simple et plus efficace. Elle repose sur des procédés électriques, physico-chimiques ou par irradiation par un faisceau d'électrons. Parmi les techniques utilisées, nous pouvons citer le retournement par diffusion ionique [29], par échange ionique [30-31], par le bombardement par faisceau d'électrons [32-33] ou par application de champ électrique.

Les critères les plus importants que doivent satisfaire ces méthodes sont l'obtention de structures périodiques homogènes sur de grandes longueurs du cristal et sur toute son épaisseur, sans toutefois altérer à ses propriétés notamment sa transparence et sa non linéarité.

La technique de retournement par application du champ électrique (*poling* électrique) est la plus aboutie industriellement car elle permet la fabrication de cristaux périodiquement polarisés parmi les plus efficaces. C'est une méthode basée sur l'application d'un champ électrique

parallèle à la direction de la polarisation spontanée. Le retournement de la polarisation est possible soit au voisinage de la température de Curie par l'application d'un faible champ électrique de quelques volts par centimètre, ou-bien à température ambiante par application d'un champ intense proche du champ de claquage du matériau [14] [34-38].

Dans notre travail, nous avons utilisé des cristaux photoniques non linéaires de tantalate de lithium périodiquement polarisés en une et deux dimensions fabriqués par la technique application d'un champ électrique (*Electric poling*) à température ambiante. Elle consiste d'abord à reproduire le design du réseau souhaité sur la face z^+ de l'échantillon par photolithographie, puis à déposer une couche d'oxyde de Zinc (ZnO) par pulvérisation. Le motif ainsi obtenu est exposé à une haute température pendant une durée bien définie. Enfin, l'application d'un champ électrique intense proche du champ de claquage du matériau sur les faces de l'échantillon provoque le retournement de la polarisation des zones conductrices.

Le procédé que nous avons utilisé sera détaillé dans le chapitre 3. Ce travail a été effectué dans le cadre de notre collaboration avec le groupe du Professeur L.H. Peng de NTU à Taiwan. J'ai personnellement réalisé une série d'échantillons lors du séjour que j'ai effectué au sein de l'équipe du Prof. Peng à Taiwan.

7. Le LiTaO_3

Dans le cadre de ce projet de thèse, nous nous sommes focalisés sur l'étude du Tantalate de Lithium (LiTaO_3). Nous rappelons, ici, les propriétés les plus importantes de ce matériau.

Le LiTaO_3 est un cristal non linéaire uniaxe positif ($n_e > n_o$ à faible biréfringence) qui appartient au système trigonal. Son avantage est son seuil de dommage optique élevé et sa gamme de transparence étendue. Ce matériau est très prometteur pour le développement des systèmes fonctionnels optiques. Il a été synthétisé pour la première fois en 1949 par B. T. Matthias et J. P. Remeika [39]. Sa structure cristalline est donnée sur la figure 1.12.

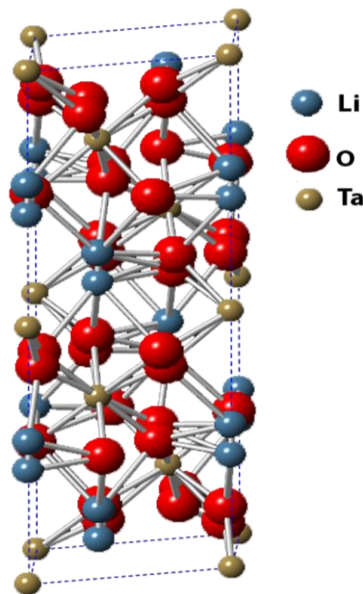


Figure 1. 12. Structure du LiTaO_3

Le tantalate de lithium présente des propriétés électro-optiques, pyroélectriques et piézoélectriques uniques qui, combinées à une bonne stabilité mécanique, chimique, à une large plage de transparence (de 280 à 5500 nm) et un seuil de dommage optique élevé (~ 0.5 GW/cm²) font de lui un candidat bien adapté à de nombreuses applications, comme par exemple les modulateurs électro-optiques, les détecteurs pyroélectriques, les guides d'ondes optiques et les substrats ondes acoustiques de surface ou encore les transducteurs piézoélectriques, etc.

Pour des applications d'optique non linéaire, les matériaux de premier choix sont ceux qui présentent un coefficient non linéaire élevé et une gamme de transparence étendue.

Le tantale de Lithium est un matériau qui appartient au groupe cristallographique trigonal de 3m (C3v) dont le tenseur de susceptibilité non linéaire se présente sous la forme suivante :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{31} & -d_{22} \\ -d_{22} & d_{22} & 0 & d_{31} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 2 \\ 2 & -2 & 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & -1 & -21 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Ce tenseur de second ordre $\chi^{(2)}$ permet donc quatre types d'interactions non linéaires:

- $e - ee$ (d_{33})
- $o - oo$ (d_{22}, d_{21})
- $e - oo$ (d_{31}, d_{32})
- $o - eo$ (d_{24})

L'élément d_{33} du tenseur de susceptibilité non linéaire étant le plus élevé, l'interaction la plus couramment utilisée est celle où une onde extraordinaire génère deux autres ondes extraordinaires (interaction e-ee).

Outre le $LiTaO_3$ congruent (CLT: *Congruent LiTaO₃*) qui représente le type le plus disponible sur le marché, on distingue d'autres compositions telles que le Tantalate stœchiométrique (SLT: *Stœchiometric LiTaO₃*) et le cristal stœchiométrique dopé qui apportent des améliorations aux propriétés du cristal : un seuil de dommage optique plus élevé, un champ coercitif plus faible et une efficacité de conversion plus élevée[40].

Dans le cadre de notre travail, nous avons, particulièrement, étudié l'interaction sollicitant le d_{33} dans des cristaux périodiquement polarisés de tantalate de lithium congruent (PPLT-CLT).

Ses caractéristiques sont résumées sur le tableau 1.5.

Tableau 1.5 : Caractéristiques du LiTaO₃ [41]

Crystal symmetry	Trigonal, 3m
Lattice constant, Å	a = 5.154 c = 13.783
Density, g/cm ³	7.45
Melting point, °C	1650
Curie point, °C	610
Mohs hardness	6
Solubility	Insoluble in water
Color	Colorless or light yellow
Thermal expansion coefficient, 10 ⁻⁶ /°C	a _a = 16 a _c = 4
Specific heat, cal/g°C	0.06
Thermal conductivity, mW/cm °C	46
Dielectric Constant (@ 100 KHz)	e _a = 54 e _c = 43
Transparency range, nm	400 - 5500
Refractive indices @ 633 nm	n _o = 2.175 n _e = 2.180
Electro-optic coefficients pm/V @633 nm, high frequency	r ₃₃ = 33 r ₁₃ = 8 r ₂₂ = 20
Nonlinear optical coefficients p/m/V @ 1064 nm	d ₂₂ = 2.0 d ₃₁ = - 1 d ₃₃ = -21
Pyroelectric Coefficient:	-2.3 10 ⁻⁴ C/°C/m ²
Optical homogeneity	~10 ⁻⁵
Absorption loss @ 1064 nm	< 0.15 %/cm

8. L'oscillation paramétrique optique

Nous terminons ce chapitre par des rappels sur l'oscillation paramétrique optique qui fera l'objet des études présentées dans le dernier chapitre de ce manuscrit.

Plusieurs travaux se sont focalisés sur l'étude théorique et pratique de l'OPO. Nous allons en présenter quelques détails notamment concernant les conditions d'oscillation simple et double résonance ainsi que l'obtention du gain d'oscillation.

Le premier oscillateur paramétrique optique a été démontré en 1965 par Giordmaine et Miller dans un cristal LiNbO₃ de 5 mm de long [42]. Par la suite des progrès rapides ont été accomplis dans les années 60 et 70. A noter que les premiers OPO ont été réalisés en utilisant des lasers de pompe pulsés afin d'obtenir des valeurs de gain élevées. En effet, le gain paramétrique en un seul passage varie généralement de 0,01 à 0,1% par Watt de puissance de pompe pour un

cristal non linéaire de 1 cm de long, et évolue avec le carré de la longueur. De son côté le premier OPO fonctionnant en continu (CW : *Continuous Wave*) a été démontré en 1968 [43] grâce notamment à l'utilisation d'une cavité résonnante pour les deux ondes générées (signal et idler).

La fabrication de niobate de lithium périodiquement polarisé au début des années 90 a énormément stimulé le développement ultérieur des OPO. Par exemple, le premier OPO CW (*Continuous Wave*) basé sur ces structures a été démontré en 1996 [44]. De nos jours, les OPO CW sont devenus cruciaux pour plusieurs applications telles que la spectroscopie dans le proche et moyen infrarouge (car ils couvrent une gamme de longueurs d'onde de 1,3 à 4,5 μm), la détection des traces de gaz [45], la spectroscopie moléculaire [46], la spectroscopie photochimique [47], l'étude des métamatériaux [48], l'imagerie spectrale [49], le laser pour refroidissement des atomes [50] et comme source de lumière non classique [51].

A noter, également, le cas des interactions paramétriques en régime d'impulsions brèves et ultra-brèves (picoseconde à femtoseconde). Dans cette configuration, il convient de prendre en compte l'extension spectrale des champs électriques qui est définie par la transformée de Fourier du carré du champ de l'impulsion lumineuse.

A titre d'exemple, dans le cas d'un oscillateur paramétrique optique en régime nanoseconde (qui nous concerne dans le cadre de ce travail), les durées des impulsions permettent, avec une cavité très courte, de réaliser plusieurs allers-retours dans la cavité pendant la durée de l'impulsion de pompe. Dans ce cas, on définit le seuil d'oscillation de l'OPO par la puissance de pompe minimale nécessaire pour que le temps de construction soit égal à la durée des impulsions de pompe.

Le régime nanoseconde continue à susciter beaucoup d'intérêt notamment à cause de la disponibilité des sources de pompe efficaces et des cristaux non linéaires [52]. De nombreuses applications font encore l'objet de développement telles que les applications de contre-mesures optroniques, la télémétrie, la désignation et l'imagerie active et l'analyse de gaz à distance. Pour ce régime nanoseconde, une puissance crête de pompe élevée est généralement nécessaire afin de raccourcir le temps de construction et atteindre le seuil d'oscillation. La contrepartie de cette situation est que la puissance du signal et de l'idler circulant dans la cavité peut donner lieu à la reconversion vers l'onde pompe (saturation du gain) et induire des phénomènes non linéaires supplémentaires de nature à modifier les conditions de fonctionnement du dispositif. Nous reviendrons sur certains de ces effets dans le chapitre 4.

Du point de vue conceptuel, l'efficacité de la génération paramétrique optique est proportionnelle à la longueur du cristal non linéaire. Il est par conséquent important d'allonger artificiellement cette longueur en plaçant le milieu non linéaire dans une cavité résonnante (figure 1.13). Dans ce cas, on parle d'oscillation paramétrique optique.

A titre d'exemple, une cavité résonnante centrée sur l'onde signal permet à celle-ci d'interagir avec le milieu non linéaire un grand nombre de fois. L'onde signal est amplifiée à chaque passage dans le même sens que l'onde de pompe, améliorant ainsi efficacement le gain obtenu par simple passage.

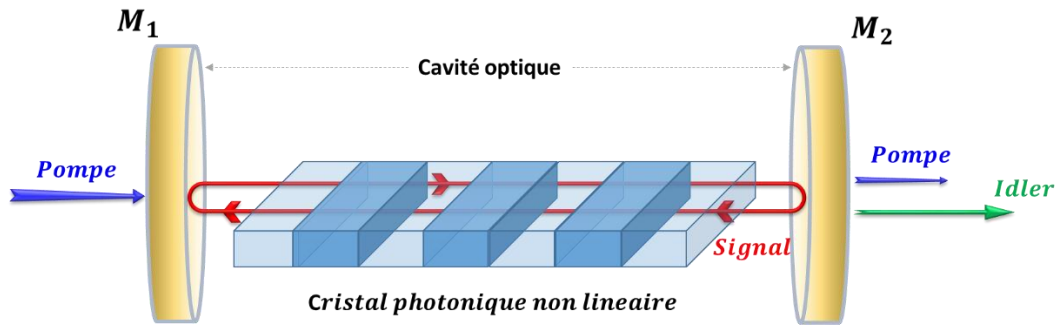


Figure 1. 13. Schéma de principe de l'oscillateur paramétrique optique à base de cristaux photoniques non linéaires

A l'instar d'un laser, un OPO est constitué d'un milieu à gain (le cristal non linéaire), placé dans une cavité résonante. De la même manière que pour le laser, il existe également un phénomène de seuil d'oscillation. Lorsque le gain paramétrique excède les pertes de la cavité, le dispositif oscille similairement à une cavité laser.

Cependant, une différence importante réside dans la nature de l'onde oscillante. Dans le cas du laser, l'onde utile oscille à l'intérieur de la cavité et sort de celle-ci une fois le seuil atteint. Par contre, dans le cas de l'OPO, une des ondes générées oscille dans la cavité pour amplifier l'autre longueur d'onde "utile" qui sera, elle, extraite de l'OPO. Par ailleurs, le gain d'un OPO trouve son origine dans l'interaction d'un faisceau de pompe cohérent avec le milieu non linéaire et non dans l'émission stimulée.

Différentes configurations d'oscillateurs paramétriques optiques peuvent être envisagées en fonction de la nature et de la disposition des éléments constituant le dispositif. La géométrie de la cavité (plane ou en anneau), le nombre des ondes résonnantes (qui dépend des caractéristiques des miroirs), le laser de pompe (régime temporel, durée d'impulsion, configuration de pompage etc.), le cristal non linéaire utilisé (type d'accord de phase) et la présence ou non d'éléments optiques dans la cavité [53-54] sont tous des critères importants qui fixent le type de l'OPO.

A noter que pour accorder la longueur d'onde d'émission d'un OPO, il est possible de modifier la condition d'accord de phase en modifiant l'orientation ou la température du cristal non linéaire. Il est également possible de modifier cette condition d'accord de phase et les longueurs d'onde λ_s et λ_i en jouant sur l'angle d'incidence de la pompe ainsi que sur le choix des vecteurs du réseau réciproque dans le cas des structures 2D.

Le tableau 1.6 résume les équations pour calculer le seuil de la pompe P_{th} ainsi que les puissances de sortie du signal et de l'idler $P_{s,i}$ pour les trois configurations d'oscillateurs :

- OPO simplement résonant (SRO: *Singly Resonant Oscillator*) ;
- OPO doublement résonant (DRO: *Doubly Resonant Oscillator*) ;
- OPO triplement résonant (TRO: *Triply Resonant Oscillator*).

Ces résultats sont obtenus en considérant que tous les champs en interaction sont des ondes planes et se recouvrent parfaitement avec une répartition transversale homogène de l'intensité. Les détails peuvent être trouvés dans la référence [53].

Tableau 1.6 : Les différentes configurations d'oscillateurs paramétriques optiques [53]

Conditions au seuil	Schéma de principe
SRO $P_{th} = \theta(T_s + V_s)$ $N = \text{sinc}^{-2}(\Psi)$ $P_s = \frac{\omega_s}{\omega_p} \frac{T_s}{T_s + V_s} \sin^2(\Psi) P_p$ $P_i = \frac{\omega_i}{\omega_p} \sin^2(\Psi) P_p$	
DRO $P_{th} = \theta \frac{(T_s + V_s)(T_i + V_i)}{4}$ $P_s = \frac{\omega_s}{\omega_p} \frac{T_s}{T_s + V_s} 2P_{th}(\sqrt{N} - 1)$ $P_i = \frac{\omega_i}{\omega_p} \frac{T_i}{T_i + V_i} 2P_{th}(\sqrt{N} - 1)$	
TRO $P_{th} = \theta \frac{(T_s + V_s)(T_i + V_i)(T_p + V_p)^2}{4 \cdot 8T_p}$ $P_s = \frac{\omega_s}{\omega_p} \frac{T_p}{T_p + V_p} \frac{T_s}{T_s + V_s} 4P_{th}(\sqrt{N} - 1)$ $P_i = \frac{\omega_i}{\omega_p} \frac{T_p}{T_p + V_p} \frac{T_i}{T_i + V_i} 4P_{th}(\sqrt{N} - 1)$	

La configuration la plus simple est l'OPO à simple résonance (SRO). Dans cette configuration, seule une des ondes signal ou idler est résonante dans la cavité. La fréquence de l'onde résonnante ne peut prendre que des valeurs bien définies qui correspondent aux modes longitudinaux de la cavité. Comme dans un laser, dès que le seuil est dépassé, les modes se trouvant dans la bande de gain peuvent osciller.

En principe, l'oscillation paramétrique optique peut s'établir sur plusieurs modes à cause de la largeur de la bande de gain paramétrique. Dans ce cas, la réalisation d'une oscillation monomode nécessite l'insertion dans la cavité d'un élément sélectif en fréquence tel qu'un réseau ou un étalon Fabry-Perot [53-54]. A contrario, l'ajout d'un élément supplémentaire augmente les pertes de la cavité et par conséquent le seuil d'oscillation.

Comme indiqué dans le tableau 1.6 [53], le seuil de pompe est proportionnel aux pertes globales de la cavité $T_s + V_s$ pour l'onde signal. T_s désigne la transmission du miroir de sortie et V_s la somme de toutes les pertes résiduelles dans la cavité. La constante de proportionnalité θ est déterminée par

$$\theta = \frac{c_0 \varepsilon_0 n_p n_s n_i \lambda_s \lambda_i A}{8\pi^2 d^2 L^2} \quad (1.66)$$

c_0 : la vitesse de la lumière dans le vide, ε_0 : permittivité diélectrique du vide, $n_{p,s,i}$: indice de réfraction de la pompe, du signal et de l'idler, respectivement, d : coefficient non linéaire et L la longueur du cristal.

Les puissances de sortie $P_{s,i}$ sont fonction de la puissance de la pompe normalisée à la valeur seuil $N \equiv P_p/P_{th}$. Avec $N = \text{sinc}^{-2}(\Psi)$, on obtient la valeur Ψ caractérisant la dépendance entrée-sortie d'un OPO à résonance unique (voir tableau 1.6).

Dans les OPO à double résonance, les deux ondes générées subissent des aller-retours dans la cavité, au contraire de la pompe. Un avantage majeur de l'oscillateur paramétrique optique doublement résonant vient du fait qu'il présente un seuil très bas. Ce seuil est atteint dès que le gain paramétrique en simple passage compense les pertes des ondes résonnantes (signal et idler). Pour cette configuration, le seuil de la pompe est proportionnel au produit des pertes totales pour un aller-retour $(T_s + V_s)(T_i + V_i)$ (voir tableau 1.6) pour les champs résonnants. Pour $T_s + V_s = T_i + V_i = 2\%$, le seuil d'oscillation est de l'ordre de 10 mW.

Enfin, un OPO triplement résonnant (TRO) combine les concepts d'amélioration de la pompe et de double résonance, conduisant à des seuils de pompe très bas. L'expression du seuil de la pompe donnée dans le tableau 1.6 comprend les pertes aller-retour des trois ondes en interaction.

Cette classe particulière des OPO triplement résonnants peut présenter un seuil d'oscillation inférieur à 1 mW sous pompage continu. Puisque toutes les ondes doivent être résonnantes sans distinction, il est possible de les miniaturiser et de créer des micro-résonateurs monolithiques [55].

Cependant, satisfaire trois conditions de résonance simultanément rend ces dispositifs très contraignants et pose le problème de son comportement spectral et temporel complexe, voire bistable et chaotique [56]. Pompé juste en dessous du seuil d'oscillation, les OPO triplement résonnants permettent de générer des états particuliers de la lumière, avec des applications en physique fondamentale et en optique quantique [57].

8.1. Seuil pour les OPO nanosecondes

Comme indiqué ci-dessus, le seuil d'un OPO est atteint lorsque le gain paramétrique est égal aux pertes totales de la cavité.

Pour atteindre un gain suffisant pour une conversion paramétrique, il est souvent nécessaire de focaliser le faisceau de la pompe, qui a un profil spatial plus ou moins gaussien. L'étude des conditions de focalisation pour le faisceau gaussien dans le cas des processus paramétriques [58] montre qu'une conversion efficace se produit, si toutes les ondes ont un paramètre confocal commun, b , défini comme :

$$b_j = \frac{2\pi n_j \omega_{0j}^2}{\lambda_{0j}} \quad (1.67)$$

$j = p, s, i$. Donc $b_p = b_s = b_i = b_0$. Avec ω_0 le waist du faisceau.

Physiquement, le paramètre confocal b est égal à deux fois la longueur de Rayleigh [59]. Ce paramètre est réduit d'un facteur $1/M^2$ pour un faisceau avec $M^2 > 1$ [60].

Dans le cas où l'absorption est négligée et la mise au point se situe au milieu du cristal, le coefficient de gain peut s'écrire :

$$g^2 = \frac{4\omega_s \omega_i d_{eff}^2 P_p}{\varepsilon_0 c^3 n_s n_i \lambda_p L} \bar{h}_m(B, \xi) \quad (1.68)$$

Avec $\xi = \frac{L}{b_0}$

$\bar{h}_m(B, \xi)$, est une fonction empirique donnée par la figure 1.14 [58] [10].

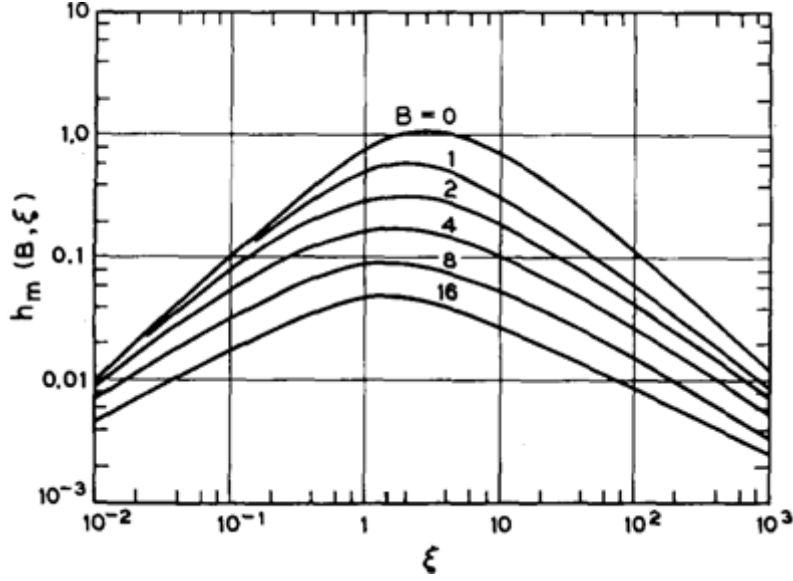


Figure 1. 14. Variation du gain paramétrique pour différentes focalisations du faisceau gaussien [58] [10].

Le paramètre de double réfraction, B , est défini comme : $B = \frac{\rho(Lk_0)^{\frac{1}{2}} (\frac{n_p}{n_o})^{\frac{1}{2}}}{2}$.

Enfin, il est possible de calculer analytiquement l'intensité du seuil pour les SRO nanosecondes [61], telle que :

$$I_{th} = \frac{1.8}{\kappa g_s L_{eff}^2 (1+\gamma)^2} \left(\frac{25 L_{cav}}{c\tau} + 2\alpha_p L + \ln \frac{1}{\sqrt{R}} + \ln 2 \right)^2 \quad (1.69)$$

Où $\kappa = g^2/I_p$, L_{eff} est la longueur de gain effective, L_{cav} est la longueur optique de la cavité, γ est le rapport contra-propagative/propagative de l'amplitude de la pompe dans la cavité et $R = R_{in}R_{out}(1 - R_c)^4$. R_{in} , R_{out} et R_c sont les coefficients de couplage, de découplage et de la réflectivité de la face d'extrémité, respectivement.

Notez que α_p est le coefficient d'absorption de la pompe. g_s est le coefficient de couplage des modes de la pompe et du signal.

$$g_s = \frac{\omega_{0p}^2}{\omega_{0p}^2 + \omega_{0s}^2} \quad (1.70)$$

9. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons rappelé les concepts de l'optique non linéaire dont nous avons besoin dans ce travail. Nous avons étudié plus particulièrement la conversion non linéaire de fréquence dans les cristaux non linéaires quadratiques. Il a été rappelé les différentes techniques d'accord de phase ainsi que leurs performances en terme de facilité de mise en œuvre, de gamme de longueurs d'onde générées et de flexibilité. Le quasi-accord de phase constitue la meilleure approche assurant une bonne efficacité de conversion, avec une grande flexibilité de réalisation. Nous avons également rappelé les propriétés essentielles des cristaux photoniques non linéaires ainsi que celles du LiTaO₃, le cristal qui a fait l'objet de nos travaux. A la fin du chapitre, nous nous sommes intéressés à la théorie de l'oscillateur paramétrique optique. Nous avons présenté le principe de base des OPO, les différentes architectures ainsi que leurs propriétés.

Chapitre 2

Etude numérique de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D : large bande et accordabilité

1. Introduction

La génération paramétrique optique (OPG) est un effet non linéaire très utilisé et étudié. Elle permet de générer deux longueurs d'onde (signal et idler) à partir d'une longueur d'onde de pompe, qui interagit avec un milieu non linéaire de second ordre.

Plusieurs travaux se sont intéressés à ce phénomène afin de réaliser des sources efficaces dans le visible et le proche infrarouge [62]. A titre d'exemple, une efficacité de l'OPG de 25% dans un cristal PPLN en utilisant comme pompe un laser Nd : YAG Q-switch à 1064 nm avec une durée d'impulsions 0.9ns a été rapportée par Zayhowski *et al.* [63]. On note également, les travaux de Eger *et al.* [64] qui rapportent une efficacité de 34% avec une pompe à 532 nm et une durée d'impulsions de 14ns, dans un cristal PPSLT dopé Mg. Une efficacité record de 50% dans le même cristal Mg-PPSLT et à température ambiante a été obtenue avec un laser Nd : YVO4 à 1064nm [65].

Cependant, un autre phénomène qui pourrait rendre la génération paramétrique optique encore plus attractive est celui de la génération large bande. Pouvoir rendre ces phénomènes accordables serait également d'un grand intérêt pour développer des sources cohérentes compactes et multi-longueurs d'onde. Dans ce sens, une source infrarouge ultra large bande a été réalisée par Marcus *et al.* [66] avec une bande allant de 2.1 à 3 μm en utilisant un cristal PPLT pompé par un laser Ti : Saphir. Récemment, Levenius *et al.* [67] se sont intéressés à la génération large bande dans des cristaux Mg-PPSLT travaillant au voisinage du point de zéro GVD (*Group Velocity Dispersion*), obtenant ainsi un spectre plat de 1.2 à 3.5 μm .

Ce chapitre rapporte l'étude numérique de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires à une et deux dimensions PPLT-1D et 2D. L'objectif de cette étude est de déterminer les paramètres nécessaires pour obtenir une génération large bande (ou multi-longueurs d'onde) et/ou accordable. L'originalité de cette partie du travail, provient, notamment, de l'approche utilisée qui se base sur un calcul numérique simple, en utilisant un code Matlab que nous avons développé qui se base sur les équations de conservation. Pour cela, on montre que les structures PPLT-2D sont particulièrement intéressantes car, étant riches en vecteurs de réseau réciproque indépendants, elles permettent de trouver différentes configurations liées à la contribution des vecteurs $\mathbf{K}_{mn}$ du réseau réciproque. Par ailleurs, nos simulations numériques mettent en évidence l'importance des coefficients de l'équation de Sellmeier utilisés. En effet, bien que plusieurs travaux existent dans la littérature sur cette problématique, nos résultats pointent des divergences substantielles entre les différentes équations de Sellmeier.

2. Principe et méthodologie

Les interactions paramétriques sont largement étudiées et utilisées pour la génération de continuums extrêmement larges de lumière cohérente. Pour notre analyse, nous nous basons notamment sur les travaux de M. Levenius [68].

Le premier défi qui se pose lorsque l'on tente d'obtenir un accord de phase pour une large bande de fréquences en génération paramétrique optique est de surmonter le problème de décalage de vitesse de groupe entre les ondes du signal et de l'idler.

Afin d'illustrer cette difficulté, il est possible d'écrire le désaccord de phase $\Delta k = k_p - k_s - k_i$ sous forme d'une série de Taylor [68-69] dans le cas du signal. (Le même développement peut être effectué pour l'idler).

$$\Delta k(\omega_{s0} + \Delta\omega) = k_p - k_s - k_i + \frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} \Delta\omega + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Delta k}{\partial \omega_s^2} (\Delta\omega)^2 + \dots \quad (2.1)$$

En considérant $k_p - k_s - k_i = 0$ (accord de phase), et en dérivant Δk , la relation précédente peut s'écrire comme suit.

$$\Delta k(\omega_{s0} + \Delta\omega) = \left(\frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gs}} \right) \Delta\omega - \frac{1}{2} (\beta_{2s} + \beta_{2i}) (\Delta\omega)^2 + \dots \quad (2.2)$$

$v_g = \partial\omega/\partial k$ étant les vitesses de groupe du signal et de l'idler.

Les deux termes $\beta_2 = \partial^2 k / \partial \omega^2$ représentent la dispersion de vitesse de groupe du signal et de l'idler et dépendent du matériau non linéaire et des fréquences impliquées.

Pour obtenir la relation (2.2), on utilise les développements suivants : $\frac{\partial \Delta k}{\partial \omega_s} = -\frac{\partial k_s}{\partial \omega_s} - \frac{\partial k_i}{\partial \omega_s}$ et $\frac{\partial}{\partial \omega_s} = \frac{\partial}{\partial \omega_i} \frac{\partial \omega_i}{\partial \omega_s} = -\frac{\partial}{\partial \omega_s}$.

L'expression de l'équation (2.2), indique que pour obtenir un accord de phase à large bande, il est nécessaire de faire en sorte que les termes du développement soient nuls. Pour cela, une première approche consiste à réaliser un accord de vitesse de groupe (GVM : *Groupe Velocity Matching*) pour le signal et l'idler, c'est-à-dire annuler le premier terme de l'équation (2.2).

$$\left(\frac{1}{v_{gi}} - \frac{1}{v_{gs}} \right) \Delta\omega = 0 \quad (2.3)$$

Une méthode, largement utilisée pour l'accord de phase large bande exploite la géométrie non colinéaire. Cette méthode a été réalisée pour la première fois dans le β -BaB₂O₄ (BBO) en 1994 [70-71]. Ceci est dû à la capacité exceptionnelle du BBO à atteindre le GVM en utilisant la biréfringence et à son seuil de dommage élevé dans le visible. Depuis lors, des bandes jusqu'à ~ 190 THz ont été obtenues [72].

La GVM est ainsi obtenue en exploitant les degrés de liberté dans le plan, de sorte que la projection de la vitesse du groupe de l'idler sur le vecteur d'onde du signal devient égale à la vitesse du groupe de signal.

Cependant, une limitation de la méthode GVM non colinéaire est le *walk-off* (Les ondes polarisées différemment se propagent suivant des directions différentes dans le cristal, en suivant les rayons ordinaire et extraordinaire), qui limite finalement la longueur d'interaction.

Une méthode alternative, rapportée par M. Levenius [68] consiste à trouver un point de fonctionnement spectral où la dispersion du matériau en lui-même évolue pour satisfaire la GVM du signal et de l'idler, dans des géométries colinéaires. Le principe de la méthode est de sélectionner un point de fonctionnement proche du point spectral de zéro GVD.

La figure 2.1 montre un exemple des bandes de signaux et d'idler qui peuvent être en accord de phase dans une interaction QPM dans Mg-SLT avec une pompe Ti: saphir.

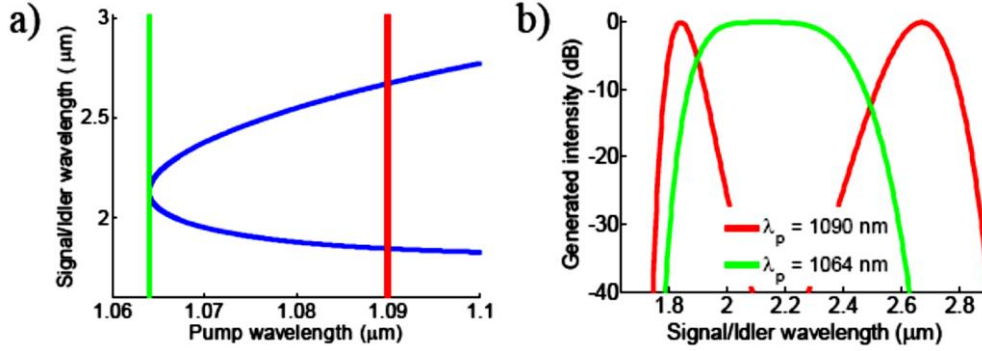


Figure 2. 1. a) Longueurs d'onde d'accord de phase pour la génération paramétrique optique dans MgSLT en fonction de la longueur d'onde de la pompe (courbe bleue). QPM avec une période de 32,48 μm . Les lignes rouge et verte indiquent deux exemples de longueurs d'onde de pompe. b) Intensités relatives, en échelle logarithmique normalisée, des longueurs d'onde générées par les deux longueurs d'onde de pompe indiquées en a). [68]

L'utilisation du QPM permet de choisir des points de fonctionnement dans une plus grande partie du domaine de transparence du matériau non linéaire que dans le cas d'accord de phase par biréfringence. De plus, dans le cas d'un QPM colinéaire, il est possible d'obtenir un meilleur chevauchement spatial permettant des longueurs d'interaction plus importantes, augmentant ainsi l'efficacité de la conversion.

Une première approximation de la largeur de bande du signal $\Delta\nu_s$ (FWHM : *Full Width at Half Maximum*) est donnée par sa dépendance au désaccord entre le signal et les vitesses du groupe, définie de manière analogue à l'équation (2.2). Elle a été dérivée pour la première fois dans la Réf. [74].

$$\Delta\nu_s \cong \frac{2\sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt{\frac{\Gamma}{L}} \frac{1}{|\delta_{si}|} \quad (2.4)$$

Lorsque le GVM est réalisé, il est nécessaire de prendre en compte le second terme du développement de Taylor de l'équation (2.2) pour exprimer la largeur à mi-hauteur (FWHM) . [74].

$$\Delta\nu_s \cong \frac{2^4 \sqrt{\ln 2}}{\pi} \sqrt{\frac{\Gamma}{L}} \frac{1}{\sqrt{|\beta_{2s} + \beta_{2i}|}} \quad (2.5)$$

$$\Gamma^2 = \frac{2\omega_s\omega_i}{\varepsilon_0 n_p n_s n_i c^3} d_{33}^2 I_p \quad (2.6)$$

L est la longueur d'interaction.

$$\delta_{mp} = \frac{1}{\frac{1}{v_{gm}} - \frac{1}{v_{gp}}}, \quad m = s, i \quad (2.7)$$

Le paramètre le plus important déterminant la bande passante dans l'équation (2.5) est le GVD aux fréquences du signal et de l'idler. Notez que la bande passante est donnée par l'inverse de la somme des GVD du signal et de l'idler, et non par la différence.

En d'autres termes, l'évolution des GVD lors de l'éloignement du point correspondant à la phase doit s'annuler.

Ainsi, l'une des manières d'obtenir des bandes extrêmement larges est de choisir un point de fonctionnement spectral de conversion paramétrique dégénérée, c'est-à-dire $\omega_s = \omega_i$, proche du point de zéro GVD du matériau non linéaire. De cette manière, du fait de la dispersion du matériau, les GVD du signal et de l'idler s'annulent sur une très large gamme de fréquences.

Il existe une troisième méthode pour obtenir un accord de phase pour une conversion à large bande. Elle consiste à exploiter le QPM avec une période chirpée, c'est-à-dire que la période spatiale du signe de $\chi^{(2)}$ change de manière monotone (souvent linéaire) le long de la direction de propagation [75-77].

2.1. Notre démarche

Dans le cadre de notre travail, nous adoptons une approche « empirique » simple qui se base sur l'étude de la contribution des différents vecteurs du réseau réciproque afin de trouver les paramètres d'interaction nécessaires pour obtenir une génération paramétrique optique large bande et/ou accordable. En fixant la longueur d'onde pompe de travail (532nm), ces paramètres sont principalement, l'angle d'incidence de la pompe (colinéaire ou non colinéaire), la température du cristal et la position du détecteur. Il y a également l'influence de la puissance pompe qui sera étudiée dans la suite.

Dans ces conditions, nous pouvons envisager trois configurations (figure 2.2) :

- Pompage colinéaire avec un système de détection qui collecte toutes les longueurs d'onde à la sortie du cristal (configuration (a)). Dans ce cas, il est possible de générer plusieurs longueurs d'onde qui dépendent des différents vecteurs RLV impliqués, notamment dans le cas des structures 2D ;
- Pompage non colinéaire avec le même système de détection qu'auparavant (configuration (b)). Cependant, dans ce cas, il convient de chercher l'angle d'incidence qui permet de générer un signal (idler) large bande en fonction des vecteurs RLV impliqués ;
- Pompage non colinéaire avec un système de détection aligné sur le laser pompe. Dans ce cas, l'idée est de jouer sur la rotation de l'échantillon afin de modifier l'angle d'incidence et d'étudier le spectre de la lumière collectée à la sortie du cristal par un système de détection fixe. Cette configuration se prête à l'étude d'échantillon circulaire qui sera abordée dans le chapitre suivant.

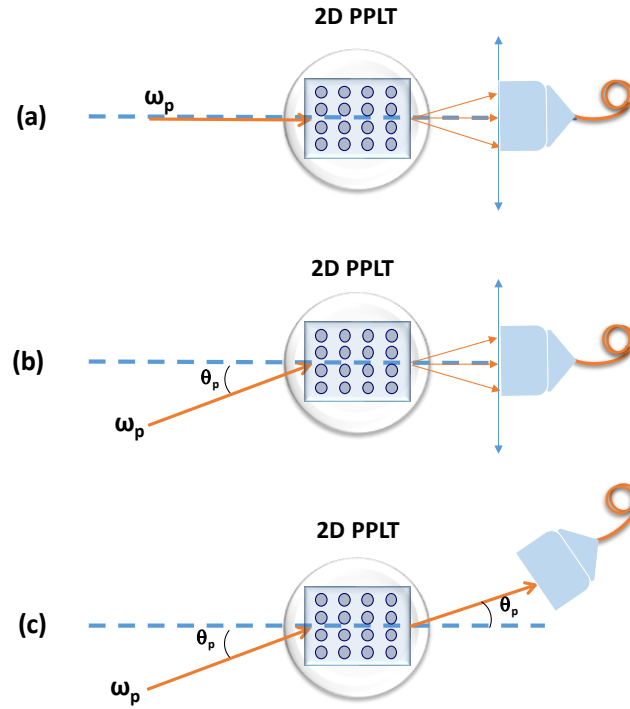


Figure 2. 2. Schéma de principe des configurations expérimentales pour obtenir une génération paramétrique optique multi-longueurs d'onde ou large bande.

Comme rappelé dans le premier chapitre, la génération paramétrique optique (OPG) produit un couple de longueurs d'onde généré à partir d'une onde pompe. Les nouvelles longueurs d'onde générées peuvent être contrôlées et ajustées en agissant sur différents paramètres tels que la longueur d'onde pompe et son angle d'incidence, la température de fonctionnement ou-bien la périodicité du réseau du cristal utilisé.

Pour que les nouvelles fréquences générées soient entretenues, deux conditions sont nécessaires et suffisantes : la conservation d'énergie et la conservation des moments qui se traduit par un accord de phase.

Pour le processus de la génération paramétrique optique ces conditions sont représentées par la figure 2.3 et se traduisent par les équations (2.8) et (2.9) :

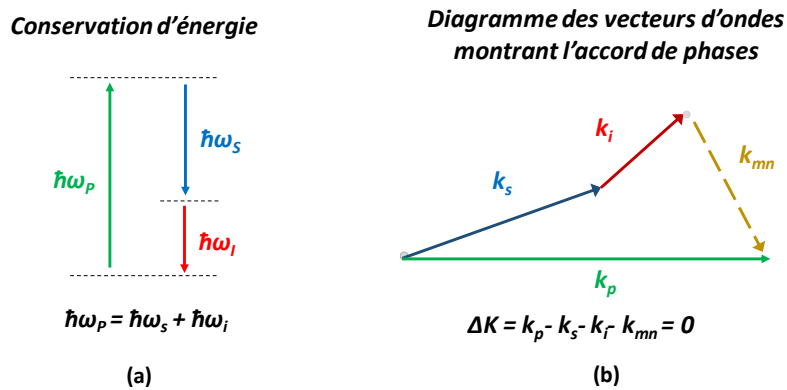


Figure 2. 3. Explication schématique des conditions du QPM.

- Condition de conservation d'énergie :

$$\omega_p = \omega_s + \omega_i \Rightarrow \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \quad (2.8)$$

$\omega_{p,s,i}$ et $\lambda_{p,s,i}$: sont les fréquences et les longueurs d'onde pompe, signal et idler.

- Condition du quasi accord de phase :

$$\Delta \mathbf{k} = \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_i - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_{mn} = \mathbf{0} \quad (2.9)$$

Avec

$$k_{p,s,i} = \frac{2\pi \cdot n_{p,s,i}}{\lambda_{p,s,i}}, k_{mn} = \sqrt{m^2 + n^2} \frac{2\pi}{\Lambda} \quad \text{avec } m, n \in \mathbb{N}^2$$

$\mathbf{k}_{p,s,i}$ sont les vecteurs d'ondes pompe, signal et idler. $\mathbf{k}_{mn}$ le vecteur du réseau réciproque. m et n des entiers désignant l'ordre du quasi accord de phases. Λ représente la période du réseau et $n_{p,s,i}$ sont les indices de réfraction respectifs de la pompe, du signal et de l'idler.

Les deux équations (2.8) et (2.9) soulignent la flexibilité dans la génération des longueurs d'onde par le processus du QPM qui peuvent être contrôlées en modifiant la période du réseau, la longueur d'onde pompe, l'angle d'incidence de la pompe, la température de fonctionnement ou bien l'indice de réfraction, donc le matériau utilisé. Ces paramètres peuvent être alors choisis afin de réaliser l'accord de phase pour générer les longueurs d'onde souhaitées.

Il est donc intéressant d'étudier l'effet de chacun de ces paramètres sur l'accord de phase ainsi que leur influence sur les longueurs d'onde générées.

Aussi, dans la suite de ce chapitre, nous présentons une étude numérique de la variation des longueurs d'onde signal et idler (λ_s et λ_i) générées dans un cristal photonique non linéaire de LiTaO₃ congruent pompé à 532nm avec une polarisation verticale en fonction de la période du réseau, de la température de fonctionnement et de l'angle d'incidence.

En effet, nous avons simulé, moyennant un programme codé en Matlab, l'équation (2.10) obtenue à partir du système d'équations (2.8) et (2.9) définie comme suit :

$$\frac{n_p(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n_i(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{n_s(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{\sqrt{m^2 + n^2}}{\Lambda(T)} = 0 \quad (2.10)$$

$n_{p,s,i}$ représentent les indices de réfraction de la pompe, du signal et de l'idler, respectivement, T est la température de fonctionnement, m et n sont des entiers définissant l'ordre du quasi accord de phase et $\Lambda(T)$ la période du réseau en fonction de la température qui se traduit par l'expansion du réseau.

Ce programme permet d'obtenir les longueurs d'onde signal et idler générées en fonction de la température et de la période avec un déphasage Δk minimum.

Afin de résoudre cette équation, il est nécessaire de définir en premier l'indice de réfraction de chaque longueur d'onde pour toutes les températures.

2.2. Choix de l'équation de Sellmeier

De nombreux travaux ont rapporté l'équation de Sellmeier pour les différents types du tantalate de lithium : congruent CLT [40] [78-79], stœchiométrique SLT [40][80] et SLT dopés Mg [81-87].

A notre connaissance, pour le LiTaO_3 congruent (LT-CLT), seules 3 versions de l'équation de Sellmeier ont été rapportées dans la littérature, à savoir les équations des références [40] et [79-80]. Ces équations et leurs coefficients sont résumés dans le tableau 2.1.

Pour nos simulations numériques, nous avons donc utilisé et comparé ces trois références définissant la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde et de la température avec les versions suivantes :

- L'équation donnée en 1996 par K.S. Abedin [79] qui définit la variation de (n_e) dans un domaine spectral de $[0.4 \mu\text{m} , 4 \mu\text{m}]$ et un intervalle de température de $[25^\circ\text{C} , 300^\circ\text{C}]$ mesurée en utilisant un prisme ;
- Celle donnée par J.P.Meyn *et al.* [80] qui concerne une plage de longueurs d'onde de $[0.325\mu\text{m}, 0.532 \mu\text{m}]$ et des températures de $[20^\circ\text{C}, 260^\circ\text{C}]$. Elle est déduite à partir des longueurs d'onde générées par le processus de second harmonique dans des cristaux de 12 périodes différentes allant $1.313 \mu\text{m}$ à $7.5\mu\text{m}$;
- Enfin celle rapportée par Bruner *et al.* [40] qui concerne un domaine spectral de $[0.39\mu\text{m}, 4.1 \mu\text{m}]$ et un intervalle de température de $[30^\circ\text{C}, 200^\circ\text{C}]$.

A titre indicatif la figure 2.4 donne l'évolution de l'indice extraordinaire du LiTaO_3 congruent pour une longueur d'onde de 532nm en fonction de la température obtenue par les trois versions de l'équation de Sellmeier précédemment citées.

Cette figure montre qu'il existe des divergences importantes notamment à haute température entre les 3 équations de Sellmeier.

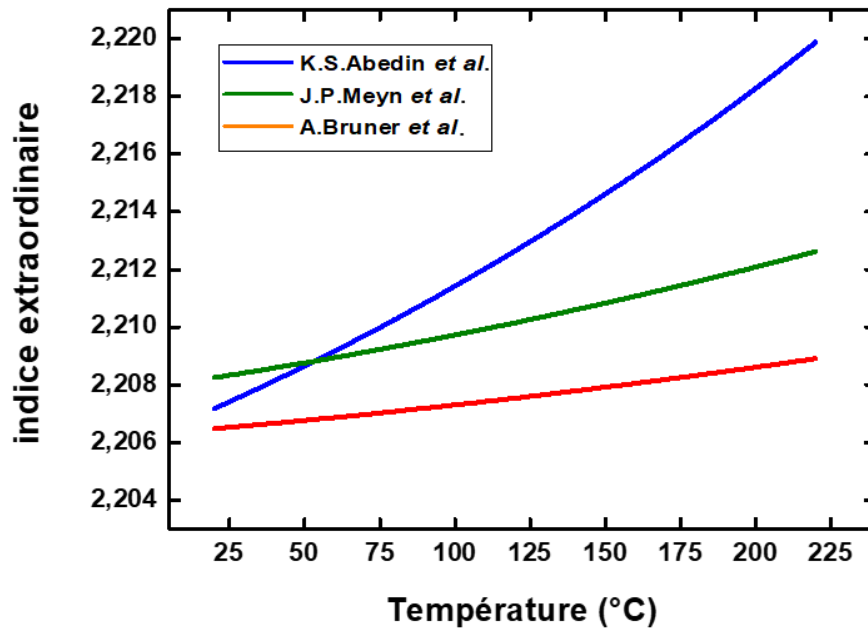
De ce fait, il est primordial de déterminer des coefficients précis et donc une équation de Sellmeier précise qui couvre à la fois un domaine spectral large et un intervalle de température adéquat.

Comme on le verra dans la suite du travail, nous avons utilisé la génération paramétrique optique dans des PPLT de différentes périodes afin d'affiner et de proposer une nouvelle version de l'équation de Sellmeier plus précise.

En attendant, nous poursuivons ce travail en utilisant pour nos simulations les 3 versions et en comparant les résultats obtenus.

Tableau 2.1 : Indice de réfraction extraordinaire du PPLT-CLT

Référence	Indice de réfraction extraordinaire n_e	Paramètres
K-S Abedin <i>et al.</i> 1996	$n_{e(\lambda,T)}^2 = A_1 + \frac{A_2 + B_1 F}{\lambda^2 - (A_3 + B_2 F)^2} + B_3 F + A_4 \lambda^2$	$A_1 = 4,5299;$ $A_2 = 0,0844313;$ $A_3 = 0,20344;$ $A_4 = -0,0237909;$ $B_1 = 1,72995.10^{-7};$ $B_2 = -4,7733.10^{-7};$ $B_3 = -8,31467.10^{-8};$ $F = (T - T_0)(T + T_0 + 546);$ $T = [25^\circ C, 300^\circ C];$ $\lambda = [0.4 \mu m, 4 \mu m]$
J.-P. Meyn <i>et al.</i> 1997	$n_{e(\lambda,T)}^2 = A + \frac{B + b(T)}{\lambda^2 - (C + c(T)^2) + D\lambda^2} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2}$	$A = 4,5284;$ $B = 0,0072449;$ $C = 0,2453;$ $D = -0,023670;$ $E = 0,077690;$ $F = 0,1838;$ $b(T) = 2,6794.10^{-8}T^2;$ $c(T) = 1,6234.10^{-8}T^2;$ $T = [20^\circ C, 260^\circ C];$ $\lambda = [325 \text{ nm}, 532 \text{ nm}]$
A. Bruner <i>et al.</i> 2003	$n_{e(\lambda,T)}^2 = A + \frac{B + b(T)}{\lambda^2 - (C + c(T)^2) + D\lambda^2} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2}$	$A = 4,514261;$ $B = 0,011901;$ $C = 0,110744;$ $D = -0,02323;$ $E = 0,076144;$ $F = 0,195596;$ $b(T) = 1,82194.10^{-8}T^2;$ $c(T) = 1,5662.10^{-8}T^2;$ $T = [30^\circ C, 200^\circ C];$ $\lambda = [0.39 \mu m, 4.1 \mu m]$


 Figure 2. 4. Evolution de l'indice de réfraction extraordinaire n_e de LiTaO_3 à 532nm en fonction de la température obtenue à partir des 3 versions de l'équation de Sellmeier.

3. Etude de la génération paramétrique optique dans le PPLT-1D

Dans cette partie on s'intéresse principalement aux interactions colinéaires. De ce fait, l'étude de structures PPLT-1D pourrait s'appliquer également au cas de PPLT-2D. En effet, dans la configuration colinéaire, la contribution principale provient du vecteur K_{10} .

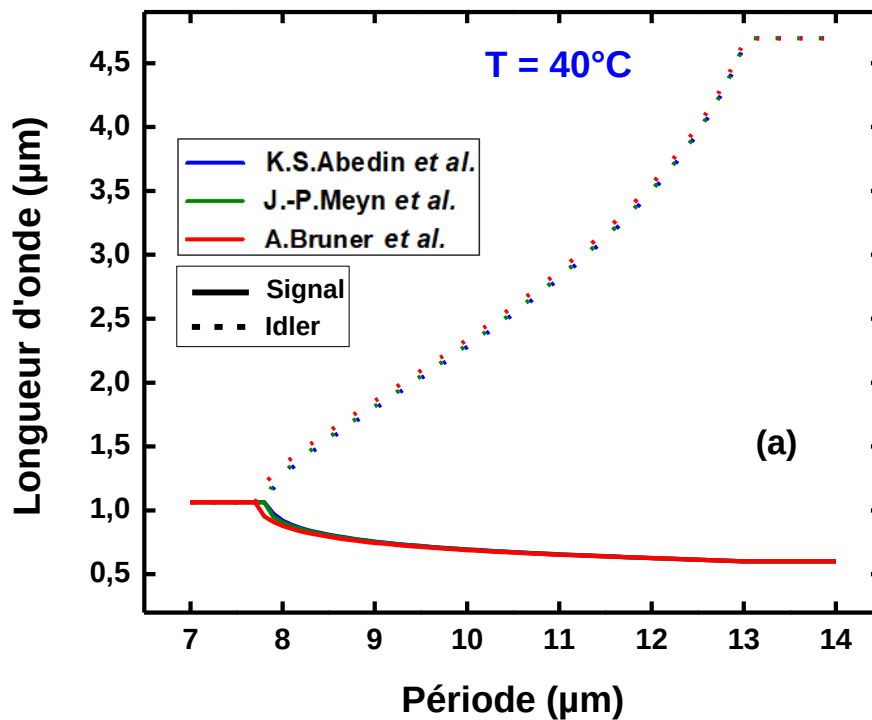
3.1. Effet de la période sur la génération paramétrique optique

La variation de la période du réseau a un effet direct sur la condition d'accord de phase de l'OPG. Nous avons étudié numériquement l'OPG en fonction de la période pour des températures 40°C, 120°C et 200°C.

La figure 2.5 présente les résultats obtenus en utilisant les équations de Sellmeier présentées dans le tableau 2.1.

Les courbes de cette figure confirment la divergence entre les résultats obtenus à partir des 3 versions de l'équation de Sellmeier. Cette divergence s'accroît à des températures élevées. Cet écart peut entraîner une mauvaise précision dans le dimensionnement des cristaux PPLT et donc nuire à leur utilisation pratique.

A titre d'exemple, pour des applications dans le domaine des télécommunications optiques, pour obtenir une longueur d'onde de 1.5μm à une température de travail de 120°C, les résultats de nos simulations, obtenues avec les références [40] et [79-80], indiquent des périodes du réseau PPLT de 7.95μm, 8.17μm et 8.23μm, respectivement. Soit un écart considérable d'environ 0.3μm.



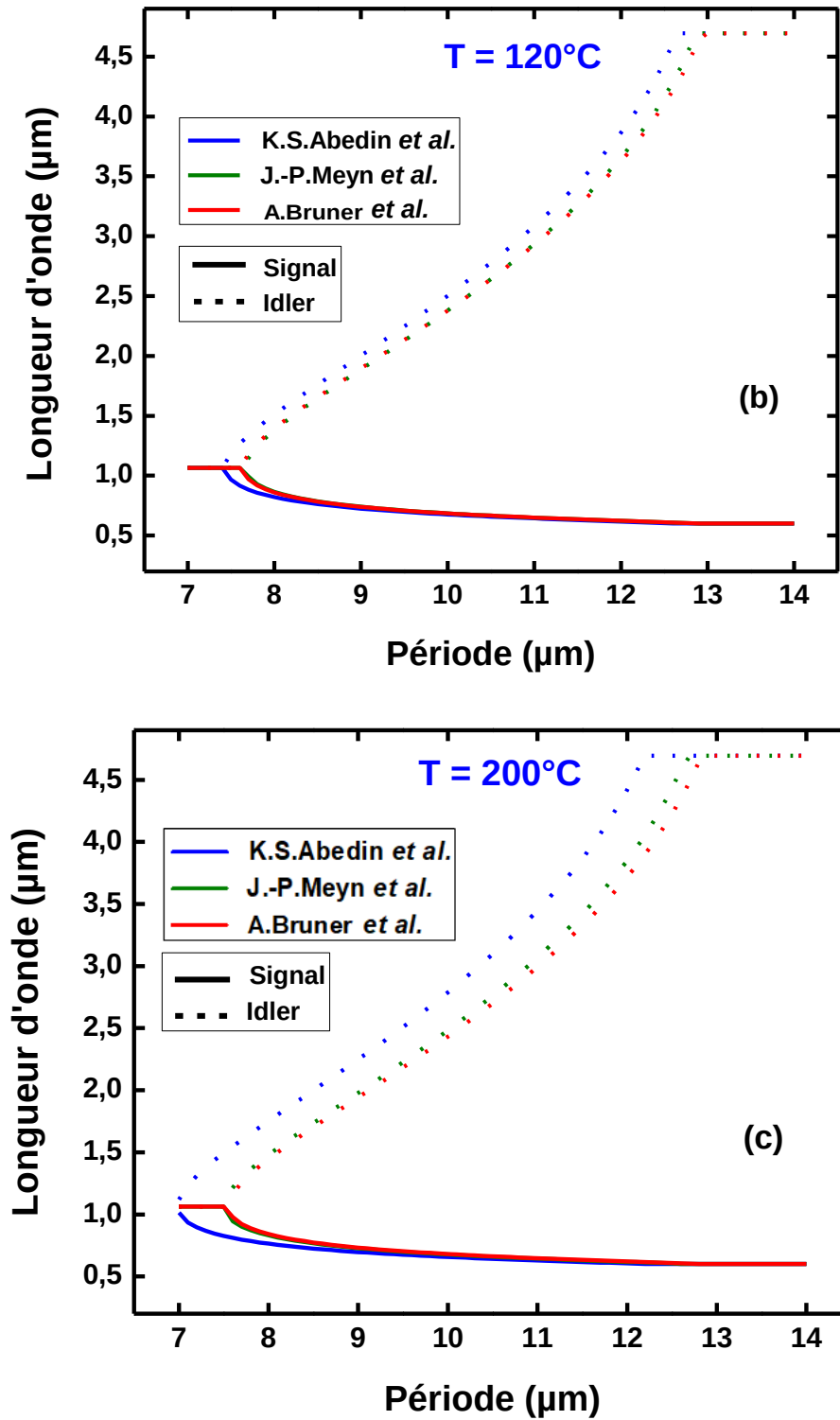


Figure 2. 5. Variation des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la période du réseau. (a) $T=40^{\circ}\text{C}$, (b) $T=120^{\circ}\text{C}$, (c) $T=200^{\circ}\text{C}$.

Par ailleurs, les courbes de la figure 2.5 indiquent les limites des longueurs d'onde accessibles dans des PPLT pompés à 532nm. Pour une température allant de 40°C à 200°C , une accordabilité en longueur d'onde est possible jusqu'à $4.7\mu\text{m}$ pour des périodes allant de $7.7\mu\text{m}$ à $13\mu\text{m}$.

Pour des périodes comprises entre $7.7\mu\text{m}$ et $13\mu\text{m}$, les valeurs de Δk sont quasiment nulles ($\Delta k \approx 10^{-6}$). En dehors de cet intervalle, le déphasage devient significatif ($\Delta k \approx 10^{-2}$). Pour rappel, Δk est donné par :

$$\Delta k = \frac{n_p(\lambda_p, T)}{\lambda_p} - \frac{n_i(\lambda_i, T)}{\lambda_i} - \frac{n_s(\lambda_s, T)}{\lambda_s} - \frac{\sqrt{m^2 + n^2}}{\Lambda(T)} \quad (2.11)$$

A souligner que pour des courtes périodes (inférieures à $7.7\mu\text{m}$), on observe une dégénérescence de la génération paramétrique optique avec la superposition des longueurs d'onde du signal et de l'idler. Pour des périodes supérieures à $13\mu\text{m}$, les résultats montrent que les longueurs d'onde générées en fonction de la période restent invariantes.

Il convient de noter que sous l'influence de la température, la période du réseau pourrait varier à cause de la dilatation du matériau. Pour le tantalate de lithium, cette variation en fonction de la température peut être donnée par l'équation (2.12) [101] :

$$\Lambda(T) = \Lambda(20^\circ\text{C}) \cdot [1 + 1,6 \cdot 10^{-5}(T - 20^\circ\text{C}) + 7 \cdot 10^{-9}(T - 20^\circ\text{C})^2] \quad (2.12)$$

La figure 2.6 donne un exemple de l'influence de la température sur la période d'un PPLT d'une période $\Lambda = 10\mu\text{m}$. On constate que la variation du pas du réseau en fonction de la température n'est pas significative et donc peut être négligée. En effet, une variation de la température de 200°C entraîne une variation de $0.002\mu\text{m}$. Soit une dilatation de 0.02% de la période mesurée à température ambiante.

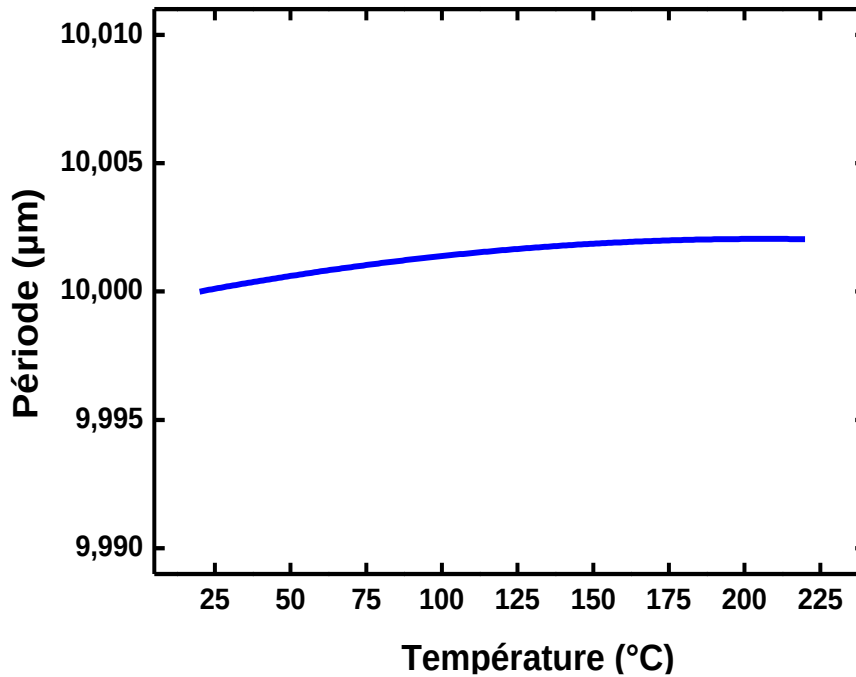


Figure 2. 6. Effet de la température sur la période du réseau d'un PPLT d'une période $\Lambda=10\mu\text{m}$.

3.2. Effet de la température sur la génération paramétrique optique

La température a notamment un effet important sur la valeur de l'indice de réfraction qui influence directement la condition d'accord de phase.

Pour cette étude, nous avons simulé numériquement avec les trois références de l'équation de Sellmeier [40] [79-80], la variation des longueurs d'onde du signal et de l'idler générées en fonction de la température dans des cristaux de différentes périodes et pompés avec un laser 532nm.

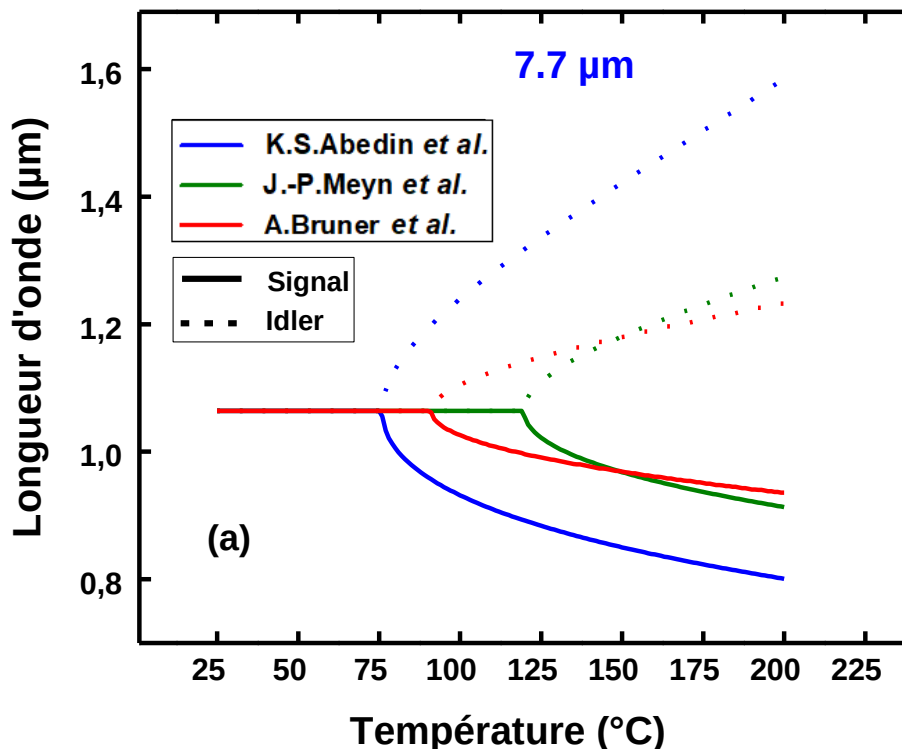
Les résultats obtenus pour les périodes limites de 7.7 μm et 13 μm et pour une valeur intermédiaire de la période du réseau de 10 μm sont représentés sur les figures 2.7.

Tout d'abord, comme souligné précédemment, les courbes de la figure 2.7 montrent des écarts importants entre les résultats obtenus par les 3 versions de l'équation de Sellmeier.

Ensuite, comme on peut s'y attendre, les simulations montrent que pour des périodes comprises dans un intervalle moyen de 7.7 μm et 13 μm , l'augmentation de la température entraîne une diminution de la longueur d'onde du signal et une augmentation de celle de l'idler sur l'ensemble de l'intervalle de la température.

Cependant, pour des périodes inférieures à 7.7 μm et supérieures à 13 μm , des comportements singuliers apparaissent. Pour un réseau d'une période de 7.7 μm , on observe un chevauchement du signal et de l'idler pour des températures inférieures à 125°C. On constate également qu'il est possible de passer d'une génération d'une seule longueur d'onde à celle de deux longueurs d'onde en jouant sur la température du cristal (une levée de dégénérescence en fonction de la température).

Dans le cas d'un réseau d'une période de 13 μm , on constate que les longueurs d'onde signal et idler restent constante en fonction de la température.



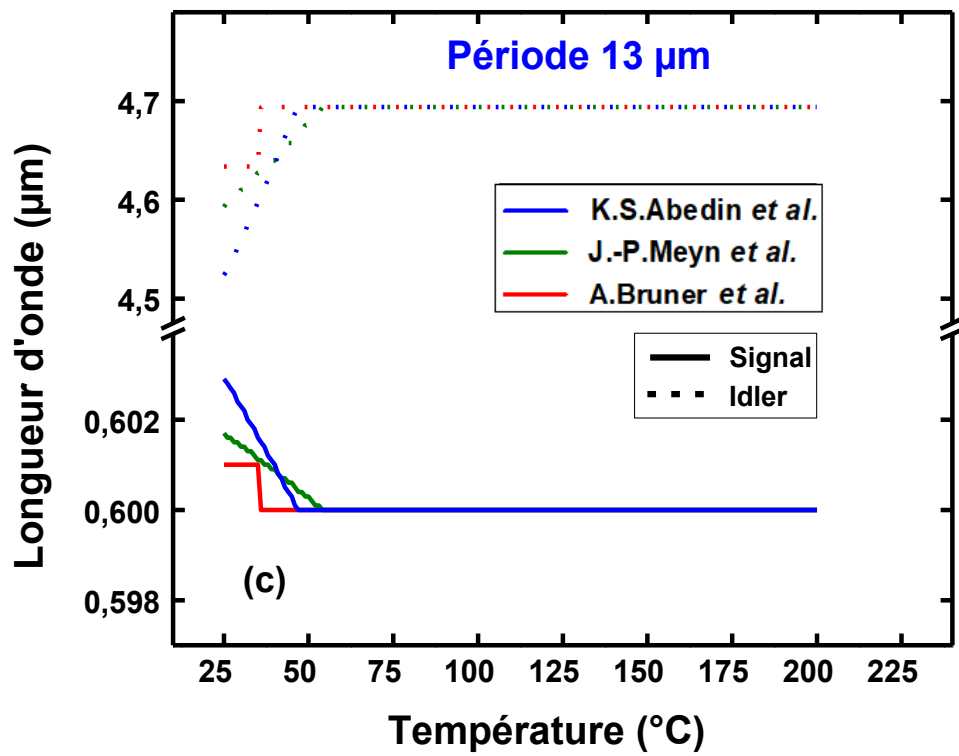
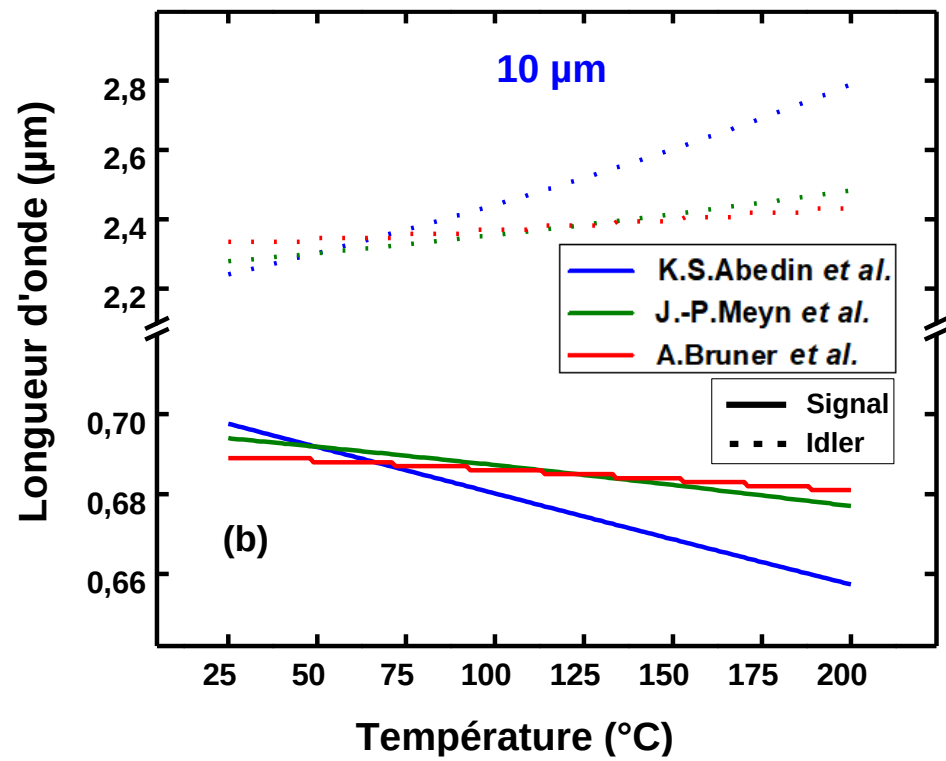


Figure 2. 7. Variation des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la température. (a) $\Lambda=7.7\mu\text{m}$, (b) $\Lambda=10\mu\text{m}$, (c) $\Lambda=13\mu\text{m}$.

4. Etude de la génération paramétrique optique dans le PPLT-2D

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, les structures périodiquement polarisées à 2 dimensions offrent plus de souplesse dans l'obtention du QPM grâce à leur richesse en vecteurs du réseau réciproque (RLV). Il est donc intéressant d'étudier la distribution angulaire des longueurs d'onde générées dans ces cristaux et de déterminer la contribution de ces différents vecteurs en fonction de l'angle d'incidence. Nous nous intéressons à deux configurations, à savoir, un pompage colinéaire avec $\theta_p = 0^\circ$ et un pompage non colinéaire avec $\theta_p \neq 0^\circ$.

La figure 2.8 schématise le QPM colinéaire et non-colinéaire dans un cristal de réseau carré avec les différents vecteurs du réseau réciproque susceptibles de participer aux différentes interactions.

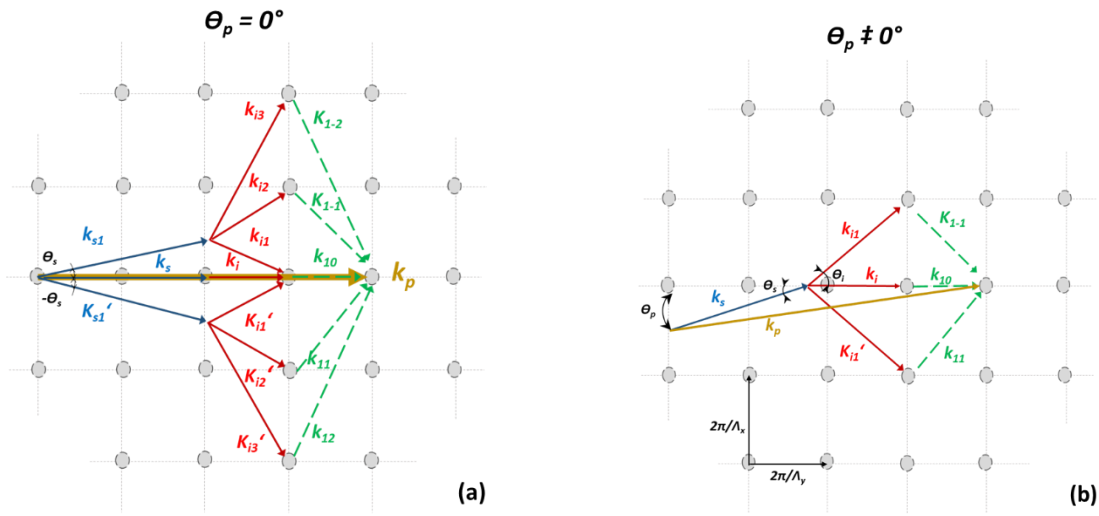


Figure 2. 8. Distribution angulaire : QPM dans un réseau carré. (a) colinéaire (b) non colinéaire

L'équation générale du quasi-accord de phase est donnée par la relation (2.13) ci-après :

$$\Delta k = k_p - k_i - k_s - k_{mn} \quad (2.13)$$

Avec $k_{mn} = 2\pi(\frac{m}{\Lambda_x}, \frac{n}{\Lambda_y}) = k_{mn}(\cos\theta_{mn}, \sin\theta_{mn})$

$k_{p,s,i}$ sont respectivement les vecteurs d'ondes pompe, signal et idler. k_{mn} le vecteur du réseau réciproque. m et n des entiers désignant l'ordre du quasi accord de phases. Λ représente la période du réseau. θ_{mn} est l'angle que fait le vecteur k_{mn} avec le réseau.

Comme représenté dans la figure 2.8, dans le cas d'une incidence non colinéaire où le faisceau pompe fait un angle θ_p avec le réseau, les longueurs d'onde signal et idler sont également générées avec des angles respectifs θ_s et θ_i . La projection de l'équation de quasi-accord de phase (2.13) sur les deux axes du cristal x et y est donnée par le système de deux équations (2.14) :

$$\begin{cases} k_p \cos\theta_p = k_s \cos\theta_s + k_i \cos\theta_i + k_{mn} \cos\theta_{mn} \\ k_p \sin\theta_p = k_s \sin\theta_s + k_i \sin\theta_i + k_{mn} \sin\theta_{mn} \end{cases} \quad (2.14)$$

La résolution du système d'équations (2.14) conduit aux expressions de $\theta_{s,i}$ définies par l'équation (2.15), qui représentent les angles de la génération du signal et de l'idler en fonction de l'angle d'incidence θ_p lorsque le quasi-accord de phase est satisfait par un vecteur particulier du réseau réciproque $\mathbf{k}_{mn}$.

$$\theta_{s,i} = \arccos \left(\frac{-\alpha_{mn,s,i} \delta_{mn,s,i} \pm \beta_{mn,s,i} \sqrt{\alpha_{mn,s,i}^2 + \beta_{mn,s,i}^2 - \delta_{mn,s,i}^2}}{\alpha_{mn,s,i}^2 + \beta_{mn,s,i}^2} \right) \quad (2.15)$$

$$\alpha_{mn,s,i} = 2k_{s,i}(k_{mn} \cos \theta_{mn} - k_p \cos \theta_p)$$

$$\beta_{mn,s,i} = 2k_{s,i}(k_{mn} \sin \theta_{mn} - k_p \sin \theta_p)$$

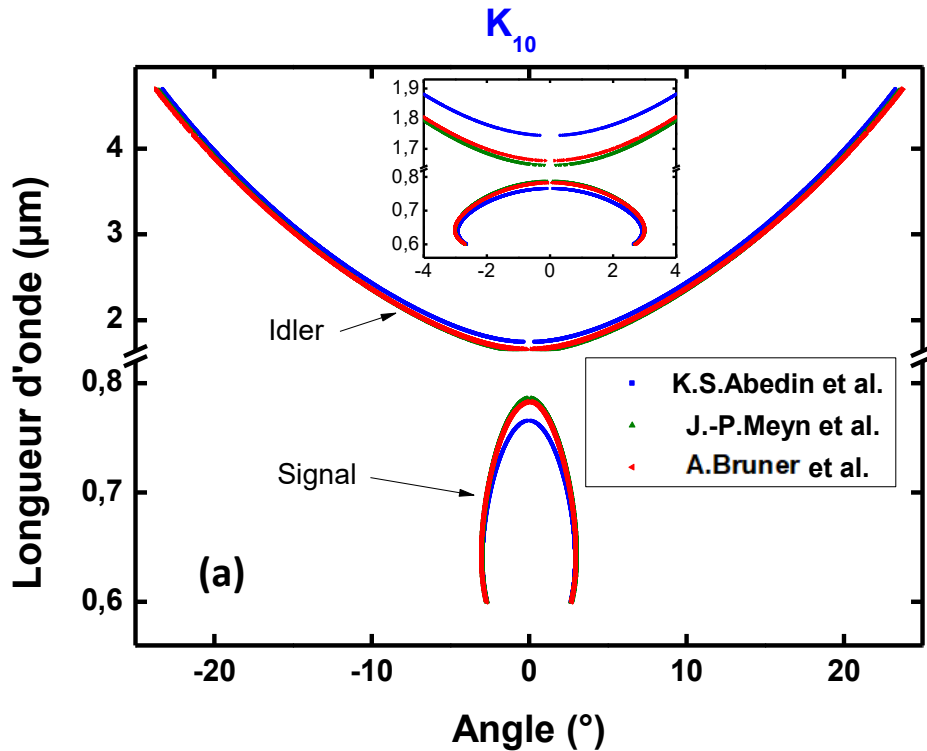
$$\delta_{mn,s,i} = k_p^2 + k_{s,i}^2 + k_{m,n}^2 - k_{i,s}^2 - 2k_p k_{mn} \cos(\theta_p - \theta_{mn})$$

$$k_{mn} = \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{m^2 + n^2}, \quad k_{s,i} = \frac{2\pi n_{s,i}}{\lambda_{s,i}}$$

A l'aide d'un code Matlab que nous avons développé, nous avons simulé numériquement l'équation (2.15) pour un cristal de PPLT-2D, avec un réseau carré de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$ à une température de 110°C .

4.1. Configuration colinéaire avec $\theta_p = 0^\circ$

Dans le cas d'une incidence normale ($\theta_p = 0^\circ$) et à une température de fonctionnement de 110°C , la variation des longueurs d'onde signal et idler en fonction de leurs angles de génération pour les trois vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{k}_{10}$, $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$ en utilisant les 3 équations de Sellmeier [40] [79-80] est représentée sur la figure 2.9.



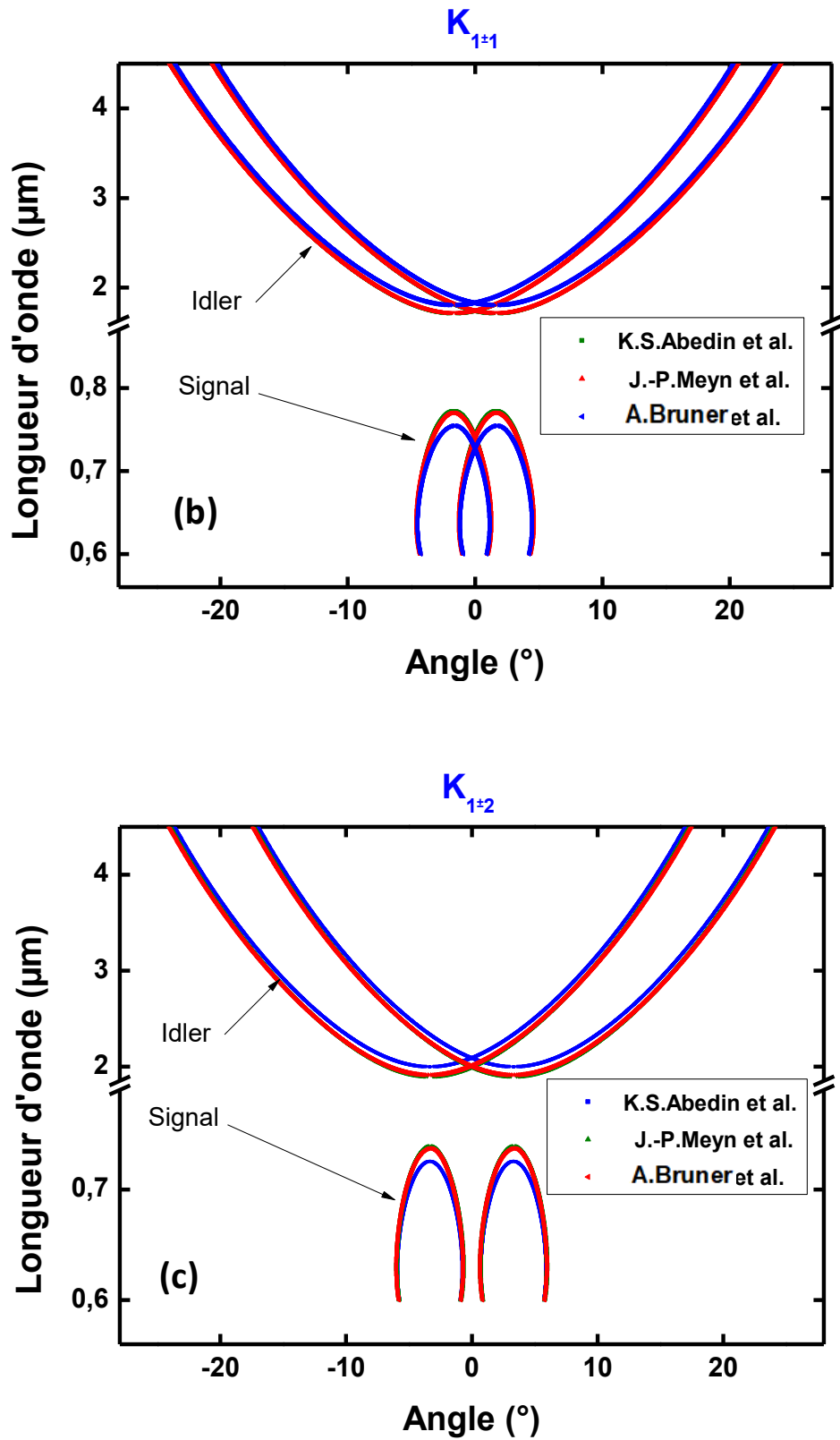


Figure 2. 9. Distribution angulaire des ondes signal et idler générées par un faisceau pompe colinéaire selon le vecteur de réseau réciproque impliqué dans l'accord de phase, dans un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x=\Lambda_y=8.52 \mu\text{m}$ a $T=110^\circ\text{C}$.
(a) k_{10} (b) $k_{1\pm1}$ (c) $k_{1\pm2}$

Comme souligné précédemment, les courbes de la figure 2.9 montrent des écarts entre les résultats obtenus par les 3 versions de l'équation de Sellmeier.

Nous constatons que ces courbes ont une allure parabolique pour l'idler et hyperbolique pour le signal. Ces courbes sont symétriques par rapport à l'angle 0° .

Par ailleurs, pour une meilleure illustration, nous présentons dans la figure 2.10 la variation des longueurs d'ondes signal et idler générées par les 3 vecteurs du réseau réciproque k_{10} , $k_{1\pm1}$, $k_{1\pm2}$. Dans ce cas, nous utilisons une seule équation de Sellmeier [80] (les autres versions d'équations donnent des résultats similaires).

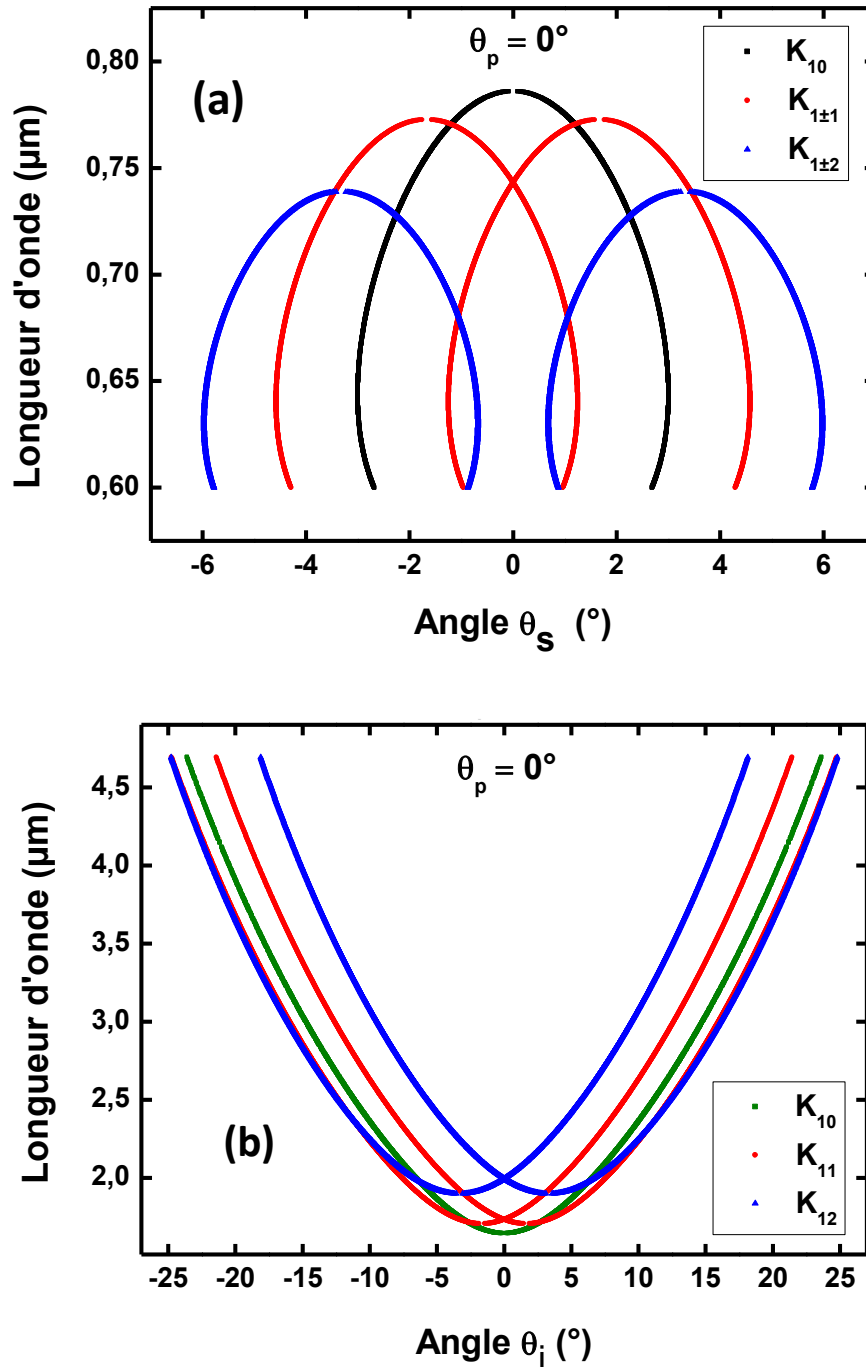


Figure 2. 10. Distribution angulaire des ondes générées par un faisceau pompe colinéaire avec la contribution des RLV k_{10} , $k_{1\pm1}$ et $k_{1\pm2}$, dans un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x=\Lambda_y=8.52 \mu\text{m}$ à $T=110^\circ\text{C}$. (a) signal, (b) idler.

Ces courbes montrent des points singuliers où les contributions des différents vecteurs du réseau réciproque se croisent. Au niveau de ces points particuliers, un quasi accord de phase simultané contribue à la génération d'une même longueur d'onde. On peut s'attendre à ce que l'intensité de cette dernière soit donc élevée.

Ces points ont déjà fait l'objet de travaux précédents de l'équipe (thèses de Mrs Lazoul et Touami). Dans ces travaux, il a été montré que la détermination spectrale du signal (idler) impliqué dans ces processus de l'OPG, à l'aide d'un idler (signal) commun, illustre les capacités d'ingénierie offertes par les PPLT-2D dans la conversion de fréquences. Les travaux expérimentaux ont démontré que le signal et l'idler communs peuvent être contrôlés en identifiant les vecteurs du réseau réciproque k_{mn} impliqués dans le processus d'OPG couplée. De plus, des faisceaux jumeaux peuvent être générés lorsque les vecteurs k_{11} et k_{1-1} , situés symétriquement, sont concernés par un signal ou un idler colinéaire à la pompe. Des faisceaux doubles peuvent être également obtenus lorsque k_{10} et $k_{1 \pm 1}$ sont impliqués dans les processus OPG avec un signal ou un idler non colinéaire à la pompe. Des cartographies spectrales et angulaires des faisceaux de sortie ont été établis en identifiant expérimentalement et numériquement les contributions impliquées dans les processus de l'OPG commune.

4.2. Configuration non colinéaire avec $\theta_p \neq 0$

Dans cette partie de l'étude, nous nous sommes intéressés à la distribution angulaire des longueurs d'onde du signal et de l'idler générées avec des angles d'incidence non colinéaires tel qu'indiqué sur la figure 2.11. Cependant, il est important de distinguer deux situations : le comportement des faisceaux générés à l'intérieur du cristal et leur comportement à l'extérieur en tenant compte de la réfraction de Fresnel.

Pour la simplicité des analyses, pour cette étude numérique, l'indice de réfraction est calculé à partir de l'équation de Sellmeier rapporté par J.P.Meyn *et al.* [80] qui nous semble la plus pertinente parmi les trois versions discutées précédemment.

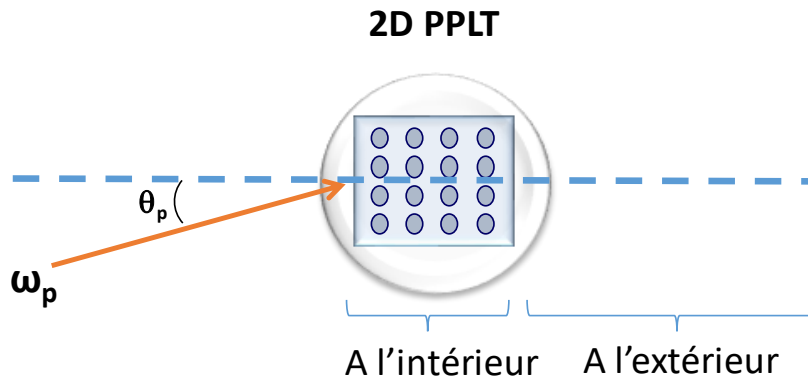


Figure 2. 11. Illustration des deux zones à étudier pour les angles de sortie

▪ A l'intérieur du cristal

D'abord, nous avons étudié la contribution du vecteur k_{10} .

Dans la figure 2.12 sont représentés les résultats numériques obtenus pour des angles d'incidence allant de 0° à 45° qui représentent la plage de symétrie du cristal considéré.

Nous constatons que ces courbes ont une allure parabolique pour l'idler et hyperbolique pour le signal. Ces courbes sont symétriques par rapport à l'angle 0° . Avec l'accroissement de l'angle d'incidence, les ondes générées s'éloignent de la direction colinéaire. La longueur d'onde du signal décroît de 786 nm vers de plus petites valeurs et celle de l'idler augmente à partir de 1646 nm avec l'accroissement de l'angle d'incidence du faisceau pompe.

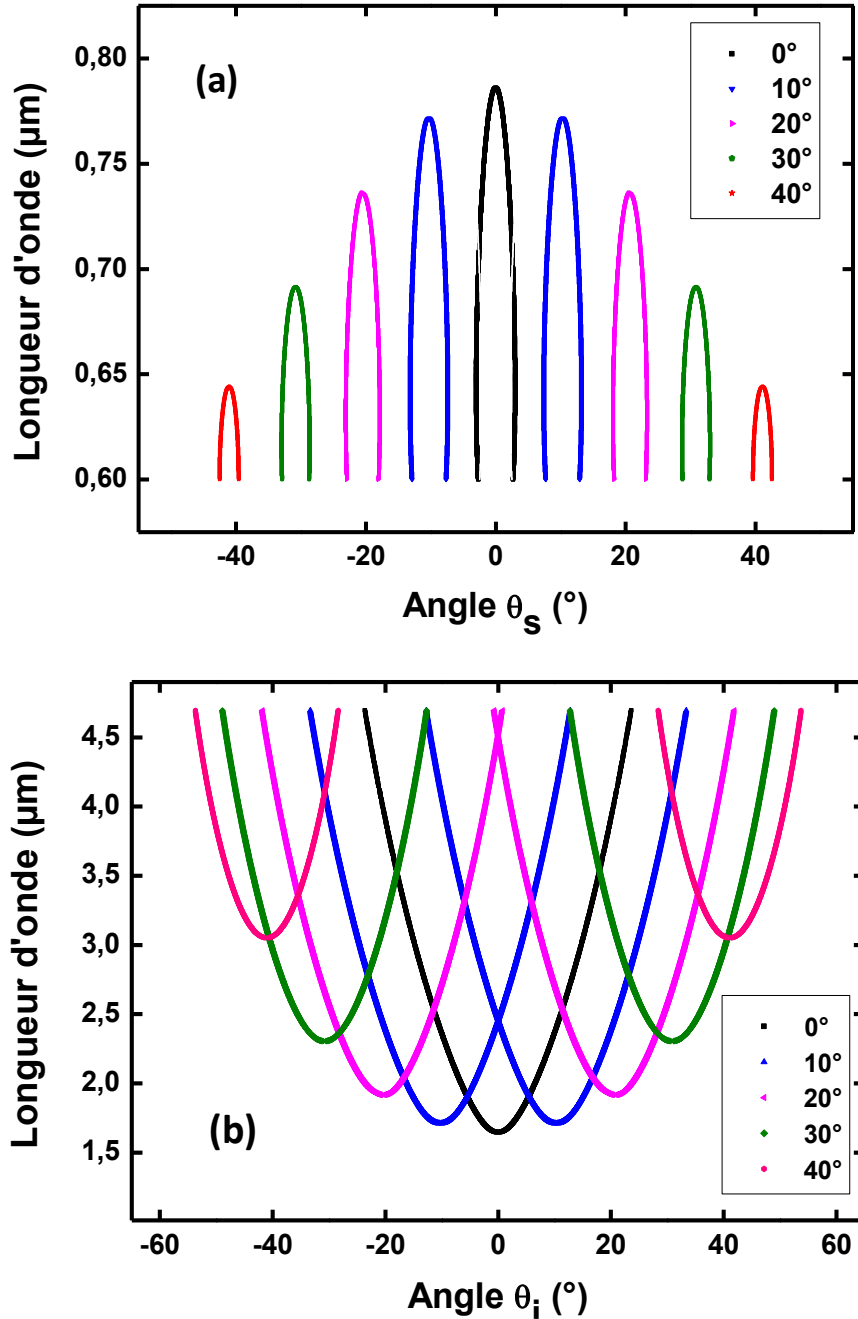


Figure 2.12. Distribution angulaire des longueurs d'onde générées dans un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$ à $T=110^\circ\text{C}$ par la contribution de k_{10} pour différents angles du faisceau pompe. (a) signal (b) idler

Par la suite, nous avons étudié la contribution des vecteurs du réseau réciproque $k_{1\pm 1}$ et $k_{1\pm 2}$ pour les mêmes angles d'incidences. Les résultats sont rapportés dans les figures 2.13 et 2.14, respectivement.

A partir d'un angle de 8° pour le $k_{1\pm 1}$, et de 5° pour le $k_{1\pm 2}$ on enregistre une allure linéaire des longueurs d'onde du signal et de l'idler sur une plage continue de longueurs d'onde. En effet, les courbes du signal s'ouvrent vers le haut et celles de l'idler vers le bas pour couvrir toute la gamme de fréquences du cristal.

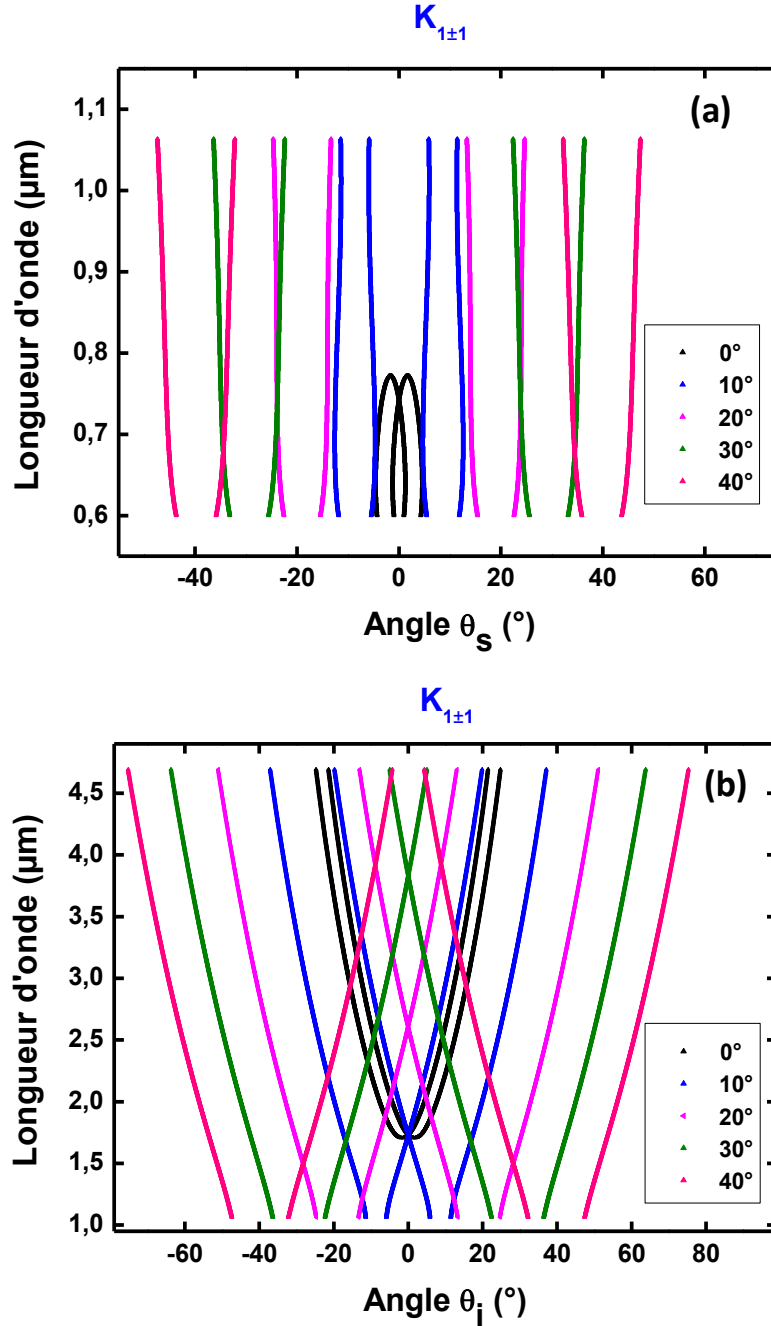


Figure 2. 13. Distribution angulaire des longueurs d'onde générées dans un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$ à $T=110^\circ\text{C}$ par la contribution de $k_{1\pm 1}$ pour différents angles du faisceau pompe. (a) signal (b) idler.

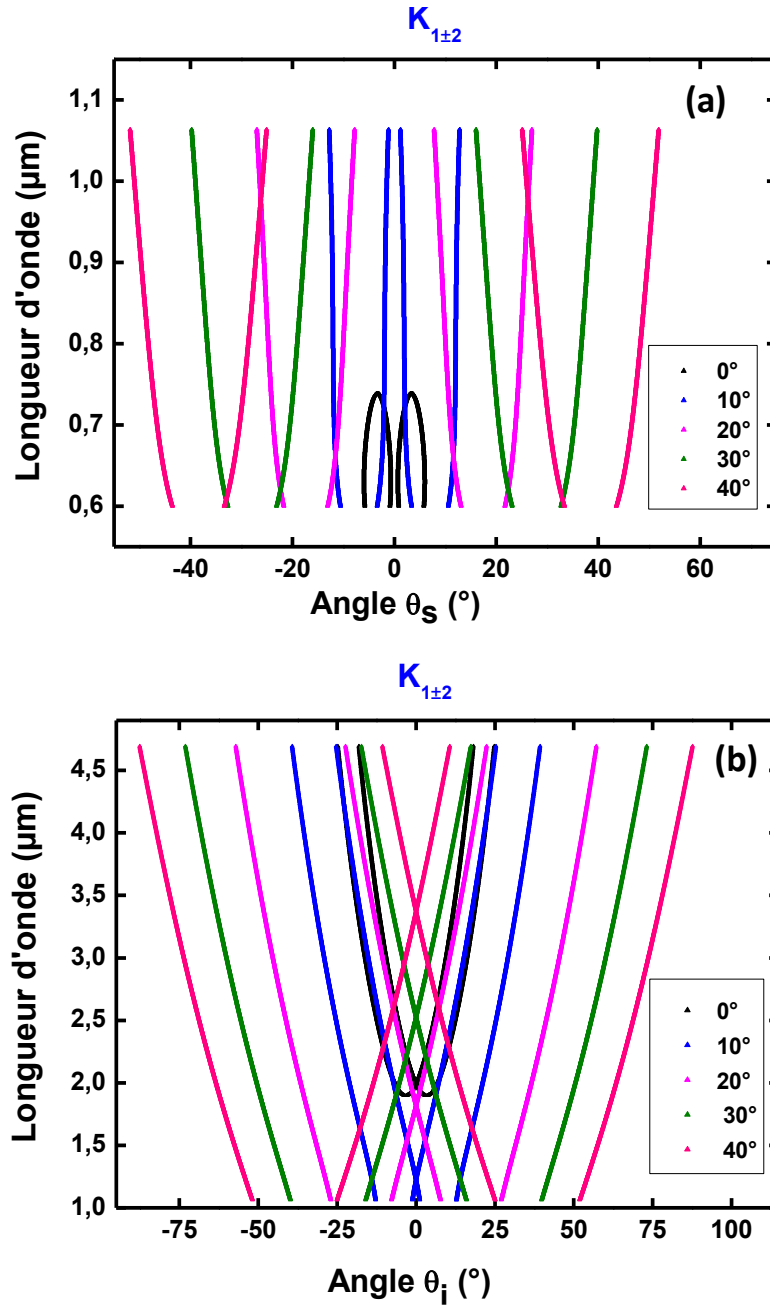
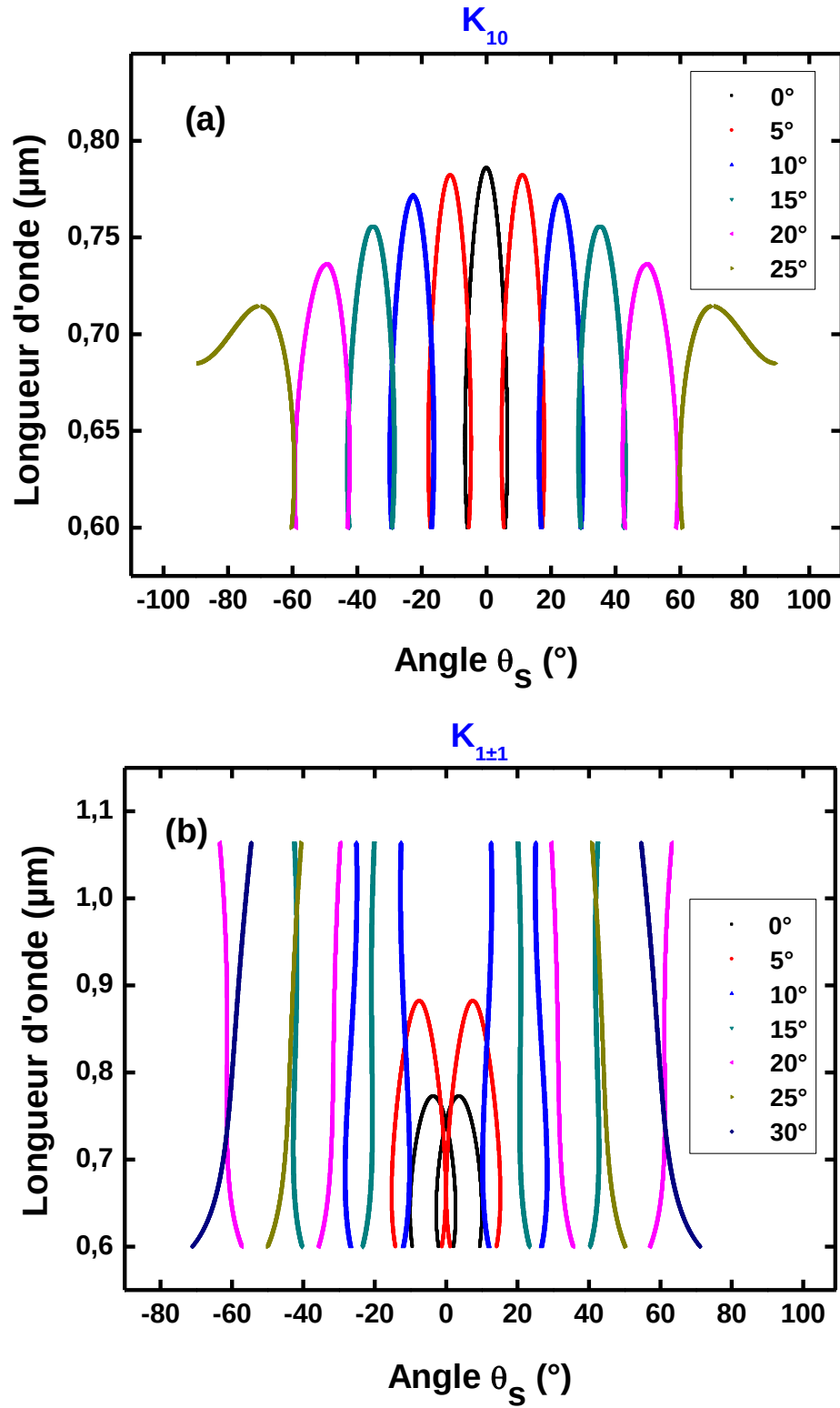


Figure 2. 14. Distribution angulaire des longueurs d'onde générées dans un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu m$ à $T = 110^\circ C$ par la contribution de $k_{1\pm 2}$ pour différents angles du faisceau pompe. (a) Le cas du signal (b) Le cas de l'idler.

▪ *A l'extérieur du cristal*

Il est important de souligner la différence entre l'angle de génération des longueurs d'onde et celui de leur sortie du cristal. Il est nécessaire de tenir compte de la variation d'indice dans le cristal et l'air lors du calcul de ces angles de sortie. En effet, à partir d'un certain angle d'incidence les longueurs d'onde générées subissent une réflexion totale à l'intérieur du cristal et donc ne peuvent pas être détectées.

Par exemple, les longueurs d'onde du signal générées par la contribution des vecteurs de réseau réciproque k_{10} , k_{1+1} et k_{1+2} sont totalement réfléchies à partir des angles d'incidence de 25° , 30° et 35° , respectivement, comme illustré sur la figure 2.15.



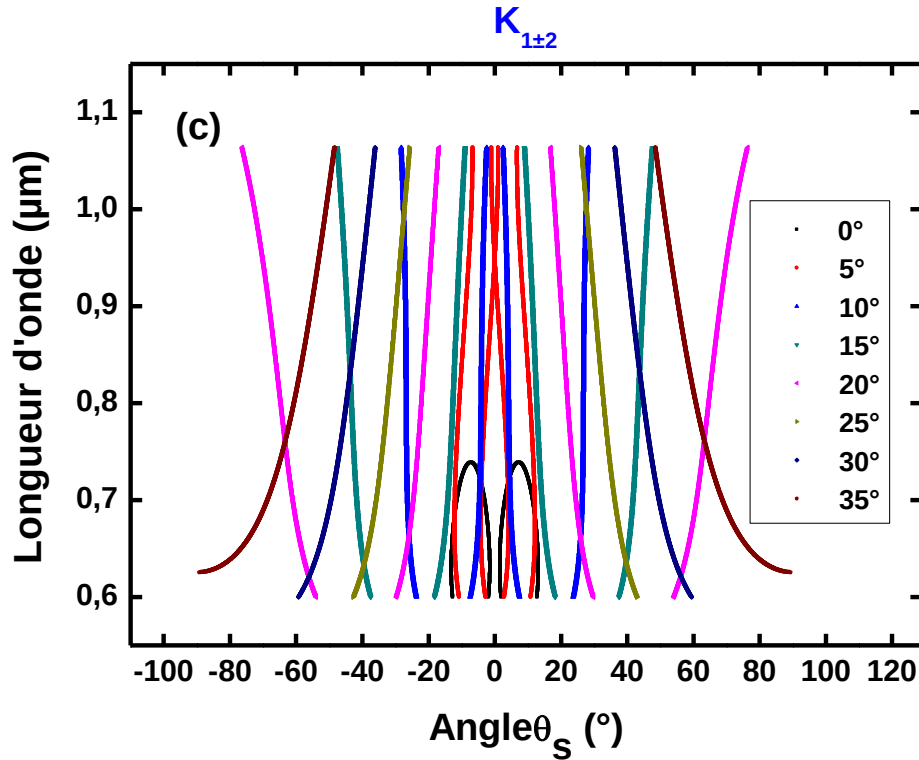


Figure 2. 15. Angles de sortie des longueurs d'onde du signal générées dans un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu m$ a $T=110^\circ C$ pour différents angles du faisceau pompe (a) Contribution k_{10} , (b) $k_{1\pm 1}$, (c) $k_{1\pm 2}$.

5. Génération paramétrique optique large bande et/ou accordable

Des simulations précédentes, il est possible de souligner plusieurs remarques et conclusions qui permettent d'envisager la possibilité d'obtenir une génération optique paramétrique large bande. Il est également possible de trouver des paramètres qui peuvent être utilisés pour assurer l'accordabilité de ces interactions.

En effet, dans le cas d'un réseau carré de PPLT-2D d'une période de $8.52 \mu m$, on peut constater que pour des angles particuliers, l'allure de la courbe du signal est quasi rectiligne pour des contributions des vecteurs $k_{1\pm 1}$ et $k_{1\pm 2}$.

Les courbes du signal générées par la contribution du vecteur k_{10} sont rectilignes en apparence, en réalité les longueurs d'onde sont générées avec une divergence importante. A titre d'exemple, un zoom sur les longueurs d'onde signal générées à un angle d'incidence $\theta_p=0^\circ$ et $\theta_p=5^\circ$ est représenté dans la figure 2.16.

Par ailleurs et comme observé sur les figures 2.13 (a) et 2.14 (a), les vecteurs $k_{1\pm 1}$ et $k_{1\pm 2}$, peuvent contribuer à la génération d'une bande large.

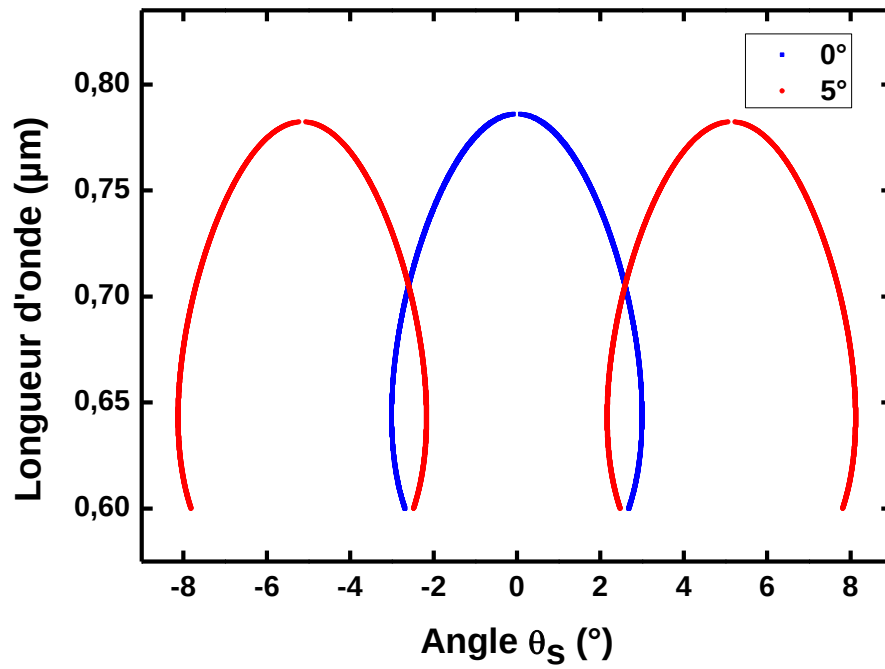


Figure 2. 16. Zoom des longueurs d'onde singal générées dans un cristal PPLT-2D de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52 \mu\text{m}$ à $T=110^\circ\text{C}$ par la contribution de k_{10} à $\theta_p=0^\circ$ et $\theta_p = 5^\circ$.

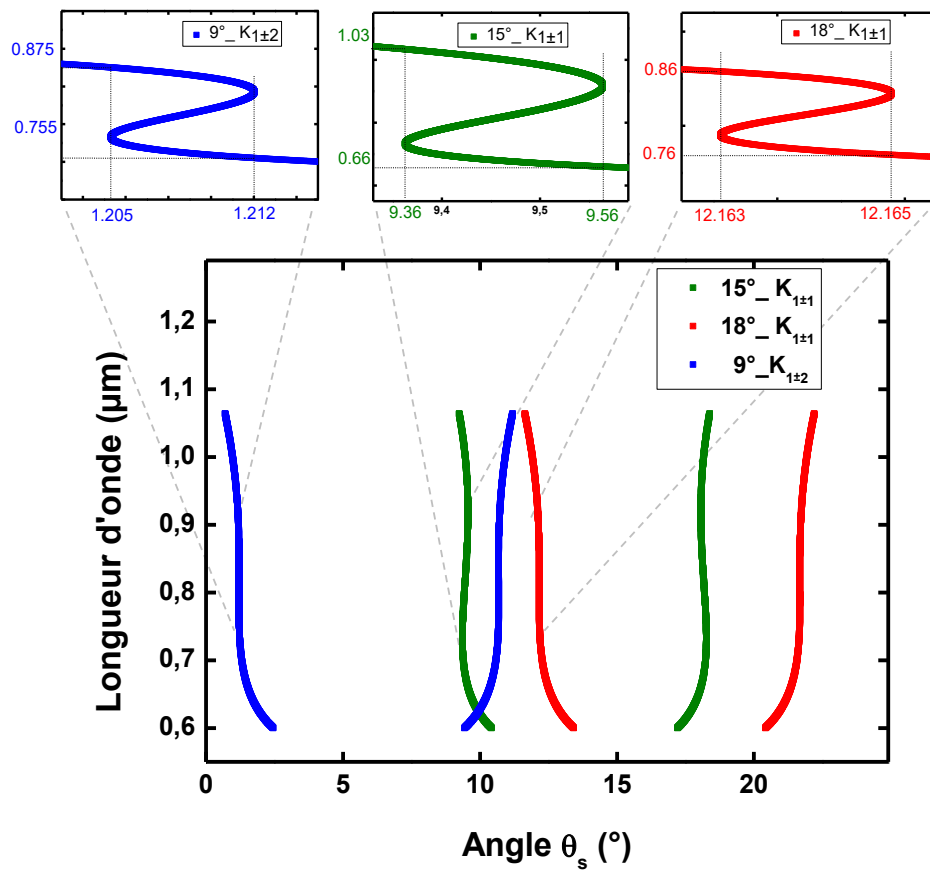


Figure 2. 17. Génération large bande dans un PPLT-2D, $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52\mu\text{m}$, $T=110^\circ\text{C}$ avec la contibution $k_{1\pm 1}$ et $k_{1\pm 2}$.

A titre d'exemple, comme représenté dans la figure 2.17, pour un angle d'incidence $\theta_p = 15^\circ$, le vecteur $k_{1\pm 1}$ peut contribuer à la génération d'une bande large de 370nm [660 nm - 1030nm] avec un angle de sortie $\theta_s = 9.46 \pm 0.1^\circ$. Ce même vecteur peut donner une bande de 100nm [760nm - 860nm] de largeur avec un angle de sortie $\theta_s = 12.164 \pm 0.001^\circ$ et un angle $\theta_p = 18^\circ$.

Pour un angle d'incidence $\theta_p = 9^\circ$, le vecteur $k_{1\pm 2}$ peut contribuer à la génération d'une bande large de 120nm [755nm - 875nm] avec un angle de sortie $\theta_s = 1.2085 \pm 0.0035^\circ$.

D'après ces résultats, nous constatons que les vecteurs $k_{1\pm 1}$ et $k_{1\pm 2}$ peuvent donc contribuer à la génération d'une large bande de plus de 350 nm.

Cependant, l'efficacité dépend essentiellement du rapport cyclique σ .

La variation de l'efficacité en fonction du rapport cyclique σ pour les différents vecteurs du réseau réciproque est représentée sur la figure 2.18.

Nous constatons qu'un facteur de remplissage de 38% offrent une efficacité maximale pour les vecteurs k_{10} et k_{12} . Avec ce rapport cyclique l'efficacité du k_{11} est équivalente au quart de son efficacité maximale. Afin d'obtenir une large bande avec la contribution des vecteurs $k_{1\pm 1}$ et $k_{1\pm 2}$, il est donc judicieux d'utiliser des PPLT-2D ayant des facteurs de remplissage de 38% et de 27%.

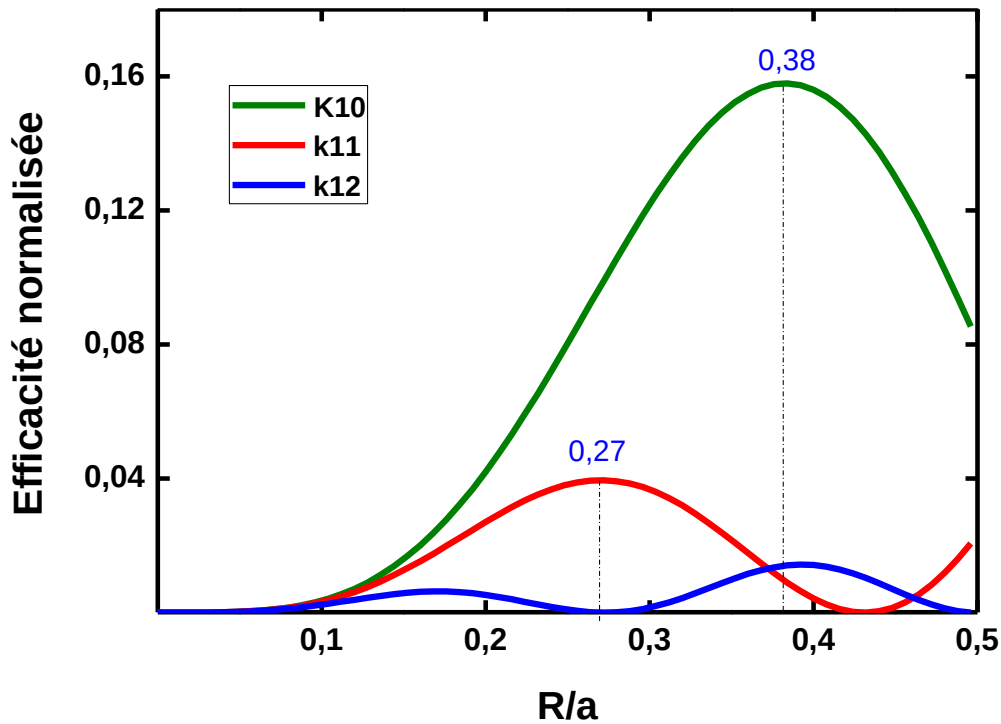


Figure 2. 18. Efficacité de conversion en fonction du facteur de remplissage pour différents RLV.

5.1. Cas particulier où les ondes Signal et Idler générées sont dans la direction d'incidence : accordabilité

Nous pouvons distinguer un cas particulier où le faisceau généré est dans la même direction que l'incident ($\theta_p = \theta_{s,i}$). C'est une situation qui peut être d'un grand intérêt applicatif.

En effet, dans cette configuration, la position du détecteur reste inchangée et donc il serait possible d'utiliser la rotation de l'échantillon pour faire varier l'angle d'incidence.

Dans ce cas, l'expression de la distribution angulaire du signal et de l'idler est donnée par l'équation 2.16

$$\theta_{s,i} = \theta_{mn} \pm \arccos\left(\frac{k_{mn}^2 + (k_p - k_{s,i})^2 - k_{i,s}^2}{2 \cdot k_{mn}(k_p - k_{s,i})}\right) \quad (2.16)$$

$$k_{mn} = \frac{2\pi}{\Lambda} \sqrt{m^2 + n^2}$$

$$k_{s,i} = 2\pi \cdot \frac{n_{s,i}}{\lambda_{s,i}}$$

La distribution angulaire des longueurs d'onde du signal et de l'idler générées dans la même direction que l'incidence dans un PPLT-2D d'une période de $8.52\mu\text{m}$ d'un réseau carré est représentée sur la figure 2.19 avec les contributions des vecteurs $\mathbf{k}_{10}$, $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$.

Dans ce cas particulier, en tournant un échantillon carré d'une période de $8.52\mu\text{m}$ dans sa plage de symétrie, il est possible d'obtenir une accordabilité sur des intervalles de [550-785nm] pour le signal et [1645 - 4500nm] pour l'idler avec la contribution du $\mathbf{k}_{10}$.

Une accordabilité continue de 550 nm à $4.5\mu\text{m}$ peut être obtenue par les vecteurs $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$ pour un angle compris entre 0° et 9° .

Cette bande peut être ajustée selon le besoin, cela est possible en modifiant la période ou la longueur d'onde de la pompe.

A partir de cette étude numérique, nous constatons qu'il est possible d'obtenir une accordabilité des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la température, de la période et de l'angle d'incidence. Néanmoins, l'accordabilité obtenue par la variation de l'angle d'incidence, notamment dans le cas particulier où le détecteur est placé dans la même direction que l'onde pompe, est plus efficace, flexible et simple.

A titre d'exemple, pour un PPPLT-2D de réseau carré de $8.52\mu\text{m}$, avec la contribution du vecteur $\mathbf{k}_{10}$, il est possible d'obtenir une accordabilité du signal de 30nm [770nm-800nm] et de l'idler de 150nm [1580nm-1730nm], en variant la température de 40 à 200°C à un angle $\theta_p = 0^\circ$.

Pour une température fixe de 110°C , il suffit de tourner l'échantillon dans sa plage de symétrie pour couvrir de plus larges plages de longueurs d'onde du signal de 190 nm [600nm-790nm] et de l'idler de plus de $3\mu\text{m}$ [$1.6\mu\text{m}$ - $4.7\mu\text{m}$] simplement en tournant l'échantillon de 0 à 45° .

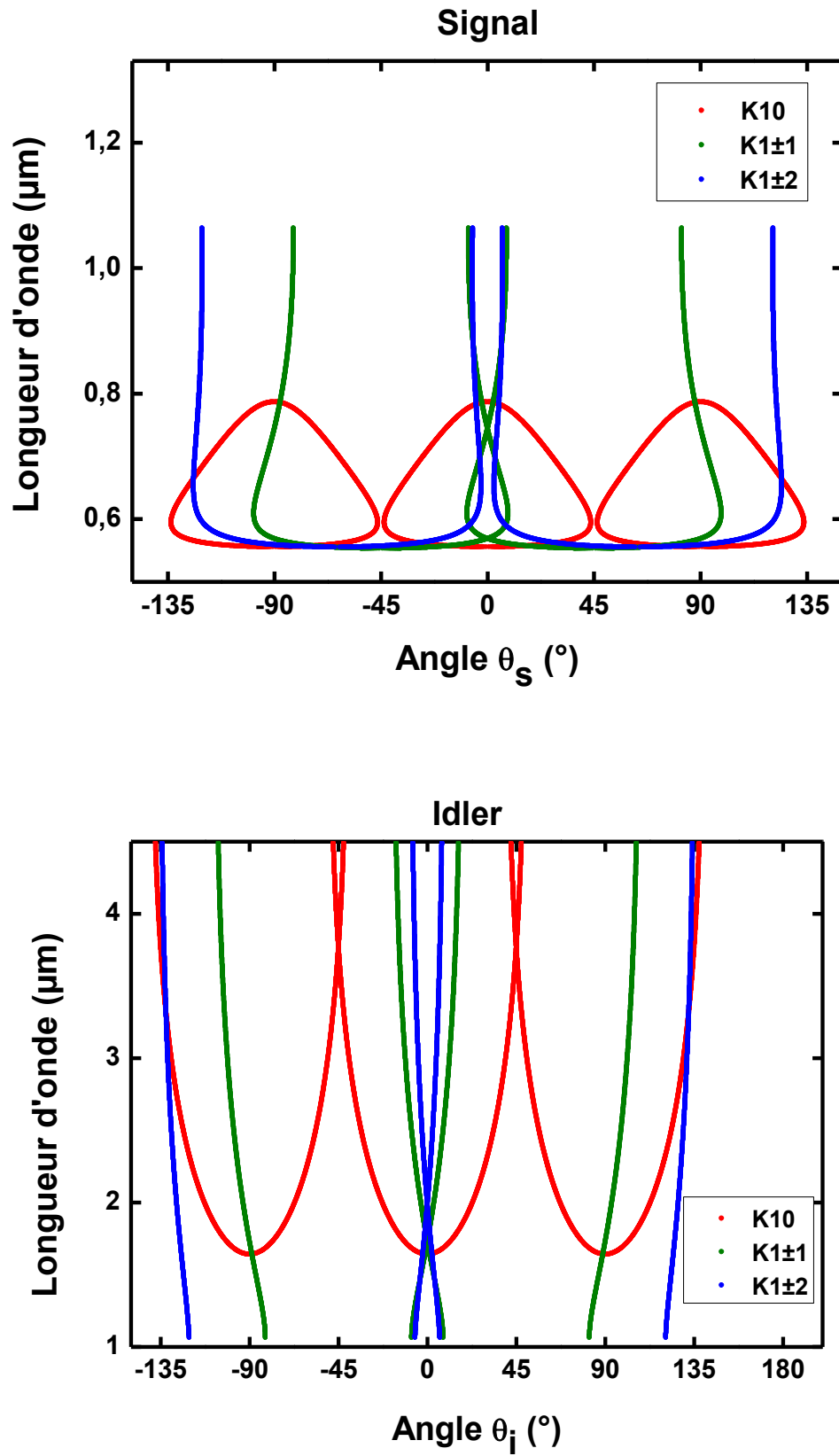


Figure 2. 19. Variation des longueurs d'onde signal et idler générées dans la direction d'incidence

6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié numériquement la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D afin de déterminer les paramètres adéquats pour obtenir une génération large bande ou multi-longueurs d'onde, et/ou accordable. Nous avons adopté une démarche simple en étudiant les effets de la contribution des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{k}_{mn}$ sur les longueurs d'onde générées. Pour cela, nous avons développé un code Matlab basé sur les relations de conservations.

Dans le cas d'un PPLT-2D de réseau carré d'une période de $8.52\mu\text{m}$, les résultats de simulations montrent qu'il est possible de réaliser des sources capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde en utilisant les contributions des vecteurs du réseau réciproque $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$.

Ces vecteurs $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$ peuvent contribuer à la génération d'une large bande de plus de 350nm.

Cependant, l'efficacité dépend essentiellement du facteur de remplissage σ . Un facteur de remplissage de 38% offre une efficacité maximale des vecteurs $\mathbf{k}_{10}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$. Avec ce rapport cyclique l'efficacité du $\mathbf{k}_{1\pm1}$ est équivalente au quart de son efficacité maximale.

Afin d'obtenir une large bande avec la contribution des vecteurs $\mathbf{k}_{1\pm1}$ et $\mathbf{k}_{1\pm2}$, il est donc judicieux d'utiliser des PPLT-2D ayant des facteurs de remplissage de 38% et de 27%.

Enfin, cette étude montre clairement que les résultats obtenus dépendent largement des paramètres de l'équation de Sellmeier utilisée.

De ce fait, une connaissance précise de la dispersion de l'indice de réfraction (équation de Sellmeier) des cristaux non linéaires est essentielle non seulement pour la conception des dispositifs de conversion de fréquence, mais aussi pour l'interprétation des expériences.

Chapitre 3

Etude expérimentale de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D : vers une nouvelle équation de Sellmeier

1. Introduction

Bien qu'il existe une littérature abondante concernant l'étude expérimentale de la génération paramétrique optique dans les cristaux périodiquement polarisés tels que le PPLN, PPLT et le PPKT, il reste plusieurs aspects à explorer et à approfondir. Comme indiqué dans le chapitre précédent, trouver les paramètres adéquats pour obtenir une génération large bande et/ou accordable de mise en œuvre facile sera d'un grand intérêt pour étendre l'utilisation des sources lasers à base d'optique non linéaire. Nous avons également montré qu'une connaissance précise de la dispersion de l'indice de réfraction (équation de Sellmeier) des cristaux non linéaires est essentielle non seulement pour la conception des dispositifs de conversion de fréquence, mais aussi pour l'interprétation des expériences. Les indices de réfraction des cristaux non linéaires les plus importants ont été mesurés et rapportés dans plusieurs articles. Cependant, les paramètres de l'équation de Sellmeier ne sont pas toujours identiques et des divergences existent notamment en fonction de la température. Le poids de cet effet est plus important lorsque l'on considère les interactions non linéaires multiples. Récemment, l'équipe a publié des résultats sur la génération de longueurs d'onde multiples à partir d'un processus en cascade dans un cristal de LiTaO_3 polarisé périodiquement en 2D (PPLT-2D) [88]. Notre analyse récente souligne que dans ce cas, l'indice de réfraction du cristal doit être connu avec une grande précision. Elle indique également qu'il est essentiel d'utiliser avec prudence les équations de Sellmeier déjà rapportées dans la littérature. De légers changements des coefficients de Sellmeier pourraient induire une conception erronée de dispositifs de conversion de fréquence QPM ainsi qu'une mauvaise interprétation des données expérimentales.

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à la mise en œuvre expérimentale des conclusions de l'étude numérique rapportée dans le chapitre précédent. D'une part, nous présentons l'étude de la génération paramétrique optique dans les PPLT-1D et 2D en fonction de la période du réseau et de la température. Cette étude permet de déterminer et de proposer une nouvelle version de l'équation de Sellmeier pour le LiTaO_3 congruent. D'autre part, nous rapporterons les résultats concernant l'étude la génération paramétrique optique large bande et ceux de l'accordabilité que nous avons obtenus.

2. Préparation des échantillons

Les échantillons étudiés dans le cadre de ce travail ont été fabriqués par *poling* électrique à température ambiante (*electric poling*) [89] dans le cadre d'une collaboration avec l'équipe du Professeur Peng de l'institut photonique et d'optoélectronique de l'université nationale de Taiwan (NTU). A noter que j'ai pu effectuer un séjour à Taiwan où j'ai fabriqué une partie des cristaux photoniques non linéaires périodiquement polarisés 1D et 2D. La technique développée par le Prof. Peng permet d'obtenir de longs cristaux périodiquement polarisés sur toute l'épaisseur tout en gardant leurs propriétés optiques. Elle consiste d'abord à reproduire le design du réseau souhaité sur la face z^+ de l'échantillon LiTaO_3 par photolithographie, puis à déposer une couche de ZnO par la technique de pulvérisation. Le motif ainsi obtenu est exposé à une haute température pendant une durée bien définie. Enfin, un champ électrique intense proche du champ coercitif du matériau est appliqué sur les faces de l'échantillon qui provoque le retournement de la polarisation des zones conductrices. Le détail des étapes technologiques pour la fabrication de cristaux photoniques non linéaires de tantalate de lithium d'une épaisseur de 0.5mm est présenté sommairement dans la suite de ce paragraphe. Avant d'entamer la fabrication, il est nécessaire de définir l'orientation cristalline du matériau. Pour cela, on applique à l'échantillon découpé du wafer de LiTaO_3 un champ électrique intense pendant une durée bien déterminée. Ce temps dépend de la surface sur laquelle le champ est appliqué. Il est obtenu à partir de l'équation $\int i \, dt = 2P_s \, A$. Avec P_s la densité de charge surfacique, constante qui dépend du matériau. Pour LiTaO_3 , $P_s=55 \, \mu\text{C}/\text{mm}^2$. A est l'aire de l'échantillon. Par exemple, pour une surface de 24mm^2 , le champ appliqué est de 18.5kV, 2 fois durant 10ms.

L'image 1 du tableau 3.1 représente l'orientation cristalline de notre échantillon.

Une fois l'orientation identifiée, on procède aux différentes étapes de fabrication décrites sommairement comme suit :

- *Spin coating*

Après avoir bien nettoyé l'échantillon, une couche de résine positive *Photoresist S1813* de $1.8 \, \mu\text{m}$ est étalée sur l'échantillon d'une façon uniforme à l'aide d'une tournette en 2 étapes : 1000 tr/m pendant 10s et 6000tr/m pendant 40s.

- Cuisson douce (*Soft bake*)

Afin d'assurer la bonne adhésion de la couche de résine sur le substrat, une cuisson dite douce est nécessaire. Celle-ci consiste à mettre l'échantillon à une température de 120°C pendant 210s.

- Insolation

Consiste à exposer et à rendre soluble au solveur la résine photosensible et ce à travers un masque comportant le motif que l'on veut reproduire. En effet, l'exposition de la résine à une lumière UV ($365 \, \text{nm}$: $8.4\text{W}/\text{cm}^2$ pendant 7s) provoque la dissociation et la rupture des liaisons chimiques des zones de résine exposées.

- Révélation des motifs de la résine

Une fois l'insolation accomplie, l'échantillon est mis dans le développeur (MF319 pendant 50s) et le motif est révélé.

- Dépôt de ZnO

Une fois le motif révélé, une couche de ZnO est déposée par pulvérisation cathodique. Cette étape consiste à déposer une couche de 30nm de ZnO sur l'échantillon sous une atmosphère raréfiée de 5 mtorr.

Le débit volumique de l'argon et de l'oxygène a conditions standard de température et de pression est de 20cm³/min pour Ar et de 10 cm³/min pour O₂.

- Développement

Afin de développer les motifs déposés, un *Lift-off* d'une durée de 20s est réalisé. L'échantillon est alors débarrassé de toute la résine et ne reste plus que le réseau périodique formé par le ZnO déposé sur le substrat.

- Diffusion de ZnO par le processus de haute température

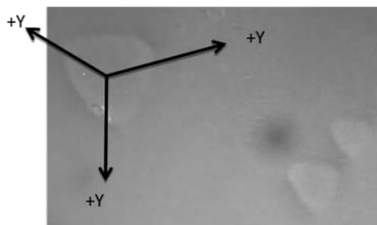
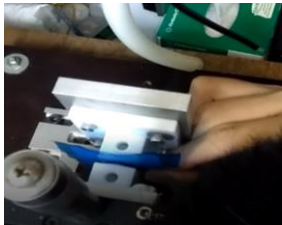
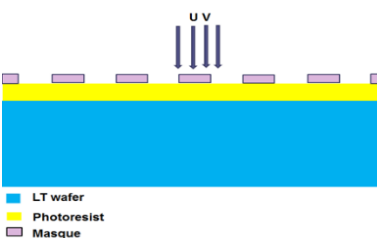
Pour diffuser les motifs conducteurs dans le substrat, l'échantillon est alors exposé à haute température durant une durée d'environ 13h. Le motif final est ainsi obtenu.

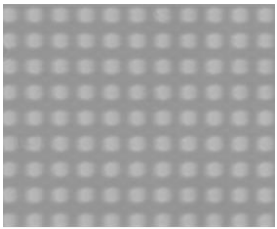
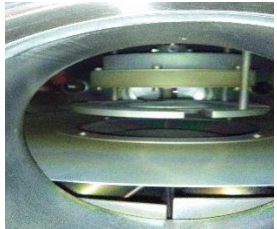
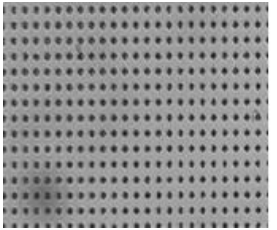
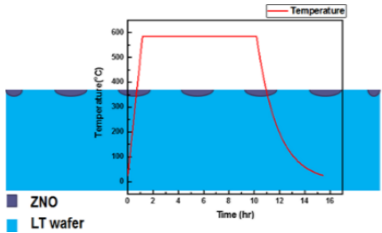
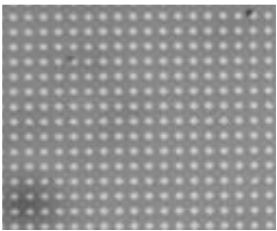
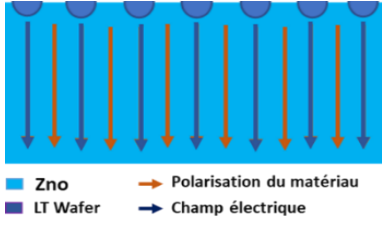
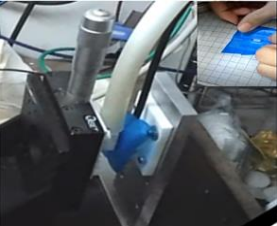
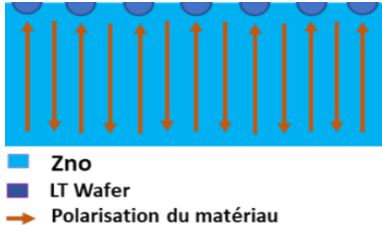
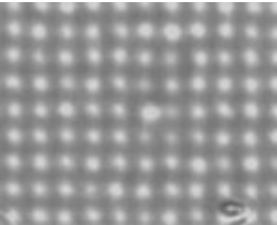
- Application d'un champ électrique (*electrical poling*)

Pour obtenir des cristaux avec des domaines retournés périodiquement, une inversion de la polarisation des zones comprenant le matériau déposé, à savoir le ZnO, est obtenue par l'application d'un champ électrique élevé entre les deux faces de l'échantillon, parallèle à la direction de la polarisation spontanée. Ce champ est créé en appliquant une tension de 18.5kV à l'échantillon pendant 30ms ; ce qui entraîne le retournement des domaines de polarisation des zones de diffusion de ZnO.

Le tableau 3.1 résume les différentes étapes du processus décrit précédemment.

Tableau 3.1 : Synthèse des étapes de fabrication de structures PPLT-1D et/ou 2D

Orientation cristalline		
Spin coating	 LT wafer Photoresist	
Insolation	 LT wafer Photoresist Masque	

Révélation des motifs de la résine	 LT wafer Photoresist	
Dépôt du ZnO	 ZnO LT wafer Photoresist	
Développement	 ZnO LT wafer	
Diffusion du ZnO	 ZnO LT wafer	
Application d'un champ électrique	 ZnO LT Wafer Polarisation du matériau Champ électrique	
Schématisation de la polarisation	 ZnO LT Wafer Polarisation du matériau	

A titre d'exemple, la figure 3.1 présente des images obtenues par microscope optique du PPLT-1D et PPLT-2D réseau carré et une photo de l'échantillon.

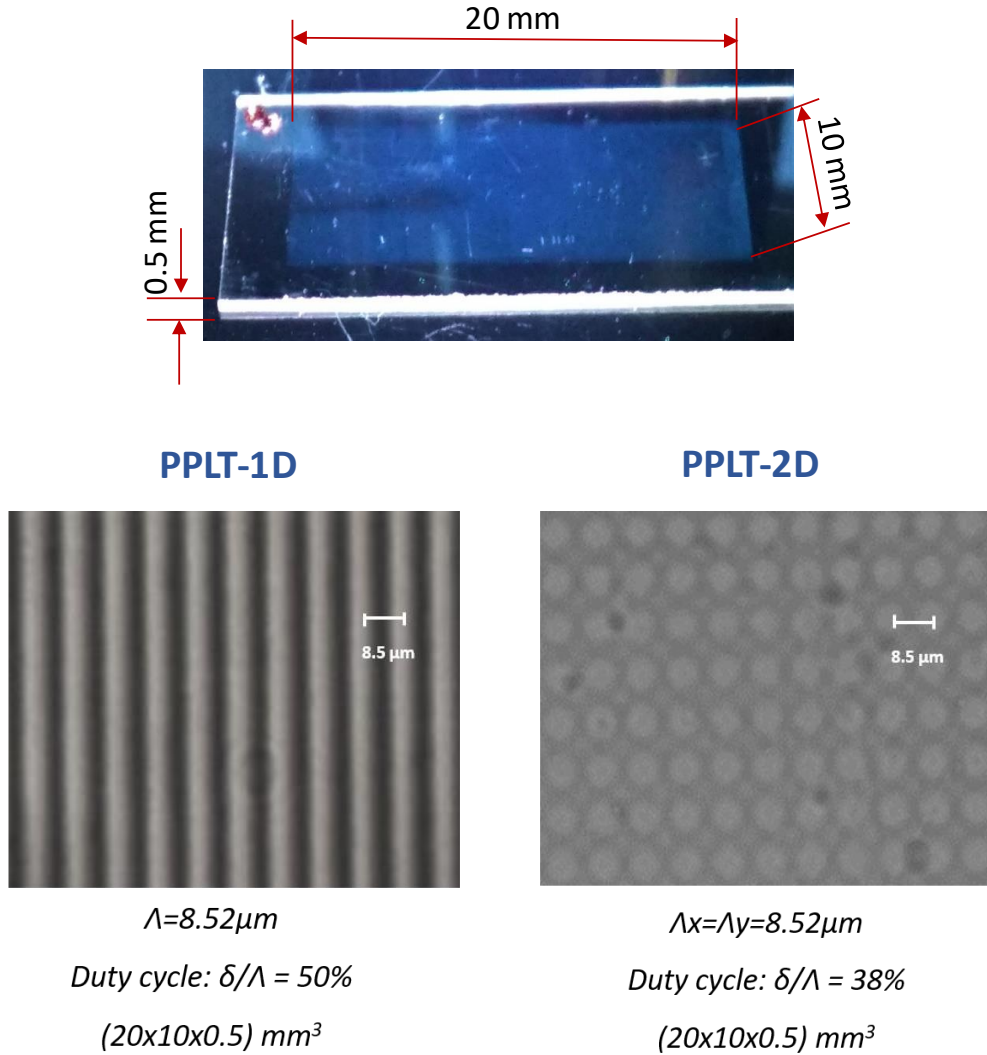


Figure 3. 1. Image sous microscope optique pour des PPLT-1D et 2D réseau carré.

Les tranches des échantillons obtenus sont ensuite polies au niveau de l'atelier optique du LPL grâce à T. Billeton (opticien du laboratoire LPL). Ce procédé comprend un rodage, un ramollissement, un polissage rapide à plat et un polissage final pour obtenir une qualité précise de planéité et de rugosité de la surface. Il permet d'obtenir une très haute qualité optique des faces pour l'injection et l'extraction des faisceaux, et par voie de conséquence d'améliorer l'efficacité des processus non linéaires.

Initialement, l'équipe PON s'est intéressée à l'étude des cristaux photoniques pour des applications dans le domaine des télécommunications. L'étude de la génération paramétrique optique dans le LiTaO₃ en fonction du pas du réseau conduit à choisir une période de 8.52 μm. Dans la continuité de ces travaux, nous avons commencé par la fabrication et l'étude des cristaux photoniques polarisés en 1D et 2D avec la même période. Les dimensions du réseau sont de 20x10x0.5 mm³, les rapports cycliques respectifs du PPLT-1D et PPLT-2D sont de 50% et 38%.

Ces taux sont choisis de telle sorte à obtenir une efficacité maximale de conversion dans ces deux structures de réseaux comme indiqué sur la figure 3.2.

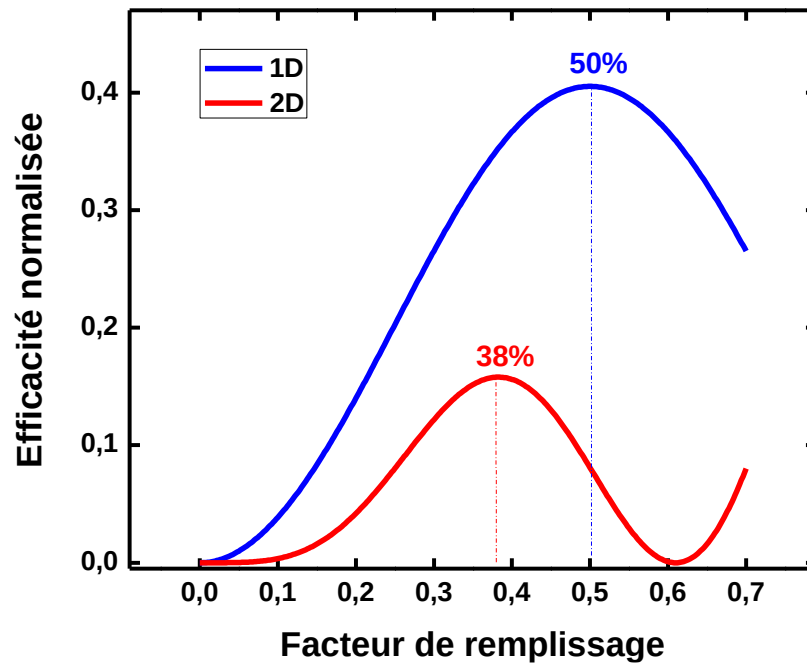


Figure 3. 2. Rendement en fonction du rapport cyclique

3. Le banc expérimental

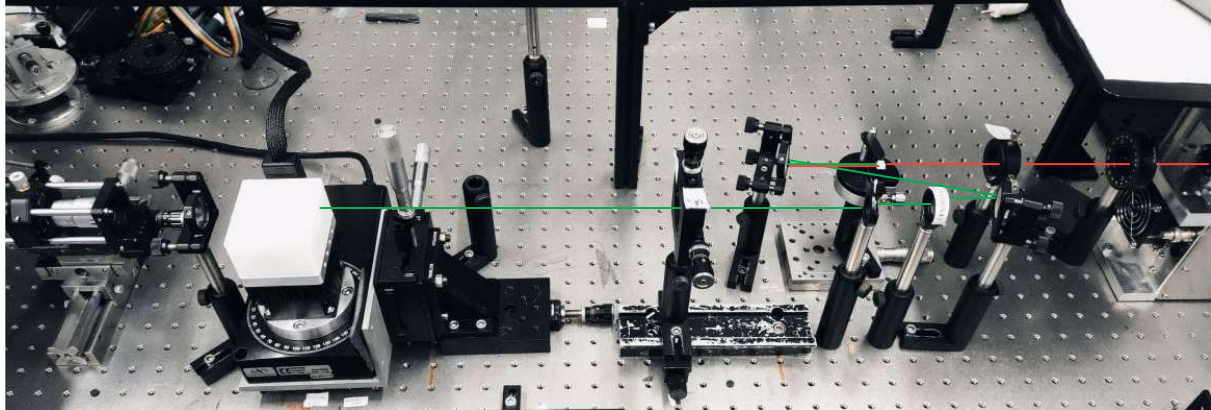
Pour ce travail, nous avons utilisé un banc expérimental, disponible au LPL, composé d'une partie injection, d'un porte échantillon déposé sur un Peltier rotatif et d'un système de détection. Ce banc est représenté sur la figure 3.3.

A noter que les performances du banc ont été améliorées durant ce travail de thèse notamment, en automatisant les équipements utilisés pour une acquisition rapide des données expérimentales et permettant ainsi des études multiples.

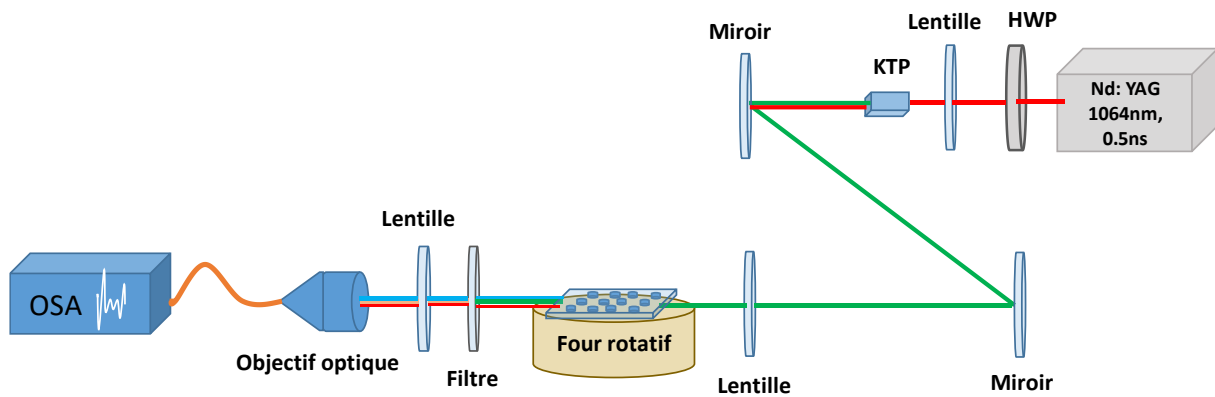
La partie source est composée des éléments suivants :

- Un laser Nd:YAG émettant à 1064 nm avec une durée impulsionnelle de 500ps et une fréquence de répétition ajustable de 10Hz à 1kHz.
- Une lame demi-onde (*HWP*) mise à la sortie du laser permettant de contrôler l'intensité de l'onde à 1064nm.
- Un cristal KTP (*Potassium titanyl phosphate*) de $(8 \times 3 \times 3)$ mm³, posé sur une platine à 3 axes de translation x, y, et z permettant d'assurer un meilleur accord de phase par biréfringence de type I (ooe) pour une génération d'un second harmonique du Nd:YAG à 532nm avec une polarisation verticale. Le faisceau de l'onde source est focalisé sur le KTP moyennant une lentille d'une focale de 100 mm.
- Un miroir (HR532, HT1064) de haute réflexion à 532 nm et une haute transmission à 1064 nm servant à filtrer le résiduel de l'onde fondamentale à 1064nm et de réfléchir la longueur d'onde à 532nm qui servira de pompe pour la génération paramétrique optique.
- L'énergie maximale du faisceau pompe à 532nm obtenue est de 40 μ J avec une polarisation sur la direction verticale "z", parallèlement à l'axe optique du cristal, ce qui permet d'accéder au coefficient non linéaire le plus important du LiTaO₃ d₃₃. Cette

énergie est contrôlée à l'aide d'un puissance-mètre '*COHERENT /LabMax TOP*' pouvant mesurer des énergies allant du nJ au J pour des longueurs d'onde allant de 190nm à 12μm avec une précision de 0.1%. Le spectre du second harmonique à 532nm mesuré avec une précision de 0.05nm est représenté sur la figure 3.4.



(a)



(b)

Figure 3. 3. Montage expérimental de génération paramétrique optique (a) photographie du banc expérimental réalisé. (b) schéma de principe.

Le faisceau pompe

A titre indicatif, le spectre du faisceau pompe à 532nm est présenté sur la figure 3.4.

Ce faisceau pompe est focalisé à l'intérieur du cristal à l'aide de la lentille de focale 150 mm avec une longueur de Rayleigh de 5 cm représentant plus de 2 fois la longueur du cristal.

Les caractéristiques du faisceau de pompage sont mesurées à l'aide d'une caméra '*DataRay Inc-WinCam-LCM*' dotée d'un translateur automatique permettant une définition très précise du profil du faisceau laser. Le facteur de qualité du faisceau de pompage mesuré est $M^2 = 1.3$.

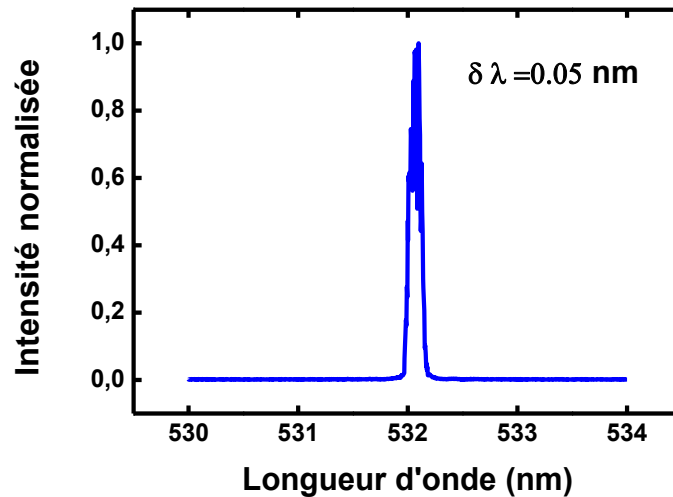


Figure 3. 4. Spectre du second harmonique à 532 nm généré par la source Laser Nd : YAG.

Le cristal photonique non linéaire (PPLT) est placé sur un four (*EKSPLA-TK11*) pouvant assurer des températures allant de 40°C à 200°C. La stabilité de ces températures est maintenue avec une résolution de $\pm 0.1^\circ\text{C}$ grâce à un contrôleur de température (*EKSPLA-TEC*). Le four est mis sur un plateau rotatif (*Newport, URS100*) pouvant couvrir un angle de 360° en rotation continue. Ce dernier est mis sur une platine de translation X, Y, Z. Ce système permet de focaliser sur l'ensemble des points du réseau de l'échantillon.

Un filtre passe-haut 533/17 est mis à la sortie du cristal pour éliminer la pompe résiduelle à 532nm. Une lentille de focalisation est posée après le filtre qui sert de collimateur et à focaliser les longueurs d'onde générées sur le système de détection. Un système de détection servant à collecter les spectres générés par l'interaction paramétrique, composé d'un objectif optique Obj (X20 ; ON 0.35) posé sur une platine de translation microscopique à trois axe X, Y, Z raccordé à l'analyseur de spectre à l'aide de différentes fibres optiques multimodes. L'analyseur de spectre optique (OSA) utilisé est le modèle ' ANDO AQ – 6315A ' pouvant mesurer des longueurs d'onde allant de 350nm à 1750nm avec une résolution entre 0.05nm et 10nm.

Dans la continuité des résultats numériques (chapitre 2), ce travail a un double intérêt : d'une part, étudier la possibilité de générer un signal et/ou un idler large bande en jouant sur des paramètres simples tels que la période du réseau et l'angle d'incidence, d'autre part, déterminer expérimentalement des coefficients adéquats et proposer une nouvelle version de l'équation de Sellmeier.

Concernant la génération large bande, les simulations numériques ont montré qu'en changeant l'angle d'incidence du faisceau pompe il était possible d'obtenir un signal (idler) large bande. Il est également possible d'utiliser des réseaux de courtes période ($< 7.7\mu\text{m}$) qui permettent une dégénérescence de l'interaction paramétrique optique et de donner un faisceau large bande à la sortie du cristal.

Nous verrons dans la suite de ce chapitre les aspects expérimentaux de cette problématique.

4. Vers une nouvelle équation de Sellmeier

Les simulations numériques du chapitre 2 soulignent une grande divergence entre les résultats de l'OPG obtenus en utilisant les 3 versions de l'équation de Sellmeier données dans la littérature pour le même type de cristal (LT-CLT). Il est donc important de valider une équation qui servira pour l'interprétation de nos différents résultats expérimentaux.

Pour ce faire, une étude comparative entre les résultats numériques et expérimentaux de la génération paramétrique optique en fonction de la température s'impose.

Pour commencer, nous avons étudié expérimentalement, la variation des longueurs d'onde générées dans des échantillons de PPLT-1D et 2D de périodes de $8.52\mu\text{m}$ en fonction de la température.

Pour cela, nous avons pompé ces échantillons avec un faisceau à 532nm d'une énergie de $15\mu\text{J}$ équivalente à une densité de puissance de $120\text{MW}/\text{cm}^2$.

En faisant varier la température du four de 40°C à 200°C par pas de 2°C , nous avons collecté les spectres mesurés avec une résolution de $\pm 0.5\text{nm}$ pour chaque point de température.

A noter que le faisceau incident est dans la direction colinéaire et reste inchangé durant toute cette partie expérimentale.

A titre d'exemple la figure 3.5 présente le spectre de génération paramétrique optique obtenu à une température de 110°C indiquant deux pics à 789nm et 1634nm correspondant au signal et l'idler, respectivement.

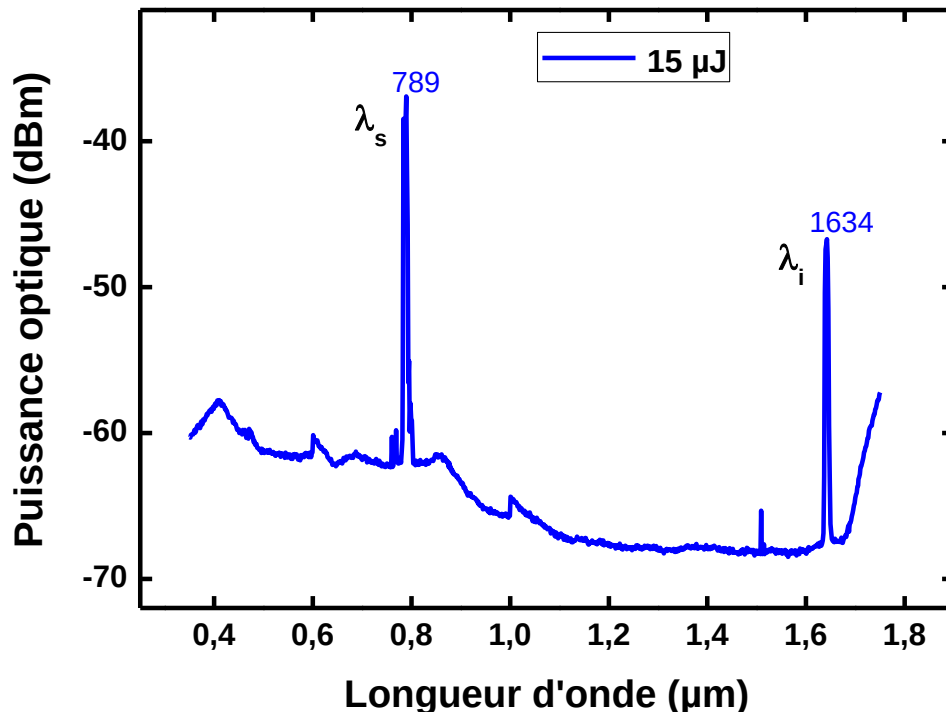


Figure 3. 5. Génération paramétrique optique dans le PPLT-1D de $8.52\mu\text{m}$ à 110°C .

La cartographie représentée sur la figure 3.6 donne l'évolution de λ_s et λ_i en fonction de la température.

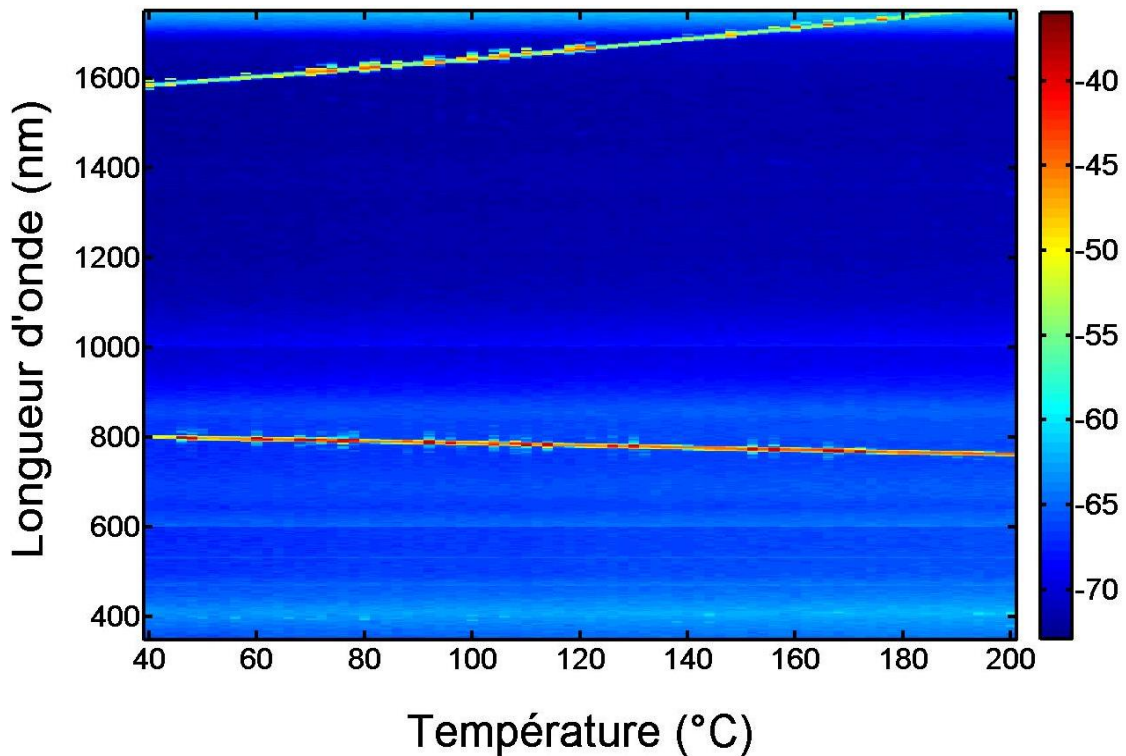


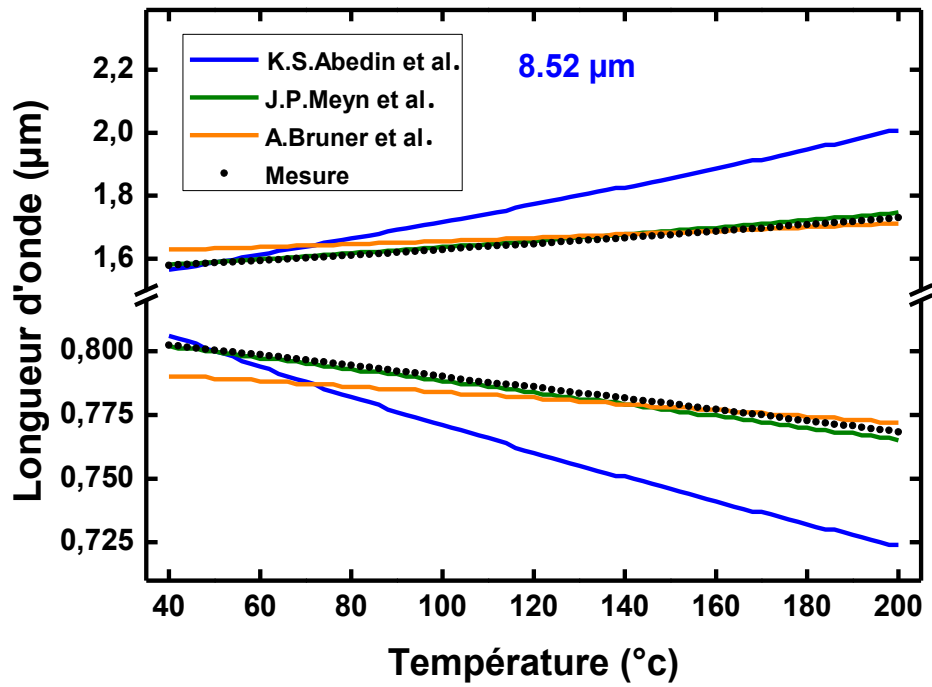
Figure 3. 6. Spectres de la génération paramétrique optique dans un PPLT-1D d'une période de $8.52\mu\text{m}$ pompé à $15\mu\text{J}$, mesurés sur une plage de température de 40°C à 200°C . Le code couleur correspond à la puissance en dBm.

L'accordabilité obtenue pour des températures comprises entre 40°C et 200°C est de $[765-802]$ nm et $[1581-1744]$ nm pour le signal et l'idler, respectivement.

A noter que les mêmes résultats sont obtenus avec les cristaux PPLT-2D carré d'une même période à la seule différence que l'intensité des pics est moins importante.

Par la suite, nous avons effectué une comparaison entre ces résultats expérimentaux et les résultats théoriques obtenus en utilisant les différentes versions de l'équations de Sellmeier du LiTaO_3 congruent.

La figure 3.7, présente la variation des longueurs d'onde du signal et de l'idler générées dans un PPLT d'une période de $8.52\mu\text{m}$ en fonction de la température obtenu par QPM en utilisant les 3 équations de Sellmeier [40] [79-80], comparativement aux données expérimentales.



	40 °C		200 °C	
	λ_s (nm)	λ_i (nm)	λ_s (nm)	λ_i (nm)
K.S Abedin <i>et al</i> [79]	806.5	1563.1	723.6	2009.2
J.P.Meyn <i>et al</i> [80]	801.8	1581	765.4	1744.6
A.Bruner <i>et al</i> [40]	790.5	1662.9	772	1711.3
Mesure	802.4	1577.7	768.3	1728,1

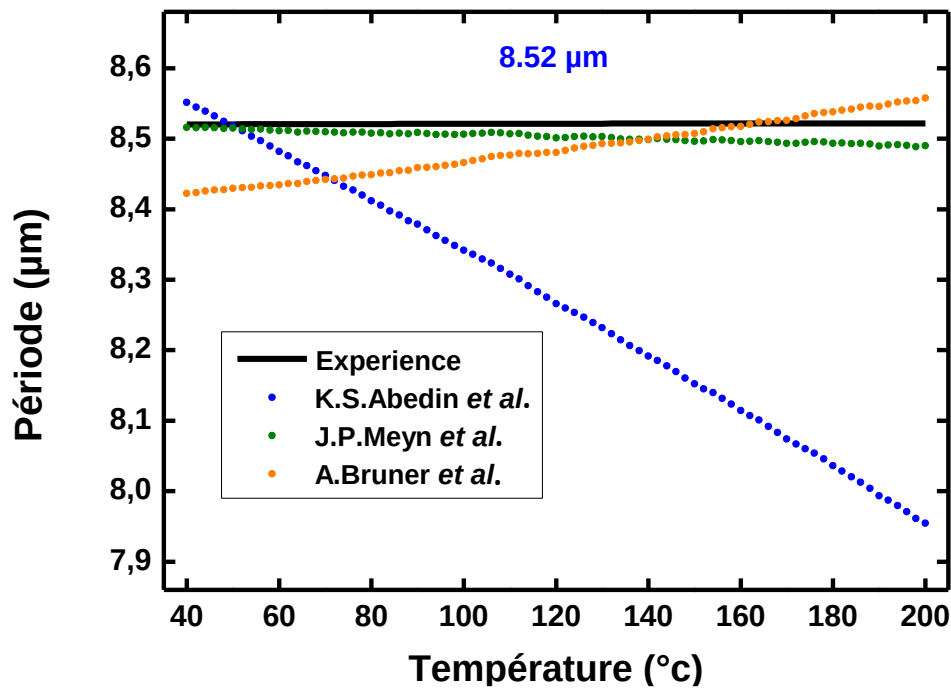
Figure 3. 7. Variation des longueurs d'onde signal et idler en fonction de la température générées dans un PPLT-1D d'une période de 8.52μm pompé à 15μ. En bas de la figure un tableau qui résume les valeurs obtenues à des températures de 40°C et 200°C (comparaison théorie -expérience).

Nous pouvons constater que les longueurs d'onde du signal et de l'idler obtenues numériquement en utilisant l'équation rapportée dans la référence [80] ont la même tendance et correspondent mieux aux résultats expérimentaux.

Pour aller plus loin dans notre analyse, nous avons étudié l'impact de ces équations sur la détermination de la période du réseau et sa variation en fonction de la température.

A partir de l'équation (2.10), nous avons calculé les périodes pour tous points de températures. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 3.8.

Comme illustré sur la figure 3.8, les périodes obtenues en utilisant l'équation de Sellmeier rapportée par [80] sont les plus proches de la période effective de l'échantillon, à savoir 8.52μm. Pour les deux autres références, les valeurs des périodes obtenues en fonction de la température s'éloignent considérablement de celle de l'échantillon, notamment celle donnée par Abdin [79].



	40 $^{\circ}\text{C}$	200 $^{\circ}\text{C}$
	Période (μm)	
K.S Abedin <i>et al</i> [79]	8.554	8.010
J.P.Meyn <i>et al</i> [80]	8.519	8.546
A.Bruner <i>et al</i> [40]	8.425	8.615
Expérience	8,5203	8,5217

Figure 3. 8. Variation de la période de l'OPG générée par QPM en fonction de la température pour un PPLT-1D d'une période de 8.52 μm . En bas de la figure un tableau qui résume les valeurs obtenues pour 40 $^{\circ}\text{C}$ et 200 $^{\circ}\text{C}$.

Bien que les écarts entre les résultats théoriques [80] et l'expérience peuvent être attribués aux différentes sources d'erreurs, telles que les fluctuations de la pompe et de la température, les irrégularités possibles du réseau périodique, les précisions des équipements et les erreurs de mesure, les divergences constatées sont importantes et augmentent avec l'augmentation de la température. A titre d'exemple, des variations de la période de l'ordre 0.004 μm à 0.03 μm sont observées en passant de 40 $^{\circ}\text{C}$ à 200 $^{\circ}\text{C}$.

Ces résultats confirment l'importance de déterminer les coefficients de Sellmeier avec précision. Aussi, nous avons mis en place une étude expérimentale afin de déterminer une nouvelle version de l'équation de Sellmeier. La démarche et les résultats obtenus feront l'objet du paragraphe suivant.

4.1. Détermination des coefficients de Sellmeier

En règle générale, une précision de 10^{-5} de l'indice de réfraction est nécessaire pour prévoir les conditions d'accord de phase dans les processus de conversion de fréquences [7].

Dans le cas d'une dispersion normale où l'indice de réfraction décroît en fonction de la longueur d'onde dans le domaine de transparence du matériau, une forme possible de l'équation de Sellmeier est exprimée suivant le modèle de Lorentz [90], qui peut être écrite sous la forme :

$$n^2(\lambda) = A + \frac{B\lambda^2}{\lambda^2 - C^2} + \frac{D\lambda^2}{\lambda^2 - E^2} \quad (3.1)$$

Où λ est la longueur d'onde exprimée en μm . A, B, C, D et E sont des paramètres qui dépendent du cristal.

Pour un matériau ayant une bande de transparence entre l'ultraviolet et le proche infrarouge, les coefficients C et E sont alors directement liés aux longueurs d'onde délimitant cette bande tel que $C = \lambda_{uv}$ et $E = \lambda_{IR}$.

Cette dispersion d'indice peut être obtenue par deux méthodes : la méthode directe et la méthode indirecte.

- **Méthode indirecte**

La variation de l'indice de réfraction d'un matériau en fonction de la longueur d'onde est classiquement obtenue par des mesures expérimentales en utilisant différentes techniques. La précision et la gamme spectrale obtenues sont différentes selon la méthode utilisée [91]. Nous pouvons citer :

- La mesure par spectrophotométrie qui donne une précision de l'ordre de $\pm 0,05$ [90] ;
- La mesure par ellipsométrie, généralement utilisée pour les couches minces où une précision supérieure à $\pm 0,05$ est obtenue [92-93] ;
- La mesure par la méthode dite (*m*-lines), où le matériau à caractériser est couplé à un prisme d'indice connu [94]. La précision obtenue avec cette méthode est supérieure à $\pm 10^{-3}$;
- La mesure par le minimum de déviation où le matériau étudié est taillé sous forme de prisme orienté [95]. L'équation de Sellmeier est obtenue à partir de l'interpolation des valeurs des indices de réfraction mesurés pour plusieurs longueurs d'onde contenues dans le domaine de transparence du cristal. La précision de la mesure du minimum de déviation du faisceau à la sortie du prisme est limitée par l'usinage et la taille du prisme. Aussi, la détection du minimum de déviation est plus délicate dans le domaine de l'infrarouge ce qui rend ces mesures moins fiables pour cette gamme de longueurs d'onde. Pour un prisme de taille millimétrique, la précision obtenue est de l'ordre de 10^{-3} dans le visible et moins dans l'infrarouge [96].

- **Méthode directe**

La faible précision des mesures de l'indice de réfraction en utilisant les méthodes indirectes induit souvent un écart très important entre les résultats numériques et les mesures expérimentales. Une autre méthode plus efficace permettant d'obtenir une dispersion d'indices avec une précision supérieure à 10^{-4} a été alors proposée.

Cette méthode consiste à déduire directement l'équation de Sellmeier à partir des courbes expérimentales d'accord de phase. En effet, une interpolation simultanée par moindre carré non linéaire de toutes les courbes d'accord de phase mesurées, permet d'ajuster l'ensemble des coefficients de l'équation de Sellmeier et de retrouver ainsi une équation de dispersion d'indice très précise du cristal étudié.

Différents procédés sont alors rapportés. On peut citer :

- La méthode développée par l'équipe de Benoit Boulanger de Grenoble appelée "méthode de la sphère" [97-98]. Elle consiste en une interpolation simultanée de courbes d'accord de phase donnant les longueurs d'onde générées en fonction de l'angle d'incidence dans un échantillon taillé en forme de cylindre ou de sphère à température ambiante. Avec une précision angulaire inférieure au degré et une précision spectrale de l'ordre du nanomètre pour les mesures, les valeurs des indices de réfraction principaux sont alors déterminées avec une précision supérieure à 10^{-4} sur le domaine de transparence du cristal [99] ;

A noter que l'équation de Sellmeier obtenue avec cette technique ne prend pas en compte la variation de l'indice en fonction de la température.

- Une autre méthode consiste à déduire l'équation de Sellmeier à partir des courbes du quasi-accord de phase obtenues en caractérisant des échantillons de plusieurs périodes en faisant varier la longueur d'onde pompe [82] ou bien la longueur d'onde pompe et la température [83] [86-87]. Cette technique donne accès à une équation qui définit la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde et de la température.

- **Notre approche**

Comme nous l'avons mentionné dans le chapitre 2, à notre connaissance seules trois références rapportent la variation de l'indice de réfraction du tantalate de lithium congruent (CLT) en fonction de la longueur d'onde et de la température.

En effet, les applications diverses du tantalate de lithium, notamment dans le domaine de l'optique non linéaire a conduit à l'étude de la variation de son indice de réfraction en fonction de longueurs d'onde depuis la fin des années soixante [95] [100]. Néanmoins, l'effet de la température a été étudié pour la première fois en 1996 par K.S. Abedin *et al.* [79]. En utilisant la méthode de mesure indirecte. K.S. Abedin *et al.* ont mesuré la variation des indices de réfraction ordinaire et extraordinaire (n_o et n_e) dans un domaine spectral de $[0.4\mu\text{m}, 4\mu\text{m}]$ et un intervalle de température $[25^\circ\text{C}, 300^\circ\text{C}]$ avec un pas de température de 12.5°C pour 2 longueurs d'onde de pompe de 468nm et 644nm.

Ensuite, viennent en 1997 les travaux de J.P.Meyn *et al.* [80] pour compléter la plage de transparence du matériau. En effet, les valeurs de l'indice (n_e) sont définies pour des courtes longueurs d'onde comprises entre $0.325\mu\text{m}$ et $0.532\mu\text{m}$ et pour des températures de 20°C à 260°C . A l'aide de l'algorithme Levenberg-Marquard minimisant les erreurs quadratiques, une interpolation des longueurs d'onde générées par le processus de second harmonique dans des cristaux de 12 différentes périodes allant $1.313\mu\text{m}$ à $7.5\mu\text{m}$ a permis l'obtention d'une précision supérieure à $0,005\mu\text{m}$ sur la période du QPM.

Enfin, l'équation de Sellmeier rapportée par Bruner *et al.* [40] définie dans le domaine spectral de $[0.39\mu\text{m}, 4.1\mu\text{m}]$ et dans un intervalle de température de $[30^\circ\text{C}, 200^\circ\text{C}]$. Elle est obtenue en interpolant les longueurs d'onde générées par les processus OPO et SHG dans des échantillons a longues périodes allant de $26.5\mu\text{m}$ à $29.5\mu\text{m}$, mesurés avec un pas de température de 10°C .

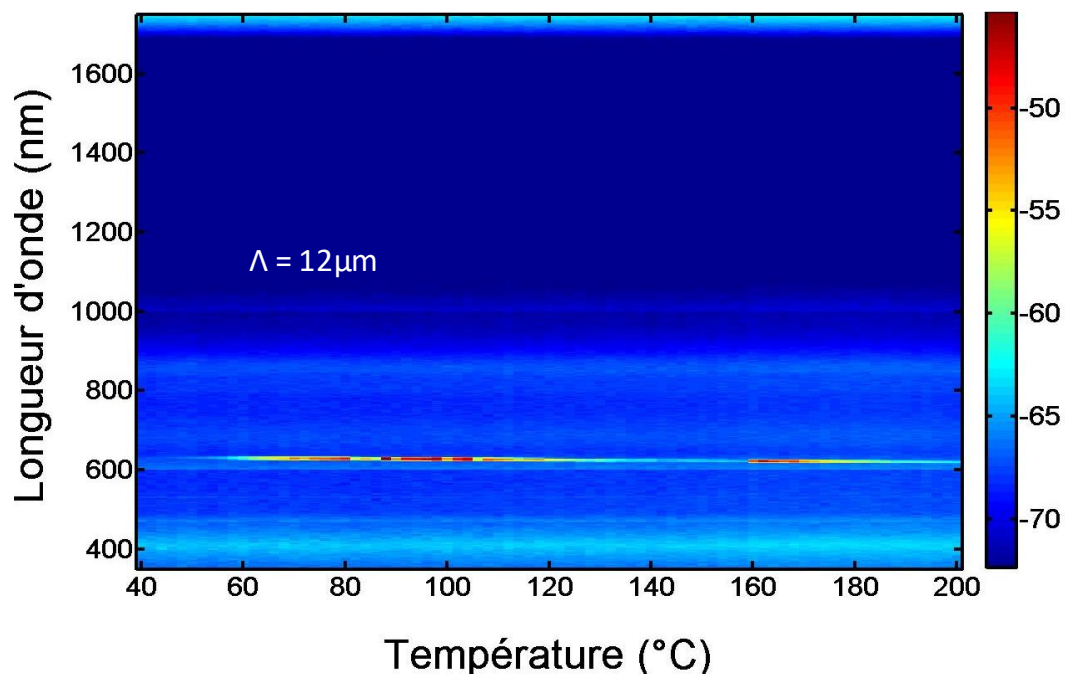
Afin de proposer une nouvelle version de l'équation de Sellmeier, nous avons étudié l'OPG dans des échantillons de différentes périodes dans un intervalle de température allant de 40°C à 200°C par pas de 2°C.

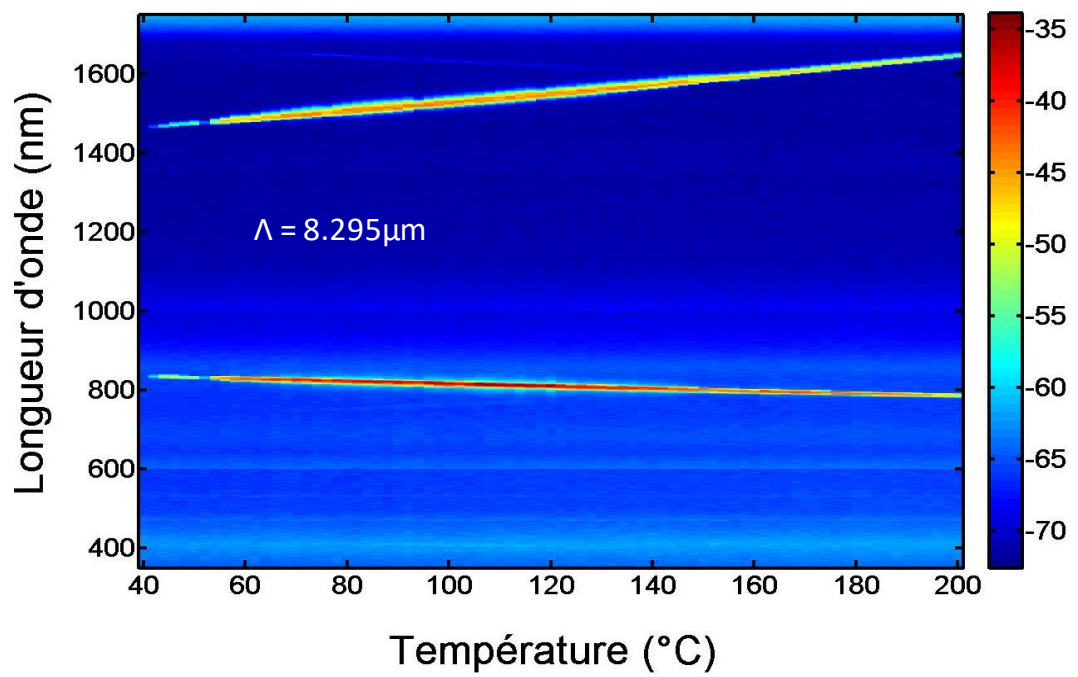
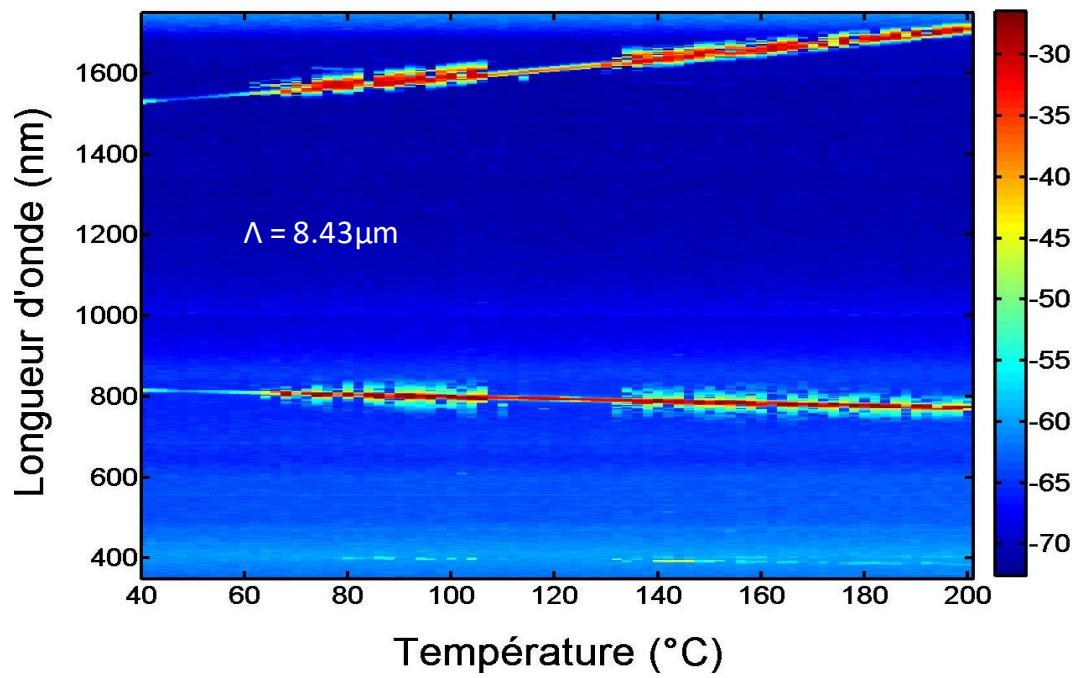
Les résultats numériques exposés dans le chapitre 2 indiquent que les périodes limites d'accordabilité de la génération paramétrique optique dans un PPLT pompé à 532nm varient entre 7.5 μm et 13 μm . Aussi, nous avons fabriqué et étudié des échantillons PPLT-1D de différentes périodes comprises dans cet intervalle, à savoir : 7.66 μm , 8.082 μm , 8.295 μm , 8.43 μm , 8.52 μm et 12 μm .

Les mesures de spectres de la génération paramétrique optique sont effectuées avec une résolution de 0.5nm et une énergie pompe de 15 μJ . Nous avons effectué plusieurs mesures à différentes énergies pompe et comme on le verra dans le chapitre 4, des énergies plus élevées donnent lieu à des phénomènes nouveaux qui seront étudiés par la suite.

A partir des spectres enregistrés, nous avons donc obtenu, pour l'ensemble des échantillons, les valeurs des longueurs d'onde du signal et de l'idler correspondantes à chaque température. Les résultats obtenus sont présentés dans la figure 3.9.

Deux singularités sont à relever : la première concerne l'échantillon avec une période de 12 μm et la seconde celui de 7.66 μm . Pour la première (réseau de 12 μm), les conditions de détection ne nous ont pas permis de mesurer l'idler car il se situe à des longueurs d'onde allant de 3.355 μm à 3.67 μm . En effet, les limites de détection de l'analyseur de spectre optique (OSA) que nous avons utilisé sont de 350nm et 1750nm. Concernant le second cas (7.66 μm), on observe une dégénérescence des longueurs d'onde du signal et de l'idler pour des températures inférieures à 140°C. Ce cas particulier sera discuté dans la suite du chapitre, vu qu'il constitue une possibilité pour obtenir une génération large bande.





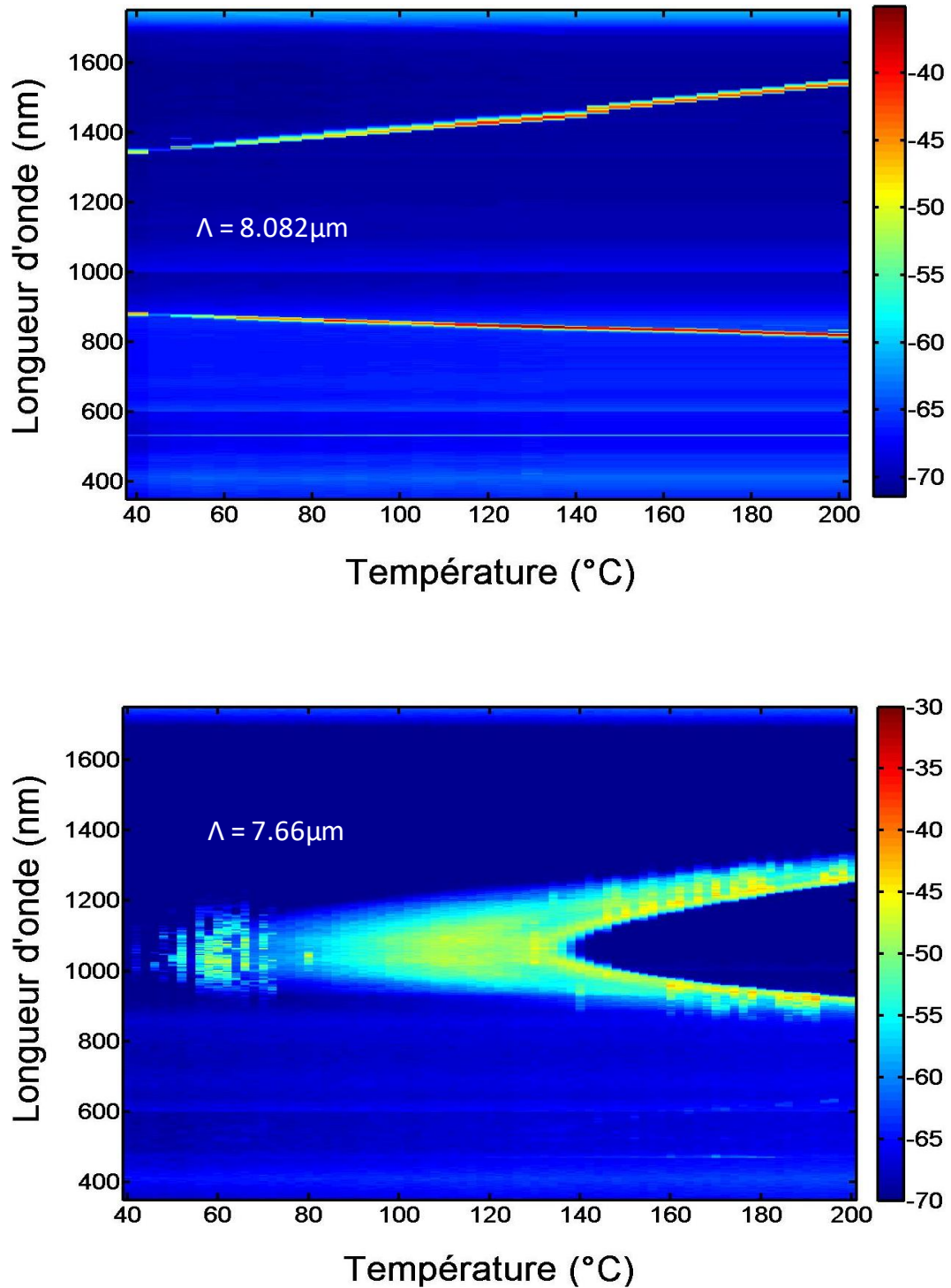
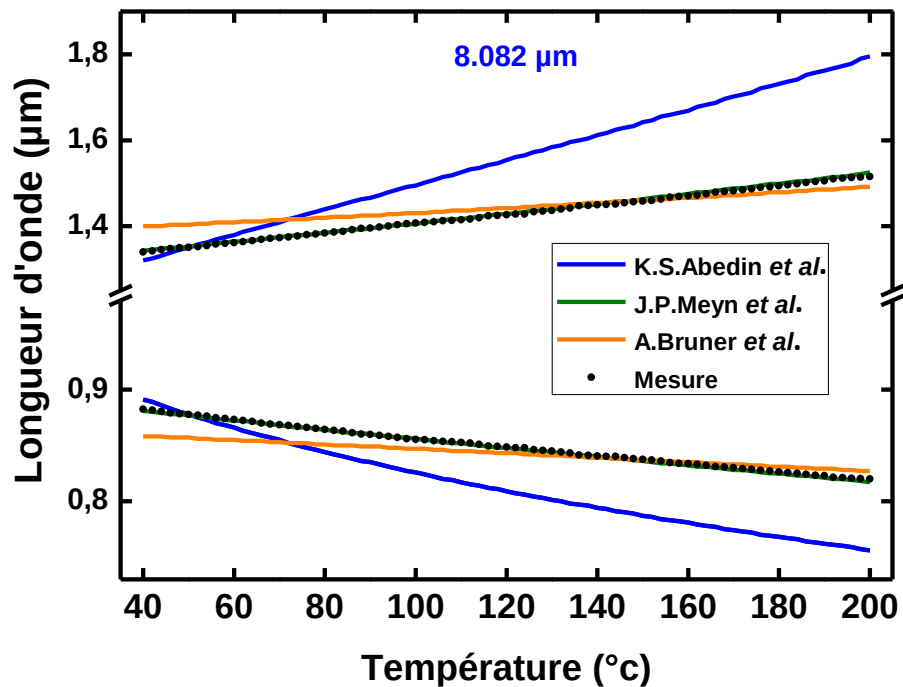
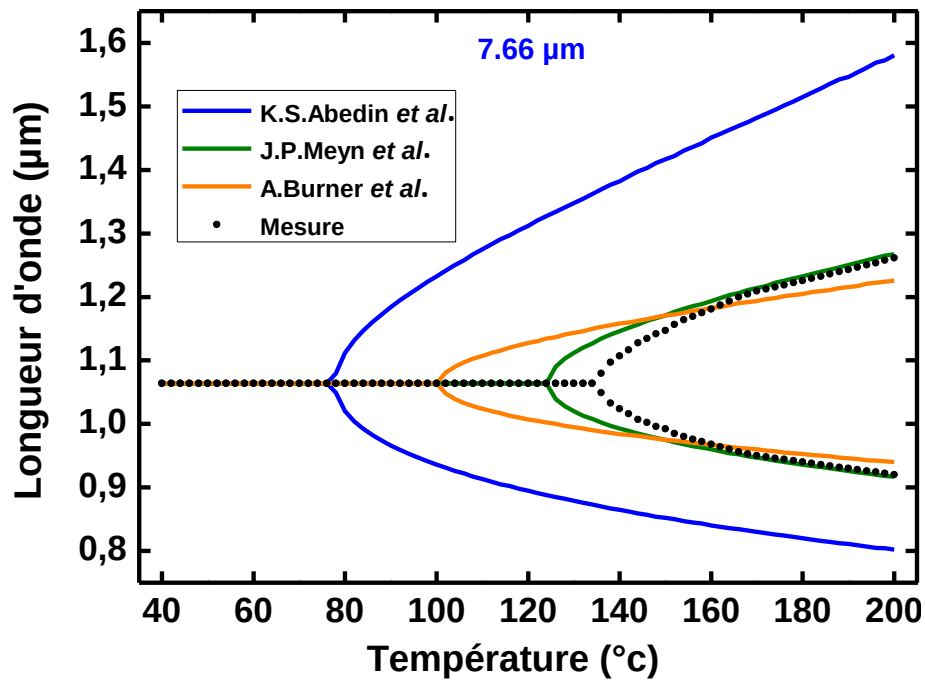
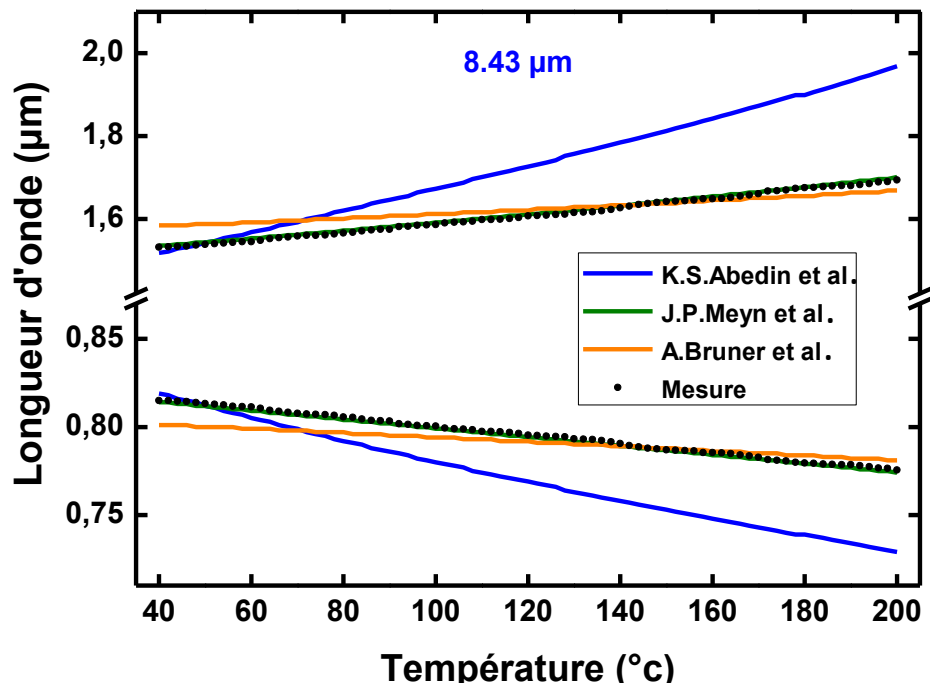
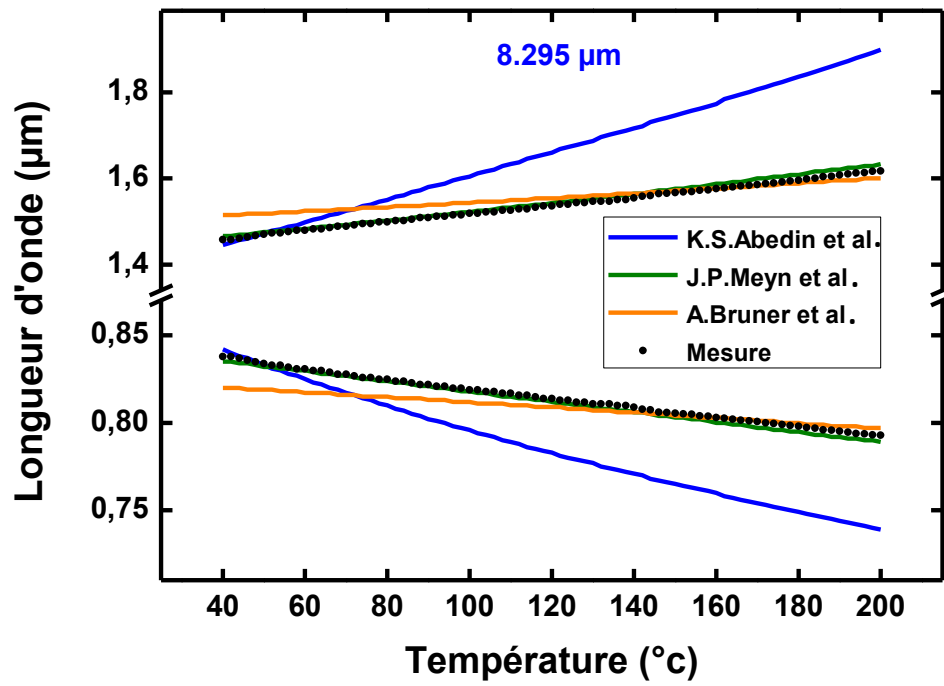


Figure 3. 9. Cartographie des variations de λ_s et λ_i en fonction de la température pour des PPLT-1D de périodes de $7.66\mu\text{m}$, $8.082\mu\text{m}$, $8.295\mu\text{m}$, $8.43\mu\text{m}$ et $12\mu\text{m}$. Le code couleur correspond à la puissance en dBm.

Pour commencer, nous avons d'abord fait une analyse comparative entre les résultats expérimentaux et théoriques retrouvés à partir des 3 équations de Sellmeier pour les différentes périodes des échantillons utilisés.

La figure 3.10 représente la variation des longueurs d'onde du signal et de l'idler en fonction de la température pour les différentes périodes.





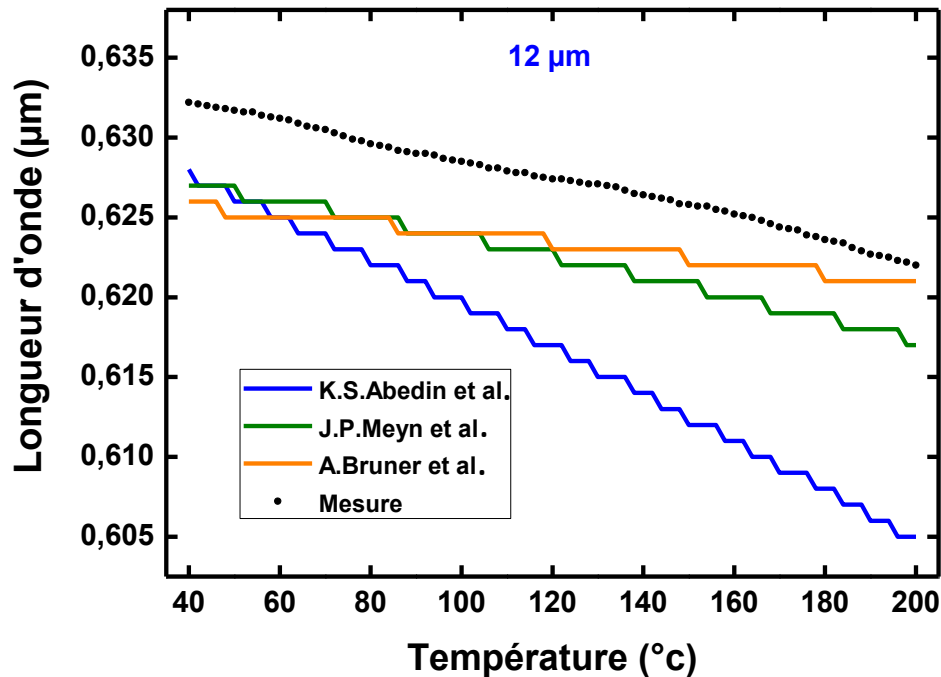


Figure 3. 10. Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux de l'OPG en fonction de la température pour différentes périodes.

A partir des résultats représentés dans la figure 3.10, nous constatons que les courbes expérimentales obtenues pour l'ensemble des périodes sont très divergentes des courbes numériques obtenues en utilisant l'équation de Sellmeier [79] notamment pour des températures élevées.

Cet écart peut être attribué à la technique de mesure utilisée par [79]. Comme nous l'avons présenté précédemment, pour la définition de l'équation de Sellmeier, Abedin *et al.* ont utilisé la méthode de mesure indirecte qui n'est pas assez précise pour prévoir les conditions d'accord de phase dans les processus de conversion de fréquences.

La divergence entre les résultats expérimentaux et théoriques est nettement moins importante avec les deux autres versions.

Dans le cas de l'équation [40], les courbes théoriques et expérimentales sont de différentes pentes et l'écart est plus important pour de faibles températures.

Les résultats obtenus avec l'équation [80] sont en bon accord avec les résultats expérimentaux pour les courtes périodes inférieures à 8,5 μm, mais un écart important est enregistré pour le cas de l'échantillon de période de 12 μm.

En effet, l'équation de Sellmeier [80] est déduite à partir des courbes d'accord de phase des échantillons à courte périodes entre 1,313 et 7,5 μm.

Pour apporter une correction à l'expression de l'indice de réfraction du tantalate de lithium, nous avons développé un code Matlab spécifique qui permet d'ajuster simultanément toutes les courbes expérimentales de l'OPG en fonction de la température pour les différentes périodes.

Ce code permet de résoudre le système d'équations (3.2) définissant l'équation de Sellmeier qui satisfait les conditions de quasi accord de phase et qui tient compte de l'expansion thermique du réseau [101].

Le modèle de l'équation de Sellmeier utilisé est celui rapporté par [40] [80].

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{n_{ep}}{\lambda_p} = \frac{n_{es}}{\lambda_s} + \frac{n_{ei}}{\lambda_i} + \frac{m}{\Lambda} \\ \frac{1}{\lambda_p} = \frac{1}{\lambda_s} + \frac{1}{\lambda_i} \\ n_{e(\lambda,T)}^2 = A + \frac{B+b(T)}{\lambda^2 - (C+c(T)^2)} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2} + D\lambda^2 \end{array} \right. \quad (3.2)$$

$\lambda_{p,s,i}$ sont les longueurs d'onde pompe, signal et idler. $n_{e/p,s,i}$ sont les indices de réfraction extraordinaires, respectifs, de la pompe, du signal et de l'idler. m un entier désignant l'ordre du quasi accord de phases et Λ représente la période du réseau.

Comme nous le constatons, cette équation contient 8 différents coefficients qui dépendent de la longueur d'onde et de la température. Une petite variation de l'un de ces paramètres modifie la valeur de l'indice de réfraction, qui à son tour entraîne une importante modification dans la condition d'accord de phase.

En plus du nombre important de coefficients, les ondes qui interviennent dans le processus de l'OPG sont des ondes couplées, ce qui rajoute plus de complexité à l'expression de la condition d'accord de phase.

Nous avons d'abord étudié le poids de chaque paramètre sur la condition d'accord de phase. A titre d'exemple, une variation du paramètre E de l'équation de Sellmeier donnée par [80] de 0.005, entraîne une variation de 63 nm de la longueur d'onde du signal et de 220nm pour l'idler, ainsi qu'une variation de 0.44 μ m sur la période d'accord de phase.

Cette analyse nous a permis de définir un intervalle initial de variation pour chacun des paramètres. Une interpolation est alors faite d'une manière répétitive en diminuant à chaque fois l'intervalle d'erreur sur la période permettant l'accès aux coefficient les plus précis.

Les échantillons utilisés, permettent de couvrir une plage de longueurs d'onde allant de 0.6 μ m à 3.5 μ m. Finalement, pour cet intervalle de longueurs d'onde et pour des températures allant de 40°C à 200°C, les meilleurs résultats obtenus donnent la nouvelle équation de Sellmeier (3.3) :

$$n_{e(\lambda,T)}^2 = A + \frac{B+b(T)}{\lambda^2 - (C+c(T)^2)} + \frac{E}{\lambda^2 - F^2} + D\lambda^2 \quad (3.3)$$

Avec

A	4,5281
B	0,0072454
C	0,2439
D	-0,02172
E	0,07858
F	0,1835
$b(T)$	$2,5488.10^{-8}T^2$
$c(T)$	$1,6225.10^{-8}T^2$

Pour illustrer la validité de l'équation proposée, nous rapportons sur la figure 3.11 la comparaison entre les données expérimentales et celles obtenues par cette nouvelle version de l'équation de Sellmeier pour le signal et l'idler des différentes périodes étudiées.

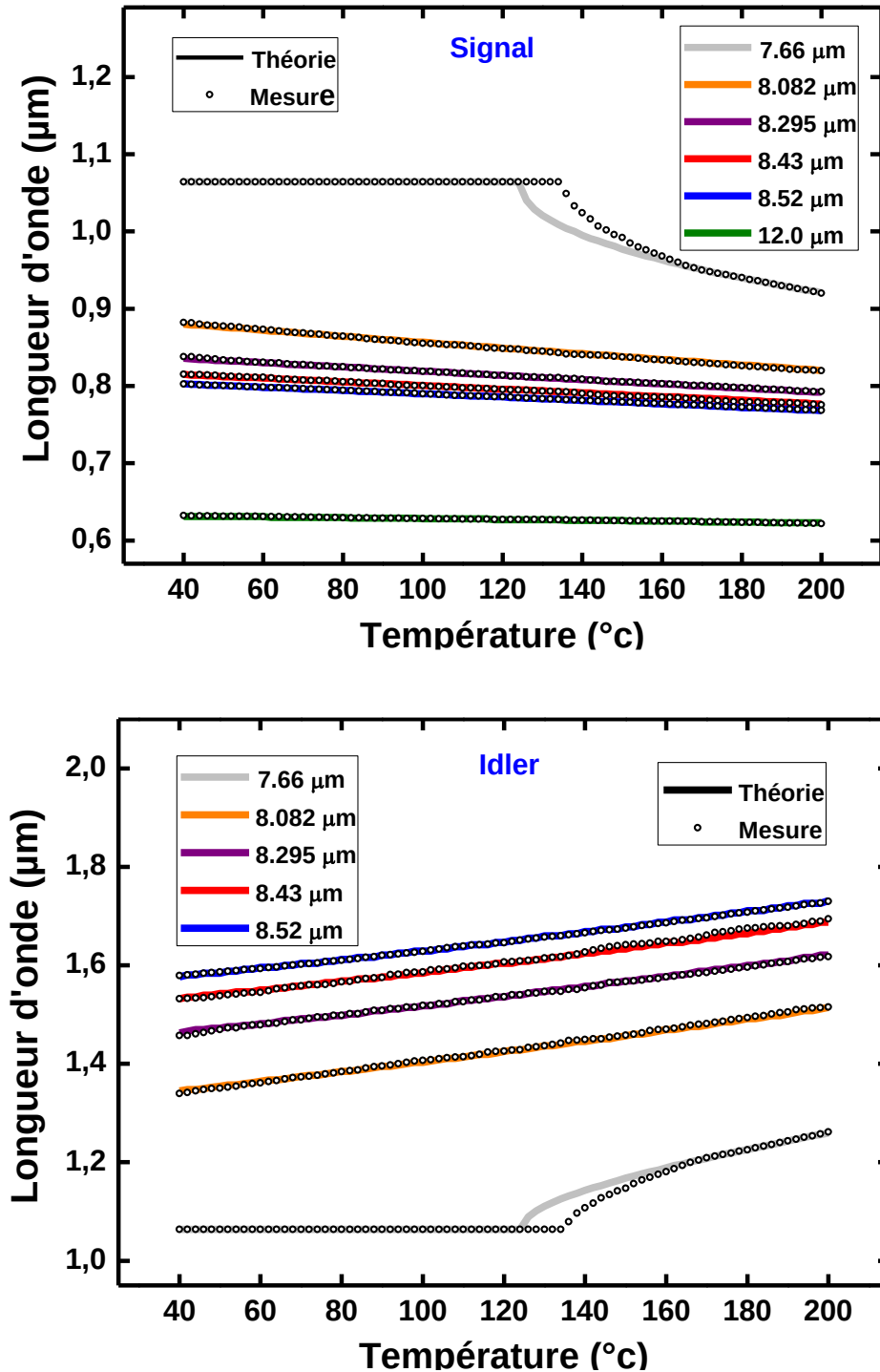


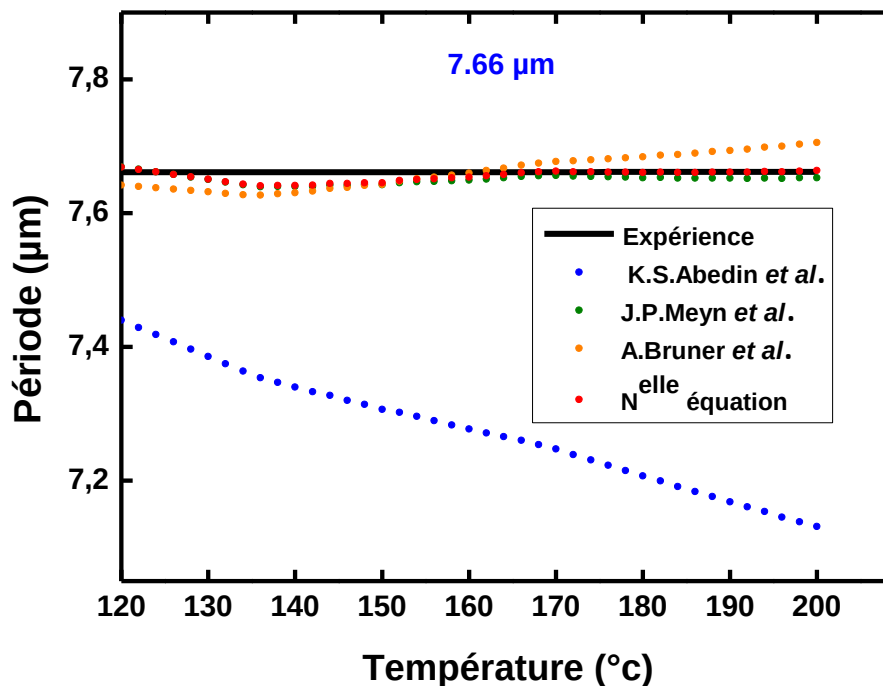
Figure 3. 11. Ajustement des données expérimentales en utilisant la nouvelle équation de Sellmeier pour le signal et l'idler pour les différentes périodes du réseau.

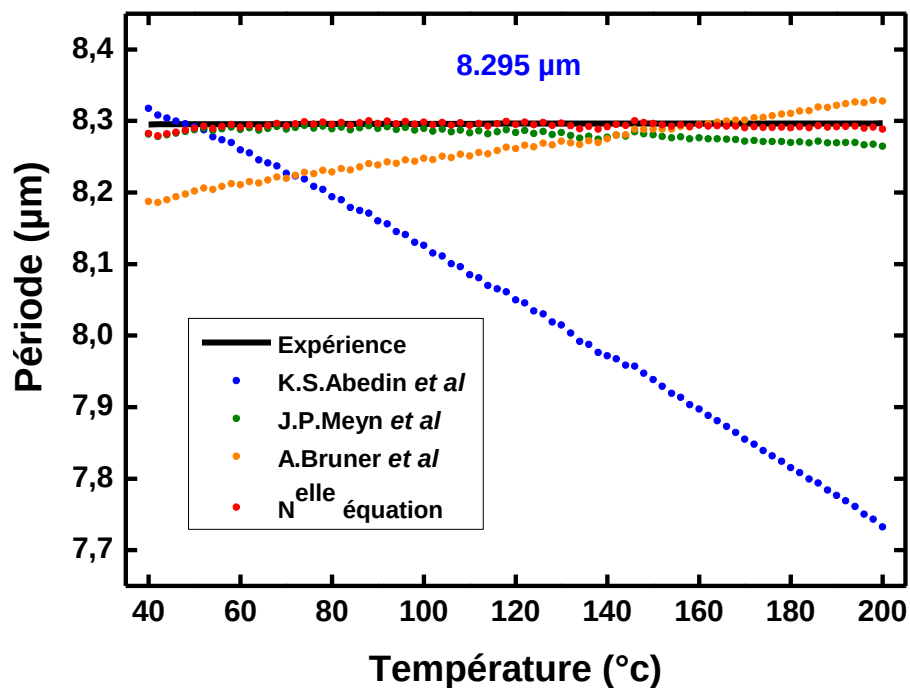
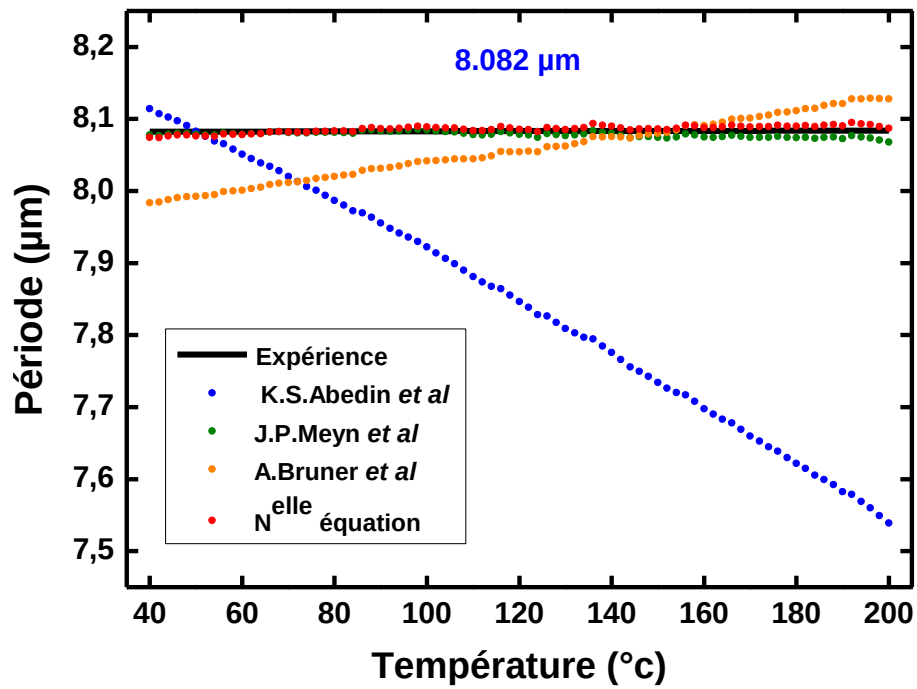
Ces résultats permettent de fixer les nouveaux coefficients de l'équation de Sellmeier qui couvrent un large domaine spectral et un intervalle de température variant de 40°C à 200°C. La nouvelle équation de Sellmeier offre une meilleure précision que celles rapportées dans la littérature. Elle sera utilisée dans la suite de nos travaux.

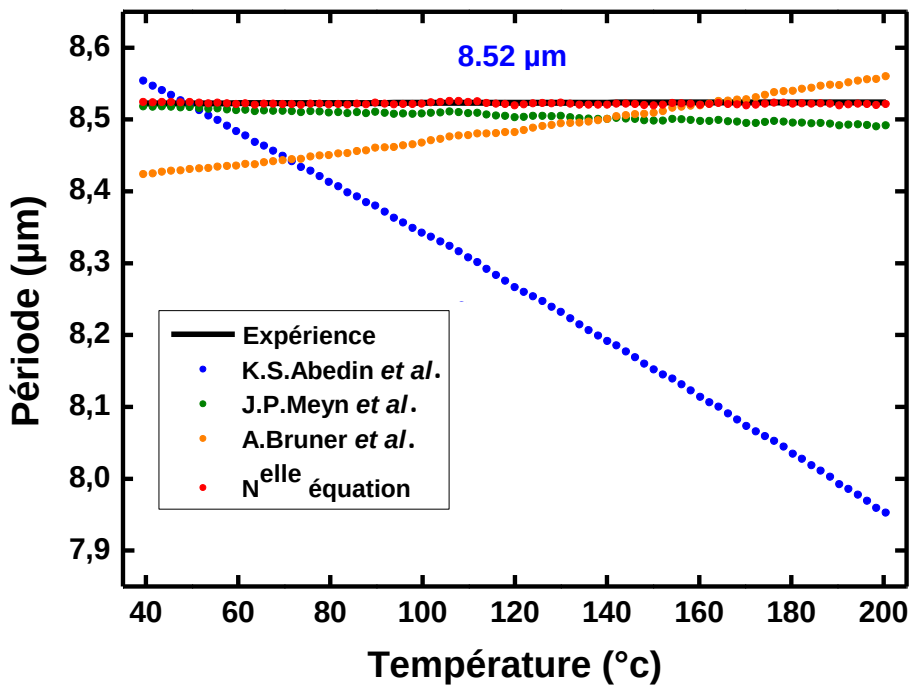
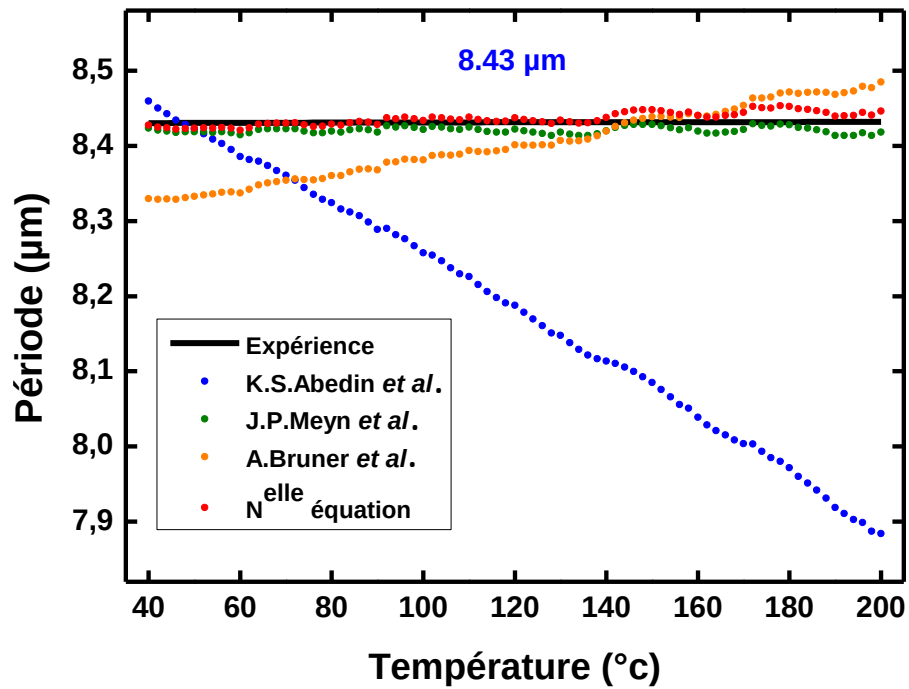
Cependant, pour confirmer davantage la validité de cette équation, nous avons comparé les périodes effectives des échantillons et celles obtenues théoriquement en utilisant les différentes équations de Sellmeier et celle que nous venons de proposer. Les résultats sont présentés sur la figure 3.12.

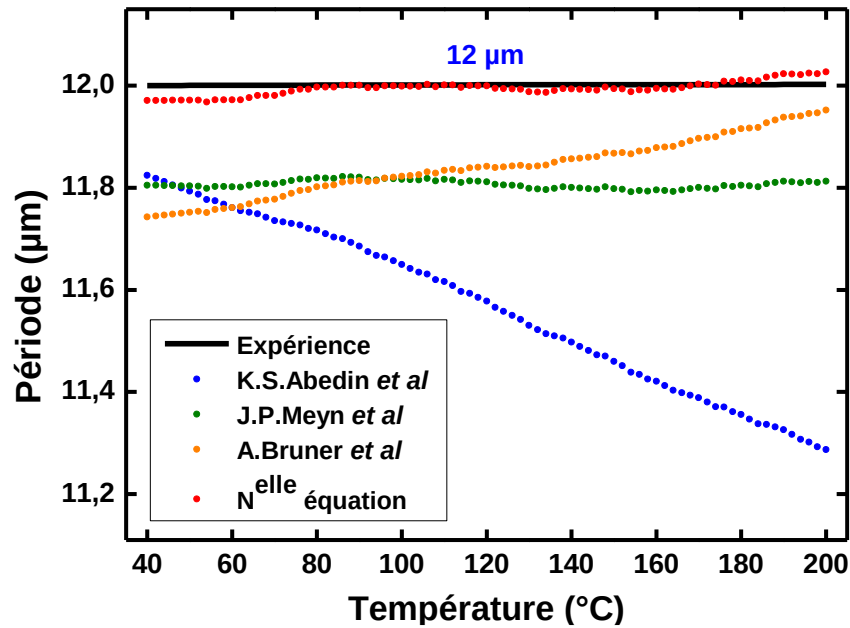
Les courbes de la figure 3.12 représentent les résultats expérimentaux de la variation de la période pour le processus d'OPG par le QPM en fonction de la température pour les différentes périodes et ceux obtenus à partir de l'équation de Sellmeier de départ [40] [79-80] et la nouvelle.

Ces résultats montrent qu'avec la nouvelle équation de Sellmeier, la période qui est une propriété physique du réseau reste constante en fonction de la température pour les différents échantillons étudiés. Cela confirme la validité de cette nouvelle équation.







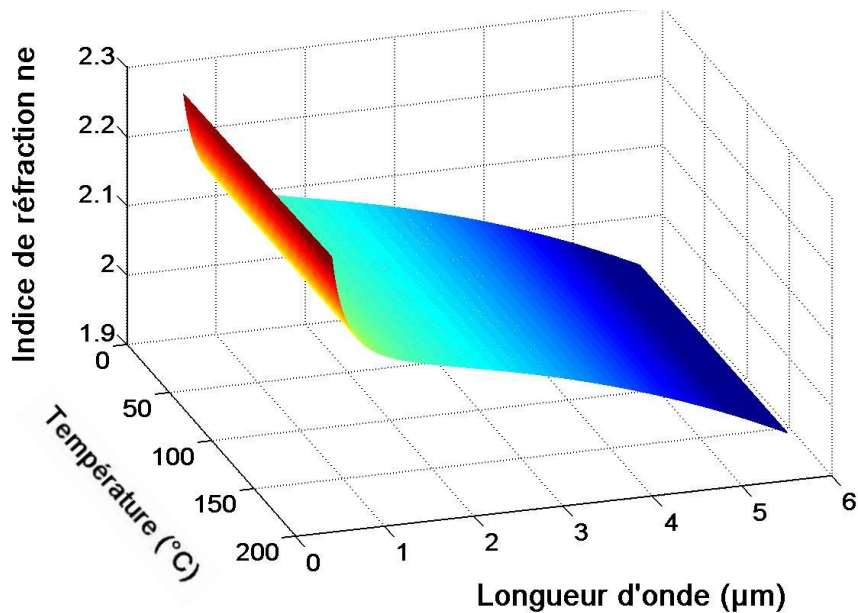


4.2. Synthèse générale

A partir de ces résultats, nous constatons une meilleure fiabilité de la nouvelle équation de Sellmeier proposée, qui est valide pour les résultats expérimentaux de l'OPG obtenus sur le domaine allant de l'UV au proche IR.

Nous avons donc affiné les équations de Sellmeier du tantalate de lithium issues de la littérature qui n'étaient pas suffisamment précises pour effectuer des calculs d'accord de phase.

La variation de l'indice de réfraction extraordinaire en fonction de la longueur d'onde et de température est représentée dans la figure 3.13.



5. Etude de l'OPG large bande et/ou accordable dans les PPLT

5.1. Echantillons rectangulaires

Les simulations numériques présentées dans le chapitre 2 ont montré qu'il était possible d'obtenir un signal large bande en utilisant un faisceau pompe avec un angle d'incidence de l'ordre de 15° . Cependant, bien que nous ayons testé tous les échantillons, nous n'avons pu observer cette génération large bande. Nous pensons, que cela provient des limitations liées à la réfraction de Fresnel, notamment.

C'est la raison pour laquelle, nous nous sommes penchés sur l'étude de cristaux circulaire dont il sera question dans le paragraphe suivant.

Par contre, il est intéressant de souligner le cas de l'échantillon avec une période de $7.66\mu\text{m}$. En effet, comme le montre la figure 3.14, on observe un phénomène de dégénérescence avec un chevauchement du signal et de l'idler induisant la génération d'une interaction large bande de 180 nm .

Ainsi, dans ce cas, nous obtenons une conversion paramétrique dégénérée, c'est-à-dire $\omega_s = \omega_i$, indiquant que nous nous trouvons proche du point de zéro GVD du matériau non linéaire.

Il conviendrait de poursuivre ces travaux afin d'approfondir la compréhension de ce phénomène et d'étudier la variation de la largeur de la bande générée en fonction des caractéristiques de la pompe.

Il serait également pertinent d'étudier d'autres périodes plus courtes.

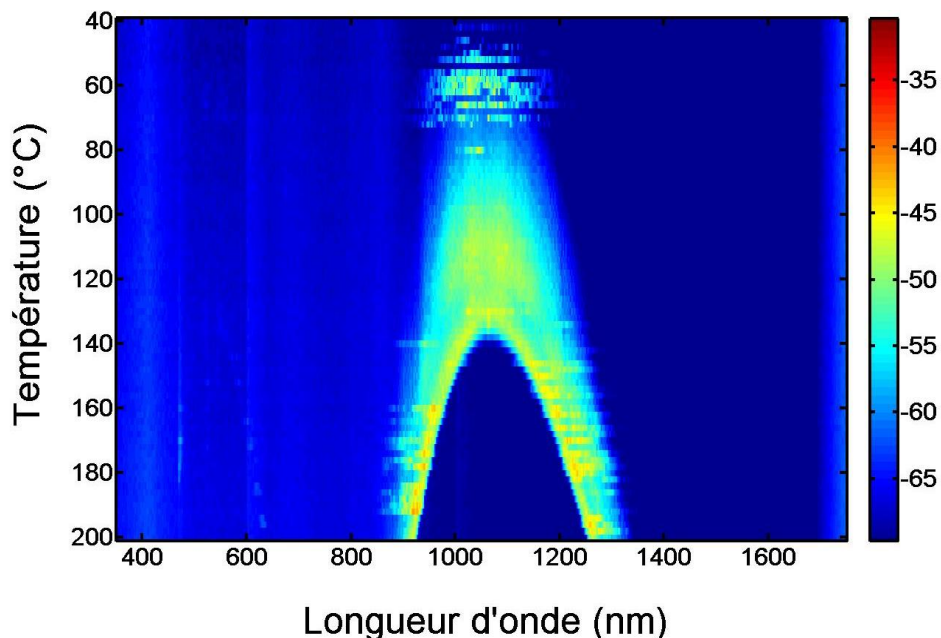


Figure 3. 14. Génération large bande dans le cas d'un PPLT-1D d'un réseau carré de période $7.66\mu\text{m}$. Le code couleur correspond à la puissance en dBm.

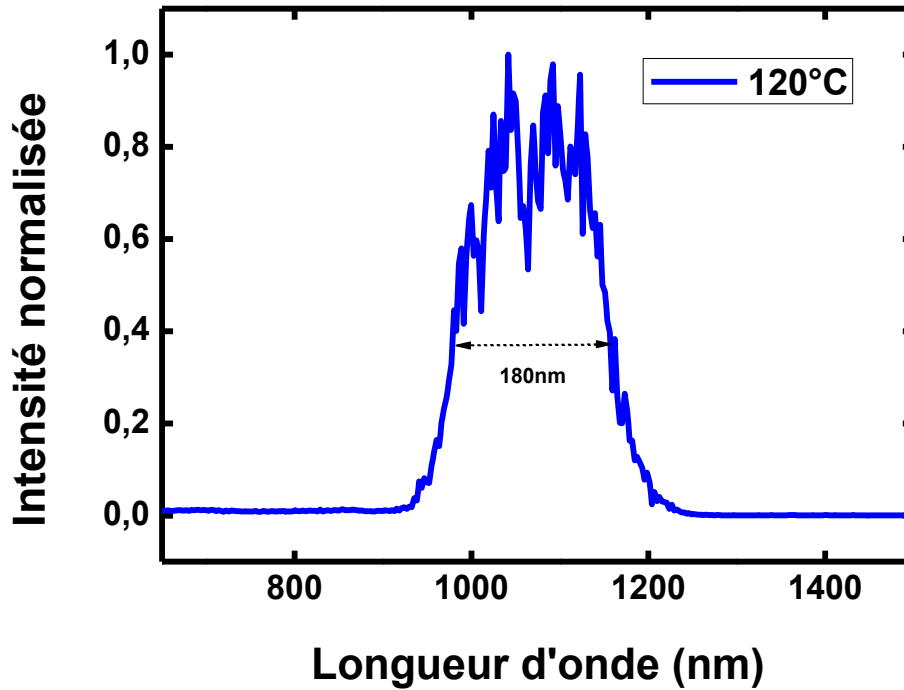


Figure 3. 15. Spectre large bande dans le cas d'un PPLT-1D d'un réseau carré de période $7.66\mu\text{m}$ à une température de 120°C .

5.2. Echantillons circulaires

L'étude des propriétés optiques non linéaires d'un cristal photonique non linéaire polarisé en 2D nécessite l'accès à un maximum de directions de propagation à l'intérieur du milieu. Il faudrait donc un grand nombre d'échantillons parallélépipédiques coupés et polis dans différentes directions.

Afin de surmonter cette difficulté, des échantillons de forme sphérique et cylindrique ont été proposés [102]. Cette technique consiste à couper et à polir le cristal sous forme d'un cylindre ou d'une sphère, ce qui permet aux faisceaux laser de se propager dans n'importe quelle direction du cristal tout en conservant une incidence normale.

Le cristal ayant une forme cylindrique peut être considéré comme une lentille sphérique. La focale f d'une telle lentille d'un rayon r et un indice de réfraction n est donnée par [90]:

$$f = \frac{nr}{2(n-1)} \quad (3.4)$$

D'après cette relation, on constate que la position de la focale dépend de l'indice de réfraction du matériau utilisé.

Pour un faisceau incident parallèle, on peut alors distinguer deux cas :

- $n < 2$ implique que $f > r$, pour cette situation le point focal est à l'extérieur du cylindre.
- $n > 2$ implique que $f < r$, le point focal est à l'intérieur du cylindre. Une situation qui peut entraîner des dommages au cristal.

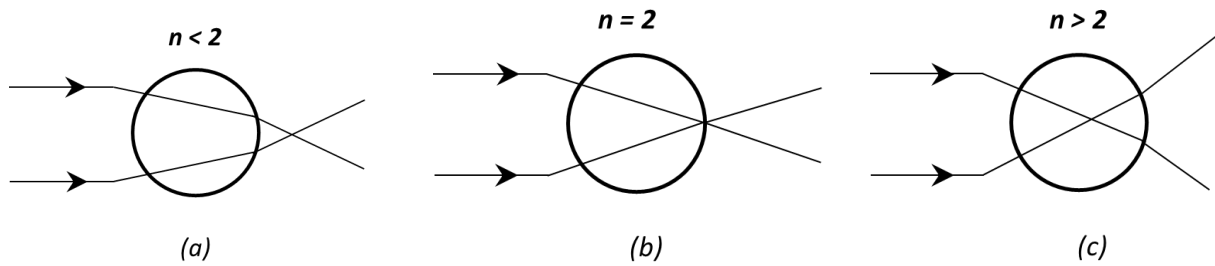


Figure 3. 16. Focalisation du faisceau parallèle dans une lentille sphérique avec différents indices de réfraction

L'indice de réfraction du tantalate de lithium est supérieur à 2. Il est donc important de contrôler le rayon et la localisation du *waist* à l'intérieur du cylindre en utilisant une lentille de mise au point.

La propagation optimale du faisceau est celle qui conduit à une propagation quasi-parallèle à l'intérieur du cylindre avec un rayon de faisceau maximal pour lequel le seuil de dommages optiques n'est pas atteint. Cette configuration est étudiée par Brand [103] et illustrée sur la figure 3.17.

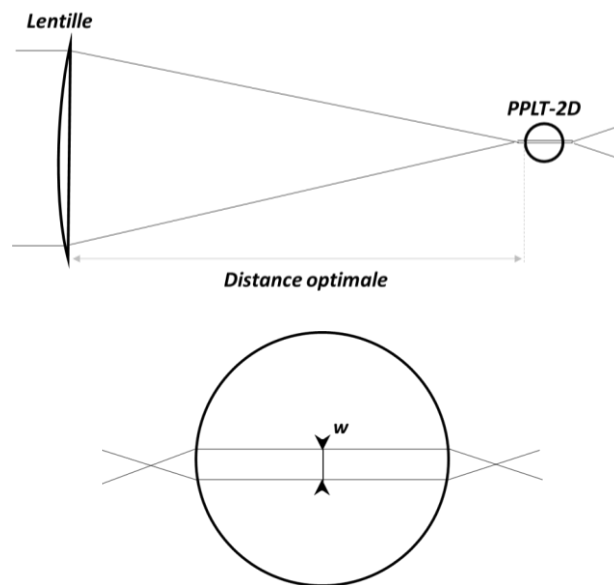


Figure 3. 17. Configuration de focalisation optimale à l'intérieur du cylindre cristallin

Il est essentiel donc de définir la distance optimale entre la lentille et l'entrée du cristal donnant la valeur maximale du waist à l'intérieur du cylindre.

5.3. Résultats et discussion

A partir des échantillons PPLT-2D parallélépipédiques fabriqués à Taiwan par l'équipe du Professeur Peng, des échantillons de forme circulaire ont été usinés et polis au niveau de l'atelier optique du LPL grâce à T. Billeton. En utilisant une colle adéquate, les échantillons parallélépipédiques sont mis en sandwich au milieu de 2 pièces épaisses de verre pour éviter le voilage des faces lors du polissage, et d'obtenir ainsi les tranches de cylindre les plus droites possible. La pièce obtenue est ensuite usinée en forme de tube en utilisant un foret d'un rayon

légèrement supérieur à celui de l'échantillon souhaité. Enfin, l'ensemble est soumis aux différentes étapes de polissage comprenant un rodage, un ramollissement, un polissage rapide à plat et un polissage final pour obtenir une bonne qualité de planéité et de rugosité de la surface. La cylindricité obtenue pour nos échantillons est de l'ordre de 98%.

Comme nous l'avons déjà mentionné, l'échantillon circulaire présente le grand avantage d'une propagation normale du faisceau laser dans toutes les directions du cristal.

En revanche, l'étude expérimentale de cristaux ayant cette forme est plus complexe. En effet, plusieurs paramètres doivent être pris en considération, notamment, la propagation du faisceau à l'intérieur du cylindre, le centrage et la planéité du réseau.

La position de l'échantillon offrant une propagation optimale du faisceau dans le cercle est définie expérimentalement moyennant la mesure du *waist* et de la longueur de Rayleigh à l'aide d'une caméra 'DataRay Inc – WinCam-LCM' automatique permettant une définition très précise du profil du faisceau laser tout au long de l'échantillon.

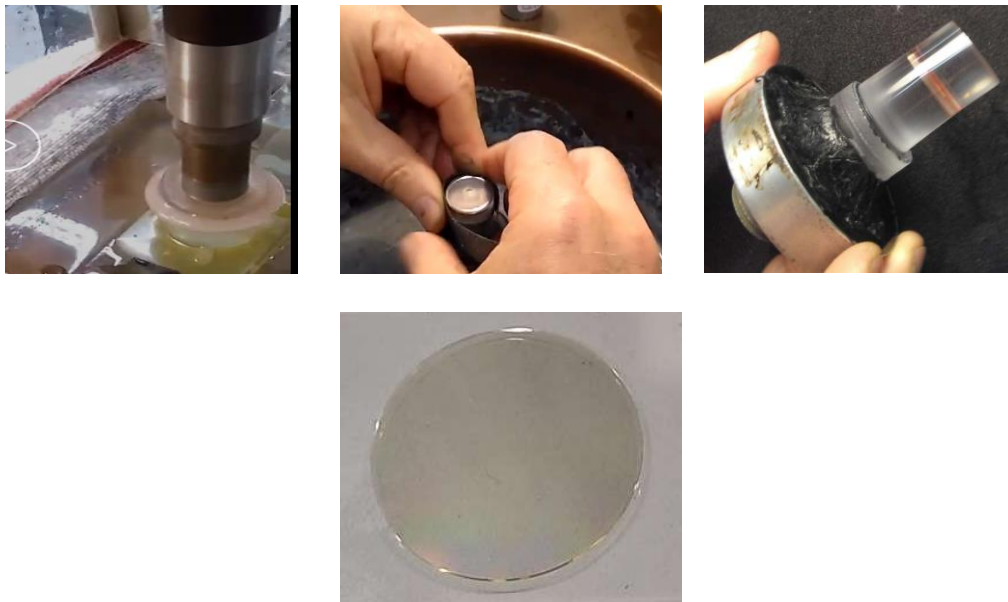


Figure 3. 18. Etapes de fabrication de l'échantillon cylindrique. Image de l'échantillon cylindrique obtenu

La direction du réseau dans l'échantillon est déterminée par diffraction. Une diode laser est posée verticalement au-dessus de l'échantillon révélant les points du réseau réciproque. Une image de ce dernier est ainsi observé à environ 3 mètres de l'échantillon comme montré sur l'image de la figure 3.19. L'ensemble échantillon et four est alors tourné grâce à un moteur de rotation jusqu'à obtention de la position colinéaire de référence. Après l'alignement, l'échantillon est mis sur une pièce que nous avons fabriquée au niveau de l'atelier mécanique servant à maintenir le cristal dans la bonne position.

A noter que le matériau utilisé pour fabriquer ces pièces est choisi afin de maintenir la conductivité thermique.

Dans cette étude, comme indiqué au début de ce chapitre, les simulations numériques montrent qu'avec des angles d'incidence du faisceau pompe entre 9°C et 18°C, les vecteurs $k_{1\pm1}$ et $k_{1\pm2}$ peuvent contribuer à la génération d'une large bande allant jusqu'à 400nm, comme indiqué dans la figure 2.17.

Nous avons effectué plusieurs tests dans ce sens, mais nous n'avons pas pu observer de génération large bande. Il est probable que cela soit dû aux intensités liées aux vecteurs $k_{1\pm1}$ et $k_{1\pm2}$ qui sont plus faibles comparativement au vecteur k_{10} . On peut également mentionner les problèmes liés à la planéité et au centrage du réseau, ainsi que les complications expérimentales inhérentes à l'utilisation des échantillons circulaires. Il serait intéressant de poursuivre l'amélioration de ce processus expérimental pour tirer profit de la flexibilité de ces échantillons circulaires.

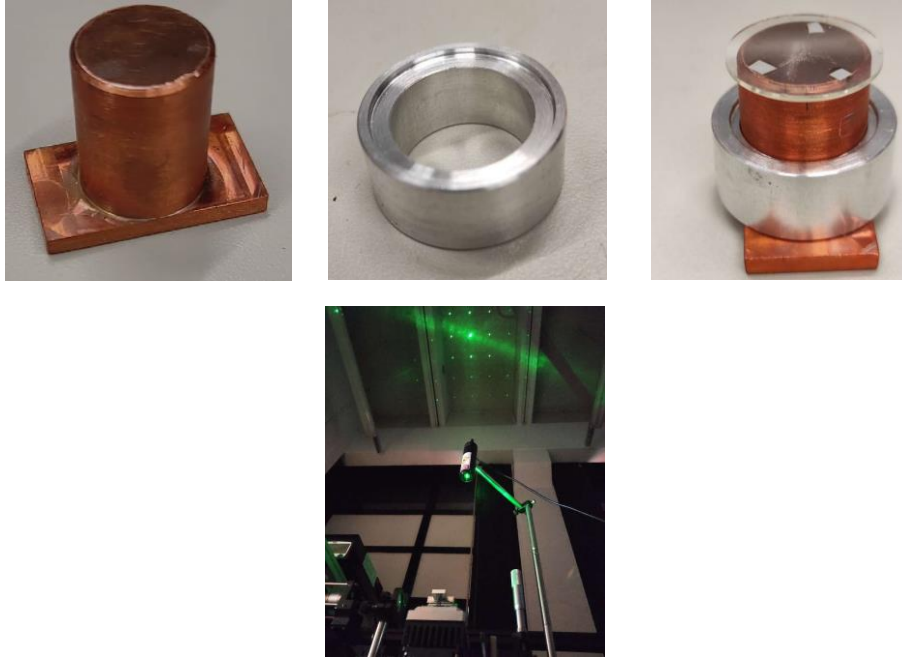


Figure 3. 19. Image des pièces servant au centrage du réseau. Photo de la diffraction du réseau indiquant la direction du réseau.

Finalement, nous avons fait le choix de nous intéresser à l'étude de l'accordabilité en utilisant ces échantillons circulaires. Pour cela, nous avons étudié la configuration particulière où le détecteur est placé dans la même direction que l'onde pompe. Dans ce cas, les résultats numériques montrent qu'en tournant un échantillon PPLT-2D de réseau carré de $8.52\mu\text{m}$ de 0° à 45° , il est possible d'obtenir, grâce à la contribution du vecteur k_{10} , une accordabilité du signal de 550nm à 785nm et de l'idler de 1645nm à $5.5\mu\text{m}$.

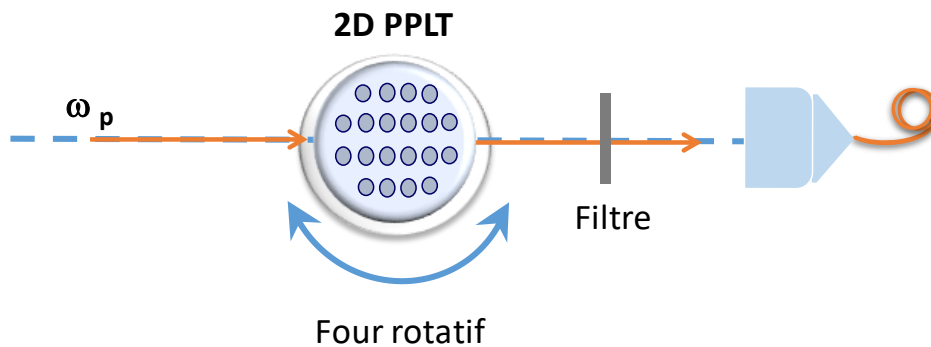


Figure 3. 20. Schéma de principe de la configuration expérimentale utilisée : la source pompe et le système de détection sont maintenus collinaires.

Aussi, en tournant l'échantillon dans un intervalle angulaire de $[-50^\circ \text{ à } 50^\circ]$, nous avons mesuré les longueurs d'onde signal et idler détectées dans la direction colinéaire.

Les résultats expérimentaux sont représentés dans les figures 3.21.

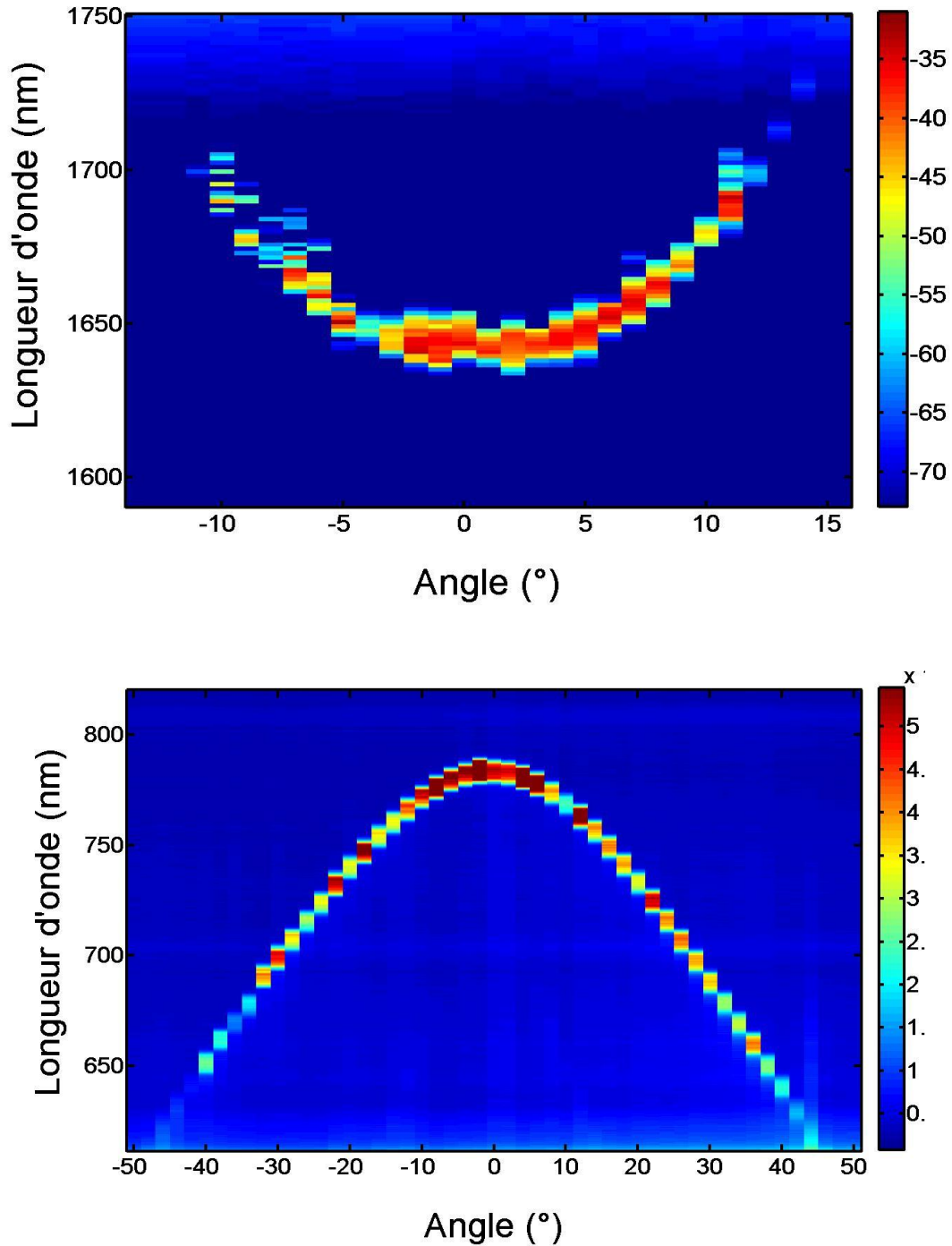


Figure 3. 21. Longueurs d'onde signal et idler obtenues dans un échantillon de période $\Lambda=8.52\mu\text{m}$ à $T=110^\circ$ à un angle d'incidence θ_p entre -50° et 50° . Le code couleur correspond à la puissance en dBm.

Il faut noter que dans le cas de l'idler notre système de détection ne permet pas d'aller au-delà de 1750nm. Aussi le spectre de l'idler est restreint à cette plage de longueur d'onde contrairement à celui du signal.

Nous pouvons observer que dans les conditions expérimentales utilisées, en faisant tourner l'échantillon, il est possible de faire varier le signal de 600nm à 787nm. Pour l'idler, sa longueur d'onde varie de 1640nm à 1750nm.

Enfin, nous avons utilisé la version de l'équation de Sellmeier proposée dans ce travail afin d'ajuster les données expérimentales. Un très bon accord a été trouvé entre les simulations et l'expérience tel qu'indiqué sur la figure 3.22.

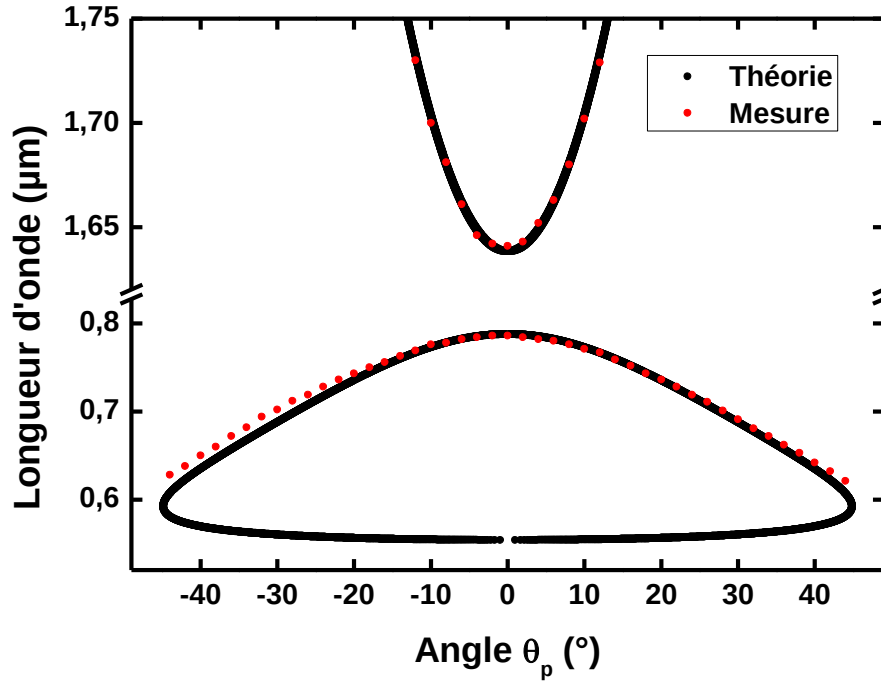


Figure 3. 22. Comparaison entre les résultats expérimentaux et les simulations dans le cas de la génération paramétrique optique à base d'un échantillon circulaire de période $\Lambda=8.52\mu\text{m}$ à $T=110^\circ$ avec un angle d'incidence θ_p entre -50° et 50° .

6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous nous sommes intéressés à la mise en œuvre expérimentale des conclusions de l'étude numérique rapportée dans le chapitre précédent. La mesure de la génération paramétrique optique en fonction de la température du cristal pour différentes périodes nous a permis de déterminer et de proposer une nouvelle version de l'équation de Sellmeier. Cette dernière a été validée par la vérification de l'évolution de la période en fonction de la température. Contrairement aux trois versions de l'équation de Sellmeier disponibles dans la littérature, notre équation couvre un large domaine spectral et de température et vérifie toutes les périodes étudiées.

Dans la deuxième partie, nous avons rapportés les études menées pour réaliser une génération paramétrique large bande et/ou accordable. Dans le cas des échantillons rectangulaires, nos mesures montrent la difficulté d'obtenir des résultats en accord avec les simulations numériques. Cela est vraisemblablement dû à la réfraction de Fresnel. Dans ce contexte, nous avons étudié des échantillons circulaires afin de nous affranchir de ces limitations expérimentales. Les résultats obtenus montrent la possibilité de réaliser une accordabilité spectrale pour le signal de 600nm à 787nm et de 1640nm à 1750nm pour l'idler.

A souligner le cas singulier que présente l'échantillon d'une période de 7.66 μ m. En effet, nous avons observé un phénomène de dégénérescence avec un chevauchement du signal et de l'idler induisant la génération d'une interaction large bande de 180 nm.

Il conviendrait de poursuivre ces travaux afin d'approfondir la compréhension de ce phénomène et d'étudier la variation de la largeur de la bande générée en fonction des caractéristiques de la pompe.

Il serait également intéressant d'étudier d'autres périodes plus courtes.

Chapitre 4

Vers l'oscillation paramétrique optique sans miroirs externes dans les cristaux photoniques non linéaires

1. Introduction

Les oscillateurs paramétriques optiques (OPO) sont des sources cohérentes reposant sur le gain fourni par un milieu non linéaire qui dépend des conditions d'accord de phase. Les interactions non linéaires dans un OPO lient l'onde de pompe (λ_p) aux ondes générées (signal λ_s et l'idler λ_i) par l'intermédiaire de la susceptibilité $\chi^{(2)}$ du matériau. En raison de leur application importante dans des domaines aussi divers que la médecine [104-105], la spectroscopie haute résolution [106-107], la détection et le diagnostic des flux de gaz [108-109] et les systèmes de communication [110], ces dispositifs continuent à susciter diverses investigations concernant les caractéristiques de la cavité et le milieu non linéaire.

Comme rappelé dans le premier chapitre, dans un OPO conventionnel, le milieu non linéaire $\chi^{(2)}$ est placé à l'intérieur d'une cavité optique conçue comme un résonateur aux longueurs d'onde du signal ou de l'idler. Le premier cas est appelé un OPO simplement résonant (SRO : *Singly Resonant Oscillator*) et le second un OPO doublement résonant (DRO : *Doubly Resonant Oscillator*). Il existe également des cavités triplement résonantes pour les trois longueurs d'onde λ_p , λ_s et λ_i (TRO : *Triply Resonant Oscillator*).

Depuis sa première démonstration en 1995 par Meyer *et al.* [111], l'utilisation du quasi-accord de phase s'est imposée comme une technique clé dans ces dispositifs. Aussi, une attention particulière a été portée à l'utilisation de cristaux photoniques non linéaires [13] pour tirer profit de leur flexibilité en termes de vecteurs de réseau réciproque indépendants, ce qui permet de satisfaire plusieurs quasi-accord de phase non colinéaires. Cet effet permet la génération simultanée de plusieurs longueurs d'onde [112-115]. Plusieurs OPO sont basés sur l'utilisation de LiNbO_3 , LiTaO_3 et KTiOPO_4 périodiquement polarisés (PPLN, PPLT et PPKTP). D'autre part, de nombreux travaux ont été menés pour améliorer l'efficacité et la stabilité de l'OPO en optimisant la conception des miroirs et de la cavité.

Cependant, l'utilisation de cavités linéaires ou en anneaux avec des miroirs externes rend le dispositif encombrant et ajoute de la complexité pour gérer les résonances multi-longueurs d'onde.

Dans ce contexte, l'étude de l'oscillation paramétrique optique sans cavité externe serait d'un grand intérêt afin de mettre au point des dispositifs compacts et flexibles.

Ce chapitre est consacré à l'étude que nous avons menée pour mettre en évidence un phénomène d'oscillation paramétrique optique sans miroirs externes dans les cristaux photoniques non linéaires PPTL-1D et 2D. L'étude de ce phénomène est presque fortuite car nous nous sommes initialement intéressés à l'interprétation des résultats obtenus dans le cadre de l'étude de la génération paramétrique optique multi-longueurs d'onde dans ces échantillons.

2. Etat de l'art et problématique

Pour compléter ce qui a été dit dans le premier chapitre, commençons par rappeler les étapes clés dans le développement des OPO. L'étude de ces dispositifs paramétriques a d'abord commencé dans le domaine des micro-ondes [116] car les réalisations expérimentales sont évidemment plus simple vue les dimensions requises. Par la suite il a été proposé d'étendre ces dispositifs vers le domaine optique notamment avec les travaux pionniers d'Armstrong *et al.* [1] et Akhmanov et Khaklov [117]. Quelques années plus tard, Giordmaine et Miller [42] démontrent pour la première fois une oscillation paramétrique optique dans le LiNbO_3 . Aussitôt, d'autres travaux ont suivis notamment par Akhmanov *et al.* [118] pour démontrer l'oscillation paramétrique optique dans le KH_2PO_4 (KDP). La majorité de ces travaux utilisaient des sources pompes avec des puissances élevées et impulsionsnelles et était limitée au domaine visible et proche IR.

Dès 1966, les travaux théoriques de Boyd et Ashkin [119] ont permis d'envisager l'obtention d'une génération paramétrique optique sous pompage continu. Suite à cela, Smith *et al.* [120] rapportent un fonctionnement en régime continu cw d'un oscillateur paramétrique optique dans le $\text{Ba}_2\text{NaNbO}_3$ et les premiers travaux dans le LiNbO_3 ont été rapportés par Byer *et al.* [121]. Des cavités en anneaux ont été également étudiées pour obtenir un fonctionnement cw [122-123].

En parallèle à ces travaux de développement expérimental, plusieurs travaux se sont intéressés à la théorie des interactions paramétriques optiques comprenant les oscillations simplement et doublement résonantes.

A souligner, au début des années soixante, S.E. Harris [124] suggère, pour la première fois, la possibilité d'éviter l'utilisation de la cavité externe au moyen d'une oscillation d'onde contra-propagative (*backward*), dans laquelle la rétroaction est assurée directement à l'intérieur du cristal non linéaire. En effet, il a été démontré que la biréfringence de certains cristaux pouvait être suffisante pour permettre les oscillations paramétriques optiques contra-propagatives (*backward*) colinéaires.

Par la suite, plusieurs rapports ont discuté les problèmes théoriques d'une telle configuration [125-128] et de nombreux travaux ont démontré expérimentalement de tels effets dans différents cristaux et en utilisant le quasi-accord de phase, donnant lieu à une oscillation paramétrique optique sans miroir (*Mirrorless optical parametric oscillators*, MOPO) [129-132].

Il est à noter que dans l'oscillation optique contra-propagative (*backward*), la rétroaction est obtenue par la propagation du signal et de l'idler dans des sens opposés. De plus, dans cette configuration, il est indispensable d'avoir des structures périodiquement polarisées de très courtes périodes, ce qui complique la fabrication de telles structures.

Un schéma de principe de ce type d'interaction est présenté sur la figure 4.1. On peut, en effet, envisager différentes configurations en fonction du choix de l'onde contra-propagative.

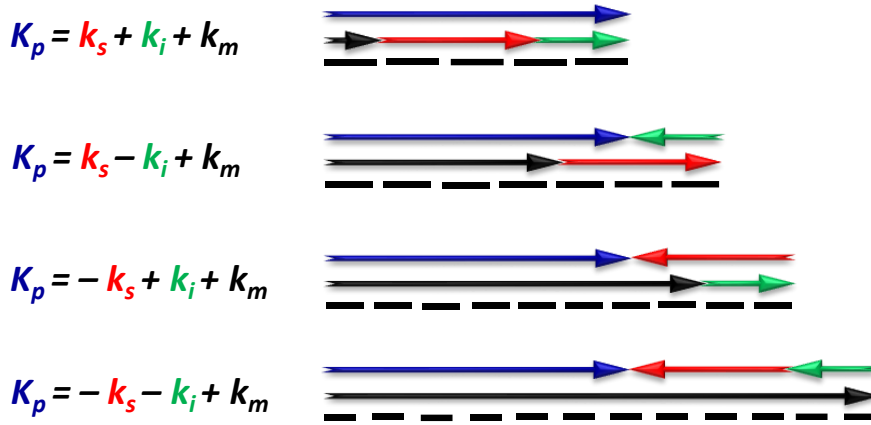


Figure 4. 1. Configurations résonantes des vecteurs d'onde dans le cas d'OPO. Le premier cas concerne la configuration co-propagative et les trois autres la situation contra-propagative (backward).

Afin d'obtenir une oscillation paramétrique optique co-propagative sans miroirs externes, plusieurs schémas de résonateurs monolithiques ont été étudiés et réalisés [53] [133]. Principalement, une cavité à ondes stationnaires a été fabriquée par la mise en forme sphérique des facettes d'entrée et de sortie du cristal non linéaire combinée à un traitement de surface. Cela a été démontré pour les OPO à double résonance à base de KTiOPO_4 (KTP) [134-135] et de niobate de lithium [136-137], respectivement. Une cavité monolithique en anneau pour un OPO à résonance unique a également été démontrée [138].

Un autre schéma d'oscillateur paramétrique optique co-propagatif sans miroirs externes est basé sur une cavité à réflexion totale interne sans aucun revêtement [136] [139].

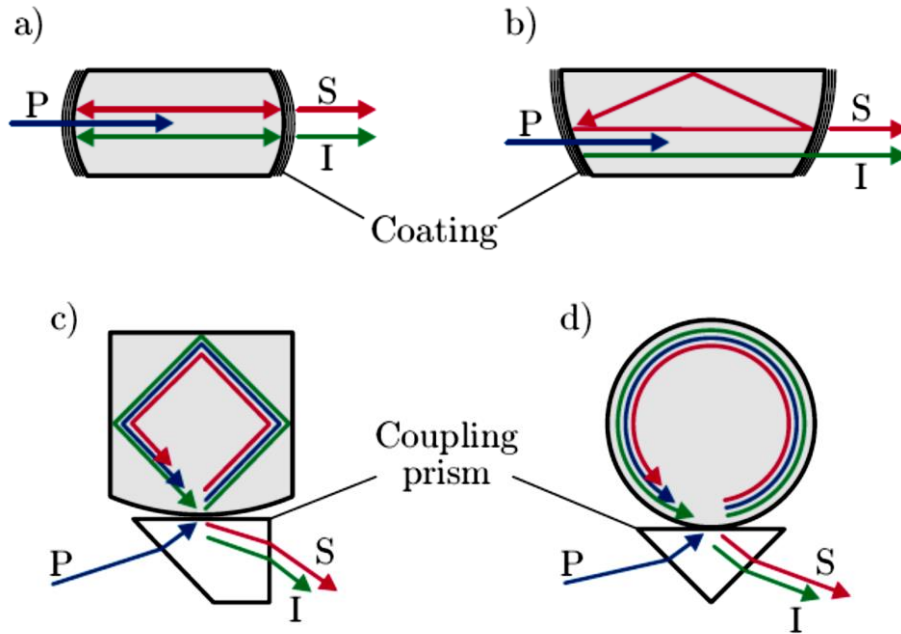


Figure 4. 2. Schémas de cavités OPO monolithiques. (a) Les facettes de forme sphérique et revêtues forment une cavité d'onde stationnaire pour les ondes de signal et de l'idler. (b) Cavité annulaire pour l'onde signal avec trois réflexions : deux par facettes revêtues et une par réflexion interne totale. (c) OPO monolithique triple résonance utilisant quatre réflexions internes totales. (d) Résonateur à modes de galerie triplement résonant basé sur la réflexion interne totale. Les faisceaux de pompe, de signal et de l'idler sont désignés respectivement par P, S et I [133].

Enfin, des résonateurs à triple oscillation optique basés sur l'utilisation des modes de galerie ont été étudiés et démontrés [55] [140]. Dans de tels dispositifs, aucun miroir ou revêtement n'est requis car la lumière est guidée dans un disque monolithique le long du périmètre en raison de la réflexion totale interne.

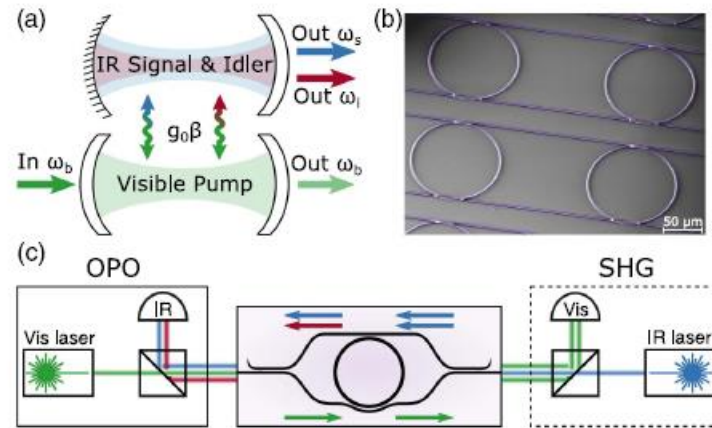


Figure 4. 3. (a) Représentation schématique du modèle d'oscillation paramétrique utilisant deux cavités de Fabry – Perôt. (b) Image au microscope électronique à balayage (SEM) colorisée de la puce AIN fabriquée avec des résonateurs en cascade avant l'encapsulation de SiO₂. (c) Schéma de mesure OPO (gauche) et SHG (droite) [138].

Dans ce travail, nous rapportons la démonstration d'une oscillation paramétrique optique co-propagative multi-longueurs d'onde utilisant des cristaux photoniques non linéaires de LiTaO₃ sans miroirs externes. Cette étude concerne des échantillons de LiTaO₃ (PPLT) rectangulaires polarisés périodiquement en 1D et 2D.

Nous avons constaté qu'une densité de puissance de pompe élevée génère des oscillations optiques de fréquences multiples en raison des interactions en cascade établies dans les échantillons.

Les travaux précédents de l'équipe [88] ont rapporté la génération de plusieurs longueurs d'onde *via* différents processus non linéaires du second ordre en utilisant un PPLT-2D avec une période de réseau carré de 8,52 μm . Cependant, ces résultats ont été principalement analysés du point de vue des conditions de quasi-accord de phase et pour une seule valeur de température de 110°C (ce qui correspond à l'efficacité de conversion optimale) [114]. Aussi, une analyse détaillée de ces résultats indique que les conditions de quasi-accord de phase, à elles seules, ne peuvent pas expliquer efficacement l'apparition de ces processus.

Par conséquent, dans ce travail, nous rapportons une analyse approfondie des phénomènes observés. Une cartographie spectrale des longueurs d'onde générées en fonction de la température de l'échantillon est présentée et discutée. Afin d'expliquer l'origine physique des phénomènes obtenus, nous proposons et étudions l'hypothèse de l'oscillation paramétrique optique co-propagative sans miroirs externes. Dans cette configuration, les facettes hautement polies des échantillons agissent comme des miroirs à cavité Fabry-Pérot permettant de construire un OPO co-propagatif sans miroirs externes. L'oscillation OPO à partir des réflexions de Fresnel a été suggérée dans un cristal de LiNbO₃ par [141]. Cependant, il n'y a eu jusqu'ici, à notre connaissance, aucune étude rapportée sur ce phénomène, en particulier dans le cas des cristaux photoniques non linéaires de LiTaO₃.

3. Effet de la puissance du laser pompe sur la génération paramétrique optique dans des PPLT-1D et PPLT-2D

Dans la continuité des travaux et des résultats rapportés dans le chapitre 3 et ceux de l'équipe [88], nous nous sommes intéressés aux effets de la puissance pompe sur la génération paramétrique optique dans les échantillons étudiés.

Pour commencer, nous nous sommes focalisés sur l'étude des échantillons de PPLT-1D ayant un pas $\Lambda = 8.52\mu\text{m}$ et de PPLT-2D de réseau carré avec $\Lambda_x = \Lambda_y = 8.52\mu\text{m}$. Nous nous sommes basés sur les résultats obtenus par l'équipe dans le cas du PPLT-2D à la température $T=110^\circ\text{C}$.

Pour la caractérisation optique des cristaux photoniques non linéaires 1D et 2D, nous avons utilisé la même configuration expérimentale que celle présentée dans le chapitre 3. Pour rappel, un schéma simplifié du montage est présenté sur la figure 4.4. Le laser pompe est un Q-switch de Nd: YAG doublé à une longueur d'onde de 532nm avec une impulsion de durée de 0,5ns et une énergie maximale de 38μJ. Le taux de répétition des impulsions peut être ajusté de 10Hz à 1kHz. L'échantillon est monté sur un contrôleur de température où celle-ci peut être réglée entre 40°C et 200°C avec une précision de $\pm 0,1^\circ\text{C}$. De plus, nous avons ajouté au dispositif une platine de rotation (Newport, URS100) pour faciliter la mesure résolue en angle sur les effets de génération paramétrique non linéaire.

L'analyse de la lumière collectée à la sortie de l'échantillon est effectuée en utilisant un analyseur de spectre optique (OSA, ANDO AQ6315A). Le faisceau de pompe résiduel à la sortie de l'échantillon est coupé par un filtre à stop- bande à 532 nm.

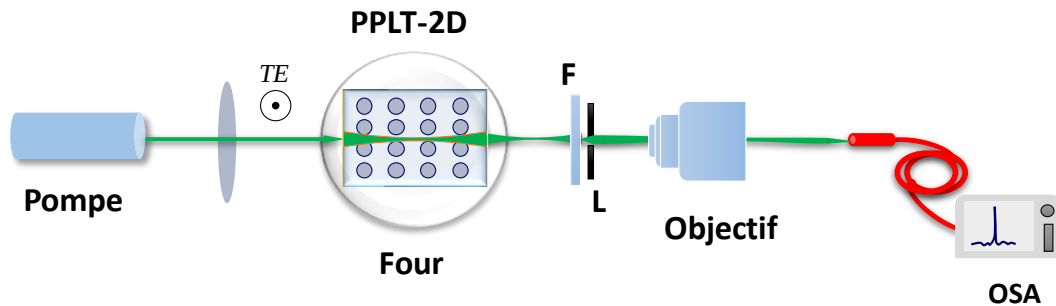


Figure 4. 4. Schéma de principe du montage expérimental utilisé pour la caractérisation optique des PPLT-1D et 2D.

3.1. Génération multi-longueurs d'onde

Comme nous l'avons mentionné, l'étude de cet échantillon rapportée par [88] concernait, uniquement, une température de 110°C. En premier lieu, nous avons d'abord analysé le spectre obtenu à la même température.

A titre d'exemple, ce spectre est représenté sur la figure 4.5 pour une énergie de pompe de 35μJ comparativement à celui obtenu à une énergie de 10μJ. Il est à souligner qu'il est identique à celui obtenu par [88].

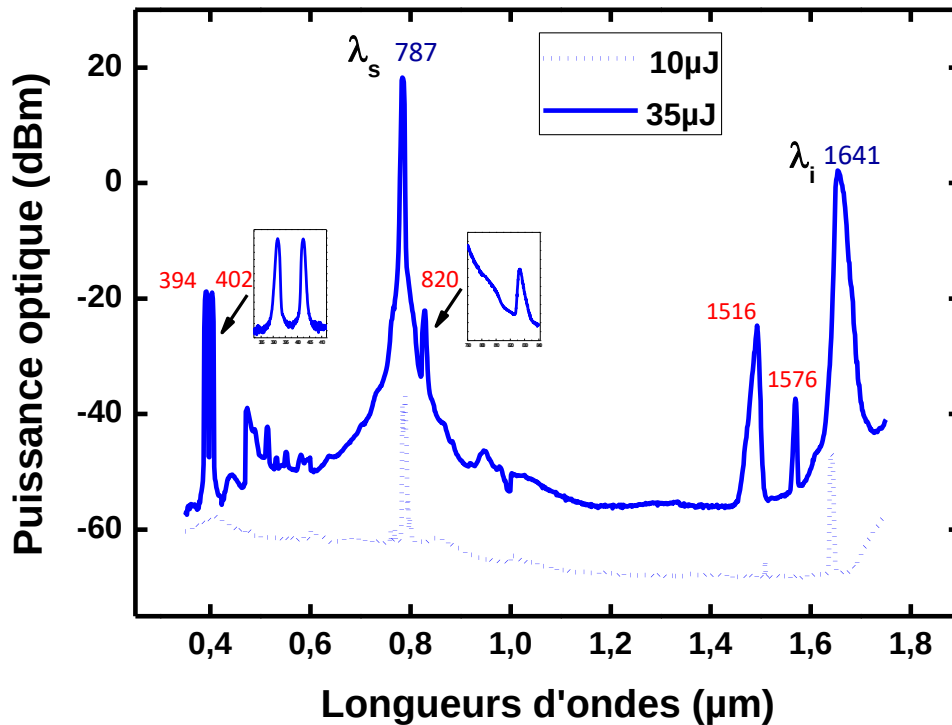


Figure 4. 5. Spectre multi-longueurs d'onde générées dans un PPLT-1D à $T=110^{\circ}\text{C}$ et à des énergies de pompes de $10\mu\text{J}$ et $35\mu\text{J}$

On observe un décalage vers les grandes longueurs d'onde de l'idler en fonction de la puissance de la pompe. Lorsque l'énergie de la pompe varie de $10\mu\text{J}$ à $35\mu\text{J}$, la longueur d'onde λ_i varie de 1634nm à 1641nm . Cet effet provient très probablement du chauffage de l'échantillon et il a été précédemment observé dans le PPLN [142-143] et le PPLT [144]. De plus, les spectres de l'idler et du signal s'élargissent avec l'augmentation de la puissance pompe. Cet effet a également été observé dans le cas du cristal PPLN [145].

La première interprétation des différents processus à 110°C rapportée par [88] est résumée dans le tableau 4.1. A noter que l'analyse de ces résultats a été effectuée en utilisant l'équation de Sellmeier de la référence [40].

D'après ces résultats, il a été conclu que les longueurs d'onde de 787nm et 1641nm sont respectivement, le signal et l'idler générés par le processus d'OPG, celle à 394nm est une génération d'un second harmonique du signal, celle à 402nm est une somme de fréquence entre la pompe et l'idler. Afin de vérifier la valeur de la période trouvée, il a été proposé qu'en plus du 1^{er} couple OPG (787nm , 1641nm), deux autres couples OPG2 (803nm et 1516nm) et OPG3 (820 , 1576nm) pouvaient être à l'origine de l'apparition des autres pics, comme illustré dans le tableau 4.1. Avec l'hypothèse d'une existence du signal de l'OPG2 à 803nm caché par la largeur du signal 1.

Tableau 4.1 : Périodes d'accord de phase des différents processus à 110°C.

λ (nm)	Processus non linéaire	Ordre du QPM	Période (μm)
394	SHG-signal	3	8.4
402	SFG- pompe, idler	2	8.1
787-1641	OPG1	1	8.51
803-1576	OPG2	1	8.42
820-1516	OPG3	1	8.38

Dans ce cas, les périodes obtenues pour les différents processus varient de 8.1 μm et 8.51 μm . Cet écart a été attribué à l'inhomogénéité du réseau dans tout l'échantillon.

Un schéma d'interprétation a été alors proposé stipulant que la pompe génère l'OPG1. Ensuite, les trois ondes intenses pompe, signal et idler interagissent et génèrent par effet cascade les autres longueurs d'onde par différents processus.

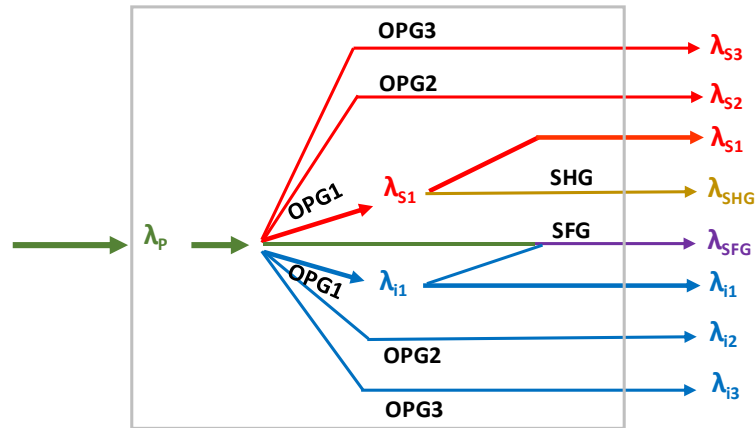


Figure 4. 6. Schéma de principe de la génération multi-longueurs d'onde en cascade dans le PPLT-2D

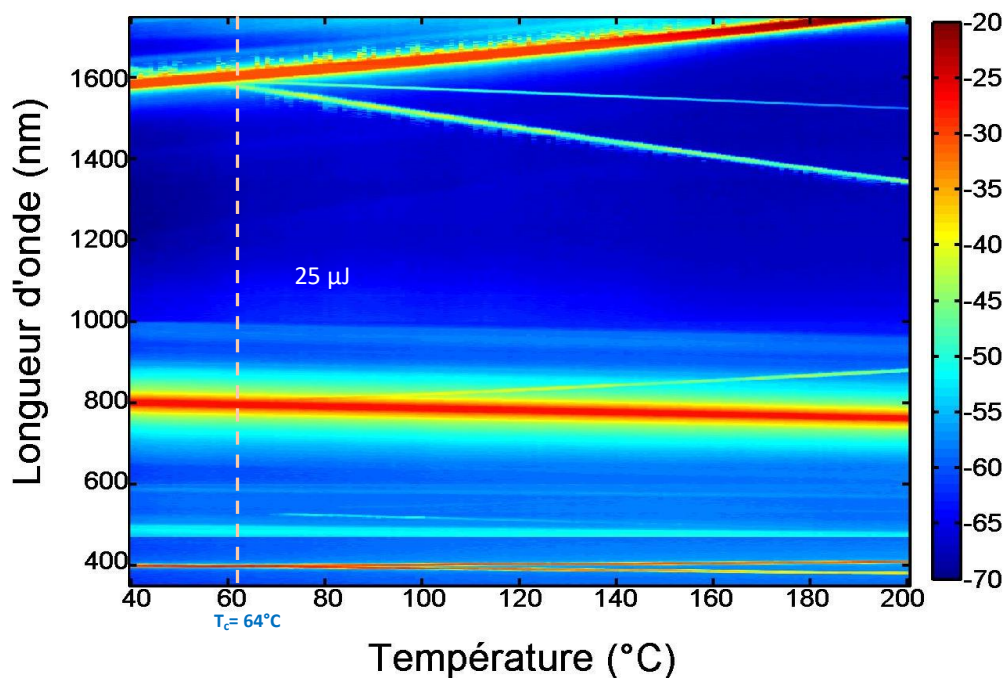
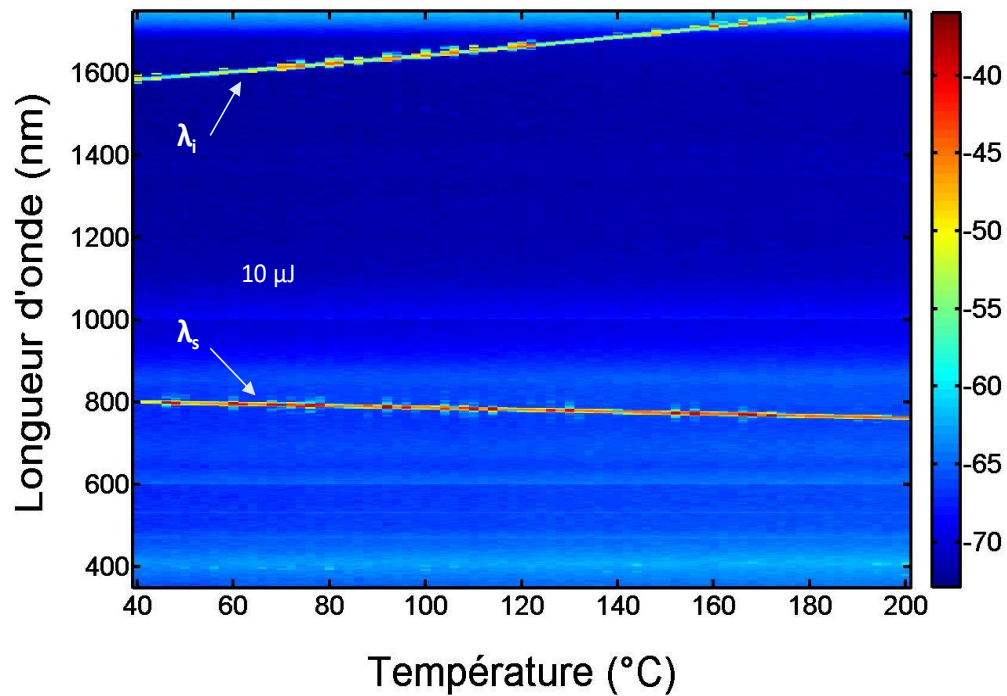
Cependant, ces explications ne sont valables que pour une température de 110 °C et plusieurs questions restent posées, notamment concernant la validité des interprétations évoquée ci-dessus sur toute la gamme de températures. De plus, à partir de quelle puissance seuil les nouvelles longueurs d'onde sont-elles générées ? Quel est leur origine physique ?

Pour répondre à ces questions, nous avons étudié les longueurs d'onde générées en fonction de la température pour différentes puissances de pompe.

Par exemple, la figure 4.7 montre les cartographies des longueurs d'onde générées en fonction de la température pour des énergies de pompe de 10 μJ , 25 μJ et 35 μJ , respectivement, dans le cas d'un PPLT-1D.

Avant d'aller plus loin dans notre analyse, il faut noter que des résultats similaires sont obtenus dans le cas du PPLT-2D avec de légers écarts des longueurs d'onde obtenues. Dans les interactions colinéaires, la contribution du vecteur de réseau réciproque $\mathbf{k}_{10}$ est la plus importante, ce qui réduit la structure 2D à un PPLT de type 1D.

Comme illustré sur la figure 4.7, nous observons l'apparition de 5 nouveaux pics en plus du signal, de l'idler et du pic de la pompe résiduelle. Il est également à souligner l'apparition d'un point de croisement des pics à une température particulière $T = 64^\circ\text{C}$. L'analyse de ce point de croisement sera discutée ci-dessous.



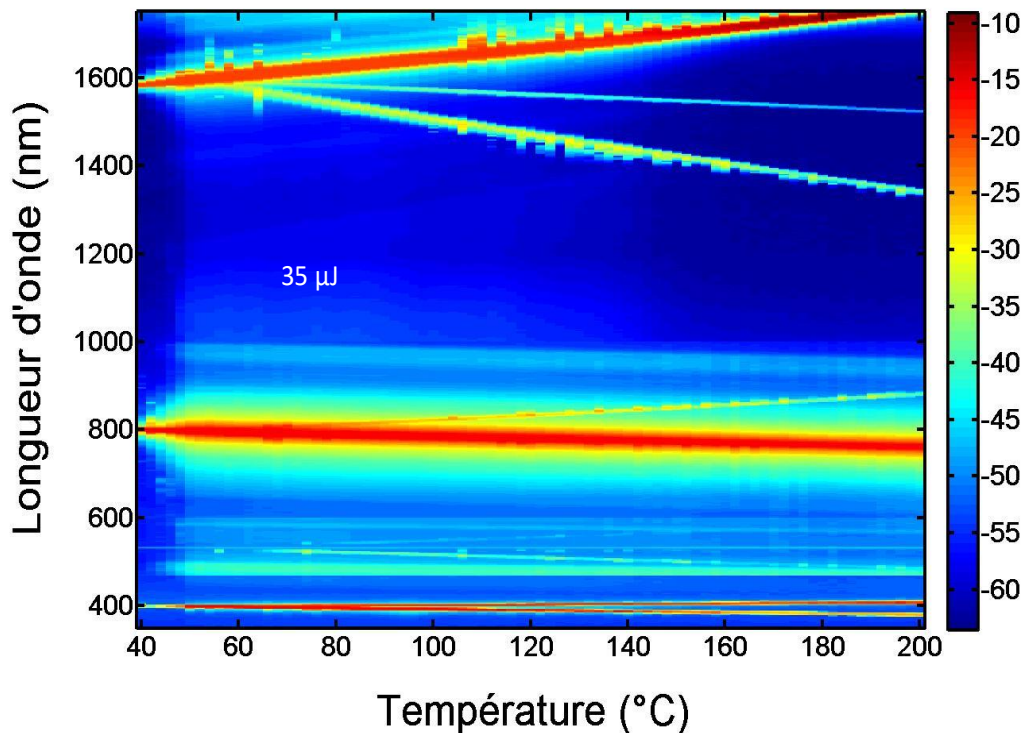


Figure 4. 7. Spectres multi-longueurs d'onde générées dans un PPLT-1D d'une période de $8.52\mu\text{m}$ pompé à $10\mu\text{J}$, $25\mu\text{J}$ et $35\mu\text{J}$ mesurés sur une plage de température de $40\text{ }^{\circ}\text{C}$ à $200\text{ }^{\circ}\text{C}$. Le code couleur correspond à la puissance en dBm.

Cependant, l'analyse approfondie de ces résultats s'est heurtée à un problème majeur : la vérification expérimentale que nous avons effectuée a révélé que le pic correspondant à l'idler de l'OPG2 était un artéfact expérimental.

En effet, nous avons constaté que cette longueur d'onde est égale au double de celle du signal et provient en réalité de la diffraction du réseau de l'analyseur du spectre utilisé (OSA-ANDO AQ6315A). En utilisant à la sortie de l'échantillon un filtre passe haut filtrant les longueurs d'onde inférieures au signal, ce pic disparaît complètement, comme indiqué sur le spectre de la figure 4.8.

En excluant ce pic, l'hypothèse se réduit donc à une génération du second harmonique du signal à l'ordre 3, une somme de fréquences de l'idler et de la pompe à l'ordre 2 et de 2 couples OPG1 et OPG2.

Pour continuer notre analyse, nous avons étudié la variation de la valeur de la période du réseau déduite à partir des différents processus en fonctions de la température. En effet, à partir des résultats expérimentaux représentés sur la figure 4.7, nous avons calculé les périodes des différents processus en fonction de la température.

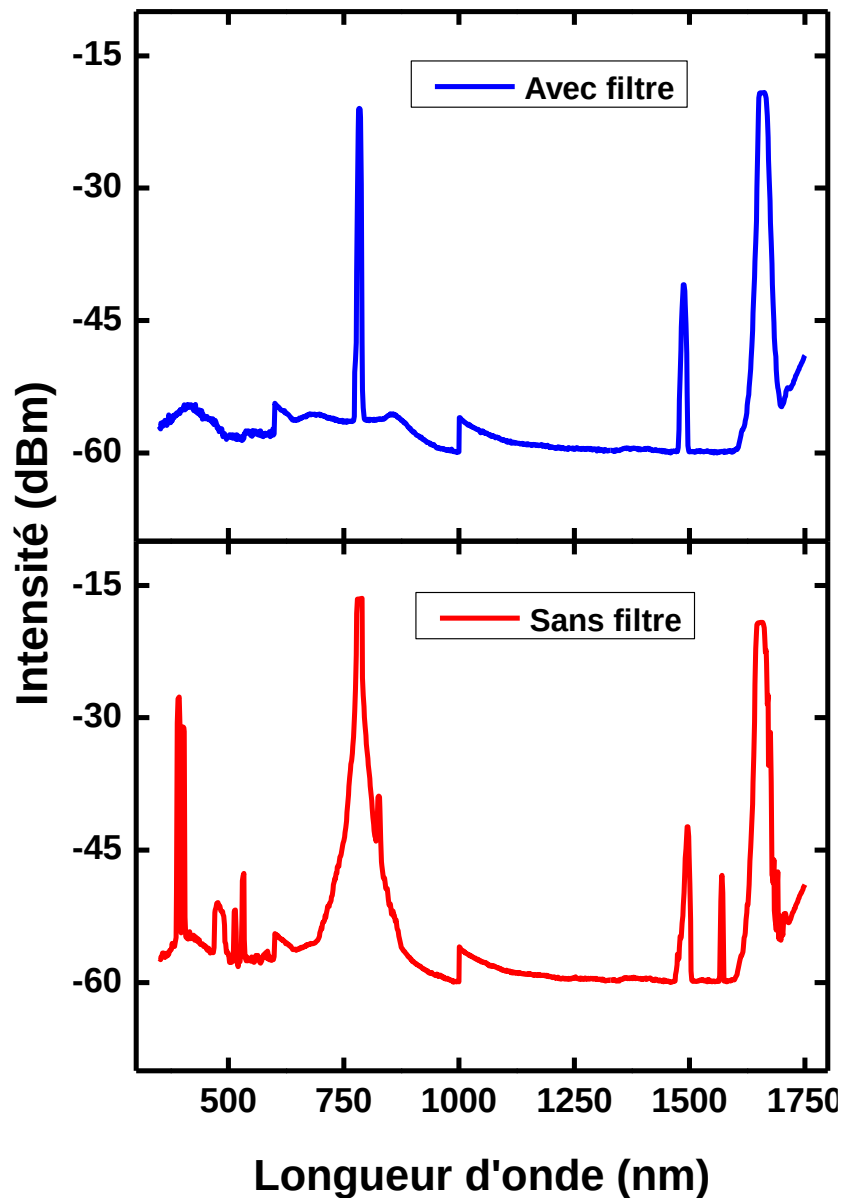
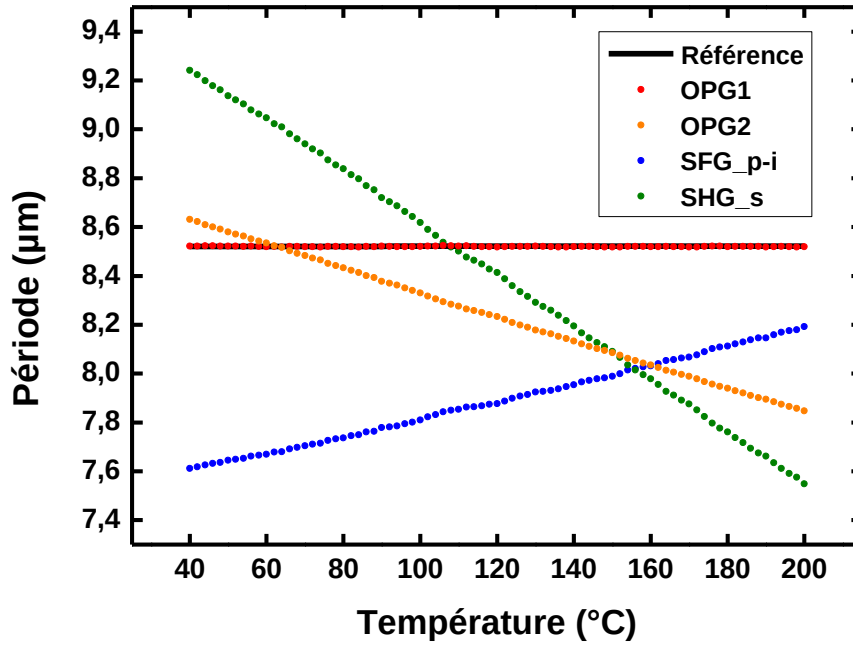


Figure 4. 8. Spectres multi-longueurs d'onde générées dans un cristal PPLT-1D avec et sans filtrage du signal. Démonstration de l'artefact expérimental généré par l'analyseur de spectre.

Les résultats obtenus sont représentés dans la figure 4.9 et résumé dans le tableau.

A noter que pour le calcul des indices de réfraction, nous avons utilisé la nouvelle version de l'équation de Sellmeier proposée dans le chapitre 3.

D'après ces résultats, nous avons constaté que seule la période déduite du processus OPG1 reste quasiment identique à la valeur expérimentale de l'échantillon et cela pour toute la gamme de la température étudiée.



Processus non linéaire	Ordre	Période (μm)	
		40 $^{\circ}\text{C}$	200 $^{\circ}\text{C}$
OPG1	1	8,522	8,519
OPG2	1	8,631	7,847
SHG_s	3	9,242	7,548
SFG_p-i	2	7,612	8,192
Expérience		8,520	8,522

Figure 4. 9. Variation des périodes du QPM des différents processus non linéaires en fonction de la température obtenus dans un PPLT-1D à fortes puissances. En bas de la figure un exemple des résultats pour des températures de 40 $^{\circ}\text{C}$ et de 200 $^{\circ}\text{C}$.

Par contre, les valeurs de la période déduites à partir des autres processus s'éloignent de la période effective de l'échantillon. En effet, elles varient de 8,6 μm à 7,8 μm pour l'OPG2, de 9,2 μm à 7,5 μm pour la SHG du signal, et de 7,6 μm à 8,2 μm pour la SFG de la pompe et de l'idler. Aussi, nous avons calculé les périodes des différents processus en utilisant les autres équations de Sellmeier [40] [79-80], les valeurs déduites pour l'ensemble des processus sont très divergentes de la période effective de l'échantillon.

L'analyse précédente indique que le quasi accord de phase et donc les lois de conservations, seules, ne peuvent pas expliquer l'apparition des nouveaux pics dans le PPLT. Il est donc nécessaire de considérer d'autres explications de ces phénomènes tels qu'il sera question dans la partie suivante.

4. Oscillation paramétrique optique sans cavité externe

Le comportement des processus non linéaires à haute énergie de pompe en fonction de la température, présenté dans le paragraphe précédent, soulève plusieurs questions : quelle est l'origine physique des longueurs d'onde supplémentaires et plus précisément, quels sont les phénomènes derrière l'apparition de la deuxième paire de la génération paramétrique optique OPG2 ?

Nous soutenons l'idée que ces phénomènes sont le résultat de l'établissement d'une oscillation paramétrique optique (OPO) à l'intérieur des échantillons assurée par les réflexions de Fresnel des facettes des échantillons et donc sans miroirs externes. De plus, nous pensons que les oscillations établies augmentent la densité de puissance dans l'échantillon, ce qui induit à son tour un changement local de l'indice de réfraction. Ce dernier est à l'origine de l'apparition de la deuxième paire du signal et de l'idler avec des conditions de quasi-accord de phase modifiées.

Comme indiqué dans le premier chapitre, le fonctionnement d'un OPO peut être comparé à celui d'un laser (avec une différence majeure liée au nombre de champs impliqués dans le régime d'oscillation) et on peut appliquer le même type de raisonnement. Trois effets caractérisent souvent un processus d'oscillation dans une cavité : l'existence d'un phénomène de seuil, l'amplification des ondes générées (l'augmentation du gain) et la sélection spectrale après le seuil.

Avant de considérer ces effets, nous devons garder à l'esprit que la géométrie de la cavité considérée est la configuration la plus simple des résonateurs plan-plan. Bien que ce type de cavité soit couramment utilisé dans les lasers à micro-puces et à semi-conducteurs, il ne constitue pas un résonateur stable. En outre, nous avons analysé le spectre de sortie en contra-propagatif collecté à l'entrée de l'échantillon en utilisant une lame de verre semi-transparente positionnée entre la face avant des échantillons et la lentille d'entrée. Les résultats montrent un spectre similaire à celui recueilli à la sortie de l'échantillon, avec de faibles intensités. Ces résultats excluent le phénomène d'oscillation contra-propagative qui est par ailleurs prohibé par la grande période du réseau PPLT.

Pour confirmer notre hypothèse, considérons l'étude des effets mentionnés précédemment.

4.1. Etude du seuil d'oscillation

Afin de confirmer nos hypothèses, nous avons d'abord étudié les énergies seuils des longueurs d'onde générées. Une cartographie générale est présentée sur la figure 4.10 pour une température $T=110^{\circ}\text{C}$. On observe un décalage entre l'apparition des différentes longueurs d'onde mentionnées précédemment. Le spectre du premier couple (signal et idler) subit un élargissement à partir de $15\mu\text{J}$ qui correspond approximativement à l'énergie qui déclenche l'apparition des autres interactions.

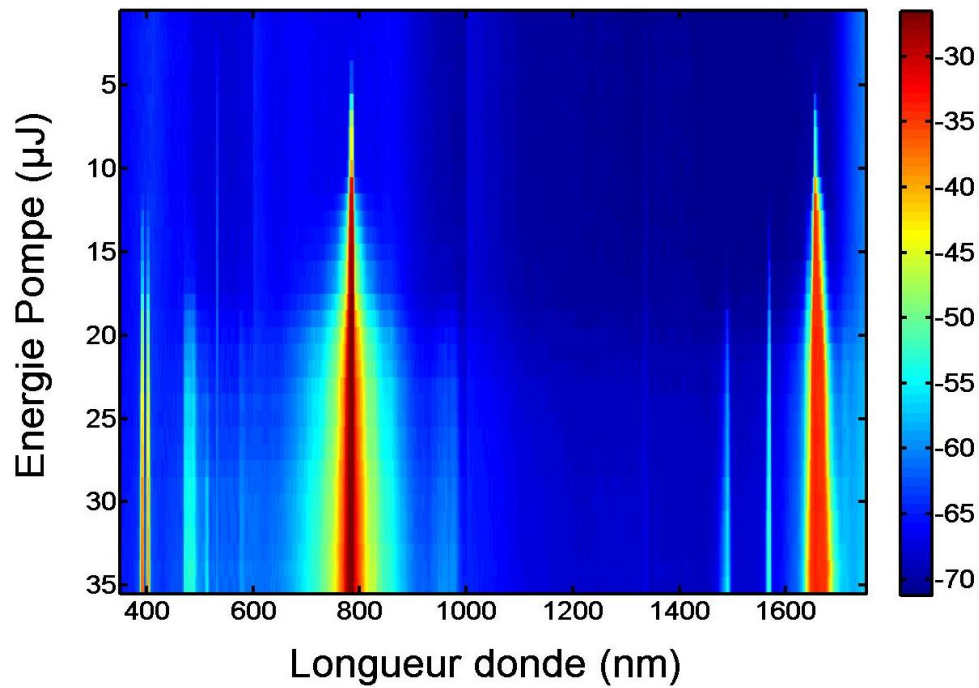
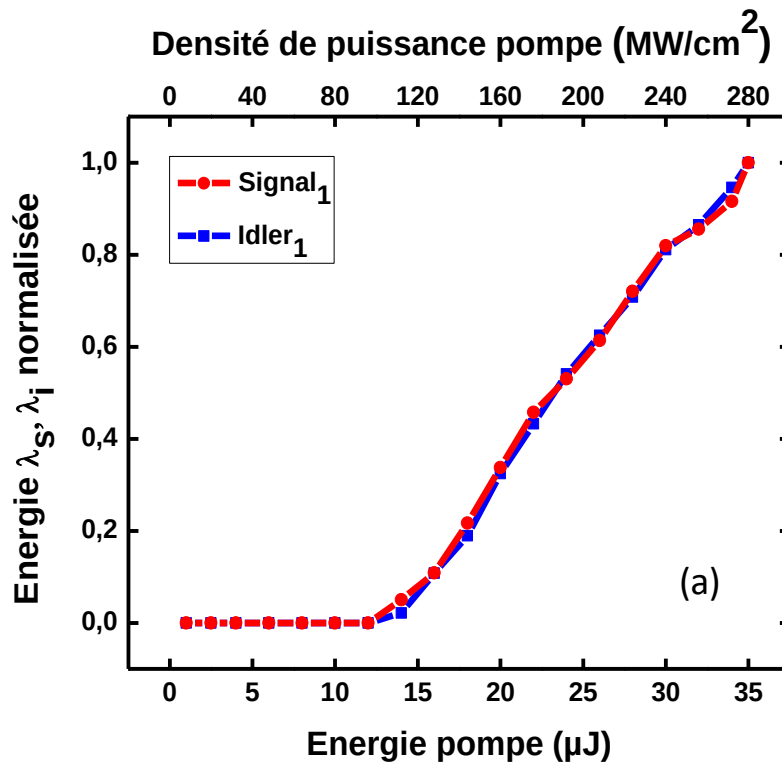


Figure 4. 10. Cartographie de l'évolution des longueurs d'onde générées dans un PPLT-1D de 8.52μm en fonction de l'énergie pompe à T=110°C. Le code couleur correspond à la puissance en dBm.

L'analyse de ces phénomènes par longueur d'onde fait l'objet de la suite de cette partie.

Les figures 4.11 et 4.12 présentent la variation de l'énergie des longueurs d'onde obtenues en fonction de l'énergie pompe dans le cas du PPLT-1D et PPLT-2D, respectivement.



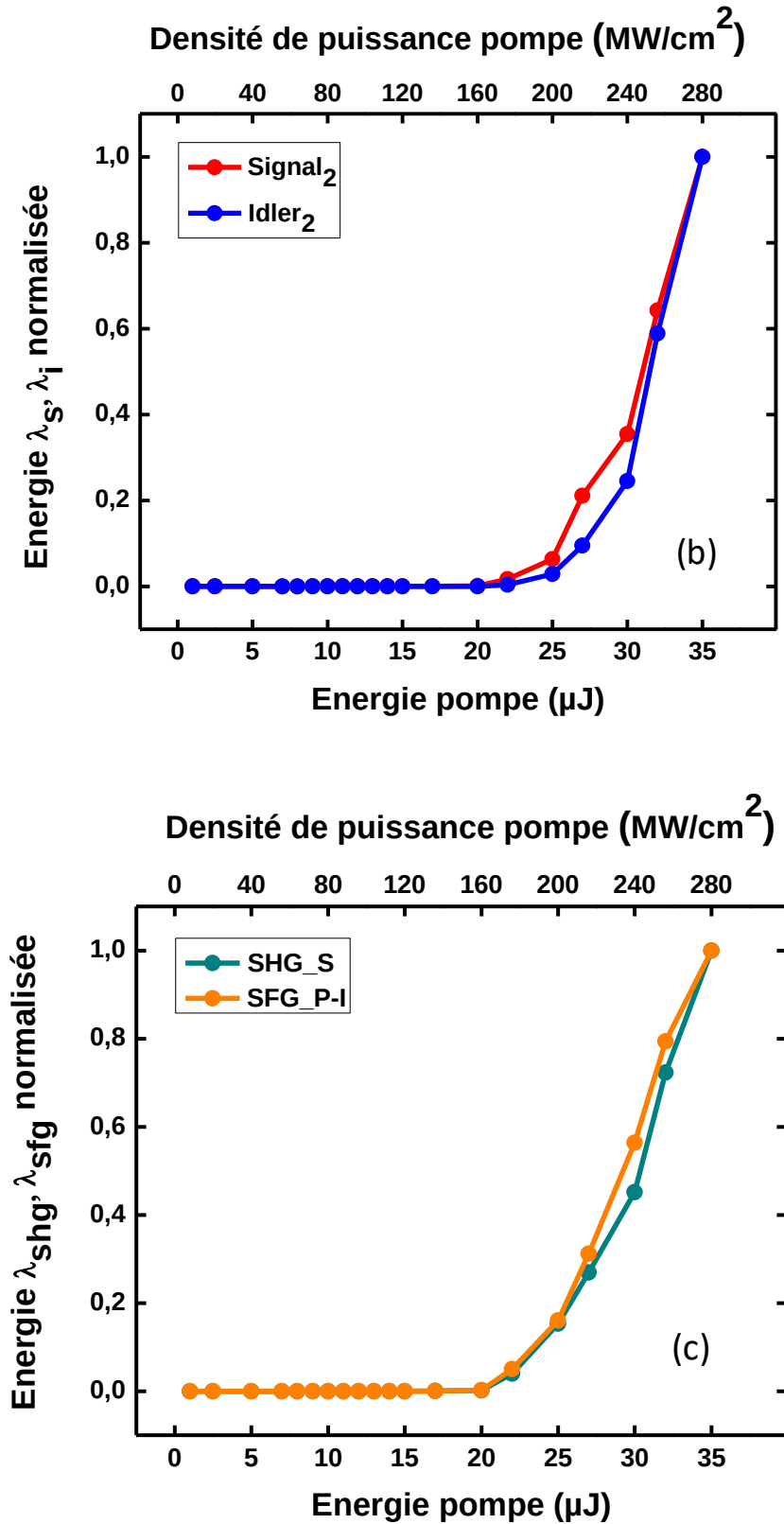
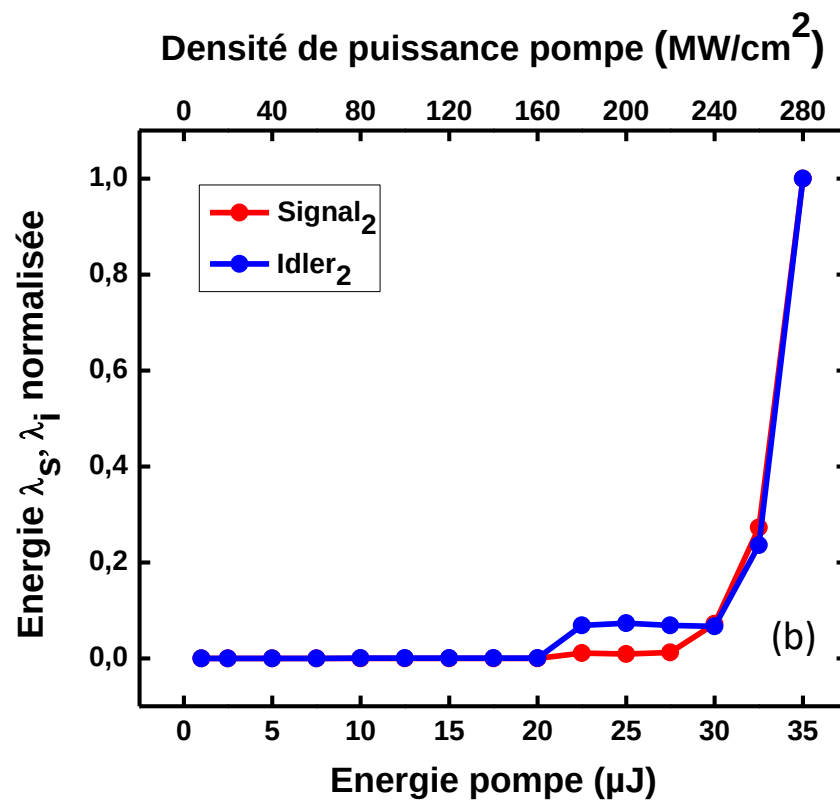
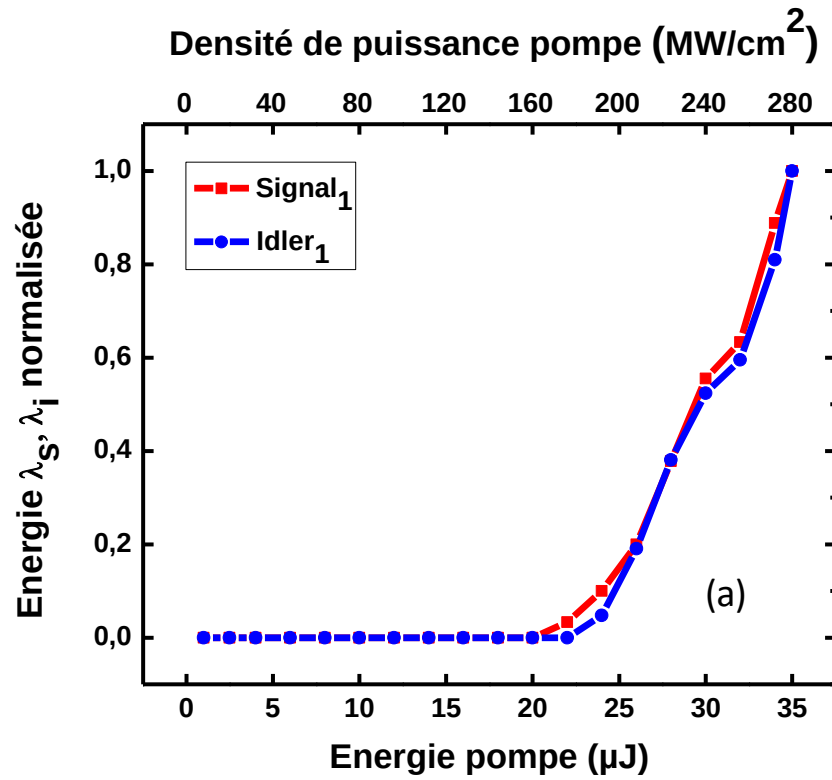


Figure 4.11. Variation des énergies des longueurs d'onde générées en fonction de l'énergie pompe pour un PPLT-1D de 8.52μm. (a) signal et idler1, (b) signal et idler2, (c) SHG_S et SFG_P-I.



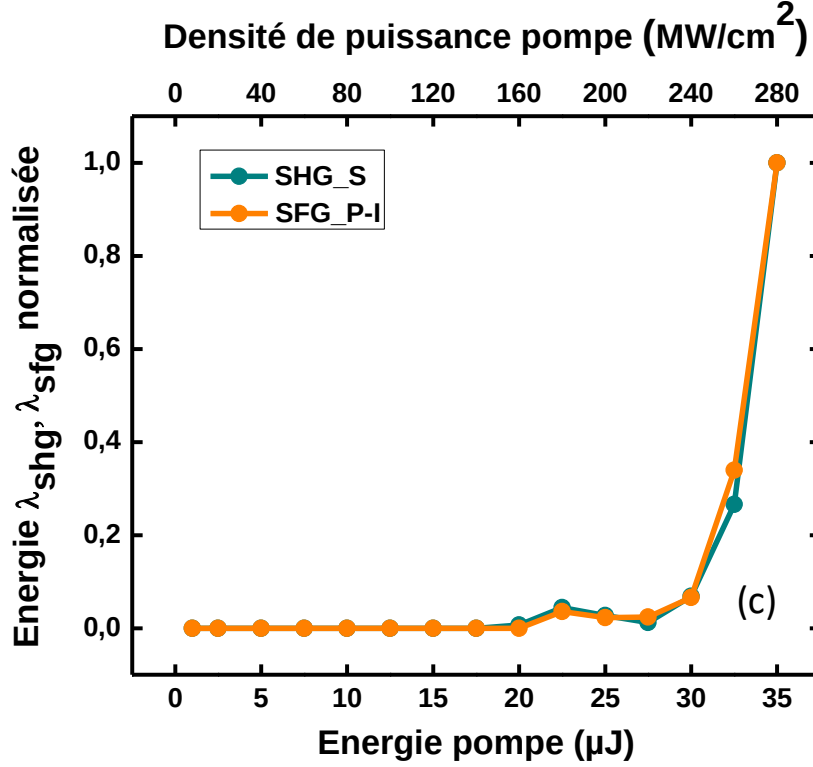


Figure 4. 12. Variation des énergies des longueurs d'onde générées en fonction de l'énergie pompe pour un PPLT-2D de 8.52μm. (a) signal et idler1, (b) signal et idler2, (c) SHG_S et SFG_P-I.

Ces courbes indiquent clairement un phénomène de seuil qui concerne toutes les longueurs d'onde générées.

A partir de ces résultats, les seuils d'oscillation du signal et de l'idler sont estimés à 12μJ pour PPLT-1D et 20μJ pour PPLT-2D, correspondant à des densités de puissance pompe de 96MW/cm² et 160MW/cm², respectivement.

Le seuil d'oscillation correspondant aux autres interactions non linéaires est respectivement entre 22 μJ et 26 μJ pour le PPLT-1D et entre 30 μJ et 33 μJ pour le PPLT-2D.

Le détail de ces valeurs est indiqué dans le tableau 4.2.

En outre, sont rapportées les valeurs correspondantes du gain au seuil d'oscillation en utilisant les équations (4.1) à (4.5) [8].

$$\cosh(gL) = \frac{1+R^2 e^{-2\alpha L}}{2R e^{-\alpha L}} = \frac{1+\frac{e^{2\alpha L}}{R^2}}{2\frac{e^{\alpha L}}{R}} \quad (4.1)$$

$e^{-\alpha L}$ exprime les pertes en simple passage, R est la réflectance des facettes de l'échantillon, α représente les pertes par unité de longueur et L est la longueur de l'échantillon.

g est le coefficient du gain défini par [8] :

$$g = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \mu_0 \omega_s \omega_i}{n_s n_i}} d_{eff} E_p \quad \text{pour l'OPO} \quad (4.2)$$

$$g = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 \mu_0 \omega_s \omega_i}{n_s n_i}} d_{DFG} E_p = \sqrt{\frac{2 \omega_s \omega_i d_{DFG}^2 I_p}{\varepsilon_0 c^3 n_s n_i n_p}} \quad \text{pour la DFG} \quad (4.3)$$

$$g = \sqrt{\frac{2 \omega_1 \omega_2 d_{SFG}^2 I_2}{\varepsilon_0 c^3 n_1 n_2 n_{SFG}}} \text{ si } I_2 \gg I_1 \quad \text{pour la SFG} \quad (4.4)$$

$$g = \sqrt{\frac{2 \omega^2 d_{SHG}^2 I_\omega}{\varepsilon_0 c^3 n_\omega^2 n_{SHG}}} \quad \text{pour la SHG} \quad (4.5)$$

ε_0 est la permittivité diélectrique du vide, μ_0 est la perméabilité magnétique du vide, $\omega_{s,i}$ sont les fréquences du signal et de l'idler. $n_{s,i}$ sont les indices de réfraction correspondants au signal et à l'idler, d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif et E_p est le champ électrique de la pompe.

Tableau 4.2 : Energie au seuil de l'oscillation E_s et les gains au seuil correspondants dans un PPLT-1D et PPLT- 2D

		Signal ₁	Idler ₁	Signal ₂	Idler ₂	SHG-S	SFG-PI
PPLT-1D	$E_s (\mu\text{J})$	12.22	12.98	22.39	26.27	22.32	22.01
	$g_s (\text{cm}^{-1})$	1.63	1.68	2.26	2.45	1.39	2.59
PPLT-2D	$E_s (\mu\text{J})$	19.62	19.96	30.31	32.50	29.95	32.48
	$g_s (\text{cm}^{-1})$	1.53	1.54	1.94	2.01	0.84	2.32

Les résultats obtenus confirment l'existence d'un phénomène de seuil pour toutes les longueurs d'onde générées.

On observe une augmentation de l'énergie de seuil lors de l'utilisation du cristal photonique non linéaire 2D. Cet effet est encore plus important pour les interactions non linéaires supplémentaires dans cet échantillon. Ce comportement est principalement dû à la valeur réduite du coefficient non linéaire effectif des cristaux photoniques non linéaires 2D, par rapport à l'échantillon 1D [20] [146]. Cela peut conduire à une efficacité de conversion plus faible. A noter que les coefficients d_{eff} que nous avons trouvés et utilisés dans le cadre de ce travail sont 3.47pm/V et 2.56pm/V pour le PPLT-1D et 2D, respectivement.

Il est important d'indiquer qu'en utilisant un échantillon PPLT-2D ayant les mêmes caractéristiques que celui utilisé dans nos expériences, M. Lazoul *et al.* [147] ont étudié l'oscillation paramétrique optique à l'aide de deux miroirs externes. Ils ont rapporté un seuil d'oscillation de 59μJ à une température de 110°C.

La densité de puissance seuil trouvée dans notre étude est presque comparable à celle des expériences OPO rapportées par Lazoul *et al.* (150 MW / cm²) [147]. Cependant, l'utilisation de miroirs externes adaptés pour les fréquences de résonance de travail n'a aucun impact sur

les autres longueurs d'onde, ce qui pourrait expliquer pourquoi les longueurs d'onde supplémentaires n'ont pas été observées dans les expériences de Lazoul *et al* [147].

A noter que l'utilisation de la densité de puissance au lieu de l'énergie est essentielle car elle prend en compte les caractéristiques du faisceau à l'intérieur de l'échantillon et offre une indication significative du seuil d'oscillation.

Afin d'aller plus loin dans nos discussions, nous avons mesuré les efficacités de conversion des interactions non linéaires observées, qui donnent une indication des processus d'amplification et du gain. Pour cela, nous avons mesuré le rapport entre les faisceaux de sortie et l'énergie de la pompe, séparément, en fonction de l'énergie de la pompe.

Par exemple, les figures 4.13 (a) et (b) affichent l'évolution de l'efficacité du signal et de l'idler en fonction de l'énergie de la pompe pour les échantillons PPLT-1D et 2D, respectivement, à 110°C.

On observe deux zones : la première concerne la génération du premier couple d'OPO1 et la seconde correspond à l'apparition des autres pics et donc l'OPO2.

L'efficacité maximale du signal est de 27,3% pour le PPLT-1D (correspondant à une énergie de 9,8 μJ), et elle est de 14,8% (énergie de 4,4 μJ) pour le PPLT-2D.

Pour l'idler, l'efficacité maximale de conversion obtenue dans le cas du PPLT-1D est de 12,2% correspondant à une énergie de 5,3 μJ et elle est de 6,9% dans le PPLT-2D. Notez que ces valeurs sont obtenues pour une énergie maximale de la pompe de 35 μJ équivalente à une densité de puissance de 280 MW/cm².

A souligner le fait que les efficacités s'écartent d'une variation linéaire à une énergie de pompe d'environ 22 μJ dans le cas du PPLT-1D, qui correspond à l'énergie de seuil des processus non linéaires supplémentaires comme indiqué sur le tableau 4.2. Nous pensons qu'à partir de cette énergie (22 μJ), une partie de l'énergie de la pompe sert à déclencher les autres interactions non linéaires.

Dans le cas du PPLT-2D, le décrochage des courbes n'est pas clairement visible sur les figures car l'énergie de seuil des processus supplémentaires est plus élevée ; environ 30 μJ .

Les mesures expérimentales obtenues montrent que l'efficacité du PPLT-1D est 1,8 fois supérieure à celle du PPLT-2D, ce qui est en accord avec les résultats rapportés dans la littérature [148] et la discussion ci-dessus.

Le reste des longueurs d'onde générées ont une intensité très faible par rapport à celle du signal et de l'idler et leurs rendements sont également très faibles.

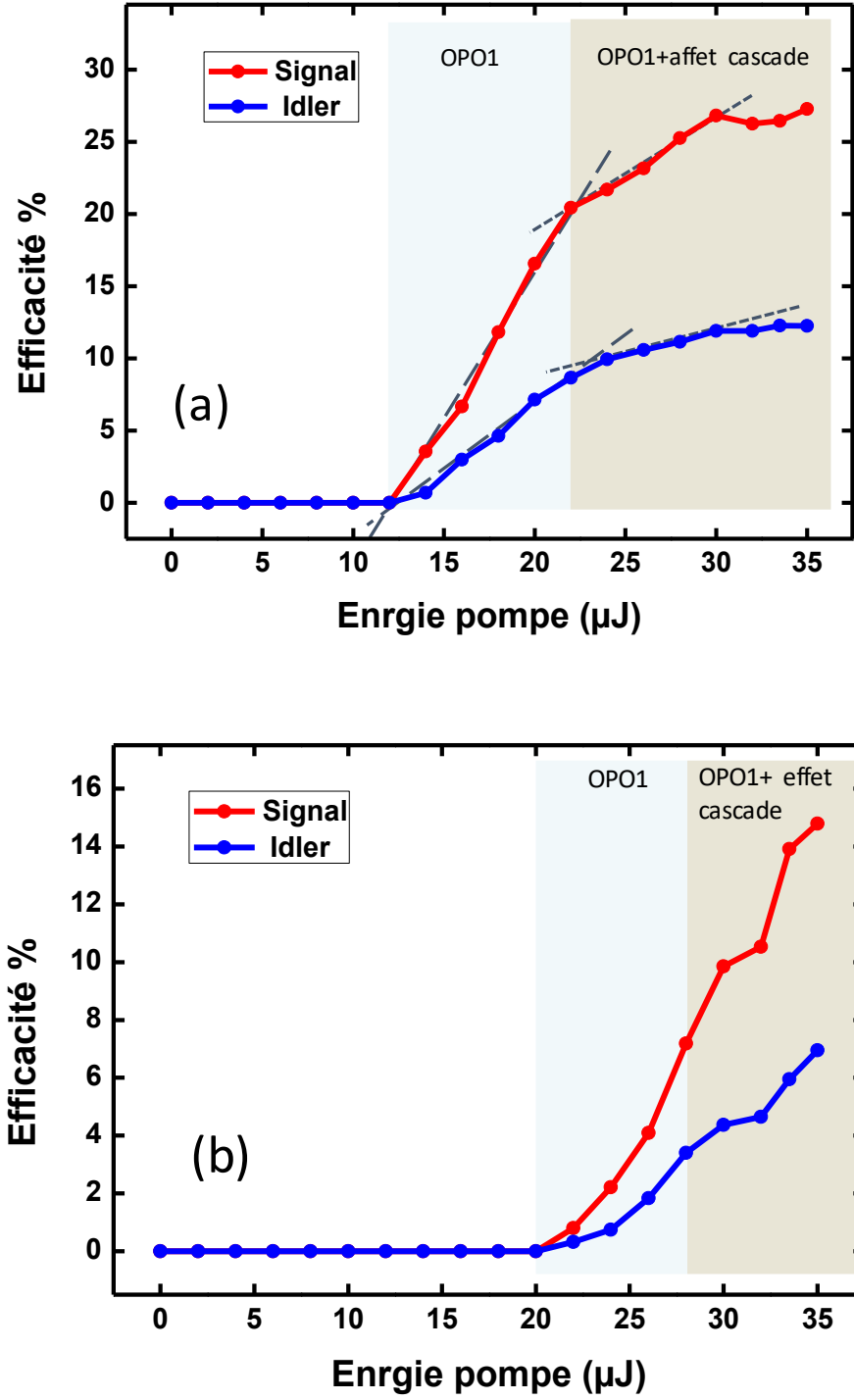


Figure 4. 13. L'efficacité de conversion du signal et de lidler à 110°C dans un PPLT (a) 1D, (b) 2D.

Nous avons analysé le rendement de conversion en utilisant les équations suivantes rapportées dans la référence [53] dans le cas d'une oscillation à double résonance :

$$P_{s,i} = 2 \frac{\omega_{s,i}}{\omega_p} \frac{T_{s,i}}{T_{s,i} + V_{s,i}} P_s (\sqrt{N} - 1) \quad (4.6)$$

En considérant $\sigma_D = 2 \frac{\omega_{s,i}}{\omega_p} \frac{T_{s,i}}{T_{s,i} + V_{s,i}}$, on peut écrire :

$$P_{s,i} = \sigma_D P_s (\sqrt{N} - 1) \quad (4.7)$$

où $N = \frac{P_{in}}{P_s}$

Ici, on utilise :

$$P_{s,i} = \sigma_M (P_{in} - P_s) \quad (4.8)$$

Ce qui définit le rendement de conversion.

Enfin, le rendement de conversion peut s'écrire de la manière suivante [53] :

$$\sigma_M \sim \frac{\omega_{s,i}}{\omega_p} \frac{T_{s,i}}{T_{s,i} + V_{s,i}} \quad (4.9)$$

P_{in} est la puissance pompe injectée, P_s est la puissance pompe au seuil. $T_{s,i}$ sont les puissances transmises du signal et de l'idler, $V_{s,i}$ sont les pertes totales internes du signal et de l'idler, et $\omega_{p,s,i}$ sont les fréquences angulaires de la pompe, du signal et de l'idler, respectivement.

Les rendements mesurés sont de 0,4 (40%) et 0,2 (20%) pour les échantillons 1D et 2D, respectivement, pour le signal et l'idler, également. Cependant, les valeurs calculées correspondantes ont été trouvées à 0,2 (20%) et 0,1 (10%).

À l'aide des équations (4.1) et (4.2) [20], nous avons calculé l'énergie théorique et le gain au seuil en considérant la réflectivité des faces d'extrémité du LiTaO₃ ($R \sim 0,13$) et uniquement les pertes d'absorption du matériau avec la plus grande valeur = $0,09\text{cm}^{-1}$ [149]. Nous avons trouvé une énergie seuil d'environ $0,93 \mu\text{J}$ et un gain de $1,10\text{cm}^{-1}$ pour le PPLT-1D, et $2,43\mu\text{J}$ et $1,00\text{cm}^{-1}$ pour le 2D-PPLT. De même, les valeurs des rendements sont très faibles par rapport à celles mesurées (voir tableau 4.2).

Cette analyse suggère qu'il faut prendre en compte d'autres paramètres. Comme le rendement est approximativement lié à la transmission du miroir et aux pertes internes totales (équation (4.7)), les valeurs obtenues suggèrent des pertes internes plus élevées [53]. Par exemple, dans le cas du signal et de l'idler, pour obtenir un seuil d'énergie de $[12-20] \mu\text{J}$, nos calculs montrent que les pertes totales devraient être d'environ $[1,97-3,11] \text{cm}^{-1}$.

4.2. Etude spectrale de l'oscillation paramétrique optique

Enfin, nous avons étudié la sélectivité spectrale des dispositifs étudiés. Le fonctionnement d'un OPO démarre grâce aux fluctuations électromagnétiques du vide, qui peuvent fournir toutes les fréquences susceptibles d'être amplifiées. Les couples de longueurs d'onde (λ_s, λ_i), imposés par la résonance dans la cavité de l'OPO et la loi de conservation de l'énergie, sont alors amplifiés si leur gain est suffisant pour compenser les pertes qu'ils subissent.

Au fur et à mesure que le signal et l'idler deviennent plus forts, ils interagissent avec le milieu non linéaire et le faisceau de pompe pour générer d'autres longueurs d'onde, qui, à leur tour, oscillent afin de soutenir l'ensemble des processus non linéaires.

Par exemple, les figures 4.14 (a) et (b) représentent les spectres du signal et de l'idler enregistrés pour le PPLT-1D à trois énergies de pompe différentes : inférieure au seuil ($5\mu\text{J}$), proche du seuil ($10\mu\text{J}$) et à environ trois fois l'énergie de seuil ($30\mu\text{J}$).

Il est à noter qu'en dessous du seuil (à $5\mu\text{J}$), le spectre est constitué de plusieurs pics en raison de la nature multi-longueurs d'onde des processus OPG dans le cristal photonique non linéaire. Près du seuil ($E = 10\mu\text{J}$), le nombre de pics diminue et deux pics à 787 nm et 1641 nm de faible intensité apparaissent. Pour une énergie de pompe de $30\mu\text{J}$, on observe que l'intensité des 2 pics, précédemment évoqués, augmente.

Ce comportement s'explique par la compétition entre différentes interactions couplées à l'intérieur du cristal photonique non linéaire; il ne reste que les deux pics puissants correspondant au couple signal (λ_s) et idler (λ_i) qui minimisent le déphasage.

Parmi toutes les ondes générées par le processus OPG, seules les ondes qui satisfont les conditions de résonance appropriées interfèrent de manière constructive pour donner naissance à un mode résonnant.

Un certain nombre de modes sont amplifiés et entrent en concurrence. Au fil du temps, la paire de modes signal et idler qui minimisent le désaccord de phase finit par prédominer. Il prend l'énergie de la pompe et, par ce processus, réduit le gain pour tous les autres modes, qui finissent par disparaître.

La largeur spectrale des OPO en régime nanoseconde est donc principalement due à la nature du gain, qui accepte une certaine tolérance de déphasage.

Les figures 4.15. (a) et (b) montrent le comportement du reste des pics générés (ondes S_SHG, SFG_P-I et I2_OPG2). Bien que le seuil d'oscillation soit différent (comme indiqué dans les sections précédentes), on observe le même comportement général avant, près et après le seuil.

A noter que le pic relatif au signal de l'OPG2 (OPO2) ne peut pas être observé. En effet, la longueur d'onde relative à ce pic est très proche de celle du signal de l'OPG1 (OPO1) ayant un pic très large.

Ces résultats soulignent que la cavité formée par les facettes de l'échantillon agit comme un filtre pour sélectionner les interactions les plus efficaces.

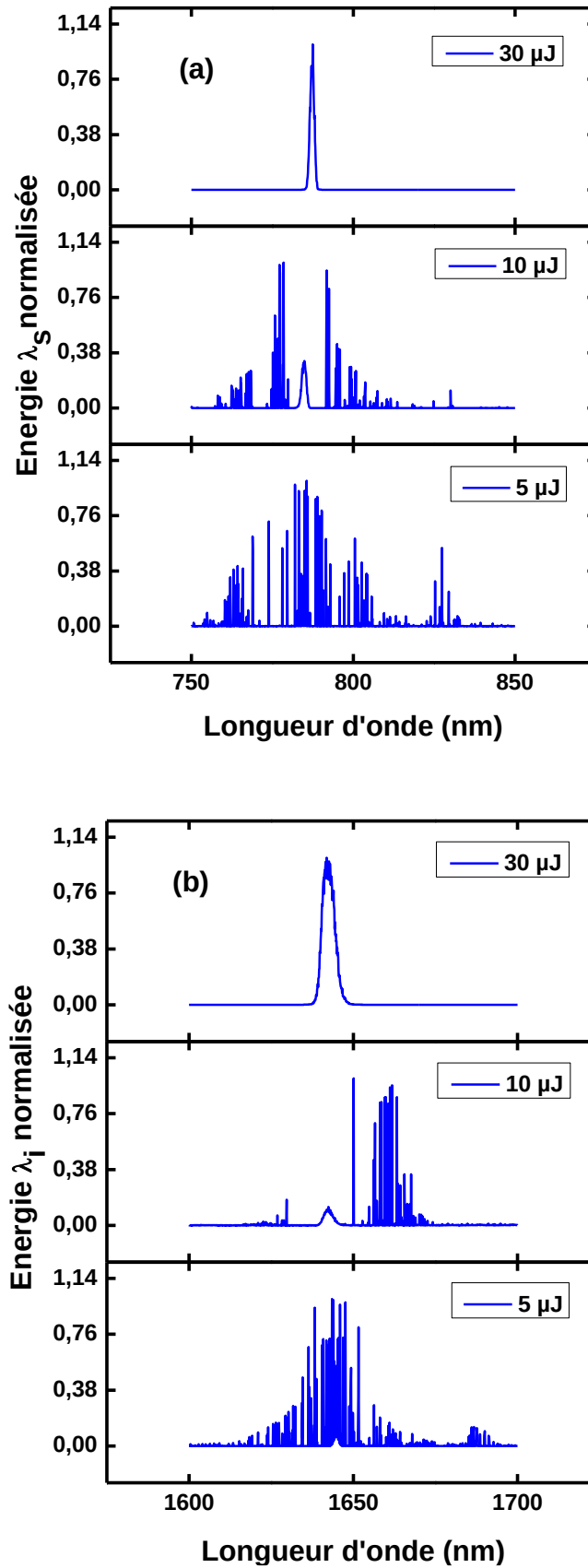


Figure 4. 14. Les spectres générés par un cristal photonique non linéaire PPLT-1D avant le seuil ($E_p = 5\mu\text{J}$), près du seuil ($E_p = 15\mu\text{J}$) et à trois fois le seuil ($E_p = 30\mu\text{J}$), (a) signal, (b) idler.

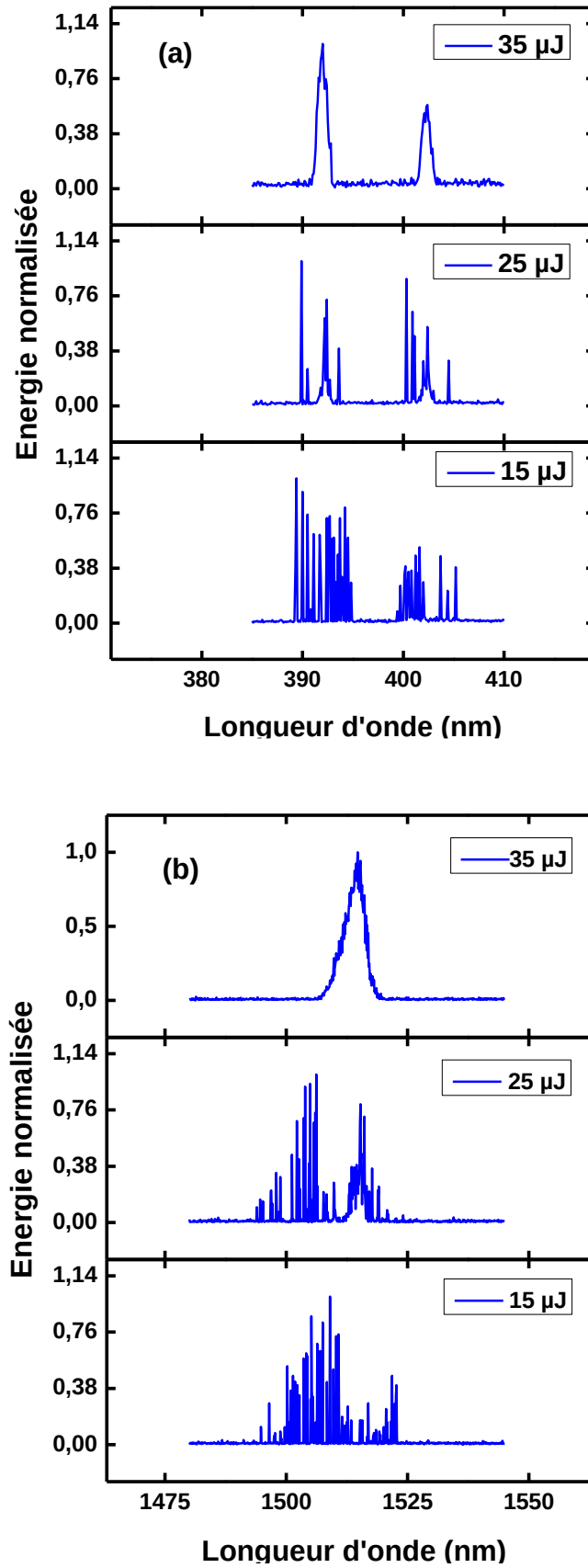


Figure 4. 15. Les spectres générés par les effets de cascade d'un cristal photonique non linéaire PPLT-1D avant le seuil ($E_p = 15 \mu\text{J}$), près du seuil ($E_p = 25 \mu\text{J}$) et après le seuil ($E_p = 35 \mu\text{J}$), (a) SHG_S et SFG_P-I. (b) Idler 2

4.3. Comparaison avec l'oscillation paramétrique optique à cavité externe

Afin de valider notre hypothèse d'oscillation paramétrique optique sans cavité externe, nous avons également effectué une étude comparative des deux configurations avec et sans miroirs pour un échantillon PPLT-2D réseau carré d'une période de $8.52\mu\text{m}$.

Cependant, il convient de noter que cette étude a été effectuée, récemment, au laboratoire du Professeur L.H. Peng de NTU (Taiwan) dans des conditions expérimentales légèrement différentes notamment concernant le laser pompe utilisé. En effet, ce dernier est un laser NL204 de marque EKSPLA, émettant à 532nm avec une durée impulsionnelle de 7ns avec une fréquence de répétition de 500Hz .

Pour la détection des ondes générées, il a été utilisé un détecteur de type Ophir PD300-UV pouvant détecter des longueurs d'onde entre 200nm et 1100nm ayant des puissances allant de 20pW à 300mW . La cavité utilisée est de type plano-concave. Les transmissions mesurées de ces miroirs et des facettes des échantillons polies pour les longueurs d'onde pompe, signal et idler sont rapportées sur le tableau 4.3.

Tableau 4.3 : Transmission de la cavité plano-concave de l'échantillon pour les trois longueurs d'onde étudiées ($\lambda_p, \lambda_s, \lambda_i$). IC : Coefficient d'entrée, OC : Coefficient de sortie

	Transmission	532nm	787nm	1641nm
Cavité plano-concave	IC	95%	4%	80%
	OC	45%	60%	24%
Facette de l'échantillon	IC	86%	86%	86%
	OC	86%	86%	86%

La figure 4.16 rapporte une comparaison des résultats obtenus en mesurant la puissance du signal en fonction de la puissance pompe dans le cas du dispositif sans miroirs externes et avec miroirs pour l'échantillon PPLT-2D de $8.52\mu\text{m}$. Les données expérimentales sont ajustées par une fonction linéaire afin de déterminer la pente et la puissance seuil.

On constate que les deux courbes (avec et sans miroirs) présentent la même pente. Cela confirme l'oscillation paramétrique optique sans miroirs. Par ailleurs, les seuils d'oscillations obtenus sont de 64.5mW avec miroirs et de 202mW dans le cas sans miroirs.

Afin de bien vérifier la validité de cette étude, nous avons également effectué les mêmes mesures sur un échantillon de PPLT-1D de $8.52\mu\text{m}$ avec et sans miroirs.

Les résultats montrés sur la figure 4.17 présentent les courbes de la variation de la puissance du signal en fonction de la puissance pompe dans les dispositifs sans et avec miroirs, respectivement. Nous obtenons la même pente dans les deux cas avec un seuil de 28mw et 46.48mw avec et sans miroirs, respectivement.

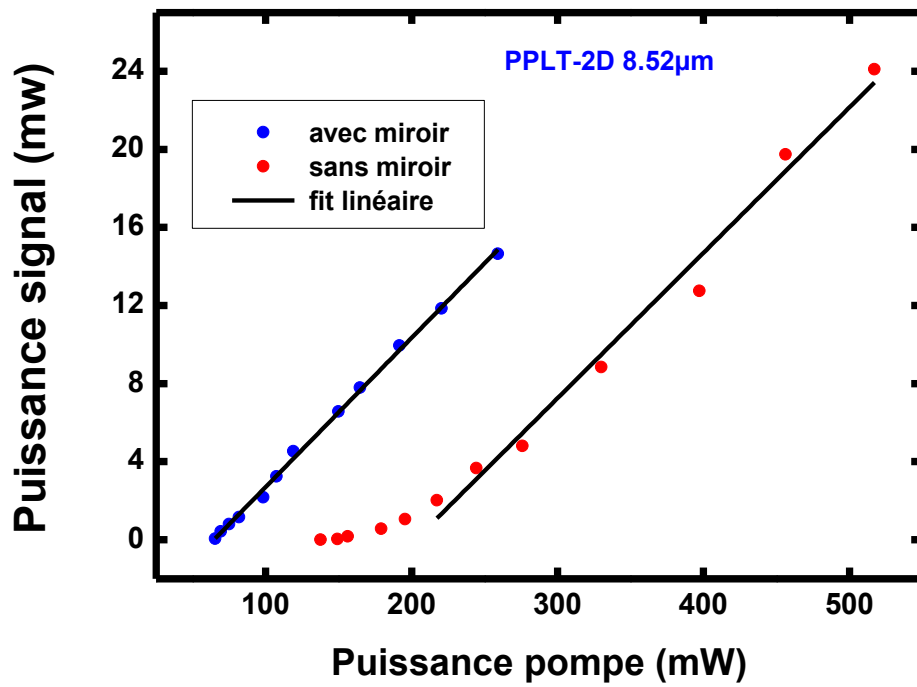


Figure 4. 16. Comparaison de l'oscillation paramétrique optique avec et sans miroirs externes dans le PPLT-2D de réseau carrée d'une période $\Lambda=8.52\mu\text{m}$.

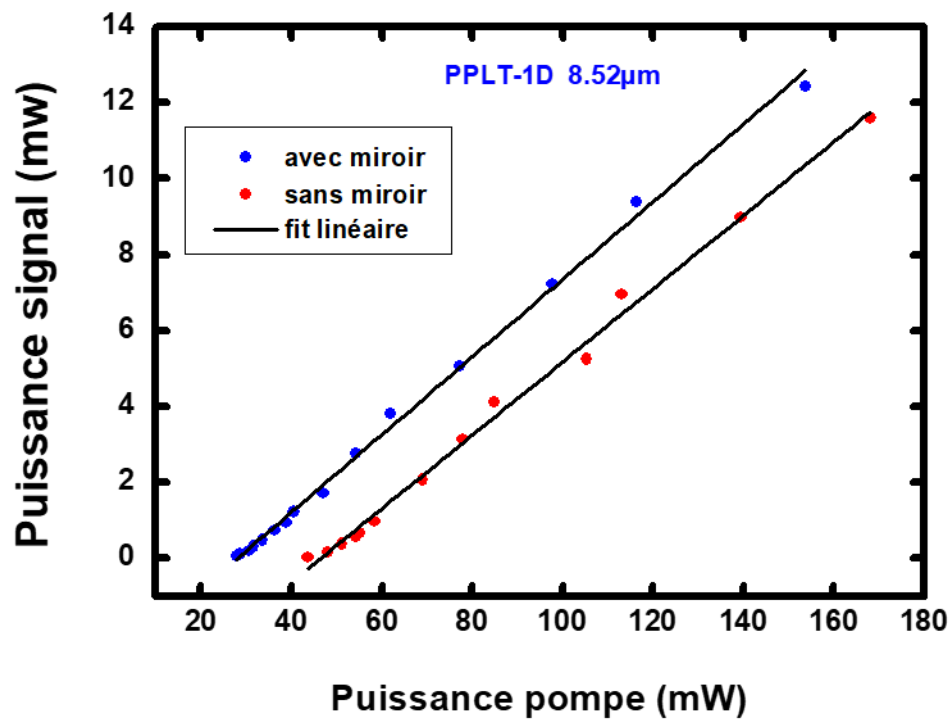


Figure 4. 17. Comparaison de l'oscillation paramétrique optique avec et sans miroirs externes dans le PPLT-1D de réseau carrée d'une période $\Lambda=8.52\mu\text{m}$.

Le tableau ci-dessous résume les valeurs de seuil obtenues à partir de l'ajustement linéaire des mesures obtenues dans les deux échantillons étudiés.

Tableau 4.4 : Seuil de puissance du PPLT-1D et de 2D de période $\Lambda=8.52\mu\text{m}$

	Seuil de puissance obtenu du fit linéaire	
	Avec miroir	Sans miroir
PPLT-2D $\Lambda=8.52\mu\text{m}$	64.58 mW	202 Mw
PPLT-1D $\Lambda=8.52\mu\text{m}$	28 mw	46.48 Mw

Bien que les conditions expérimentales utilisées pour obtenir ces résultats sont légèrement différentes de celles que nous avons utilisées au LPL, il est néanmoins pertinent de souligner le fait que cette étude menée par nos collègues à Taiwan est une autre confirmation de l'hypothèse initiale concernant l'existence d'une oscillation paramétrique optique dans les échantillons PPLT-1D et 2D sans miroirs externes.

5. Origine de l'apparition de l'OPO2

À ce stade de notre travail, les résultats précédents apportent des preuves claires confirmant les oscillations paramétriques optiques multi-longueurs d'onde co-propagatives en utilisant des cristaux photoniques non linéaires rectangulaires de PPLT sans cavité externe.

La rétroaction est assurée par les réflexions de Fresnel des facettes de l'échantillon. En plus de cela, l'analyse ci-dessus indique que les longueurs d'onde supplémentaires (autres que le signal et l'idler « ordinaires » - OPO1) sont observées grâce à des oscillations paramétriques optiques, qui fournissent une densité de puissance de pompe élevée dans les échantillons.

Néanmoins, on s'attend à ce que l'apparition de la deuxième paire de signal et de l'idler (OPO2) remplisse les mêmes conditions QPM de la paire originale OPO1 en fonction de la température.

Cependant, bien qu'un très bon accord ait été obtenu entre les simulations et les mesures dans le cas des cartographies du signal et de l'idler de l'OPO1, nos calculs indiquent une divergence importante entre les simulations et les données expérimentales de la deuxième paire d'OPO2.

Aussi, nous pensons que l'apparition de la deuxième paire d'OPO2 est influencée par la variation de l'indice de réfraction induite localement par la présence de la première interaction OPO1.

Comme nous le verrons ci-dessous, cela pourrait également expliquer le comportement de la deuxième paire OPO2 avant et après le point de croisement sur lequel nous reviendrons à la fin de ce chapitre.

Lorsque la paire originale de signal et de l'idler de l'OPO1 a lieu, la densité de puissance élevée contenue dans le matériau ainsi que la température de l'échantillon provoquent une variation locale de l'indice et un décalage des conditions QPM pour le deuxième OPO2.

Ainsi, l'OPO2 apparaît avec un nouvel indice de réfraction, qui inclut cette variation, tel que :

$$n = n_{sellmeire} + \Delta n \quad (4.10)$$

Dans une première approche, nous avons extrait, empiriquement, de nos mesures la variation d'indice attendue (figure 4.18) comme suit (nous considérons ici le cas du PPLT-1D à 8.52μm et un QPM de 1^{er} ordre) :

$$\frac{n_p}{\lambda_p} = \frac{n_{s,1}}{\lambda_{s1}} + \frac{n_{i,1}}{\lambda_{i1}} + \frac{1}{\Lambda} \quad \text{OPO1} \quad (4.11)$$

$$\frac{n_p + \Delta n_p}{\lambda_p} = \frac{n_{s,2}}{\lambda_{s2}} + \frac{n_{i,2}}{\lambda_{i2}} + \frac{1}{\Lambda} \quad \text{OPO2} \quad (4.12)$$

$$\Delta n_p = \lambda_p \left[\left(\frac{n_{s,2}}{\lambda_{s2}} - \frac{n_{s,1}}{\lambda_{s1}} \right) + \left(\frac{n_{i,2}}{\lambda_{i2}} - \frac{n_{i,1}}{\lambda_{i1}} \right) \right] \quad (4.13)$$

Les résultats obtenus sont affichés sur la figure 4.18. Ils montrent que la variation d'indice passe de valeurs positives à d'autres négatives avant et après le point de croisement (à T = 64°C), respectivement. Cette variation est nulle en ce point, ce qui laisse penser qu'il y aurait une levée de dégénérescence des OPO1 et OPO2.

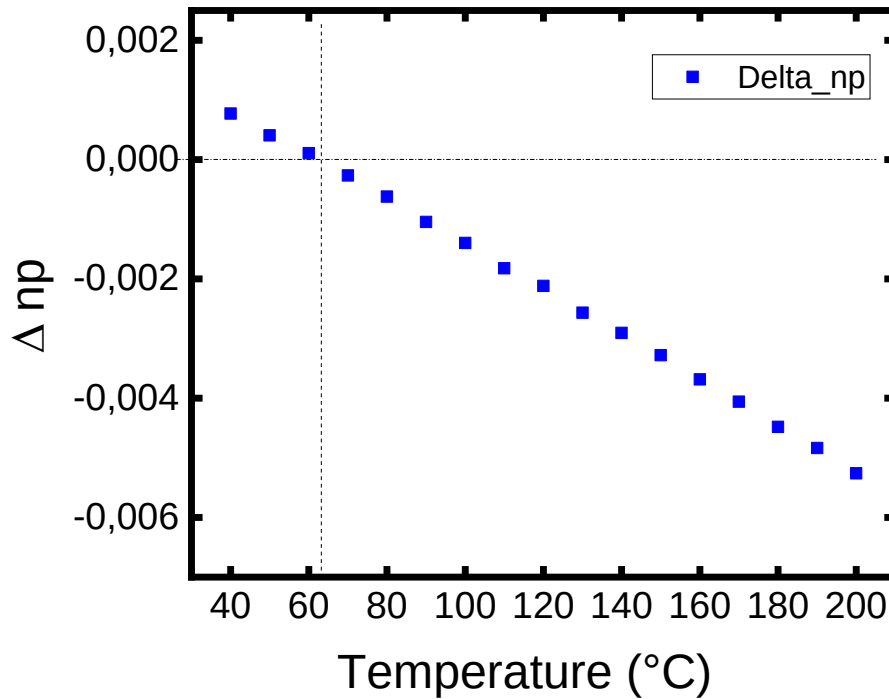


Figure 4. 18. Variation de l'indice de réfraction en fonction de la température (données empiriques)

Nous pensons que deux contributions aux changements d'indice de réfraction peuvent être envisagées : les effets cascades quadratiques et les effets électro-optiques (EO: *Electro optics*), tel que :

$$\Delta n = \Delta n_{casc} + \Delta n_{EO} \quad (4.14)$$

Ces effets combinés ont déjà été observés dans des expériences de mélange à quatre ondes avec des lasers picosecondes dans KNbO_3 [150] et identifiés dans l'auto-modulation d'impulsions picosecondes dans GaAs [151].

Dans la suite, nous détaillerons notre analyse concernant ces effets et leurs contributions, respectives, à la variation locale de l'indice de réfraction du PPLT.

Avant d'aller plus loin, nous proposons le schéma de la figure 4.19 afin d'illustrer les mécanismes non linéaires derrière l'apparition d'une seconde paire OPO2 ainsi que la contribution des processus combinés de cascade quadratique et d'EO.

Tout d'abord, la puissance pompe élevée génère la première paire OPO1 avec les conditions QPM1. Par la suite, le processus SHG du signal crée un effet cascade quadratique (qui sera détaillé ci-dessous) avec une modification de l'indice de réfraction de type Kerr optique. De plus, les puissances des différentes interactions produisent, par différents effets qui seront évoqués ci-dessous, une autre variation de l'indice de réfraction due à l'effet EO. Cette variation d'indice totale est responsable dans l'apparition de la seconde paire OPO2 avec une nouvelle condition QPM2.

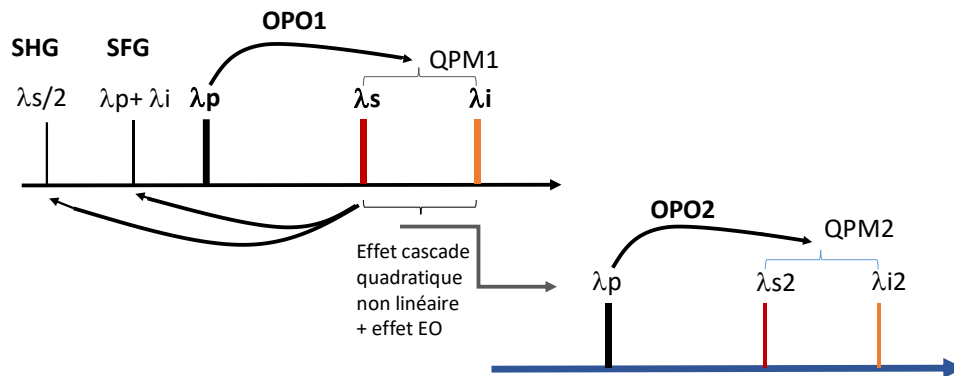


Figure 4. 19. Illustration du mécanisme de l'apparition de l'OPO2

Dans la suite nous détaillerons notre analyse ainsi que le modèle proposé pour étayer nos hypothèses.

5.1. L'effet cascade quadratique

Plusieurs références, telle que [9] ont rapporté que la non-linéarité du second ordre en cascade peut produire une non-linéarité équivalente de type Kerr et apporte une nouvelle contribution à l'indice de réfraction non linéaire.

Par exemple, dans les matériaux non centro-symétriques, les processus dits en cascade de la génération du second harmonique (SHG) et du mélange de fréquence de l'onde de second harmonique générée avec l'onde fondamentale peuvent conduire à un effet cascade quadratique efficace. Cet effet provient du fait que dans le cas d'un désaccord de phase, Δk , non nul, l'énergie fournie par la ou les ondes incidentes circule entre les fréquences générées et incidentes, à mesure que les ondes se propagent à travers le matériau non linéaire.

Ce phénomène a été étudié dès 1967 où il a été mis en évidence que l'échange périodique d'énergie dans un processus de conversion à base de $\chi^{(2)}$ conduit à des déphasages non linéaires pour l'onde incidente [152]. Ces déphasages non linéaires dépendent de l'intensité, donc similaires à ceux induits par les interactions de type $\chi^{(3)}$.

Bien que cet effet de cascade quadratique ait été traité théoriquement dès le début, les limitations expérimentales ont entravé tout intérêt pratique jusqu'aux premières mesures de ces déphasages non linéaires en 1989 et 1992 [153-154]. Le processus qui induit ces déphasages non linéaires a été donc appelé *Cascading second order nonlinearity effect* ou effet cascade quadratique.

Le mécanisme responsable de ce phénomène peut être illustré à l'aide du cas simple de la SHG, en accord de phase de type I. L'interaction entre le second harmonique et le fondamental est représentée sur la figure 4.20, où est décrit schématiquement le principe pendant une période d'oscillation.

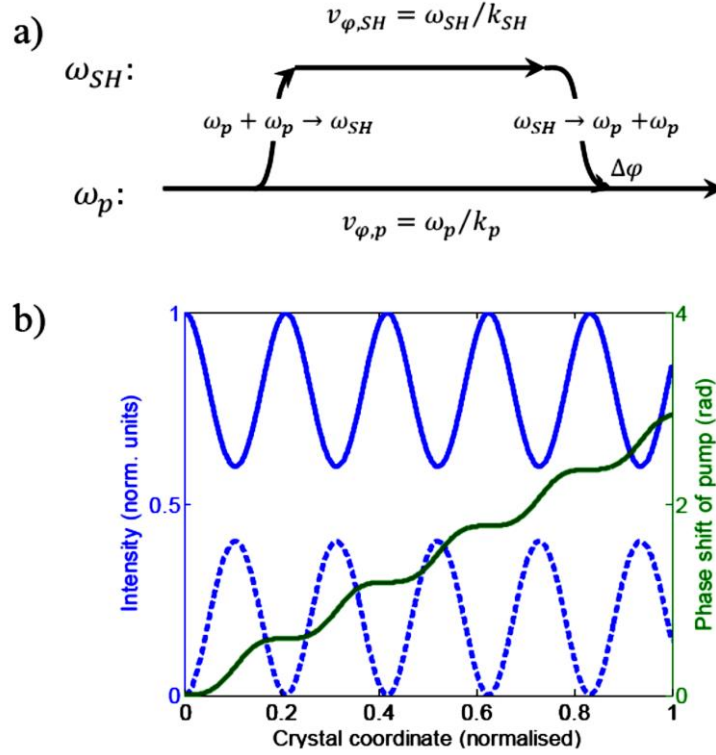


Figure 4. 20. (a)Figure schématique d'un seul cycle du transfert d'énergie en cascade quadratique de SHG sans accord de phase. (b) Intensité SH générée (courbe bleue en pointillés), intensité fondamentale (courbe bleue pleine) et phase non linéaire acquise par l'onde fondamentale en fonction de la distance propagée. [68].

Le second harmonique est généré à l'entrée *via* $\omega + \omega \rightarrow 2\omega$. Il se déplace à une vitesse de phase différente de l'onde fondamentale. Après typiquement une demi-longueur de cohérence, il se convertit à nouveau en onde fondamentale, c'est-à-dire $2\omega - \omega \rightarrow \omega$. Comme le processus n'est pas forcément en phase, l'onde fondamentale régénérée a donc une phase différente du faisceau fondamental d'origine qui n'a pas été converti en SHG.

L'évolution d'intensité des ondes λ_{SHG} et fondamentale, ainsi que l'évolution de phase de l'onde fondamentale, sont représentées sur la figure 4.20 (b). Au fur et à mesure que l'onde λ_{SHG} croît, l'onde de pompe perd une quantité égale d'énergie. Après une longueur de cohérence, lorsque l'onde λ_{SHG} est soumise à des interférences destructives, cette énergie est reconvertie à la fréquence de la pompe. Cependant, comme l'onde λ_{SHG} s'est propagée avec une vitesse de phase différente de celle de la pompe, lorsque l'onde est rétro-convertie à la fréquence de pompe, elle a accumulé un déphasage, $\Delta\varphi$, par rapport à l'onde à la fréquence de la pompe.

Le résultat est que l'onde initiale a acquis un déphasage. En ce sens, l'effet cascade quadratique est similaire à l'auto-modulation de phase (SPM : *Self-Phase Modulation*) basée sur $\chi^{(3)}$, mais le processus exploite la susceptibilité du second ordre $\chi^{(2)}$ (au lieu de $\chi^{(3)}$).

A noter que l'effet cascade quadratique est plus efficace que SPM puisque les valeurs des composantes $\chi^{(2)}$ sont plus élevées que celles des composantes $\chi^{(3)}$.

Cette non-linéarité de type Kerr doit être prise en compte lorsqu'un faisceau laser intense est utilisé, ce qui est le cas dans nos expériences.

Un tel effet a été observé pour la première fois dans des expériences de génération SHG pulsée à haute puissance [155]. Aussi, en raison du plus grand coefficient non linéaire d_{33} de LiTaO_3 [156] impliqué, la valeur de l'indice de réfraction non linéaire produit ($n_{\text{NL}} \sim 10^{-11} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) est plus grande que la susceptibilité habituelle du troisième ordre ($n_{\text{NL}} \sim 10^{-12} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$) d'un ordre de grandeur [9] [157]. Il est à noter que cet effet peut être négligé lorsque le faisceau laser incident sur l'échantillon est faible.

De plus, le signe et l'amplitude de la réponse non linéaire dû à ce processus peuvent être ajustés par le déphasage. Δk peut être modifié en changeant, par exemple, la température ou la période du réseau périodique des cristaux non linéaires.

En incluant les contributions de l'indice de réfraction en cascade et non linéaire normal, un indice de réfraction non linéaire effectif de $-2,9 \cdot 10^{-14}$ à $+3,3 \cdot 10^{-14} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$ a été rapporté en réglant le déphasage dans le $\text{LiNbO}_3 : \text{MgO}$ périodiquement polarisé [158].

Plus précisément, V. Ulvila *et al.* [159] ont rapporté un OPO CW (pompé en onde continue), qui est capable de générer un OFC (*Optical Frequency Comb*) sans aucune modulation active. La génération du peigne était basée sur l'effet cascade quadratique $\chi^{(2)}$, qui est obtenue en fournissant un SHG déphasé pour le faisceau de signal de résonance de l'OPO [159].

V. Ulvila *et al.* ont indiqué qu'en utilisant $\lambda = 1,560 \mu\text{m}$, $\Lambda = 19,7 \mu\text{m}$, $\Delta k \sim 2,5 \text{ mm}^{-1}$, $n_\omega = 2,14$, $n_{2\omega} = 2,18$ [160] et $d_{\text{eff}} = 2d_{33}\pi^{-1} \sim 13 \text{ pm/V}$ [146], l'indice de réfraction non linéaire en cascade quadratique du PPLN a été estimé à $-2,1 \cdot 10^{-13} \text{ cm}^2 \cdot \text{W}^{-1}$. Avec ces paramètres, un spectre de faisceau de signal élargi et stable a été observé avec un analyseur de spectre optique [159].

Un effet cascade quadratique peut également survenir lors de l'accord de phase parfait, lorsque deux ondes incidentes non dégénérées interagissent, par exemple dans le cas de la génération SHG ou SFG de type II, et les intensités incidentes (ou plus précisément les flux de photons) sont non égales.

Belostotsky *et al.* [161] ont montré, en résolvant numériquement les équations d'ondes couplées pour la SHG de type II, que les déphasages non linéaires induits des ondes impliquées conduisent à des changements périodiques d'intensité de toutes les ondes pour des entrées déséquilibrées [161].

D'une manière générale et dans l'approximation de l'onde non appauvrie, en considérant $\Delta k = k_{2\omega} - k_{2\omega} - \frac{2\pi}{\Lambda}$, ce déphasage est proportionnel à l'intensité d'entrée et on peut écrire [9] [159]:

$$\Delta n_{casc} = -\frac{4\pi}{c\varepsilon_0} \left(\frac{L}{\lambda_0}\right) \frac{d_{eff}^2}{n_{2\omega}(n_\omega)^2} \frac{1}{\Delta k L} \quad (4.15)$$

$$\Delta n_{casc} = -\frac{4\pi}{\lambda_{\varepsilon_0} c} \frac{d_{eff}^2}{n_\omega^2 n_{2\omega}} \frac{\Lambda}{(\Lambda(k_{2\omega} - 2k_\omega) - 2\pi)} \quad (4.16)$$

Cela permet d'écrire :

$$\Delta n_{casc} = -\frac{2}{\lambda_{\varepsilon_0} c} \frac{d_{eff}^2}{n_\omega^2 n_{2\omega}} \frac{\Lambda}{\left(\frac{2\Lambda}{\lambda}(n_{2\omega} - n_\omega) - 1\right)} \quad (4.17)$$

n_ω et $n_{2\omega}$ sont les indices de réfraction aux fréquences ω et 2ω , c est la vitesse de la lumière dans le vide, d_{eff} est le coefficient non linéaire effectif, λ_0 est la longueur d'onde dans le vide et Λ est la période du réseau.

A noter que l'effet cascade quadratique suscite encore beaucoup d'intérêt, en particulier pour les applications dans le domaine temporel, comme la compression d'impulsions et la génération de spectre ultra-large bande.

Finalement, une approche similaire peut être appliquée dans le cas de nos expériences en considérant une variation d'indice due à l'effet cascade quadratique.

5.2. Variation de l'indice par effet EO

En réalité, dans les conditions expérimentales utilisées, la variation d'indice par effet EO peut provenir de trois phénomènes : la rectification optique, les effets pyroélectriques et photo-induits. Nous allons rappeler succinctement le poids de ces effets.

5.2.1. La rectification optique

La rectification optique pourrait contribuer à l'effet électro-optique total, car sous un éclairage du PPLT avec une lumière polarisée parallèlement à l'axe polaire, cet effet produit un champ quasi-statique le long de la direction polaire. Ce champ peut alors agir sur le faisceau par un changement d'indice de réfraction produit par l'effet électro-optique linéaire (effet Pockels). Une contribution des ondes générées peut également se produire en même temps. Cet effet combiné avait déjà été observé dans des expériences de mélange à quatre ondes avec des lasers picosecondes dans KNbO₃ [150] mais sa contribution aux déphasages non linéaires induits par la lumière a été précédemment négligée. Dans les matériaux non centro-symétriques, un faisceau d'entrée à fréquence ω peut générer un champ électrique quasi-statique à fréquence zéro (rectification optique) et donc induire une polarisation telle que :

$$P_i^0 = \frac{1}{2} \varepsilon_0 \chi_{ijk}^{(0;\omega,-\omega)} E_j^\omega E_k^{\omega*} \quad (4.18)$$

Où $\chi_{ijk}^{(0;\omega,-\omega)}$ est la susceptibilité non linéaire décrivant la rectification optique [160].

Ce champ généré peut induire une variation de l'indice de réfraction *via* l'effet EO linéaire donnée par :

$$\Delta n_{RO} = \frac{n^6}{4c\epsilon_0} \frac{r^2}{(\epsilon_s - 1)} \quad (4.19)$$

Ou encore :

$$\Delta n_{RO} = \frac{1}{c\epsilon_0 n_i^2} \frac{(\chi_{iik}^{(-\omega; \omega, 0)})^2}{(\epsilon_s - 1)} = \frac{n_i^6}{4c\epsilon_0} \frac{(r_{ii})^2}{(\epsilon_s - 1)} \quad (4.20)$$

Où ϵ_s est la constante diélectrique statique, r_{ij} est le coefficient EO [162].

Notez que la nouvelle contribution Δn_{RO} à l'indice de réfraction est toujours accordée en phase puisque toutes les ondes en interaction ont soit la même fréquence optique, soit une fréquence nulle.

De plus, Δn_{RO} est toujours positif. Le déphasage est proportionnel au carré de la figure de mérite électro-optique $(n^3 r_{\text{eff}})^2$. Par conséquent, de bons matériaux pour l'électro-optique sont également de bons candidats pour ce type de phénomène.

5.2.2. L'effet pyroélectrique

L'effet pyroélectrique considère le changement de la polarisation spontanée $\mathbf{P}$ avec un changement de température T tel que [163] :

$$\Delta \mathbf{P} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ p_z \end{bmatrix} \Delta T \quad (4.21)$$

En supposant qu'à la limite du domaine ferroélectrique, il y a des charges électriques (immobiles), qui se sont formées pendant le processus de polarisation électrique (c'est-à-dire le courant de commutation dans l'inversion de domaines). Puisqu'ils étaient immobiles (c'est-à-dire une charge spatiale), en chauffant le cristal PPLT, nous pourrions avoir un effet EO induit par la pyroélectricité. Il a été suggéré que le champ pyroélectrique créé par le chauffage dû à l'absorption de la lumière pourrait contribuer à un champ de dérive interne [164]. Notant que pour le LN et le LT, $dP_s/dT < 0$ (où T est la température), le champ pyroélectrique aurait un signe opposé au champ interne supposé. Ainsi, du fait que les domaines antiparallèles correspondent à une inversion de signe du coefficient électro-optique, avec un champ électrique appliqué le long de l'axe z de l'échantillon, l'indice de réfraction peut être modifié comme suit :

$$\Delta n_{py} = -\frac{1}{2} n^3 r_{\text{eff}} E_{py} \quad (4.22)$$

$$E_{py} = -p \frac{\Delta T}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (4.23)$$

p , le coefficient pyroélectrique, ΔT la variation de la température

A noter que le coefficient pyroélectrique du LiTaO_3 est de l'ordre de $-2.3 \times 10^{-4} \text{ C}/^\circ\text{C}/\text{m}^2 = -230 \mu\text{C}/^\circ\text{K}/\text{m}^2$, ce qui est deux fois plus grand que celui du LiNbO_3 .

5.2.3. L'effet photo-induit

Cet effet est, principalement, dû au mécanisme de migration des charges lorsque le cristal est uniformément illuminé. Une tension peut être observée entre les faces z de l'échantillon. Cet effet est généralement induit par une lumière incidente de haute intensité qui excite les porteurs de charge qui migrent sur de nouveaux sites comme un donneur ou un accepteur vide. Les régions de haute intensité perdent donc des électrons tandis que les régions de faible intensité acquièrent des électrons en surplus. Cela modifie les champs de charge d'espace locaux, en modulant l'indice de réfraction *via* l'effet électro-optique linéaire. A titre d'exemple, la figure 4.21 décrit le processus ci-dessus. Les charges deviennent mobiles et se déplacent vers des régions de faible intensité *via* l'effet photovoltaïque et la diffusion, augmentant ainsi la densité de charges dans ces régions.

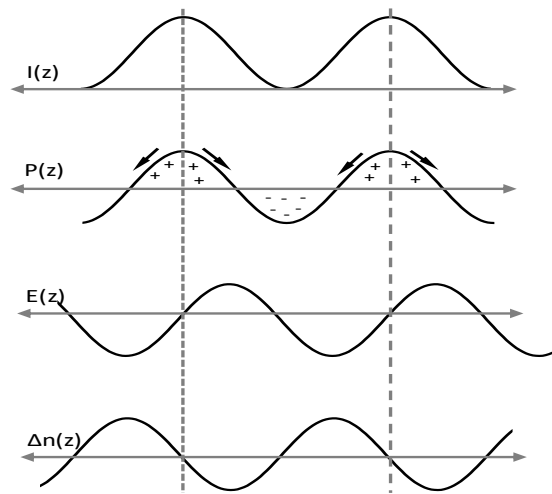


Figure 4. 21. Description schématique de l'effet photo-induit

Une telle charge spatiale située à la limite du domaine pourrait également être excitée localement et libérée par une intensité de faisceau "très forte" en créant des changements d'indice de réfraction photo-induits *via* l'effet EO.

Des photo-courants ont été observés dans le LiNbO_3 en l'absence de champs appliqués, lorsque les photo-porteurs sont excités par un rayonnement de courte longueur d'onde à 532nm. En utilisant cette interprétation, [165] a représenté le processus de photo-réfraction (changement d'indice induit optiquement) dans LiNbO_3 . Un autre rapport indique que le photo-courant est dû à un effet photovoltaïque [165-166].

Comme déjà signalé dans la réf [167], ces effets font apparaître un courant le long de la direction z et dépendent de l'intensité lumineuse de la pompe (532nm). Les changements d'indice de réfraction induits optiquement supposent la présence d'un champ électrique interne antiparallèle à la polarisation spontanée. La vitesse à laquelle les changements d'indice ont lieu augmente, pour une densité donnée de puissance optique, avec le champ de dérive en raison du temps de transit plus court des électrons photo-excités à travers la région éclairée.

5.3. La variation totale de l'indice de réfraction

Revenons à notre hypothèse d'explication de l'apparition de nouvelles longueurs d'onde lors de l'oscillation paramétrique optique sans miroirs externes dans les PPLT-1D et 2D.

Nous conjecturons qu'à haute énergie de pompe (après le seuil), il y a une compétition entre les deux contributions à la variation d'indice, à savoir l'effet cascade quadratique et l'effet électro-optique linéaire (Pockels).

A basse température, la contribution de l'effet EO est importante et elle diminue avec l'augmentation de la température. Comme indiqué dans la référence [165], cet effet peut être annihilé pour des températures $> 170^\circ\text{C}$.

De son côté, l'effet cascade quadratique augmente avec l'augmentation de la température et de la densité de puissance de la pompe [157].

Ainsi, l'indice de réfraction vu par l'OPO2 dépend fortement de la résultante de cette variation combinée telle que :

$$n = n_{\text{sellmeire}} + \Delta n_{RO} + \Delta n_{EO} - \Delta n_{\text{casca}} \quad (4.24)$$

$$n = n_{\text{sellmeire}} + \frac{n^6}{4c\epsilon_0} \frac{r^2}{(\epsilon_s - 1)} + \frac{1}{2} n^3 r_{33} E_{py} - \frac{|\chi^{(2)}|^2}{\Delta k} \frac{16\pi\omega}{nc} I \quad (4.25)$$

$$n = n_{\text{sellmeire}} + \frac{n^6}{4c\epsilon_0} \frac{r^2}{(\epsilon_s - 1)} + \frac{1}{2} n^3 r_{33} \left(\frac{\kappa\alpha}{\epsilon} \right) I - \frac{|\chi^{(2)}|^2}{\Delta k} \frac{16\pi\omega}{nc} I \quad (4.26)$$

Notons que dans ces conditions, il est pertinent de supposer qu'au point de croisement, ces effets produisent la même variation d'indice de réfraction avec des signes opposés et donc s'annihilent mutuellement. Au fur et à mesure que la période diminue, les parois du domaine se rapprochent, ce qui pourrait augmenter le poids de la contribution de l'effet électro-optique et faire déplacer le point de croisement vers les hautes températures, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre.

Cependant, nous n'avons pas pu continuer notre analyse théorique et expérimentale des phénomènes présentés ci-dessus. Cette analyse mérite des développements plus détaillés. Par exemple, afin de modéliser la variation globale de l'indice dans des cristaux photoniques périodiquement polarisés à puissance élevée, il serait pertinent de définir une équation de Sellmeier qui dépend non seulement de la longueur d'onde et de la température, mais aussi, de la puissance pompe et indirectement de la période du réseau.

Malheureusement, cela dépasse largement le cadre de ce travail de thèse notamment dans le cadre sanitaire que nous vivons qui était un handicap majeur pour mener à bien plusieurs études. La modélisation précise des phénomènes présentés ci-dessus ainsi que leurs quantifications expérimentales devront faire l'objet d'un travail ultérieur que l'équipe entend poursuivre.

De plus, pour des raisons d'efficacité et de contraintes liées à la durée de mon contrat doctoral, nous avons opté pour une autre approche afin de valider notre hypothèse de variation locale de l'indice de réfraction.

Dans cette approche, nous nous appuyons encore une fois sur une analyse en utilisant l'équation de Sellmeier. Partant du principe que l'OPO2 se met en place sous une autre

condition QPM2 et donc avec des indices de réfraction différents que ceux du QPM1, nous avons cherché une autre version de l'équation de Sellmeier propre à cette interaction OPO2.

Aussi, la différence entre les deux équations de Sellmeier-QPM1 et Sellmeier-QPM2 permettra d'obtenir la variation de l'indice de réfraction escomptée.

Pour cela, en utilisant le même code Matlab décrit dans le chapitre3, nous avons déterminé de nouveau paramètres de Sellmeier vérifiant les nouvelles conditions d'accord de phases (QPM2) permettant de générer le 2nd couple OPO2.

Ces nouveaux paramètres sont présentés dans le tableau ci-dessous.

Tableau 4.5 : Tableau des paramètres de l'équation de Sellmeier vérifiant le QPM de l'OPO2

<i>A</i>	4,5283
<i>B</i>	2.5.10 ⁻⁶
<i>C</i>	0,5353
<i>D</i>	-0,028670
<i>E</i>	0,09369
<i>F</i>	0,1988
<i>b(t)</i>	1,04294.10 ⁻⁹ T ²
<i>c(t)</i>	1,0234.10 ⁻⁸ T ²

Tel que :
$$n_{e(\lambda,T)}^2 = A + \frac{B+b(T)}{\lambda^2-(C+c(T)^2)} + \frac{E}{\lambda^2-F^2} + D\lambda^2$$

La figure 4.22 représente les simulations numériques du processus OPO1 et OPO2 obtenues à partir des deux versions de l'équations de Sellmeier et des mesures expérimentales.

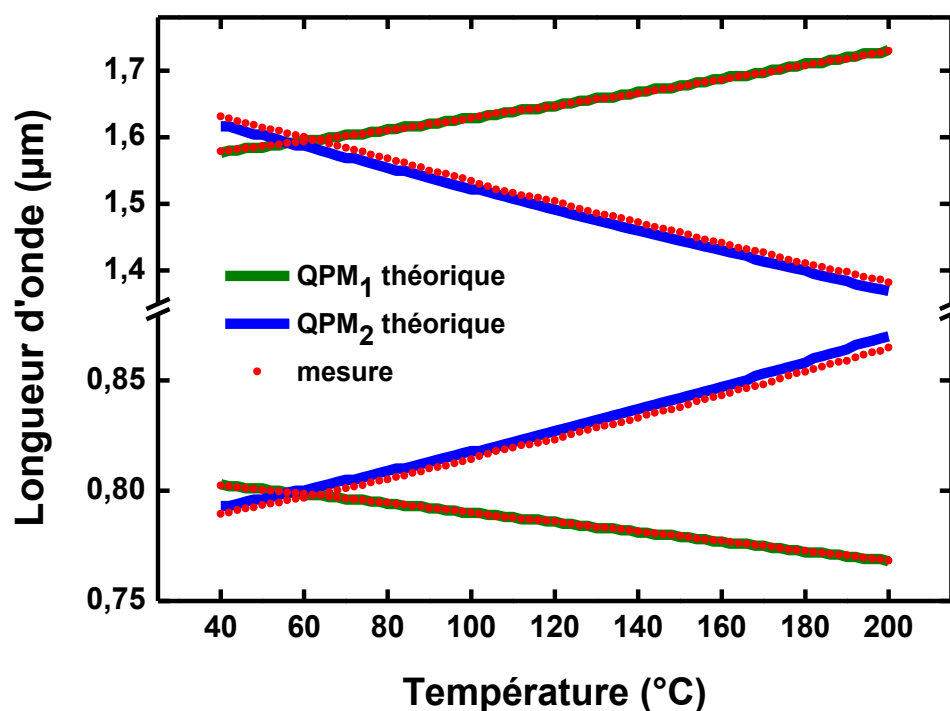


Figure 4. 22. Comparaison des résultats expérimentaux et de simulation pour les processus OPO1 et OPO2 dans un PPLT-1D de 8.52μm.

Les résultats de simulations sont en très bon accord avec les mesures expérimentales. Aussi, les 2 équations valident les résultats des deux OPO1 et OPO2, respectivement.

La figure 4.23 donne la variation de l'indice de réfraction de λ_p dans le cas des deux processus OPO1 et OPO2 obtenus en utilisant les deux versions de l'équations de Sellmeier trouvées.

Finalement, à partir des deux équations de Sellmeier obtenues pour le QPM1 et QPM2, nous avons déduit la variation de l'indice de réfraction telle que :

$$\Delta n(\lambda, T) = n_{sell-QPM2}(\lambda, T) - n_{sell-QPM1}(\lambda, T) \quad (4.27)$$

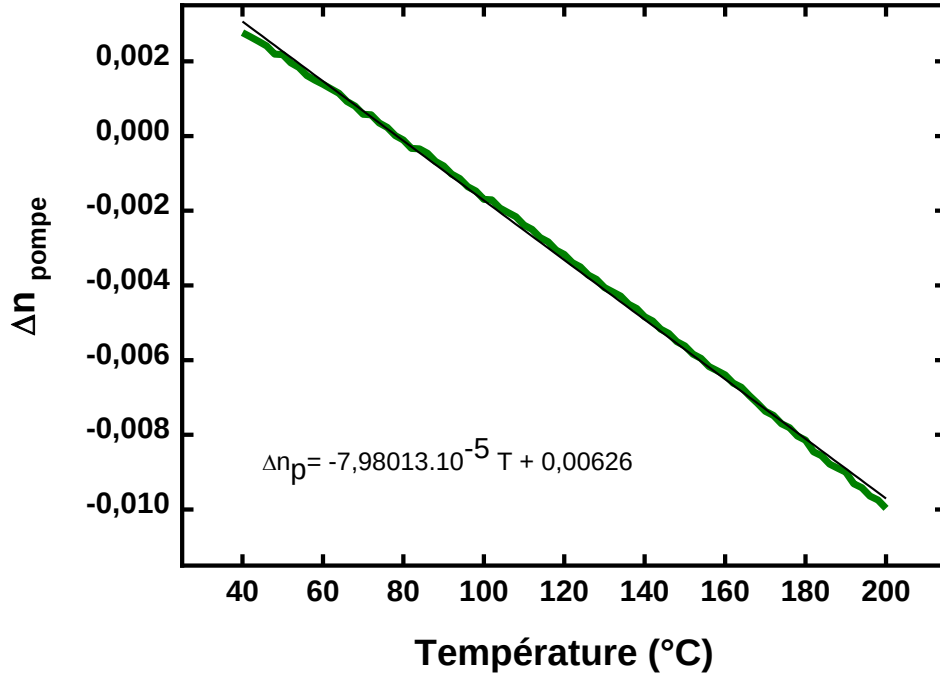


Figure 4. 23. Variation de l'indice de réfraction de la pompe en fonction de la température obtenue par soustraction des valeurs obtenues par les deux équations de Sellmeier (QPM1 et QPM2)

A partir de la figure 4.23, nous constatons une variation linéaire avec des valeurs négatives et positives. Le Δn s'annule à une température proche de celle du point de croisement. Par ailleurs, cette courbe est similaire à celle obtenue dans la figure 4.18. Ce résultat apporte une confirmation supplémentaire à notre hypothèse d'une variation locale de l'indice de réfraction qui induit de nouvelles conditions QPM2.

Cependant, il convient de poursuivre ce travail afin de proposer un modèle théorique plus élaboré et d'apporter une confirmation expérimentale pour les différentes contributions.

6. Le point de croisement

Comme indiqué dans les paragraphes précédents, l'évolution des longueurs d'onde obtenues par ce mécanisme d'oscillation paramétrique optique montre l'existence de ce que l'on peut appeler des points de croisement lors de la cartographie des interactions non linéaires en fonction de la température. Ces points correspondent à des superpositions d'états photoniques dégénérés où les deux couples OPO1 et OPO2 se superposent. Comme évoqué, ce point correspond à une variation nulle de l'indice de réfraction due à des contributions opposées de l'effet cascade quadratique et les effets EO, notamment dus à la rectification optique.

Par ailleurs, il est intéressant de noter qu'en modifiant la température du cristal autour de la température $T_c = 64^\circ\text{C}$, il est possible de faire passer les processus optiques non linéaires impliqués d'un état dégénéré à des états non dégénérés.

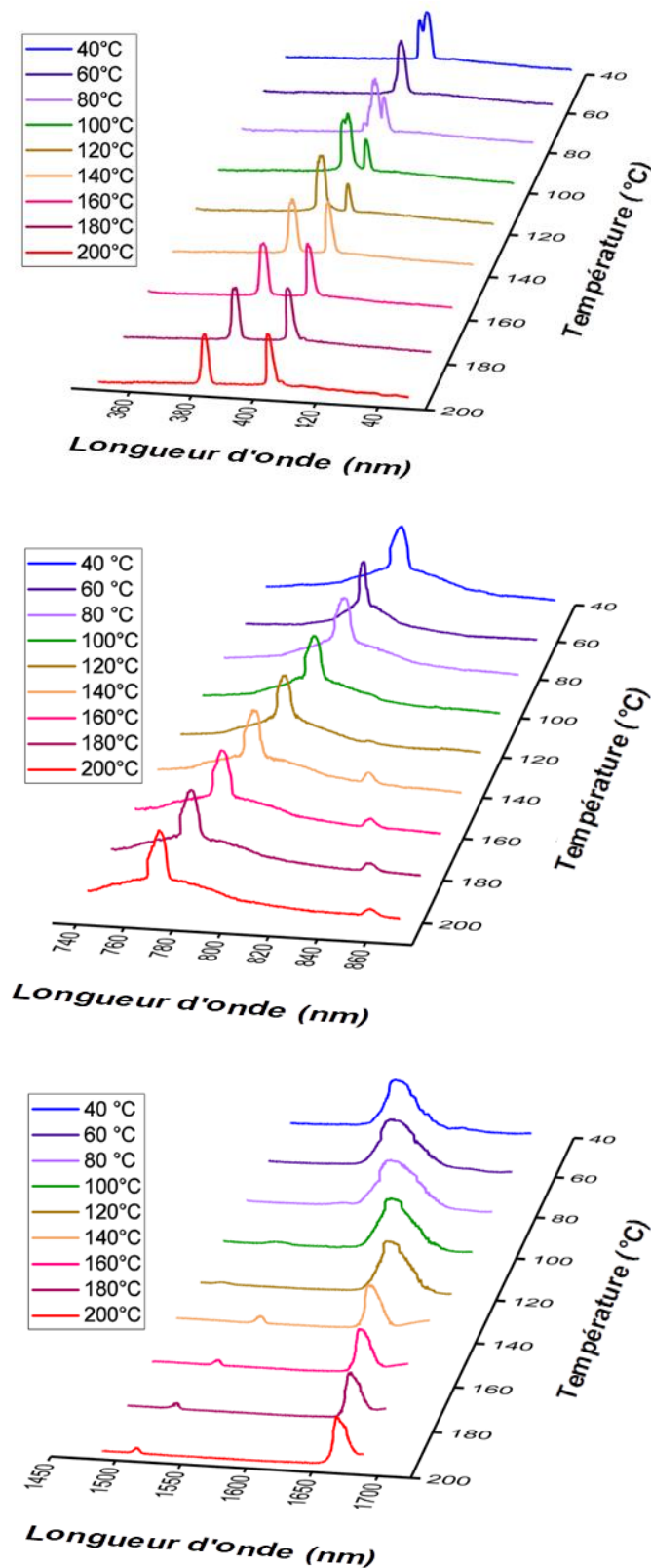


Figure 4. 24. Evolution des longueurs d'onde générées autour du point de croisement à $T=64^\circ\text{C}$.

7. Applications aux PPLT-1D en fonction de la période

Pour terminer ce chapitre, nous présentons succinctement les résultats obtenus dans le cas des autres échantillons étudiés dans le chapitre 3 ; à savoir, ceux avec des périodes de $8.43\mu\text{m}$, $8.295\mu\text{m}$, $8.082\mu\text{m}$ et $7.66\mu\text{m}$. En effet, l'analyse et la discussion de ces cartographies nécessiterait des développements spécifiques de nature à alourdir ce manuscrit.

Pour la comparaison, nous présentons également celle de la période de $8.52\mu\text{m}$ qui a été présentée et étudiée dans les paragraphes précédents.

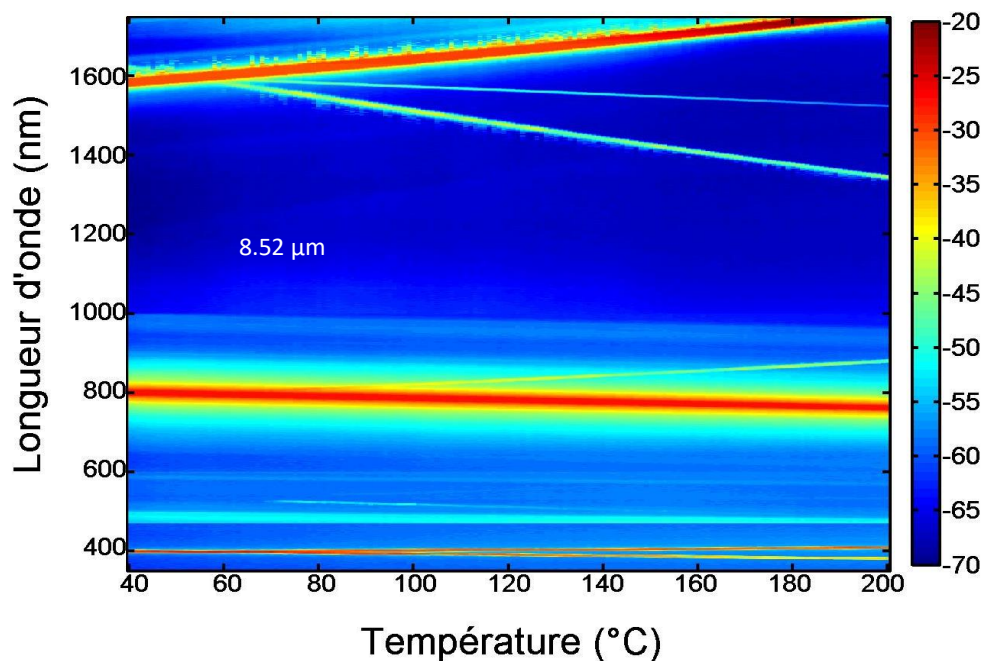
D'une manière générale, l'augmentation de la puissance pompe produit substantiellement les mêmes effets dans ces échantillons que ceux observés dans l'échantillon avec une période de $8.52\mu\text{m}$.

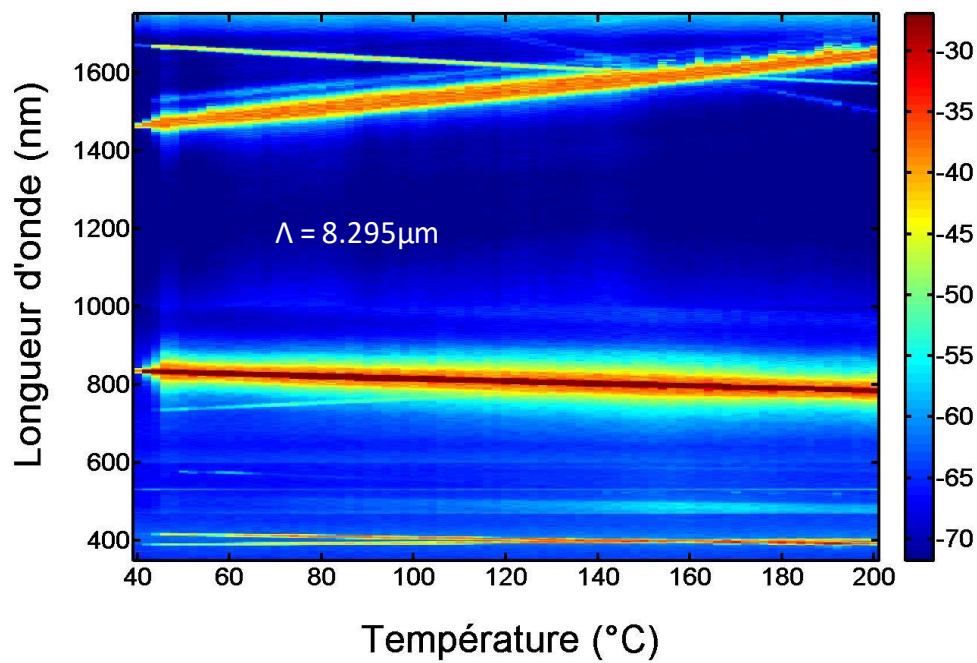
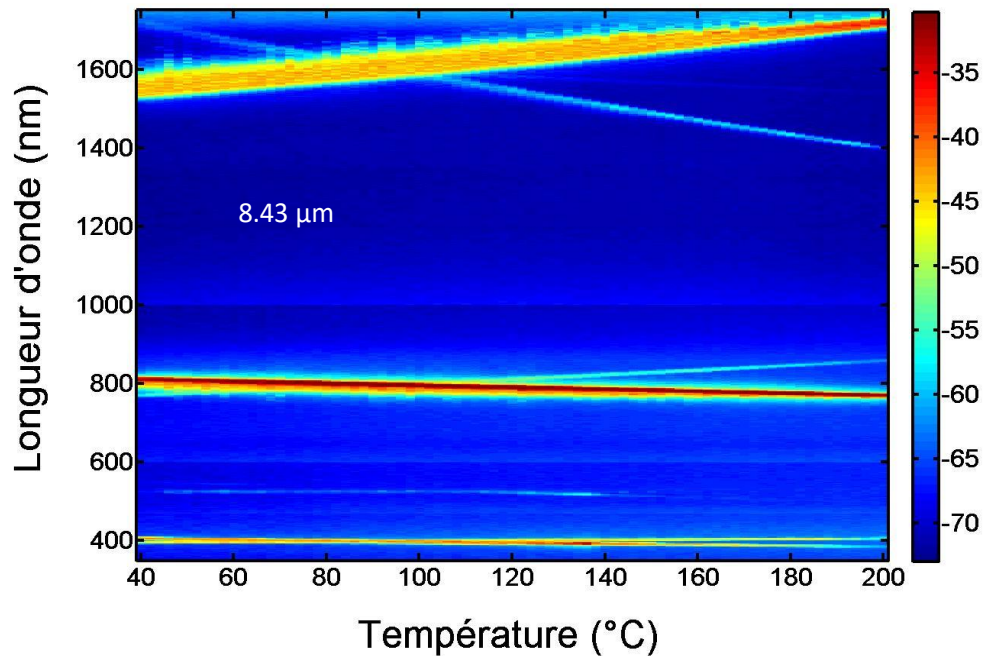
On observe l'apparition des longueurs d'onde précédemment discutées avec un décalage lié aux conditions de quasi-accord de phase qui implique la période du réseau.

Plus particulièrement, on observe l'apparition du second OPO2 et le glissement du point de croisement vers des températures plus élevées.

Par exemple dans le cas de l'échantillon avec une période de $8.43\mu\text{m}$, ce point se situe à une température $T=100^\circ\text{C}$.

Le cas de l'échantillon avec la période de $7.66\mu\text{m}$ mérite plus d'attention comme déjà discuté dans le chapitre 3 du fait du chevauchement entre le signal et l'idler pour des températures inférieures à 140°C .





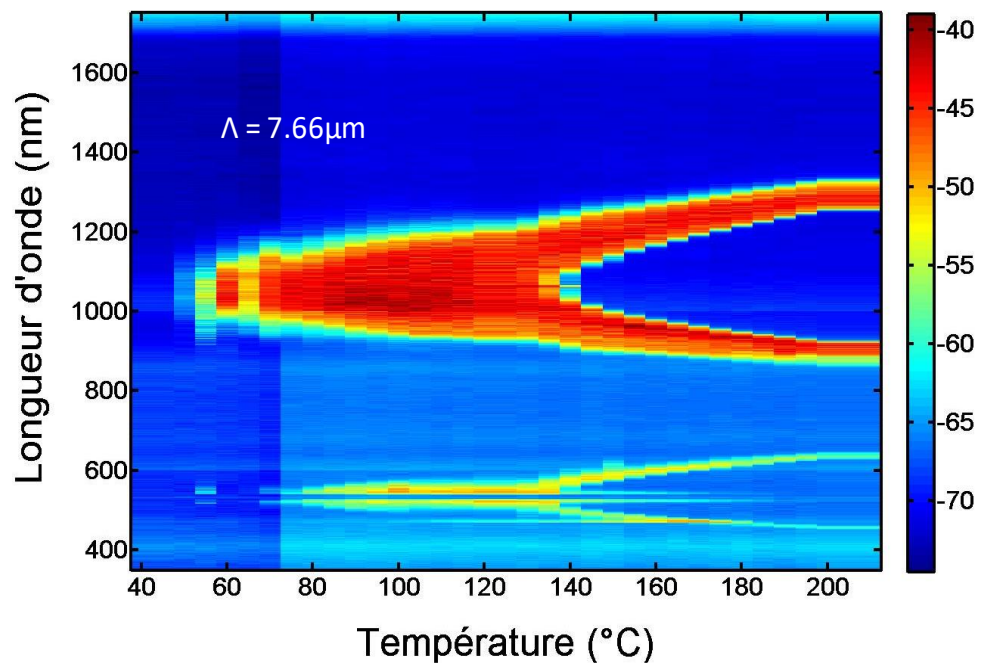
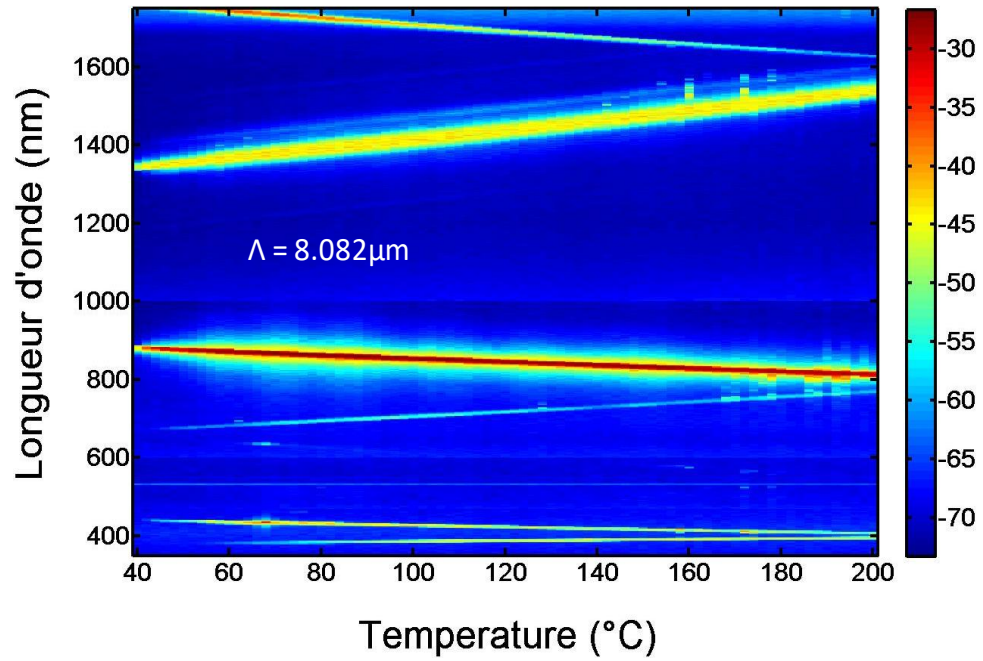
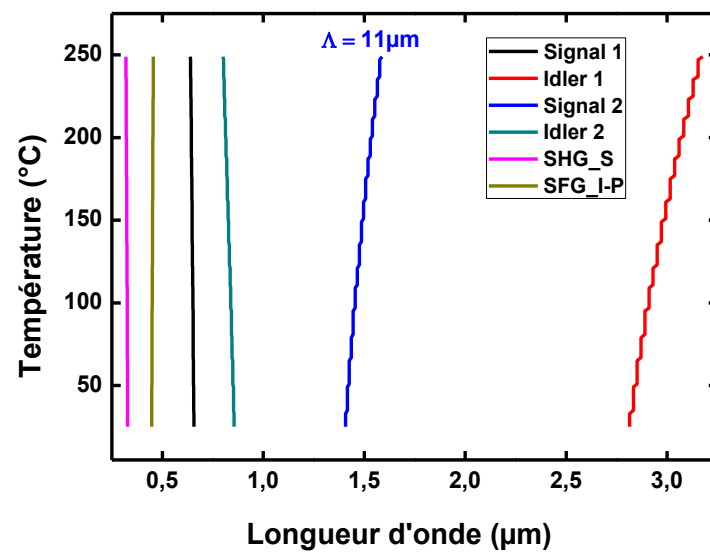
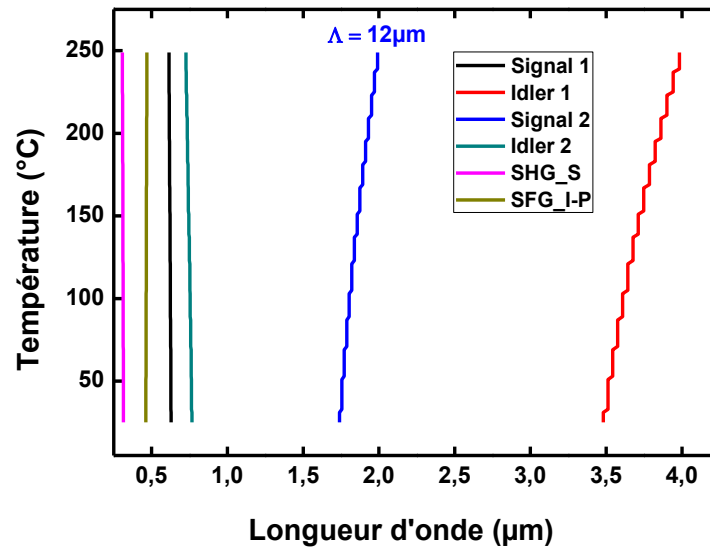
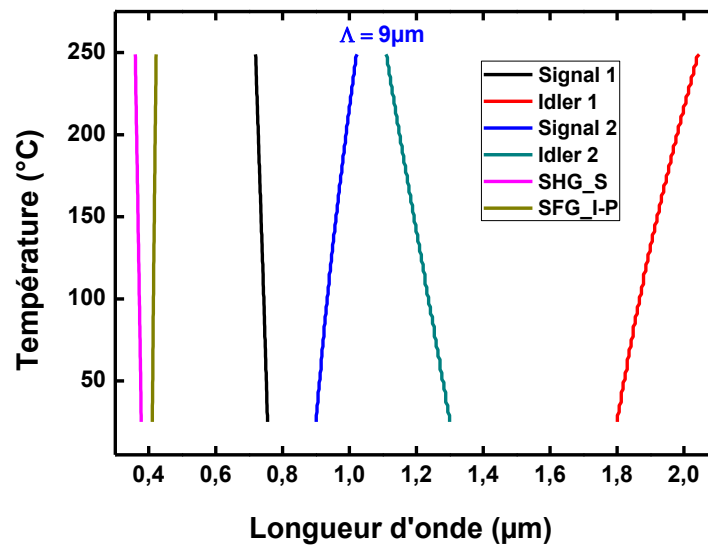
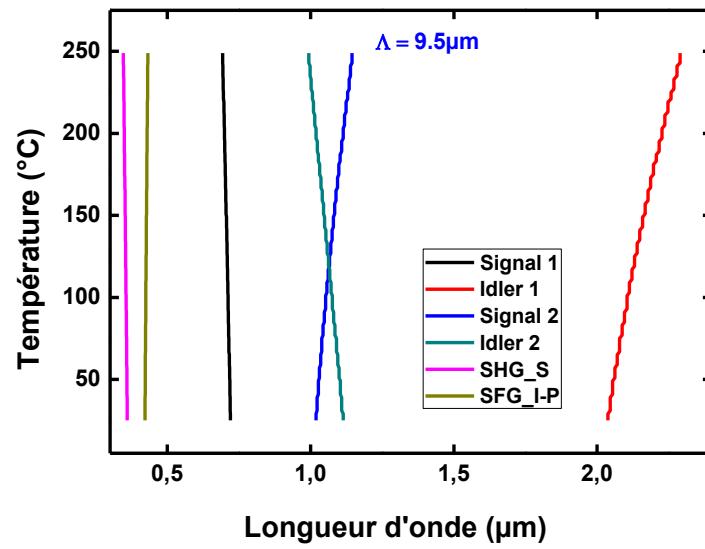
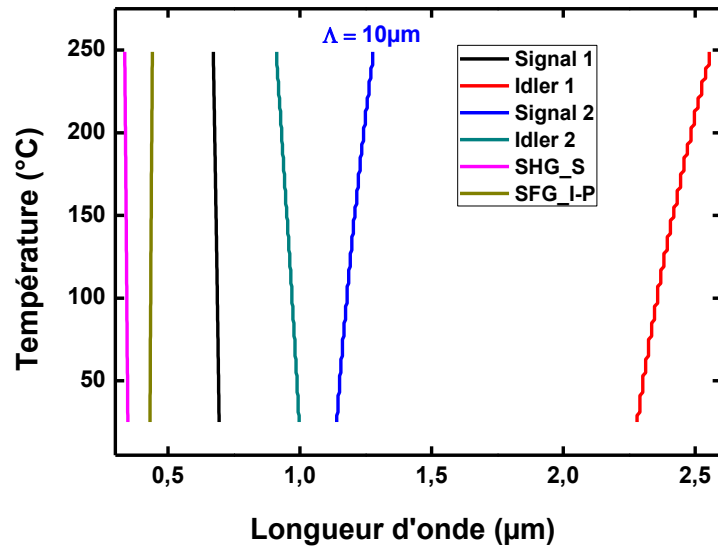


Figure 4. 25. Evolution des longueurs d'onde générées pour différente périodes en fonction de la température à une puissance pompe de 35μJ. Le code couleur correspond à la puissance en dBm.

En fin, nous avons étudié numériquement les points de croisement qui peuvent apparaître en utilisant des périodes allant de $7.4\mu\text{m}$ à $13\mu\text{m}$ dans un intervalle de température $[25^\circ\text{C}-250^\circ\text{C}]$.

Les résultats sont présentés sur la figure 4.26. Un très bon accord est obtenu en comparaison avec les résultats expérimentaux des périodes de $7.66\mu\text{m}$, $8.082\mu\text{m}$, $8.295\mu\text{m}$, $8.43\mu\text{m}$ et $8.52\mu\text{m}$.





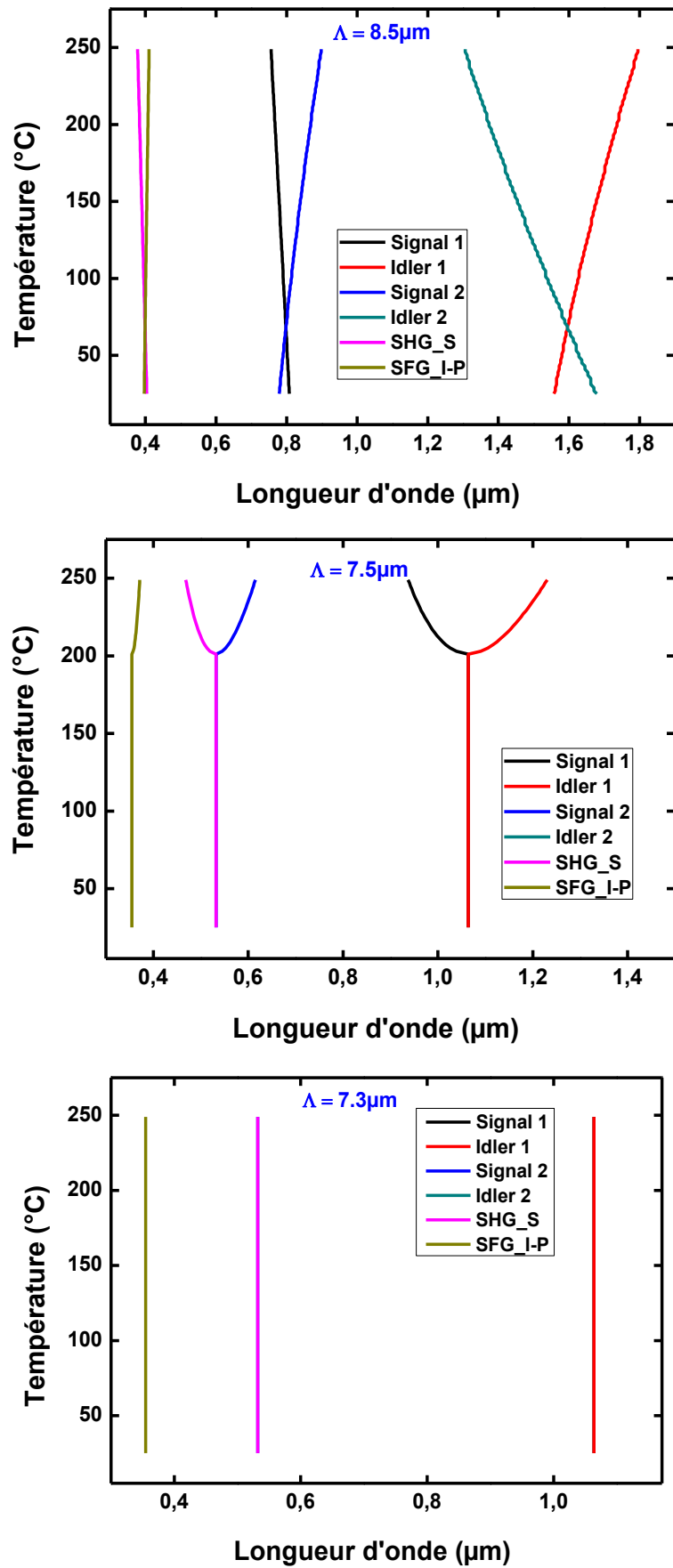


Figure 4. 26. Etude numérique de l'évolution des points de croisement en fonction de la période et de la température dans des PPLT pompés à 532nm.

La figure 4.27 synthétise les résultats numériques obtenus pour des périodes entre $7.2\mu\text{m}$ et $13\mu\text{m}$.

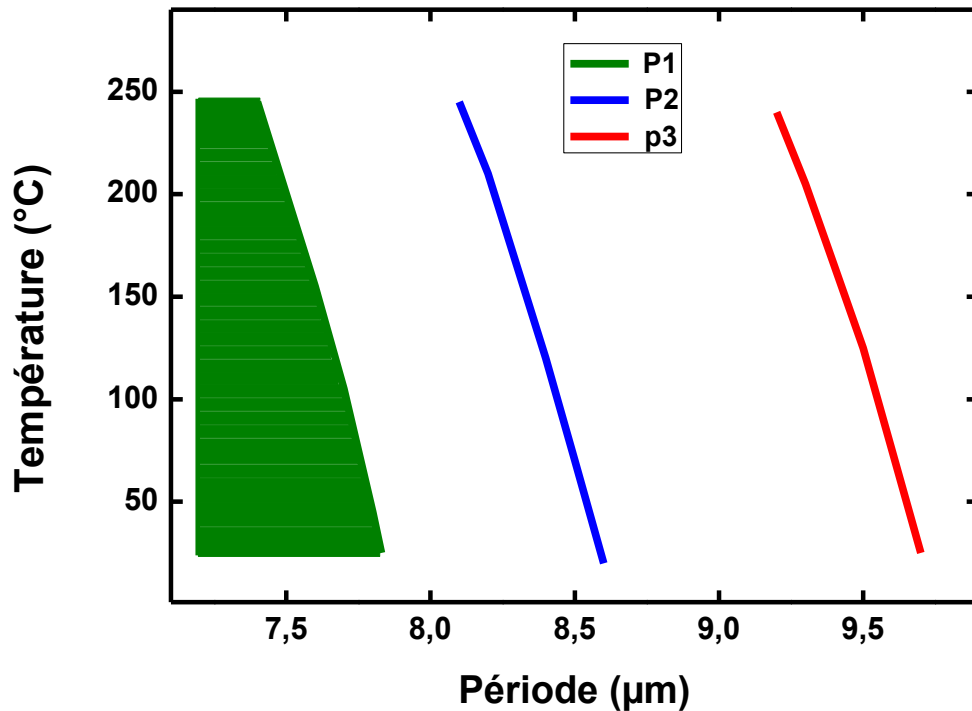


Figure 4. 27. Synthèse de l'étude numérique de l'évolution des points de croisement en fonction de la période et de la température dans des PPLT pompés à 532nm.

P1 : 2 croisements (signal et l'idler ; SHG-S et S_2)

P2 : 3 croisements (SHG- S_1 et SFG_P-I₁ ; S_1 et S_2 ; I_1 et I_2)

P3 : 1 croisement (S_2 et I_2)

D'après cette étude numérique, nous pouvons constater que les processus impliqués dans l'apparition des points de croisement, ainsi que leur nombre varient en fonction de la période.

En effet, dans des échantillons ayant des périodes entre 9.2 et $9.7\mu\text{m}$, un croisement du signal et de l'idler de l'OPO2 est possible. En revanche, pour des périodes comprises entre 8 et $8.6\mu\text{m}$ trois croisements sont possible, le 1^{er} entre la SHG du signal et la SFG_P-I, le 2^{ème} entre les signaux de l'OPO1 et de l'OPO2, le 3^{ème} entre idler des 2 OPO.

Une particularité est observée pour des échantillons avec des périodes inférieures à $7.8\mu\text{m}$. En effet, le croisement se fait sur des intervalles de températures variables où les ondes se superposent.

A titre d'exemple, pour une période de $7.65\mu\text{m}$ les croisements sont obtenus sur un intervalle de température entre 25°C et 130°C (figure 4.27). Dans ce cas, deux croisements sont alors possibles, le 1^{er} entre le signal et l'idler, et le 2nd entre la SHG du signal 1 et le signal 2.

Une spécificité est à noter pour des échantillons de périodes inférieures à $7.4\mu\text{m}$, où ces croisements sont superposés sur l'ensemble de l'intervalle de températures.

En dehors de ces périodes, aucun croisement n'est obtenu.

8. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié l'oscillation paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires de type PPLT-1D et 2D. Nous avons rapporté des démonstrations expérimentales d'une OPO multi-résonante sans utiliser des miroirs externes et en configuration co-propagative. Nous avons utilisé des échantillons rectangulaires avec des facettes d'entrée et sortie polies optiquement avec une procédure qui permet d'obtenir une qualité optique très élevée. Dans cette configuration, les faces polies de l'échantillon agissent comme des miroirs de cavité amplifiant simultanément plusieurs fréquences en utilisant uniquement la réflexion de Fresnel. La géométrie de la cavité considérée est la configuration la plus simple des résonateurs plan-plan. L'étude de l'échantillon avec une période de $8.52\mu\text{m}$ montre un seuil d'oscillation des dispositifs de $96\text{MW}/\text{cm}^2$ et $160\text{MW}/\text{cm}^2$ pour les échantillons 1D et 2D, respectivement.

De plus, nous avons montré que ce comportement d'OPO est à l'origine du processus non linéaire en cascade, qui à son tour, génère simultanément plusieurs fréquences impliquant différentes interactions non linéaires. Plus particulièrement, nous avons observé l'apparition d'un second OPO2 et proposé une explication pour son origine basée sur la variation locale de l'indice de réfraction qui modifie les conditions de quasi-accord de phase. Nous pensons que cette variation d'indice provient de plusieurs contributions. La première concerne l'effet cascade quadratique qui est un effet quasi-Kerr optique qui apparaît dans les cristaux non centro-symétrique et dû à une interaction inverse du faisceau généré avec sa pompe. L'autre contribution provient de l'effet électrooptique qui trouve son origine notamment dans les effets dus à la rectification optique, l'effet pyroélectrique et l'effet photo-induit.

Nous avons également souligné l'existence d'un point de croisement qui apparaît à la température $T=64^\circ\text{C}$ pour l'échantillon de $8.52\mu\text{m}$. A cette température les deux processus OPO1 et OPO2 se superposent.

A noter que pour valider cette étude, nous avons comparé l'oscillation paramétrique optique dans des échantillons avec et sans miroirs. Les résultats ont confirmé l'existence d'une oscillation paramétrique optique sans miroirs qui présente la même pente de la courbe de seuil mais avec des valeurs plus élevées.

Enfin, nous avons montré que ces phénomènes apparaissent également dans les autres échantillons de périodes différentes avec l'apparition des mêmes longueurs d'onde mais décalées spectralement. Nous avons également constaté que le point de croisement évolue en fonction de la période du réseau.

Il est à souligné le cas particulier du réseau à $7.66\mu\text{m}$ qui présente un comportement similaire à celui déjà observé dans le chapitre 3 ; à savoir la génération d'une bande large à la fois pour la paire signal et idler et les deux longueurs d'onde de la SHG et du signal 2.

Ces résultats ouvrent la voie à l'utilisation de cette configuration pour réaliser des dispositifs OPO compacts. Il conviendrait de poursuivre ces travaux pour améliorer l'efficacité du dispositif. L'utilisation des échantillons circulaires serait également d'un grand intérêt pour améliorer la flexibilité de ces dispositifs.

Conclusion générale et perspectives

Bien qu'il existe une pléiade de travaux sur la génération et l'oscillation paramétrique optique, de nombreux développements restent encore à accomplir afin de mettre au point des sources cohérentes accordables et/ou large bande.

Dans le cadre de ce projet de thèse et dans la continuité des études de l'équipe PON, nous nous sommes intéressé plus particulièrement aux phénomènes de seuil liés à l'apparition des différentes conversions de fréquences lors d'une génération (oscillation) paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaire de LiTaO_3 .

Initialement, nous nous sommes intéressés à la compréhension de ces phénomènes afin de développer des interactions large bande et/ou accordable. Ces travaux nous ont conduit à la mise en évidence d'oscillations paramétriques optiques multi-longueurs d'onde sans cavité externe qui pourraient donner lieu à des systèmes lasers compacts. Par ailleurs, tout le long de ce travail, nous avons mis en évidence la nécessité de déterminer une nouvelle équation de Sellmeier plus précise afin de correctement analyser et interpréter les résultats expérimentaux. Aussi, à partir des mesures expérimentales de la génération paramétrique optique en fonction de la période du PPLT, nous avons abouti à une nouvelle version de l'équation de Sellmeier plus précise que celles disponibles dans la littérature.

Après avoir rappelé dans le premier chapitre, l'essentiel des concepts de l'optique non linéaire, nous avons étudié numériquement la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D de réseau carré ayant une période de $8.52\mu\text{m}$. L'objectif étant de déterminer les paramètres adéquats pour obtenir une génération large bande et/ou accordable. Les résultats de simulations montrent qu'il est possible de réaliser des sources capables d'émettre une large gamme de longueurs d'onde grâce à la contribution des vecteurs du réseau réciproque $k_{1\pm1}$ et $k_{1\pm2}$ dans le cristal PPLT-2D (réseau carré de $8.52\mu\text{m}$). Par ailleurs, dans le cas particulier où le détecteur est placé dans la même direction que l'onde pompe, les résultats montrent qu'il est possible d'obtenir une accordabilité du signal et de l'idler en modifiant l'angle d'incidence du faisceau pompe. Enfin, cette étude montre clairement que les résultats obtenus dépendent largement des paramètres de l'équation de Sellmeier utilisés.

De ce fait, une connaissance précise de la dispersion de l'indice de réfraction (équation de Sellmeier) des cristaux non linéaires est essentielle non seulement pour la conception des dispositifs de conversion de fréquence, mais aussi pour l'interprétation des expériences.

Par la suite, dans le troisième chapitre, nous nous sommes intéressés à la mise en œuvre expérimentale des conclusions de l'étude numérique. La mesure de la génération paramétrique optique en fonction de la température du PPLT-1D (et 2D) pour différentes périodes nous a permis de déterminer et de proposer une nouvelle version de l'équation de Sellmeier. Cette dernière a été validée par la vérification de l'évolution de la période en fonction de la température. Contrairement aux trois versions de l'équation de Sellmeier disponibles dans la littérature, notre équation couvre un large domaine spectral et de température et vérifie toutes les périodes étudiées.

Dans la deuxième partie du chapitre, nous avons rapportés les études menées pour réaliser une génération paramétrique large bande et/ou accordable. Dans le cas des échantillons rectangulaires, nos mesures montrent la difficulté d'obtenir des résultats en accord avec les simulations numériques. Cela est, vraisemblablement, dû à la réfraction de Fresnel. Dans ce contexte, nous avons étudié des échantillons circulaires afin de s'affranchir de ces limitations expérimentales. Les résultats obtenus montrent la possibilité de réaliser une accordabilité spectrale pour le signal de 600nm à 780nm et de 1730nm à 1750nm pour l'idler. A souligner le cas de l'échantillon avec une période de $7.66\mu\text{m}$. En effet, nous avons observé un phénomène de dégénérescence avec un chevauchement du signal et de l'idler induisant la génération d'une interaction large bande de 180 nm.

En fin, dans le dernier chapitre qui constitue la partie la plus importante de ce travail, nous avons rapporté des démonstrations expérimentales d'une oscillation paramétrique optique multi-résonante dans des cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D sans utiliser des miroirs externes et dans une configuration co-propagative. Nous avons utilisé des échantillons rectangulaires avec des facettes d'entrée et sortie polies optiquement avec une procédure qui permet d'avoir une qualité optique très élevée.

Dans cette configuration, les facettes polies de l'échantillon agissent comme des miroirs de cavité amplifiant simultanément plusieurs fréquences en utilisant uniquement la réflexion de Fresnel. L'étude de l'échantillon avec une période de $8.52\mu\text{m}$ montre un seuil d'oscillation des dispositifs de $96\text{MW}/\text{cm}^2$ et $160\text{MW}/\text{cm}^2$ pour l'échantillon 1D et 2D, respectivement. De plus, nous avons montré que ce comportement d'OPO est à l'origine du processus non linéaire en cascade, qui à son tour, génère simultanément plusieurs fréquences impliquant différentes interactions non linéaires. Plus particulièrement, nous avons observé l'apparition d'un second OPO2 et proposé une explication de son origine se basant sur la variation locale de l'indice de réfraction qui modifie les conditions de quasi-accord de phase. Cette variation d'indice provient de plusieurs contributions : l'effet cascade quadratique qui est un effet quasi-Kerr optique qui apparait dans les cristaux non centro-symétrique et dû à une interaction inverse du faisceau généré avec sa pompe. L'autre contribution provient de l'effet électrooptique qui trouve son origine notamment dans les effets dus à la rectification optique, l'effet pyroélectrique et l'effet photo-induit.

A noter que pour valider cette étude, nous avons comparé l'oscillation paramétrique optique dans des échantillons avec et sans miroirs. Les résultats ont confirmé l'existence d'une oscillation paramétrique optique sans miroirs qui présente la même pente de la courbe de seuil mais avec des valeurs de seuil plus élevées.

Enfin, nous avons montré que ces phénomènes apparaissent également dans les autres échantillons de périodes différentes mais décalés spectralement.

Nous avons également mis en évidence l'existence d'un point de croisement qui apparait à la température $T=64^\circ\text{C}$ dans le cas de l'échantillon avec une période de $8.52\mu\text{m}$. A cette température les deux processus OPO1 et OPO2 se superposent. Par ailleurs, la position et les interactions concernées par ce point de croisement dépendent de la période du réseau utilisé.

Il est à souligné le cas particulier du réseau à $7.66\mu\text{m}$ qui présente une génération d'une bande large à la fois pour la paire signal et idler et les deux longueurs d'onde de la SHG et la Signal 2.

Ces résultats ouvrent la voie à la réalisation de dispositifs compacts.

Il conviendrait de poursuivre ces travaux pour améliorer l'efficacité du dispositif. L'utilisation des échantillons circulaires serait également d'un grand intérêt pour améliorer la flexibilité de ces dispositifs à condition de bien maîtriser toutes les difficultés expérimentales qui en découlent.

Une étude approfondie de la contribution des différents vecteurs du réseau réciproque serait sans doute nécessaire pour confirmer ou infirmer la possibilité de générer une large bande à base des cristaux photoniques non linéaires à 2D.

Finalement, l'épaisseur des cristaux PPLT étant limitée à 500 μm , la taille des faisceaux dans la cavité devrait être encore réduite.

Il serait plus particulièrement intéressant d'étudier d'autres périodes plus courtes.

Tous ces travaux n'auront pas pu avoir lieu sans la contribution et l'aide du Prof. L. H. Peng et de son équipe notamment dans la situation sanitaire que nous traversons et qui a entravé le bon déroulement de ce projet de thèse éminemment expérimental.

Références bibliographiques

- [1] J. A. Armstrong, N. Bloembergen, J. Ducuing, and P. S. Pershan. «Interactions between light waves in a nonlinear dielectric.» *Physical Review* 127.6 (1962): 1918.
- [2] M. M. Fejer, G. A. Magel, D. H. Jundt, and R. L. Byer. «Quasi phase matched 2nd harmonic generation tuning and tolerances.» *Quantum Electron* 28 (1992): 2631.
- [3] W. Hang, L. Zhou, J. Shimizu, J. Yuan, T. Yamamoto. «Study on the mechanical properties of lithium tantalate and the influence on its machinability.» *International Journal of Automation Technology* 7.6 (2013): 644-653.
- [4] Andrieux, E. «Réalisation d'un oscillateur paramétrique optique stabilisé en fréquence et accordable continument sur 500ghz pour la spectroscopie infrarouge.» *Thèse de doctorat*. Paris, France: Thèse de doctorat, Cnam ED 415, 2011.
- [5] M. Joffre. *Optique non-linéaire en régimes continu et femtoseconde*. Palaiseau, France, 2014.
- [6] Kleinman, D.A. «Nonlinear dielectric polarization in optical media.» *Physical Review* 15 june 1962: 1977.
- [7] R.W. Boyd. *Nonlinear Optics*. 3. USA: Academic Press, 2008.
- [8] Yariv, A. *Quantum Electronics*. 3rd. Wiley, 1989.
- [9] Stegeman, G.I. «X2 cascading: nonlinear phase shifts.» *Quantum and Semiclassical Optics* 9.2 (1997): 139.
- [10] Sutherland, R.L. *Hand book of Nonlinear Optics*. 2. CRC Press, 2003.
- [11] Shen, Y.R. *The principles of nonlinear optics*. Vol. 4. NewYork: John Wiley & Sons, 1984. 2 vols.
- [12] B. Vincent. «Conversion de frequences dans des guides d'ondes fabriqués par implantation ionique dans des structures periodiquement polarisées de linbo3.» *Thèse de doctorat, Université de Metz*. 2003.
- [13] Berger, V. «Nonlinear photonic crystals.» *Physical Review Letters* 81.19 (1998): 4136.
- [14] N.G.R. Broderick, G. Ross, H. Offerhaus, D. Richardson and D. Hanna. «Hexagonally poled lithium niobate :A two dimensional non linear photonic crystal.» *Physical Review Letters* 81 (2000): 4345.
- [15] Sigrist, M. Seiter and M.W. «On-line multicomponent trace-gas analysis with a broadly tunable pulsed difference-frequency laser spectrometer.» *Applied Optics* 38 (1999): 4691-4698.
- [16] M. H. Chou, I. Brener, G. Lenz, R. Scotti, E. E. Chaban, J. Shmulovich, D. Philen, S. Kosinski, K. R. Parameswaran, and M. M. Fejer. «Efficient wide-band and tunable midspan spectral inverter using cascaded nonlinear ities in linbo3 waveguides.» *IEEE Photonics Technology Letters* 12.1 (2000): 82-84.
- [17] A. Arie, N. Habshoosh and A. Bahabad. *Quasi phase matching in two dimensional nonlinear photonic crystals*, "Optical and Quantum Electronics". Vol. 39. Springer, 2007.
- [18] H.C. Liu, A.H. Kung. «Substantial gain enhancement for optical parametric amplification and oscillation in two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystals.» *Optics Express* 16.13 (2008): 9714-9725.
- [19] M. Maldovan, E.L. Thomas. *Periodic Materials and Interference Lithography: for Photonics, Phononics and Mechanics*. Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2008.

- [20] A. Arie, A. Bahabad, N. Habshoosh. *Nonlinear interactions in periodic and quasi-periodic nonlinear photonic crystals*. Vol. 91. Germany: Springer Series in Materials Science, 2014.
- [21] Kittel, C. *Introduction to solid state physics*. 7. NewYork: Wiley, 1995.
- [22] C. Giacobazzo, H. Monaco, G. Artioli, D. Viterbo, G. Ferraris, G. Gilli, G. Zanotti and M.Catti. «Fundamentals of Crystallography.» *University Press* 2011, éd. 3: 561-563.
- [23] J. Li, Z. Li, and D. Zhang. «Effects of shapes and orientations of reversed domains on the conversion efficiency of second harmonic wave in two-dimensional nonlinear photonic crystals.» *Journal of Applied Physics* 102 (2007): 093101.
- [24] B.Y. Wang, X.H. Gu. «Nonlinear frequency conversion in 2D(2) photonic crystals and novel nonlinear double-circle construction.» *Eur. Phys. J.B.* 24 (2001): 323.
- [25] R.C. Miller, A. Savage. «Direct Observation of Antiparallel Domains During Polarization Reversal in Single-Crystal Barium Titanate.» *Physcal Review Letters* 2 (1959): 294.
- [26] G.A. Magel, M.M. Fejer, and R.L. Byer. «Quasi-phase-matched second-harmonic generation of blue light in periodically poled LiNbO₃.» *Applied Physics Letters* 56.2 (1990): 108.
- [27] V. Bermúdeza, D. Callejo, R. Vilaplana, J. Capmany, E. Diéguez. «Engineering of lithium niobate domain structure through the off-centered Czochralski growth technique.» *Journal of Crystal Growth* 237-239.1 (2002): 677-681.
- [28] Boudrioua, A. *Optique intégrée : théorie et applications*. Hermes Science Publications, 2006.
- [29] M. Houé, P.D.Townsend,. «An introduction to methods of periodic poling for second-harmonic generation.» *Journal of Physics D : Applied Physics* 28 (1995): 1747-1763.
- [30] Miyazawa, K. «Ferroelectric domain inversion in Ti-diffused LiNbO₃ optical waveguide.» *Journal of Applied Physics* 50.7 (1979): 4599-4603.
- [31] K. Nakamura, H. Shimizu. «Ferroelectric inversion layers formed by heat treatment of proton-exchanged LiTaO₃.» *Applied Physics Letters* 56.16 (1990): 1535–1536.
- [32] C.G.N. Alan, G. Venkatraman, C.G.Mool. «Domain inversion in linbo3 using direct electron-beam writing.» *Applied Physics Letters* 60.23 (1992): 2828-2830.
- [33] C. Restoin, C. Darraud-Taupiac, J. Decossasa, J. Varelle, J. Hauden. «Ferroelectric domain inverted gratings by electron beam.» *Materials Science in Semiconductor Processing* 3 (2000): 405-407.
- [34] A. Chowdhury, C. Staus, B.F. Boland, T.F. Kuech, L. McCaughan. «Experimental demonstration of 1535-1555-nm simultaneous optical wavelength interchange with a nonlinear photonic crystal.» *Optics Letters* 26.17 (2001): 1353.
- [35] P. Ni, B. Ma, X. Wang, B. Cheng, D. Zhang. «Second-harmonic generation in two-dimensional periodically poled lithium niobate using second-order quasiphasematching.» *Applied Physics Letters* 82.24 (2003): 4230 - 4232.
- [36] L.H. Peng, C.C. Hsu, Y. Shih. «Second-harmonic green generation from two-dimensional $\chi^{(2)}$ nonlinear photonic crystal with orthorhombic lattice structure.» *Applied Physics Letters* 83 (2003): 3447.
- [37] P.W. Haycock, P.D. Townsend. «A method of poling LiNbO₃ and LiTaO₃ below T_c.» *Applied Physics Letters* 48.11 (1986): 698.
- [38] Miller, G.D. «Periodically poled lithium niobate : modelling fabrication and nonlinear optical performance.» *Ph.D.dissertation, Stanford University-USA*. 1998.
- [39] B.T. Matthias, J.P. Remeika. «Ferroelectricity in the Ilmenite Structure.» *Physical Review* 76(12) (1949): 1886–1887.

- [40] A. Bruner, D. Eger, M.B. Oron, P. Blau, M. Katz, S. Ruschin. «Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of stoichiometric lithium tantalate.» *Optics Letters* 28.3 (2003): 194-196.
- [41] Lazoul, Mohamed. «Etude de la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires : application aux sources multilongueurs d'onde.» *Thèse de doctorat*. Paris - France, 2013. 133.
- [42] J.A. Giordmaine, R.C. Miller. «OPTICAL PARAMETRIC OSCILLATION IN THE VISIBLE SPECTRUM.» *Applied Physics Letters* 9 (1966): 298.
- [43] J.E. Geusic, H.J. Levinstein, S. Singh, R.G. Smith, L.G. Van Uitert. «Continuous 0.532- μ solid-state source using Ba₂NaNb₅O₁₅.» *Applied Physics Letters* 12 (1968): 306.
- [44] W.R. Bosenberg, A. Drobshoff, J.I. Alexander, L.E. Myers, R.L. Byer. «93% pump depletion, 3.5-W continuous-wave, singly resonant optical parametric oscillator.» *Optics Letters* 21.17 (1996): 1336-1338.
- [45] S.M. CRISTESCU, S.T. PERSIJN, S.TE. LINTEL HEKKEERT, F.J.M. HARREN. «Laser-based systems for trace gas detection in life sciences.» *Applied Physics B* 92 (2008): 343-349.
- [46] O. Asvany, E. Hugo, F. Müller, F. Kühnemann, S. Schiller, J. Tennyson, S. Schlemmer. «Overtone spectroscopy of H₂D⁺ and D₂H⁺ using laser induced reactions.» *The Journal of Chemical Physics* 127 (2007): 154317.
- [47] K. Marushkevich, M. Siltanen, M. Rasanen, L. Halonen, L. Khri achtchev. «BB1.» *The Journal of Chemical Physics* 2 (2011): 695.
- [48] T. Zentgraf, J. Dorfmueller, C. Rockstuhl, C. Etrich, R. Vogelgesang, K. Kern, T. Pertsch, F. Lederer, H. Giessen. «Amplitude- and phase-resolved optical near fields of split-ring-resonator-based metamaterials.» *Optics Letters* 33.8 (2008): 848-850.
- [49] D.J.M. Stothard, I.D. Lindsay, M.H. Dunn. «Continuous-wave pump-enhanced optical parametric oscillator with ring resonator for wide and continuous tuning of single-frequency radiation.» *Optics Express* 12.3 (2004): 502-511.
- [50] Y. de Escobar, P. Mickelson, P. Pellegrini, S. Nagel, A. Traverso, M. Yan, R. Côté, T. Killian. «BB3.» *Optics Physics* 78 (2008): 62708.
- [51] Y. Li, X. Guo, Z. Bai, C. Liu. «BB2.» *Applied Physics Letters* 97 (2010): 31107.
- [52] J-B DHERBECOURT, A. GODARD, J-M. MELKONIAN, M.RAYBAUT. «Sources paramétriques optiques - Fondements, mise en œuvre et applications.» *Techniques de l'ingenieur, Réf. E6445 V1* (2015).
- [53] I. Breunig, D. Haertle, K. Buse. «Continuous-wave optical parametric oscillators: recent developments and prospects.» *Applied Physics B* 105 (2011): 99-111.
- [54] O.Mhibik. «Développement des sources lasers solides continues, visibles et stabilisées en fréquence : une alternative aux lasers à colorants.» Paris-France: Thèse doctorale, 2011.
- [55] T. Beckmann, H. Linnenbank, H. Steigerwald, B. Sturman, D. Haertle, K. Buse, I. Breunig. «Highly tunable low-threshold optical parametric oscillation in radially poled whispering gallery resonators.» *Physical Review Letters* 106 (2011): 143903.
- [56] C. Richy, K. I. Petsas, E. Giacobino, C. Fabre, and L. Lugiato. «Observation of bistability and delayed bifurcation in a triply resonant optical parametric oscillator.» *Journal of the Optical Society of America B* 12.3 (1995): 456-461.
- [57] O. Morin, V. D'Auria, C. Fabre, J. Laurat. «High-fidelity single-photon source based on a Type II optical parametric oscillator.» *Optics Letters* 37.17 (2012): 3738-3740.
- [58] G.D. Boyd, D.A. Kleinman. «Parametric Interaction of Focused Gaussian Light Beams.» *Journal of Applied Physics* 39.8 (1968): 3597.

- [59] Siegman, Anthony E. *Lasers*. California, USA: University Science Books, 1986.
- [60] T.F.Johnston. «Beam propagation (m(2)) measurement made as easy as it gets: the four-cuts method.» *Applied Optics* 37.21 (1998): 4840-4850.
- [61] S.J. Brosnan, R.L. Byer,. «Optical Parametric Oscillator Threshold and .» *IEEE Journal of Quantum Electronics* 15.6 (1979): 415-431.
- [62] G.K. Samanta, S.C. Kumar, R.Das, M. Ebrahim-Zadeh. «Continuous-wave optical parametric oscillator pumped by a fiber laser green source at 532 nm.» *Optics Letters* 34 (2009): 2255.
- [63] J.J.Zayhowski. «Periodically poled lithium niobate optical parametric amplifiers pumped by high-power passively q -switched microchip lasers.» *Optics Letters* 22 (1997): 169
- [64] D. Eger, A. Bruner, A. Englander, P. Shaier. «Green pumped OPG in periodically poled stoichiometric lithium tantalate.» CThG6, CLEO, Ed., 2006.
- [65] N. E. Yu, Y. H. Lee, Y. L. Lee, C. S. Jung, D. K. Ko, and J. M. Lee. «Efficient single-pass optical parametric generation and amplification using a periodically poled stoichiometric lithium tantalate.» *J. Opt. Soc. Korea* 11 (2007): 192.
- [66] G. Marcus, A. Zigler, D. Eger, A. Bruner, and A. Englander. «Generation of a high-energy ultrabroadband chirped source in periodically poled LiTaO₃.» *J. Opt. Soc. Am. B* 22 (2005): 620.
- [67] M. Levenius, V. Pasiskevicius, F. Laurell, and K. Gallo. «Ultra-broadband optical parametric generation in periodically poled stoichiometric LiTaO₃.» *Optics Express* 19 (2011): 4121.
- [68] M.LEVENIUS. «Optical parametric devices in periodically poled LiTaO₃.» Sweden: Doctoral Thesis, Department of Applied Physics, KTH – Royal Institute of Technology Stockholm, 2013.
- [69] V. Pasiskevicius, F. Laurell. *Optical parametric generators and amplifiers, in Mid-Infrared Coherent Sources and applicationnnns*. (NAPSB) Springer, 2008.
- [70] T.J. Driscoll, G.M.,Gale, F. Hache. «Ti:sapphire second-harmonic-pumped visible range femtosecond optical parametric oscillator.» *Optics Communications* 110.5-6 (1994): 638-644.
- [71] G.M. Gale, M. Cavallari, T.J. Driscoll, F. Hache. «Sub-20-fs tunable pulses in the visible from an 82-MHz optical parametric oscillator.» *Optics Letters* 20.14 (1995): 1562-1564.
- [72] S.Adachi, P.Kumbhakar, T.Kobayashi. «Quasi-monocyclic near-infrared pulses with a stabilized carrier-envelope phase characterized by noncollinear cross-correlation frequency-resolved optical gating.» *Optics Letters* 29.10 (2004): 1150.
- [73] P. Di Trapani, A. Andreoni, C. Solcia, P. Foggi, R. Danielius, A. Dubietis, A. Piskarskas. «Matching of group velocities in three-wave parametric interaction with femtosecond pulses and application to traveling-wave generators.» *Journal of the Optical Society of America B* 12.11 (1995): 2237-2244.
- [74] R. Danielius, A. Piskarskas, A. Stabinis, G.P. Banfi, P.Di Trapani, R. Righini. «Traveling-wave parametric generation of widely tunable, highly coherent femtosecond light pulses.» *Journal of the Optical Society of America B* 10.11 (1993): 2222-2232.
- [75] Charbonneau-Lefort, M., M.M. Fejer, and B. Afeyan, «Tandem chirped quasiphasematching grating optical parametric amplifier design for simultaneous group delay and gain control. » *Opt. Lett.* 30.6 (2005): 634-636.

- [76] Charbonneau-Lefort, M., B. Afeyan, and M.M. Fejer, «Optical parametric amplifiers using chirped quasi-phase-matching gratings I: practical design formulas. » *J. Opt. Soc. Am. B* 25.4 (2008): 463-480.
- [77] Charbonneau-Lefort, M., B. Afeyan, and M.M. Fejer, «Optical parametric amplifiers using nonuniform quasi-phase-matched gratings. II. Space-time evolution of light pulses. » *J. Opt. Soc. Am. B* 25.4 (2008): 683-700
- [78] ABEDIN, Kazi Sarwar and ITO, Hiromasa. «Temperature-dependent dispersion relation of ferroelectric lithium tantalate. Journal of applied physics.» 80.11 (1996): 6561-6563.
- [79] J.-P. Meyn and M. M.Fejer. «Tunable ultraviolet radiation by second-harmonic generation in periodically poled lithium tantalate.» *Opt. Lett* 22 (1997): 1214-1216.
- [80] Kolev VZ, Duering MW, Luther-Davies B. «Corrections to refractive index data of stoichiometric lithium tantalate in the 5-6 microm range.» *Opt Lett* 31.13 (2006): 2033-5.
- [81] N. Umemura, Y. Nakahara, J. Hirohashi, and Y. Furukawa, «Refined Sellmeier equation for the extraordinary wave in MgO doped stoichiometric LiTaO₃. » *Laser Congress 2020 (ASSL, LAC)*, OSA Technical Digest (Optical Society of America, 2020), paper JTh6A.24.
- [82] Nakamura, M., Higuchi, S., Takekawa, S., Terabe, K., Furukawa, Y., & Kitamura, K. «Refractive Indices in Undoped and MgO-Doped Near-Stoichiometric LiTaO₃ Crystals.» *Japanese Journal of Applied Physics* 41_2.48 (2002): 465–L467.
- [83] WENG Wen-Le, LIU You-Wen, ZHANG Xiao-Qi. «Temperature-Dependent Sellmeier Equation for 1.0 mol% Mg-Doped Stoichiometric Lithium Tantalate.» *Chin. Phys. Lett* 25 (2008): 4303-4306.
- [84] Dolev, I., Ganany-Padowicz, A., Gayer, O. et al. «Linear and nonlinear optical properties of MgO:LiTaO₃.» *Appl. Phys. B* 96 (2009): 423–432.
- [85] Konstantinos Moutzouris, George Hloupis, Ilias Stavrakas, Dimos Triantis, and Ming-Hsien Chou. «Temperature-dependent visible to near-infrared optical properties of 8 mol% Mg-doped lithium tantalate.» *Opt. Mater. Express* 1 (2011): 458-465.
- [86] Lim, H. H., Kurimura, S., Katagai, T., & Shoji, I. «Temperature-Dependent Sellmeier Equation for Refractive Index of 1.0 mol % Mg-Doped Stoichiometric Lithium Tantalate.» *Japanese Journal of Applied Physics* 52.3R (2013): 032601.
- [87] LEE, Kyu-Sup, KO, Do-Kyeong, et YU, Nan Ei. «Temperature-dependent Sellmeier equation at terahertz frequency range for 1 mol% MgO-doped stoichiometric lithium tantalate.» *Japanese Journal of Applied Physics* 56.4 (2017): 040303.
- [88] Z. Yellas, M. W. Lee, R. Kremer, K.-H. Chang, M. R. Beghoul, L.-H. Peng, and A. Boudrioua,. «Multiwavelength generation from multi-nonlinear optical process in a 2D PPLT.» *Optics Express* 25.24 (2017): 30253-30258.
- [89] L.-H. Peng, Y.-P. Tseng, K.-L. Lin, X.-Z. Huang, C.-T. Huang, and A.-H. Kung. «Depolarization field mitigated domain engineering in nickel diffused lithium tantalate.» *Applied Physics Letters* 92.9 (2008): 092903.
- [90] M. Born, E. Wolf. *Principles of Optics*. 6. Pergamon Press, 1980.
- [91] Bréhault, A. «Optiques moulées multi-spectrales transparentes dans le visible et l'infrarouge.» Rennes, France: Thèse de doctorat en Sciences des matériaux, 2015.
- [92] F. Bernoux, J.-P. Piel, B. Castellon, C. Defranoux, J.-H. Lecat, P. Boher, J.-L.Stehle. «Ellipsometrie -Théorie.» *Techniques de l'ingenieur* (2003).
- [93] N. Ghellai, N.-E. Benmansour. «Ellipsometrie spectroscopique.» *Technol. Lab., no. 13* 2009. <<http://www.photoniques.com>>.

- [94] Kersten, R.T. «A new method for measuring refractive index and thickness of liquid and deposited solid thin films.» *Optics Communications* 13.3 (1975): 327–329.
- [95] Bond, W.L. «Measurement of the Refractive Indices of Several Crystals.» *Journal of Applied Physics* 36.5 (1965): 1674.
- [96] BERNERD, C. «Génération d'ondes TeraHertz par Différence de Fréquence.» Grenoble - France: Thèse de doctorat, 2018.
- [97] P. Segonds, B. Boulanger, B. Menaert, J. Zaccaro. «State of the art of the sphere method, a unique characterization technique for non-linear crystals. Research on Chemical Intermediates, 34(2-3), 217–228.
- [98] V. Kemlin, P.Brand, B.Boulanger, P.Segonds, P.Schunemann,K.Zawilski, B.Ménaert, J.Debray. «Phase-matching properties and refined Sellmeier equations of the new nonlinear infrared crystal CdSiP₂.» *Optics Letters* 36.10 (2011): 1800-1802.
- [99] Kemlin, V. «Parametric infrared generation: from crystals to devices.» Grenoble - France: PhD thesis , 2013.
- [100] Iwasaki, H., Yamada, T., Niizeki, N., Toyoda, H., & Kubota, H. «Refractive Indices of LiTaO₃ at High Temperatures.» *Japanese Journal of Applied Physics* 7.2 (1968): 185–186.
- [101] Kim, Y. S., & Smith, R. T. «Thermal Expansion of Lithium Tantalate and Lithium Niobate Single Crystals.» *Journal of Applied Physics* 40.11 (1969): 4637–4641.
- [102] J.-P.Fève, B.Boulanger, O.Pacaud, I.Rousseau, B.Ménaert, G.Marnier, P.Villeval, C.Bonnin, G.Loiacono, D.N.Loiacono. «Phase-matching measurements and Sellmeier equations over the complete transparency range of KTiOAsO₄, RbTiOAsO₄, and CsTiOAsO₄.» *Journal of the Optical Society of America B* 17.5 (2000): 775-780.
- [103] Brand, Pierre. «Study of 5%MgO:PPLN and CdSiP₂.» Grenoble - France: Doctoral Thesis, 2010.
- [104] G. L. Tolguenec, F. Devaux, and E. Lantz,. «Two-dimensional time-resolved direct imaging through thick biological tissues: a new step toward noninvasive medical imaging.» *Opt. Lett* 24 (1999): 1047-1049.
- [105] C. Ricard, L. Lamasse, A. Jaouen, G. Rougon, and F. Debarbieux. «Combination of an optical parametric oscillator and quantum-dots 655 to improve imaging depth of vasculature by intravital multicolor two-photon microscopy.» *Biomed. Opt. Express* 5.6 (2016): 2362-2372.
- [106] K. A. Tillman, R. R. J. Maier, D. T. Reid, and E. D. McNaghten. «Mid-infrared absorption spectroscopy across a 14.4THz spectral range using a broadband femtosecond optical parametric oscillator.» *Appl. Phys. Lett* 85.16 (2004): 3366–3368.
- [107] J. H. Sun, B. J. S. Gale, and D. T. Reid. «Composite frequency comb spanning 04-24μm from a phase-controlled femtosecond Ti:sapphire laser and synchronously pumped optical parametric oscillator.» *Opt. Lett* 32.11 (2007): 1414-1416.
- [108] F. Adler, M. J. Thorpe, K. C. Cossel, and J. Ye. «Cavity-Enhanced Direct Frequency Comb Spectroscopy: Technology and Applications.» *Annu. Rev. Anal. Chem* 2010: 175–205.
- [109] L. Hollberg, and V. Mbele. «Molecular fingerprinting with the resolved modes of a femtosecond laser frequency comb.» *Nature* 445.7128 (2007): 627–630.
- [110] J. Lasri, P. Devgan, R. Tang, J. E. Sharping, and P. Kumar. «A microstructure-fiber-based 10- GHz synchronized tunable optical parametric oscillator in the 1550-nm regime.» *IEEE Photon. Technol. Lett* 15.8 (2003): 1058-1060.
- [111] L.E. Myers, R.C. Eckardt, M. Fejer, R.L. Byer, W.R. Bosenberg, J.W. Pierce. «Quasiphasematched optical parametric oscillators in bulk periodically poled LiNbO₃.» *J. Opt. Soc. Am. B* 12 (1995): 11.

- [112] S. Saltiel, and Y. S. Kivshar. «Phase matching in nonlinear $\chi^{(2)}$ photonic crystals.» *Opt. Lett* 25 (2000): 1204-1206.
- [113] H. Chikh-Touami, R. Kremer, H.-J. Lee, M. W. Lee, L.-H. Peng, and A. Boudrioua. «Shared optical parametric generation interactions in square lattice nonlinear photonic crystals.» *Appl. Phys. B* 123.4 (2017): 113.
- [114] M. Lazoul, A. Boudrioua, L. M. Simohamed, A. Fischer and L. -H. Peng. «Experimental study of multiwavelength parametric generation in a two-dimensional periodically poled lithium tantalate crystal.» *Optics Letters* 38.19 (2013): 3892-3894.
- [115] M. Lazoul, A. Boudrioua, L.M. Simohamed, A. Fischer, and L. -H. Peng. «Simultaneous collinear and non-collinear parametric generation in 1D single grating periodically poled lithium tantalite.» *Appl. Phys. B* 110 (2013): 459–464.
- [116] W. H. Louisell, A. Yariv, and A. E. Siegman. «Quantum Fluctuations and Noise in Parametric Processes.» *Physical Review* 124 (1961): 1646.
- [117] S.A Akhmanov, R.V.Khokhlov. «Concerning One Possibility of Amplification of Light Waves.» *Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics* 16 (1963): 253.
- [118] Akhmanov S. A., Kovrigin A. I., Kolosov V. A., Piskarskas A. S., Fadeev V. V., Khokhlov R. V. «Tunable Parametric Light Generator with KDP Crystal.» *JETP Letters* 3.9 (1966): 241.
- [119] G.D. Boyd, A. Ashkin. «Theory of Parametric Oscillator Threshold with Single-Mode Optical Masers and Observation of Amplification in LiNbO₃.» *Physical Review* 146.1 (1966): 187-198.
- [120] R.G. Smith, J. E. Geusic, H. J. Levinstein, J. J. Rubin, S. Singh, and L. G. Van Uitert. «Continuous optical parametric oscillation in Ba₂NaNb₅O₁₅.» *Applied Physics Letters* 12 (1968): 308.
- [121] R. L. Byer, A. Kovrigin, and J. F. Young. «A CW Ring-Cavity Parametric Oscillator.» *Appl. Phys. Lett* 15.5 (1969): 136-137.
- [122] R.L Byer, M.K. Oshman, J.F Young, S.E Harris. «Visible CW Parametric Oscillator.» *Applied Physics Letters* 13.3 (1968): 109-111.
- [123] Bjorkholm, J. «Analysis of the doubly resonant optical parametric oscillator without power-dependent reflections.» *IEEE Journal of Quantum Electronics* 5.6 (1969): 293-295.
- [124] S.E.Harris. «Proposed backward wave oscillation in the infrared.» *Applied Physics Letters* 9.3 (1966): 114–116.
- [125] J.G.Meadors. «Steady-State Theory of Backward-Travelling-Wave Parametric Interactions.» *Journal of Applied Physics* 40.6 (1969): 2510-2512.
- [126] Y. J. Ding, & J. B. Khurgin. «Backward optical parametric oscillators and amplifiers.» *IEEE journal of quantum electronics* 32.9 (1996): 1574-158.
- [127] J.B.Khurgin. «Slowing and stopping photons using backward frequency conversion in quasi- phase-matched waveguides.» *Physical Review A* 2005.
- [128] C.E. Minor, R.S. Cudney. «Mirrorless optical parametric oscillation in bulk PPLN and PPLT: a feasibility study.» *Appl. Phys. B* 38 (2017): 123.
- [129] C. Canalias, & V. Pasiskevicius. «Mirrorless optical parametric oscillator. Nature Photonics.» 1.8 (2007): 459-462.
- [130] Hong Su, Shuang-chen Ruan, and Yuan Guo. «Generation of mid-infrared wavelengths larger than 4.0 μm in a mirrorless counterpropagating configuration.» *J. Opt. Soc. Am. B* 23 (2006): 1626- 1629
- [131] C. Liljestr nd, A.Zukauskas, V. Pasiskevicius, and C. Canalias. «Highly efficient mirrorless optical parametric oscillator pumped by nanosecond pulses.» *Opt. Lett* 42 (2017): 2435-2438.

- [132] A. Zukauskas, A.-L., Viotti, C. Liljestrand, V. Pasiskevicius, & C. Canalias. «Cascaded counter- propagating nonlinear interactions in highly-efficient sub- μm periodically poled crystals.» *Scientific Reports* 7.1 (2017).
- [133] I. Breunig, T. Beckmann, & K. Buse. «Monolithic optical parametric oscillators.» *Laser Resonators, Microresonators, and Beam Control XIV*. San Francisco, 2012. 82360S.
- [134] H. Wang, Y. Ma, Z. Zhai, J. Gao, C. Xie, K. Peng. «Tunable continuous-wave doubly resonant optical parametric oscillator by use of a semimonolithic KTP crystal.» *Appl. Opt.* 41 (2002): 1124-1127.
- [135] T. Ikegami, S. Slyusarev, T. Kurosu, et al. «Characteristics of a cw monolithic KTiOPO₄ optical parametric oscillator.» *Appl Phys B* 66 (1998): 719–725.
- [136] D. K. Serkland, R. C. Eckardt, and R. L. Byer. «Continuous-wave total-internal-reflection optical parametric oscillator pumped at 1064 nm.» *Opt. Lett.* 19 (1994): 1046-1048.
- [137] W. Kozlovsky, E. Gustafson, R. Eckardt, and R. Byer. «Efficient monolithic MgO:LiNbO₃ singly resonant optical parametric oscillator.» *Opt. Lett* 13 (1988): 1102.
- [138] A. W. Bruch, X. Liu, J. B. Surya, C. L. Zou, & H. X. Tang. «On-chip $\chi^{(2)}$ microring optical parametric oscillator.» *Optica* 6.10 (2019): 1361-1366.
- [139] S. Schiller, R. Byer. «Quadruply resonant optical parametric oscillation in a monolithic total-internal reflection resonator.» *J. Opt. Soc. Am. B* 10 (1993): 1696.
- [140] J.U Furst, D. Strekalov, D. Elser, A. Aiello, U. Andersen, C. Marquardt, and G. Leuchs. «Low- Threshold Optical Parametric Oscillations in a Whispering Gallery Mode Resonator.» *Physical Review Letters* 105 (2010): 263904.
- [141] H. Rabin, L.C. Tang. *Quantum electronics: a treatise , Chap 9*. Academic press, 1975.
- [142] A.V. Okishev, J.D. Zuegel. «Intracavity-pumped Raman laser action in a mid-IR, continuous-wave (cw) MgO:PPLN optical parametric oscillator.» *Opt. Express* 14 (2006): 12169-12173.
- [143] M. Vainio, J. Peltola, S. Persijn, F. J. M. Harren, and L. Halonen. «Thermal effects in singly resonant continuouswave optical parametric oscillators.» *Appl. Phys. B* 94 (2009): 411-427.
- [144] T. H. My, O. Robin, O. Mhibik, C. Drag, & F. Bretenaker. «Stimulated Raman scattering in an optical parametric oscillator based on periodically poled MgO-doped stoichiometric LiTaO₃.» *Optics express* 17.7 (2009): 5912-5918.
- [145] A. Henderson, R. Stafford. «Spectral broadening and stimulated Raman conversion in a continuous-wave optical parametric oscillator.» *Opt. Lett.* 32 (2007): 1281-1283.
- [146] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane, and R. Ito. «Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients.» *J. Opt. Soc. Am. B* 14.9 (1997): 2268 - 2294.
- [147] M. Lazoul, A. Boudrioua, L.-M. Simohamed, and L.-H. Peng. «Multi-resonant optical parametric oscillator based on 2D-PPLT nonlinear photonic crystal.» *Optics Letters* 40.8 (2015): 1861-1864.
- [148] A. Arie, N. Vloch. «Periodic, quasi-periodic, and random quadratic nonlinear photonic crystals.» *Laser Photonics Rev* 4.3 (2010): 355-373.
- [149] A. L. Alexandrovski, G. Foulon, L. E. Myers, R. K. Route, M. M. Fejer. «UV and visible absorption in LiTaO₃.» *Laser Material Crystal Growth and Nonlinear Materials and Devices conference*. 1999. Proc. SPIE 3610.
- [150] I. Biaggio, M. Zgonik & P. Günter. «Investigations of photorefractive effects with pico and nanosecond pulses.» *Ferroelectrics* 126.1 (1992): 1-8.
- [151] T.K. Gustafson, J.-P.E. Taran, P.L. Kelley and R.Y. Chiao. «Self modulation of picosecond pulses in electro-optic crystals.» *Opt. Commun* 2 (1970): 17–21.

- [152] L.A.Ostrovskii. «Self-action of Light in Crystals, Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters, Vol. 5,p.272.» 5 (1967).
- [153] N.R. Belashenkov, S.V. Gagarskii, M.V. Inochkin. «Nonlinear refraction of light on second-harmonic generation.» *Optics and Spectroscopy* 66.6 (1989): 806-808.
- [154] R. DeSalvo, D. J. Hagan, M. Sheik-Bahae, G. Stegeman, and E. W Van Stryland, H. Vanherzeele. «Self-focusing and self-defocusing by cascaded second-order effects in KTP.» *OPTICS LETTERS* 17.1 (1992): 28-30.
- [155] J-M. R. Thomas, J-P. E.Taran. «Pulse distortions in mismatched second harmonic generation.» *Optics Communications* 4.5 (1972): 329-334.
- [156] M.Zeki.Kurt. «Electrooptical Properties of LiTaO₃.» *Ferroelectrics* 296.1 (2003): 127-137.
- [157] Yi-qiang Qin, Yong-yuan Zhu, Shi-ning Zhu et Nai-ben Ming. «Bistabilité optique dans LiNbO₃ périodiquement polarisée induite par la non-linéarité du second ordre en cascade et l'effet électro-optique.» *J. Phys .: Condens. Matter* 10 (1998): 8939–8945.
- [158] S.Ashihara, T.Shimura, K.Kuroda. «Optical pulse compression using cascaded quadratic nonlinearities in periodically poled lithium niobate.» *Appl. Phys. Lett* 84 (2004): 1055.
- [159] V Ulvila, C. R. Phillips, L Halonen, M Vainio. «Frequency comb generation by a continue-wavepumped optique parametric oscillator based on cascading quadratic nonlinearities.» *LETTRES OPTIQUES* 38.21 (2013): 4281-4284.
- [160] M. Bass, P. A. Franken, J. F. Ward, and G. Weinreich. «Optical Rectification.» *Physical Review Letters* (1962): 446.
- [161] A. L. Belostotsky, A. S. Leonov, A. V. Meleshko. «Nonlinear phase change in type II second-harmonic generation under exact phase-matched conditions.» *Optics Letters* 19.12 (1994): 856-858.
- [162] Ch. Bosshard, R. Spreiter, M. Zgonik, and P. Gunter. «Kerr Nonlinearity via Cascaded Optical Rectification and the Linear Electro-optic Effect.» *Phys. Rev. Letters* 74.14 (1995): 2816 – 2819.
- [163] Hadni, A. «Applications of the pyroelectric effect.» *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 14.11 (2000): 1233.
- [164] S. M. Kostritskii, M. Chauvet, J. Safi oui, M. Aillerie & O. G. Sevostyanov. «Pyroelectric Self-Focusing of Light Beams in Reduced Lithium Niobate Crystals.» *J Appl Spectrosc* 82 (2015): 479–482.
- [165] F.S, Chen. «Changement induit optiquement d'indices de réfraction dans LiNbO₃ et LiTaO₃.» *Journal of Applied Physics* 40 (1969): 3389 - 3396.
- [166] UNE. M. Glass, D. von der Linde et T. J. Negran. «Effet photovoltaïque en vrac à haute tension et processus photoréfractif dans LiNbO₃.» *Appl. Phys. Lett* 25 (1974): 233 à 235.
- [167] V. Pruneri, P. G. Kazansky, J. Webjöm, P. St. J. Russell et D. C. Hanna. «Diffusion induite par la lumière organisée par Sefl dans le niobate de lithium à polarité périodique.» *Appl. Phys. Lett* 67 .14 (1995): 1957-1959.

Productions scientifiques

Articles dans des revues à comité de lecture

- [1]. S. Mohand-Ousaid, K.-H. Chang, L.-H. Peng and A. Boudrioua, “*Cascaded forward optical parametric oscillations without external mirrors based on nonlinear photonic crystals of LiTaO₃*”, Journal of Optics (2021). <https://doi.org/10.1088/2040-8986/ac2167>.
- [2]. S. Mohand-Ousaid, K.-H. Chang, L.-H. Peng and A. Boudrioua, “*Temperature-dependent Sellmeier equation for the refractive index of lithium tantalate*”, en préparation 2021
- [3]. K-H. CHANG, T-F. Pan, B-W. Wu, S. Mohand Ousaid, J-Y. Han, C-C. Fan, F-H. Yang, C-H. Yang, A. Boudrioua, H. Yokoyama, H. Akiyama, K. Paschke, C-M. Lai, and L-H. Peng, « Simultaneous Multi-Wavelength Generation from Yellowish-Green to Yellow-Orange Based on Monolithic $\chi^{(2)}$ Nonlinear Photonic Crystals », soumis à APL (2021).

Conférences nationales et internationales

- [1]. S. Mohand-Ousaid, K. -H. Chang, M. Chakaroun, T. Billeton, L.-H. Peng and A. Boudrioua, “ Oscillation paramétrique optique multi-résonante dans les cristaux photoniques non linéaires de LiTaO₃ sans cavité externe ”, JNCO – Optique Dijon (2021). **Orale**
- [2]. B-W. Wu, K-H. Chang, S. Mohand Ousaid, A. Boudrioua, H. Yokoyama, C-M. Lai, L-H Peng, “*Interference Pattern Generation of Multi-wavelength Yellow-Orange Lasers Using $\chi^{(2)}$ Nonlinear Photonic Crystals,*” Laser Display and Lighting Conference, April 21-24, Yokohama, Japan, (2020). **Orale**
- [3]. S. Mohand-Ousaid, K. -H. Chang, M. Chakaroun, T. Billeton, L.-H. Peng and A. Boudrioua, “*Multi-resonant optical parametric oscillation without mirrors based on 1D and 2D-PPLT nonlinear photonic crystals*”, OSA Advanced Photonics Congress 13 -16 July (2020). **Orale**
- [4]. S. Mohand Ousaid, M. Chakaroun, K-H. Chang, T. Billeton, L-H. Peng, and A. Boudrioua, “Multi-resonant optical parametric oscillator without mirrors based on 1D and 2D-PPLT nonlinear photonic crystal”, EOSAM Portugal, online meeting, 7-11 September (2020).

Affiche

- [5]. S. Mohand-Ousaid, M. W. Lee, M. Chakaroun and A. Boudrioua, J-Y. Han, K-H. Chang and L.-H. Peng, “*Magic crossing points of temperature dependent cascaded frequency conversions in nonlinear photonic crystals*”, CLEO Munich (2019). **Affiche**
- [6]. S. Mohand Ousaid, J-Y. Han, K-H. Chang, M. W. Lee, M. Chakaroun, L.-H. Peng et A. Boudrioua, « *Conversions de fréquence en cascade dans des cristaux photoniques non linéaires : points de croisement magiques dépendantes de la température* », JNOG (2019).

Affiche

Résumé

Ce travail porte sur l'étude de l'oscillation paramétrique optique multi-longueurs d'onde sans cavité externe dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D. Nous avons, d'abord, étudié numériquement la génération paramétrique optique dans les cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D de réseau carré ayant une période de $8.52\mu\text{m}$ afin d'obtenir une génération large bande et/ou accordable. Dans le cas particulier où le détecteur est placé dans la même direction que l'onde pompe, les résultats montrent qu'il est possible d'obtenir une accordabilité du signal et de l'idler en modifiant l'angle d'incidence du faisceau pompe. Ces études montrent que les résultats obtenus dépendent largement des paramètres de l'équation de Sellmeier utilisés. De ce fait, à partir des mesures expérimentales de la génération paramétrique optique en fonction de la période du PPLT, nous avons proposé une nouvelle équation de Sellmeier plus précise que celles rapportées dans la littérature. Nous avons, également, étudié des échantillons circulaires afin de s'affranchir de la réfraction. Les résultats obtenus montrent la possibilité de réaliser une accordabilité spectrale pour le signal de 600nm à 787nm et de 1640nm à 1750nm pour l'idler pour un échantillon de $8.52\mu\text{m}$, ces plages peuvent être ajustées en fonction de la période du réseau. Dans le cas d'une période de $7.66\mu\text{m}$, nous avons observé un chevauchement du signal et de l'idler induisant la génération d'une interaction large bande de 180nm. Enfin, nous avons rapporté des preuves expérimentales d'une oscillation paramétrique optique multi-résonante dans des cristaux photoniques non linéaires PPLT-1D et 2D sans utiliser des miroirs externes et dans une configuration co-propagative. Les faces polies de l'échantillon agissent comme des miroirs de cavité amplifiant simultanément plusieurs fréquences. L'étude de l'échantillon avec une période de $8.52\mu\text{m}$ montre un seuil d'oscillation des dispositifs de $96\text{MW}/\text{cm}^2$ et $160\text{MW}/\text{cm}^2$ pour l'échantillon 1D et 2D, respectivement. Nous avons observé l'apparition d'un second OPO2 et expliqué son origine par la variation locale de l'indice de réfraction qui modifie les conditions de quasi-accord de phase. Cette variation d'indice provient notamment de l'effet cascade quadratique qui est un effet quasi-Kerr optique dû à une interaction inverse du faisceau généré avec sa pompe. L'autre contribution provient de l'effet électrooptique qui trouve son origine notamment dans les effets dus à la rectification optique, l'effet pyroélectrique et l'effet photo-induit. Enfin, nous avons montré que ces phénomènes apparaissent également dans les autres échantillons de périodes différentes. Ces études ont mis en évidence l'existence d'un point de croisement qui apparaît à la température $T=64^\circ\text{C}$ dans le cas de l'échantillon avec une période de $8.52\mu\text{m}$. A cette température les deux processus OPO1 et OPO2 se superposent. Par ailleurs, la position et les interactions concernées par ce point de croisement dépendent de la période du réseau utilisé.

Summary

This work focuses on the study of multi-wavelength optical parametric oscillation without an external cavity in PPLT-1D and 2D nonlinear photonic crystals. We first numerically studied the optical parametric generation in 1D and 2D square lattice PPLT nonlinear photonic crystals having a period of $8.52\mu\text{m}$ in order to obtain a broadband and / or tunable generation. In the particular case where the detector is placed in the same direction as the pump wave, the results show the possibility of obtaining signal and idler tunability by modifying the angle of incidence of the pump beam. These studies show that the results obtained depend largely on the parameters of the Sellmeier equation used. Therefore, from the experimental measurements of the optical parametric generation as a function of the period of the PPLT, we have proposed a new Sellmeier equation more accurate than that reported in the literature. We, also, studied circular samples in order to overcome Fresnel reflection limitations. The results obtained show the possibility of achieving spectral tunability for the signal from 600nm to 780nm and from 1730nm to 1750nm for the idler. In the case of $7.66\mu\text{m}$ period, we observed an overlap of the signal and the idler inducing the generation of a wideband interaction of 180nm. Finally, we reported experimental evidence of a multi-resonant optical parametric oscillation in PPLT-1D and 2D nonlinear photonic crystals without using external mirrors and in a co-propagative configuration. The polished surfaces of the sample act as cavity mirrors simultaneously amplifying multiple frequencies. Studying the sample with a period of $8.52\mu\text{m}$ shows a device oscillation threshold of $96\text{MW}/\text{cm}^2$ and $160\text{MW}/\text{cm}^2$ for the 1D and 2D sample, respectively. We observed the appearance of a second OPO2 and explained its origin by the local variation of the refractive index, which modifies the conditions of quasi-phase agreement. This index variation stems in particular from the quadratic cascade effect, which is an quasi-Kerr effect due to an inverse interaction of the beam generated with its pump. The other contribution comes from the electro-optical effect, which originates in particular in the effects due to optical rectification, the pyroelectric effect and the photo-induced effect. Finally, we have shown that these phenomena also appear in other samples from different periods. These studies have demonstrated the existence of a crossing point which appears at temperature $T = 64^\circ\text{C}$ in the case of the sample with a period of $8.52\mu\text{m}$. At this temperature the two processes OPO1 and OPO2 overlap. Furthermore, the position and the interactions concerned by this crossing point depend on the period of the network used.