Oscillateur paramétrique optique en guides d'ondes AlGaAs/AlOx

Cécile Ozanam

▶ **To cite this version:**

Cécile Ozanam. Oscillateur paramétrique optique en guides d'ondes AlGaAs/AlOx. Physique [physics]. Université Sorbonne Paris Cité - Université Paris Diderot (Paris 7), 2015. Français. NNT : . tel-01266556

HAL Id: tel-01266556

https://theses.hal.science/tel-01266556

Submitted on 2 Feb 2016

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

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

Université Sorbonne Paris Cité
Université Paris Diderot - Paris 7

Laboratoire
Matériaux et Phénomènes Quantiques

École Doctorale 564 :
Physique en Île-de-France

UFR de Physique

THÈSE

présentée par
Cécile Ozanam

pour obtenir le grade de
Docteur en Sciences de l'Université Paris Diderot

Oscillateur paramétrique optique en guides d'ondes AlGaAs/AlOx

Soutenue publiquement le 26 novembre 2015,
devant la commission d'examen composée de :

M.	Vincent Berger,	Invité
M.	Fabien Bretenaker,	Rapporteur
M.	Antoine Godard,	Examinateur
M.	Aristide Lemaître,	Examinateur
M.	Giuseppe Leo,	Directeur de thèse
M.	Carlo Sirtori,	Examinateur
M.	Laurent Vivien,	Rapporteur

Table des matières

Remerciements **v**

Liste des abréviations **ix**

Introduction générale **1**

1 Optique non linéaire en cavité et en guides d'ondes **9**
1.1 Concepts fondamentaux d'optique non linéaire quadratique 9
1.1.1 Équation des ondes dans un milieu non linéaire 11
1.1.2 Génération de second harmonique 15
1.1.3 Amplification paramétrique 16
1.1.4 Fluorescence paramétrique 20
1.2 Optique non linéaire en cavité : l'oscillation paramétrique optique . 21
1.2.1 OPO simplement résonant 24
1.2.2 OPO doublement résonant 26
1.2.3 OPO à double passage de la pompe 32
1.3 Optique non linéaire en guides d'ondes non idéaux 36
1.3.1 Propagation d'une onde guidée 36
1.3.2 Optique non linéaire en guides d'ondes 38
1.3.3 Optique non linéaire dans un milieu avec pertes 40
1.4 Stratégies d'accord de phase en guides d'ondes AlGaAs 47
1.4.1 Accord de phase modal 49
1.4.2 Quasi-accord de phase 50
1.4.3 Accord de phase par biréfringence de forme 51

2 Oscillation paramétrique optique en guides d'ondes AlGaAs/AlOx **55**
2.1 Guide d'ondes AlGaAs/AlOx pour la conversion de fréquence . . 55
2.1.1 Conception et fabrication 55
2.1.2 Pertes de propagation 68
2.1.3 Performances d'optique non linéaire : accordabilité et efficacité 78
2.2 Mise en cavité : démonstration d'un OPO en guides d'ondes semi-conducteur 88

2.2.1 Conception et fabrication des miroirs 88
2.2.2 Fluorescence en cavité et oscillation paramétrique optique 96

3 Amélioration des performances de l'OPO 103
3.1 Réduction des pertes de propagation 103
3.1.1 Amélioration de la reproductibilité des pertes 103
3.1.2 Insertion de barrières de GaInP 107
3.2 Implémentation d'un nouveau schéma de cavité 119
3.2.1 Dessin d'une cavité à double passage de la pompe 119
3.2.2 Caractérisation optique de la cavité 122
3.2.3 Réduction du seuil pour l'oscillation paramétrique optique : résultats expérimentaux 126
3.3 Vers une encapsulation des guides d'ondes ? 128

4 Génération de second harmonique autour de 2,25 µm 137
4.1 Expérience avec un QCL d'*Alpes Laser* au laboratoire MPQ . . . 138
4.1.1 Conception et fabrication du guide d'ondes 138
4.1.2 Premier essai : Couplage du QCL dans le guide 143
4.2 Doublage en fréquence d'un QCL au *III-V Lab* 145
4.2.1 Modifications du guide d'ondes 145
4.2.2 Génération de second harmonique 151
4.2.3 Pistes d'amélioration de l'efficacité de conversion 161
4.3 Comparaison avec d'autres dispositifs 164

Conclusion générale 169

Annexes 177

A Installation d'un nouveau système d'oxydation avec contrôle *in situ* 177
A.1 Cahier des charges 178
A.2 Partie thermique et contrôle des gaz 180
A.2.1 Enceinte thermique 180
A.2.2 Contrôle des gaz 183
A.3 Système optique 186
A.3.1 Microscope : zoom et objectif 186
A.3.2 Éclairage 188
A.3.3 Caméra 189
A.3.4 Hublot 190
A.4 Logiciels et interfaces de contrôle 191

B Développemement d'un OPO PPLN massif autour de 2 μm 195
B.1 Le projet Sakura : motivation et dessin de la cavité 195
B.1.1 Cahier des charges de la source 195
B.1.2 Dessin de la cavité 196
B.1.3 Performances attendues 200
B.2 Cavité linéaire à un cristal 204
B.3 Caractérisation de l'OPO et limites 209

C Liste des publications 217

Bibliographie 221

Remerciements

Ce manuscrit n'aurait pas pu voir le jour sans la contribution de nombreuses personnes, qui ont toutes, de près ou de loin, d'une manière ou une autre, joué un rôle dans le bon déroulement des travaux effectué pendant cette thèse. Qu'elles en soient toutes remerciées par les quelques lignes suivantes.

Mes premiers remerciements vont naturellement à mon directeur de thèse, Giuseppe Leo, dont l'enthousiasme n'a jamais faibli. Merci pour tes encouragements, ton optimisme, ton énergie qui pousse toujours à aller plus loin !

Je voudrais ensuite remercier l'ensemble de mon jury de thèse pour l'attention et l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail. Merci à Fabien Bretenaker et Laurent Vivien pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce travail à une période de l'année qui n'est pas la plus reposante. Merci à Carlo Sirtori d'avoir accepté de faire partie de ce jury alors que la date était déjà fixée. Merci à Aristide Lemaître et Antoine Godard pour leur enthousiasme à propos de ce travail. Merci enfin à Vincent Berger d'avoir accepté la présidence de ce jury.

Parce que ces trois ans de thèse n'ont pas été trois ans passés en solitaire dans un laboratoire plongé dans le noir, je tiens à remercier tous les chercheurs qui ont collaboré à ces travaux.

Dans l'équipe DON d'abord, merci à Sara pour sa disponibilité et l'attention portée à chacun. Merci à Ivan pour son sens du détail et ses remarques toujours pertinentes. Merci aussi à Marco, nouvellement revenu comme ingénieur de recherche, mais dont les travaux de thèse m'ont été fort utiles durant ces trois dernières années.

Je tiens aussi à remercier Carlo Sirtori et l'ensemble de l'équipe QUAD pour avoir accepté de nous accueillir sur un de vos montages expérimentaux pour les mesures de SHG avec un QCL. Merci aussi Carlo pour toutes les discussions scientifiques autour de mon projet de thèse. Merci à Angela qui, ayant la (mal)chance d'avoir ton bureau dans le couloir, a pu suivre par moments mes états d'âme...

Merci aussi à Christian Ricolleau et Guillaume Wang de l'équipe Me^{-}ans pour les premières observations TEM, qui donneront, je l'espère, de beaux résultats par la suite.

Au LPN, merci à Aristide Lemaître, Carme Gomez, Loïc Lanco et Xavier

Lafosse, les deux premiers pour toutes les belles épitaxies effectuées aux divers stades de ce projet de thèse, les seconds pour tout le travail sur les miroirs, qui n'a pas toujours été un long fleuve tranquille... C'est néanmoins toujours avec plaisir que j'ai fait le trajet jusqu'à Nozay pour récupérer un nouvel échantillon à caractériser !

Au III-V Lab, merci à Xavier Marcadet, que je n'ai jamais eu le plaisir de croiser personnellement, mais dont les plaques épitaxiées avant mon arrivée nous ont permis d'obtenir de beaux résultats ! Merci aussi à Mathieu Carras et Grégory Maisons : j'ai eu beaucoup de plaisir à venir travailler dans votre équipe pendant quasiment un an. Merci Fahem de m'avoir « prêté » ton montage pour faire mes mesures !

La construction du nouveau système d'oxydation n'a pas été instantanée et s'est grandement appuyée sur le système déjà existant au LAAS à Toulouse. Merci à Guilhem Almuneau de m'y avoir accueilli pour diverses oxydations, et de m'avoir dévoilé les secrets de ton système.

Que ce soit pour l'installation du système d'oxydation, pour un bon conseil à donner sur un process, la résolution d'un problème technique, ou simplement pour partager les bons (et les moins bons) moments expérimentés en salle blanche, merci à Pascal, Christophe et Stéphan qui le font toujours avec sourire et bonne humeur.

Personne n'est compétent en tout, et j'aurai eu bien du mal à construire mes montages expérimentaux toute seule... Merci à Martial et Patrick pour vos belles réalisations techniques, toujours précises et pertinentes grâce à votre regard critique sur l'utilisation projetée. L'université est aussi parfois une machine administrative complexe : merci à Anne, d'une efficacité redoutable, mais toujours souriante, accueillante et d'une bonne humeur communicative ! Merci aussi à Joëlle, Jocelyne et Sandrine pour le volet financier : continuez à faire résonner vos rires dans le couloir !

Enfin, trois ans peuvent sembler long sans une bonne ambiance dans les bureaux. Aux protagonistes successifs de notre thésarium et de la salle de manip attenante, je voudrais exprimer toute ma gratitude pour ces bons moments passés ensemble. Aux anciens d'abord : merci infiniment Marc pour le temps que tu as passé à m'initier aux mystères de nos guides AlOx, et pour avoir continué à répondre à mes questions même après avoir traversé un océan et un continent ! Merci aussi à Adeline, Chris et Alex qui ont contribué à m'introduire dans l'univers propre du thésarium. J'aurai côtoyé les suivants un peu plus longtemps : merci à David, Trung, Biswarup, Eduardo, Debora, Pierre, Mehdi, Andreas, Qifeng, Alice, Natalia. Un merci particulier pour Fabien et Yacine qui, chacun à leur heure, ont su poser les questions pertinentes pour éclairer mon travail. Merci à Alessio, qui grâce à son aide précieuse et ses nombreux développement de programmes informatiques

m'aura permis de réaliser toutes les belles simulations qui émaillent mon travail ! Je ne saurai aussi assez remercier Oleksandr, qui m'a aidé lors du montage du four d'oxydation et avec qui j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler sur les guides AlOx pendant un an. Un immense merci enfin à au quatuor avec lequel j'ai passé l'essentiel de ces trois ans. À Claire pour les moments déjantés sur des sujets aussi divers que variés. À Will pour les longues conversations souvent en sortie de salle blanche mais dont le sujet dérivait parfois. À Guillaume pour l'ensemble de ces 6 mois de stages et trois ans de thèse (à deux jours près !). À Silvia enfin pour toutes les informations, fous rires et expériences japonaises partagées qui ont pleinement justifiées l'expression « duo de choc » déjà plusieurs fois utilisée à notre sujet.... Aux nouveaux pour terminer : bon courage à Alok qui prend la suite de mon travail. Je souhaite aussi de belles thèses à Valerio, Jonathan et Giorgio : que celles-ci soient le prélude de vies scientifiques riches.

En dehors de l'équipe DON, merci aussi à Giulia P., Hélène, Charlotte, Siham, Benjamin A. , Benjamin S., Margaux, Chérif, Thibault, Jean-Baptiste, Roméo, Pierre que j'ai croisés pendant ces années au laboratoire MPQ et avec lesquels j'ai eu plaisir à échanger sur tel ou tel sujet. Merci aussi à Pierre, Aurélien et Matthieu avec qui j'ai partagé les séances de TP à l'IUT.

La vie d'une doctorante ne se résume pas à son travail de recherche, même si celui-ci peut parfois occuper beaucoup ses pensées. Merci à tous les amis qui ont supporté mes atermoiements pendant ces années : merci à Oriane et Jacques, chacun toujours présent pour discuter, aux Girafiogs dont les mails me font souvent rire, aux Totoros, dont les dîners réguliers sont de vrais moments de détente, et à tous les amis de l'orchestre Blaise, Sandra, Thibaut, Mireille, Guillaume, Sophie, Antoine, Benjamin L., Olivier, Emmanuelle, Clémence, Amandine, Emina... qui m'ont toujours permis de m'aérer les neurones ! Un merci tout particulier à la bande du Lauzet été 2015 qui a réussi à me supporter pendant mes vacances « rédactionnelles ».

Un immense merci va à ma famille. À mes parents, qui m'ont toujours poussée et encouragée dans la voie qui me plaisait et qui m'ont permis de devenir ce que je suis aujourd'hui. J'espère continuer à vous rendre fiers. À Pierre, Louise et Rémi, mes « petits » frères et sœur, merci de votre patience admirable pendant de longues discussions avec Papa, merci de me faire parfois redescendre sur terre, merci simplement d'être là (même depuis l'autre bout du monde) !

Enfin, merci à Benjamin, merci pour tout.

Liste des abréviations

1D	unidimensionnel
2D	bidimensionnel
Al	aluminium
AlAs	arseniure d'aluminium
AlGaAs	arséniure d'aluminium et de gallium
$\mathbf{Al_xGa_{1-x}As}$	arséniure d'aluminium et de gallium ($0 < x < 1$)
AlOx	oxyde d'aluminium
As	arsenic
BCB	benzocyclobutène
BCK	HBr:CH_3OOH:$K_2Cr_2O_7$ dans les proportions 1:1:1
CCD	dispositif à transfert de charge — Charge-Coupled Device
CEM	système d'évaporation et de mélange contrôlé — Controlled Evaporator Mixer
$\mathbf{CH_3COOH}$	acide acétique
CMOS	*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*
DAST	4-dimethylamino-N-methyl-4stilbazolium-tosylate
DFB	rétroaction distribuée — Distributed Feedback
DFG	génération de fréquence différence — Difference Frequency Generation
DP-DRO	oscillateur doublement résonant avec double passage de la pompe — Double Pass Doubly Resonant Oscillator
DP-SRO	oscillateur simplement résonant avec double passage de la pompe — Double Pass Singly Resonant Oscillator
DROPO	oscillateur paramétrique optique doublement résonant — Doubly Resonant Optical Parametric Oscillator
EJM	épitaxie par jets moléculaires

FASH fondamental et second harmonique — Fundamental And Second Harmonic

FDFD différences finies dans le domaine fréquentiel — Finite-Difference in Frequency-Domain

FF fréquence fondamentale

FP fluorescence paramétrique

FTIR infrarouge à transformée de Fourier — Fourier-Transform Infra-Red

FWM mélange à quatre ondes — Four-Wave Mixing

Ga gallium

GaAs arséniure de gallium

GaInP phosphure de gallium et d'indium

GaP phosphure de gallium

Ge germanium

HBr acide hydrobromique

HCl acide chlorhydrique

H_2O eau

HSQ hydrogénosilsesquioxane

ICL laser inter-bande à cascade — Interband Cascade Laser

InP phosphure d'indium

IAD évaporation assistée par faisceau d'ion — Ion Assisted Deposition

ICP plasma couplé par induction — Inductively Coupled Plasma

IR infrarouge

KTP titanyl phosphate de potassium ($KTiOPO_4$)

$K_2Cr_2O_7$ dichromate de potassium

LAAS Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes

$LiNbO_3$ niobate de lithium

LPN Laboratoire de Photonique et Nanostructures

MEB microscope électronique à balayage

MET microscope électronique à transmission

MIR moyen infrarouge

MOSFETs transistors à effet de champ à grille métal-oxyde-semi-conducteur — Metal-Oxide-Semiconductor Field-Effect Transistors

N_2 diazote

N_2H_2	diazote hydrogéné
NIR	proche infrarouge
OPA	amplification paramétrique optique — Optical Parametric Amplification
OP-GaAs	GaAs périodiquement orienté — Orientation Patterned-GaAs
OPO	oscillateur paramétrique optique
OSA	analyseur de spectre optique — Optical Spectrum Analyzer
PPLN	niobate de lithium polarisé periodiquement — Periodically Poled Lithium Niobate
QCL	laser à cascade quantique — Quantum Cascade Laser
QPM	quasi-accord de phase — Quasi-Phase Matching
QWIP	photodétecteur infrarouge à puits quantiques — Quantum-Well Infrared Photodetector
RIE	gravure ionique réactive — Reactive-Ion Etching
SFG	génération de fréquence somme — Sum Frequency Generation
Si	silicium
SiO_2	oxyde de silicium
SH	second harmonique
SHG	génération de second harmonique — Second Harmonic Generation
SOI	silicium sur isolant — Silicon On Insulator
SROPO	oscillateur paramétrique optique simplement résonant — Singly Resonant Optical Parametric Oscillator
TE	transverse électrique
TiO_2	oxyde de titane
THz	terahertz
TM	transverse magnétique
TROPO	oscillateur paramétrique optique triplement résonant — Triply Resonant Optical Parametric Oscillator
TRT	Thales Research and Technology
ZnSe	séléniure de zinc

Introduction générale

L'invention et la première démonstration du laser en 1960 [1] ont introduit une véritable révolution scientifique, en permettant à la fois l'observation ou la compréhension de certains phénomènes physiques, tels que l'optique non linéaire, et le développement de techniques de pointe (de la métallurgie à la fabrication de micro-puces semi-conductrices). Deux ans plus tard, la démonstration des premières diodes laser [2, 3] ouvrait la voie au développement de la photonique comme champ de recherche à part entière, regroupant à la fois l'étude de l'optique et de l'électronique quantique dans un cadre d'ingéniérie optique ou opto-électronique d'un dispositif.

Dans ce domaine aux applications variées — des télécommunications [4] à l'optique quantique [5] —, la plate-forme silicium sur isolant (SOI) a permis de réaliser de nombreuses briques de circuiterie optique [6]. Cependant, malgré quelques réalisations de sources non linéaires (lasers Raman en mode impulsionnel [7] ou continu [8, 9], ou sources paramétriques basées sur le mélange à quatre ondes [10, 11]), le gap indirect du silicium (Si) est un obstacle à la démonstration d'un laser à partir de ce matériau. En revanche, l'hybridation d'autres semi-conducteurs sur la plate-forme SOI, notamment les semi-conducteurs III-V, présente une alternative crédible pour l'intégration de sources laser sur des puces semi-conductrices bénéficiant des avantages d'une plate-forme compatible avec la technologie *Complementary Metal-Oxide-Semiconductor* (CMOS) largement développée pour l'industrie microélectronique [12, 13].

La perspective d'une intégration monolithique des sources optiques permet d'envisager l'utilisation de ces dispositifs par un large public, en dehors des laboratoires de recherche, avec des champs d'applications variés. Par exemple, dans le proche et le moyen infrarouge, plusieurs molécules gazeuses présentent des raies d'absorption intenses [14]. Ainsi, des sources laser intégrées émettant dans la plage spectrale située entre 2 et 4 µm peuvent trouver des applications dans le domaine militaire, la détection de polluants, le domaine médical, etc. [15–18].

Or, dans cette plage spectrale, deux types de sources laser semi-conductrices sont historiquement disponibles, la diode laser et le laser à cascade quantique (QCL). La première repose sur des transitions entre la bande de conduction et la bande

de valence : la longueur d'onde d'émission est donc fixée par les matériaux utilisés, et l'extension de la plage spectrale couverte par les diodes laser vers le moyen infrarouge (MIR) nécessite l'utilisation de semi-conducteurs dont l'énergie de gap est faible. Les QCLs sont au contraire des dispositifs inter-sous-bande, reposant sur les transitions optiques créées dans la bande de conduction par un puits quantique. La longueur d'onde d'émission est donc fixée par le dessin du puits quantique, mais la longueur d'onde minimale d'émission atteignable est fixée par la profondeur maximale du puits, donc par le choix des matériaux. Les diodes laser et les QCLs sont donc des sources semi-conductrices dont les plages spectrales d'émission sont complémentaires. En effet, à température ambiante, les diodes lasers à antimoniures permettent d'atteindre des longueurs d'onde supérieures à 3 µm [19–21], et des QCLs émettant en deça de 4 µm ont été démontrés [22–24], l'ajout d'antimoine ayant même permis de descendre jusqu'à 2,6 µm en régime impulsionnel et à température cryogénique [25]. Un dispositif « mixte », le laser inter-bande à cascade (ICL) a aussi émergé : comme dans un QCL, la zone active permet un recyclage en cascade des électrons, chaque électron pouvant ainsi être utilisé pour l'émission de plusieurs photons, mais les transitions optiques ont lieu entre la bande de conduction et la bande de valence. L'ingéniérie des puits quantiques constituant la zone active a permis de démontrer l'émission laser à des longueurs d'ondes situées entre 3 et 6 µm à température ambiante et en régime continu dans ce type de dispositif [26–28].

Cependant, les réalisations monolithiques de ces sources laser sont faiblement accordables. Or, les applications en spectroscopie nécessitent plutôt des sources à la fois largement accordables et avec une faible largeur de raie. Pour concilier ces deux atouts, il est possible d'insérer les sources précédentes dans des cavités externes dans le cas d'une source à large gain, ou de construire des barrettes de lasers à faible largeur de raie et faiblement accordables, mais couvrant au total une plage spectrale importante [29–31]. Commercialement, quelques compagnies telles que *Daylight Solutions*, *BLOCK engineering*, *Pranalytica* ou *Redshift Systems* proposent des QCLs accordables basés sur des cavités externes ou sur l'intégration d'un filtre accordable. L'intégration des diodes lasers dans des cavités externes afin d'obtenir des plages d'accordabilité supérieures à quelques nanomètres est bien entendu aussi largement répandue depuis plusieurs années.

L'optique non linéaire apporte une autre alternative. Sous l'effet d'un champ lumineux intense, il est en effet possible de générer de nouvelles composantes fréquentielles qui viennent s'ajouter aux composantes fréquentielles initialement présentes dans le champ incident. Dans les semi-conducteurs, la non-linéarité peut être *résonante* ou *intrinsèque*. Dans le premier cas, les échanges d'énergie entre les différentes composantes fréquentielles s'effectuent au moyen de transitions électroniques s'appuyant sur des niveaux réels ; dans le deuxième cas, les échanges

d'énergie ont lieu dans le gap où le semi-conducteur est transparent, et s'appuient donc sur des niveaux d'énergie virtuels. Dans cette thèse, nous nous limiterons aux non-linéarités intrinsèques pour lesquelles le temps de réponse de la non-linéarité est quasiment nul.

L'utilisation de ce type de non-linéarité permet alors d'obtenir des dispositifs largement accordables puisque l'ensemble des énergies situées dans le gap du semi-conducteur sont *a priori* accessibles. En envoyant sur un cristal non linéaire une onde de *pompe* intense et une onde *signal*, il est ainsi possible d'amplifier l'onde signal ; cette amplification s'accompagne en général de la génération d'une troisième onde appelée *complémentaire*[1]. En changeant la longueur d'onde de pompe ou de signal, la longueur d'onde de complémentaire sera ajustée pour vérifier la conservation globale de l'énergie. La mise en cavité du milieu non linéaire permet d'exalter ce phénomène d'amplification paramétrique et, lorsque le gain paramétrique est égal aux pertes dans la cavité, on obtient un oscillateur paramétrique optique (OPO), source de radiation cohérente largement accordable.

Selon le degré de non-linéarité exploité, ce phénomène d'amplification paramétrique peut relever du mélange à trois ondes (les fréquences des ondes signal et complémentaire sont situées autour de la moitié de la fréquence de l'onde de pompe) ou à quatre ondes (toutes les fréquences en jeu sont comparables). Dans le silicium massif, la non-linéarité quadratique caractéristique du couplage non-linéaire de trois ondes est nulle en raison de la centro-symétrie de ce matériau. Malgré le développement de dispositifs non linéaires d'ordre deux à base de silicium contraint [32,33], on utilise donc essentiellement le mélange à quatre ondes (FWM) sur la plate-forme SOI. Plusieurs « oscillateurs paramétriques optiques » basés sur le FWM ont ainsi été démontrés sur cette plate-forme [11,34], voire sur une plate-forme arséniure d'aluminium et de gallium (AlGaAs) sur isolant [35]. Dans l'arséniure de gallium (GaAs), l'oscillation paramétrique optique basée sur le FWM a aussi été démontrée en 2006 [36]. Cependant, dans ces processus, l'onde de pompe a une longueur d'onde comparable à celles des ondes signal et complémentaire et ne permet donc pas d'exploiter un développement technologique déjà existant pour explorer une zone spectrale moins développée. Dans cette thèse, nous nous concentrerons donc sur des mélanges à trois ondes, basés sur une non-linéarité quadratique, et plus particulièrement sur les OPOs.

Comme précisé précédemment, nous cherchons à démontrer une source intégrée sur une puce semi-conductrice. Le matériau choisi doit donc se prêter à cette intégration. Par ailleurs, l'efficacité de l'interaction non linéaire croît avec la longueur d'interaction et la densité spatiale de puissance : pour obtenir une interaction efficace avec des puissances de pompe réduites, il faut donc réduire la

1. Grâce aux fluctuations du vide quantique, il est aussi possible de générer spontanément une onde signal et une onde complémentaire à partir d'une seule onde de pompe.

Matériau	**Transparence** (µm)	n à 1064 nm	d_{eff} (pm/V)	d_{eff}^2/n^3 (pm^2/V^2)	κ_{th} (W/m.K)
$LiNbO_3$	0.4 - 5	2.2	25	59	5.6
KTP	0.4 - 4.5	1.8	15	39	13
GaAs	0.9 - 17	3.5	170	674	55
GaP	0.6 - 11	3.1	71	169	110
$Ga_{0.5}In_{0.5}P$	0.7 - 25	3.2	114	397	5.2
ZnSe	0.5 - 20	2.5	30	58	18

Table 1 – Caractéristiques de différents matériaux non linéaires pour les mélanges à trois ondes. Le coefficient non linéaire effectif reporté est le coefficient exploité dans la pratique (d_{33} ou d_{14}), et sa valeur est donnée pour une pompe à 1064 nm d'après [37]. Sa valeur à d'autres longueurs d'onde peut être calculée à partir de la règle de Miller [38]. Les indices optiques à 1064 nm (dans la direction exploitée pour le processus non linéaire) sont tirés de [39, 40], les fenêtres de transparence sont issues de [41–43] et les conductivités termiques κ_{th} de [40] ou de données de fabricants.

section transverse du faisceau lumineux sur la plus longue distance possible. Un moyen de remplir ces deux conditions consiste à guider l'onde électromagnétique. L'interaction non linéaire gagne donc en efficacité si le matériau utilisé possède un indice optique élevé permettant un fort confinement de l'onde.

Les caractéristiques de plusieurs matériaux communément utilisés pour l'optique non linéaire sont récapitulées dans le tableau 1. Les critères de choix du matériau utilisé, outre les considérations précédentes sur l'intégrabilité et l'indice optique n, sont la fenêtre de transparence optique et la valeur de la non-linéarité quadratique effective d_{eff}, ou plus exactement le coefficient d_{eff}^2/n^3 qui permet de quantifier l'efficacité de l'interaction (cf. section 1.1). La conductivité thermique du matériau, si elle est élevée, permet d'éviter l'échauffement du matériau lorsque l'onde de pompe de forte intensité se propage dans le guide d'ondes : cette propriété est donc importante dans une perspective d'intégration du dispositif sur puce.

Les premiers OPOs en guides d'ondes ont été démontrés dans le niobate de lithium ($LiNbO_3$) [44–46], avec une perspective de développement d'une plateforme diélectrique [47, 48]. Cependant, les cristaux diélectriques tels que le $LiNbO_3$ ou le titanyl phosphate de potassium (KTP), malgré une utilisation très répandue, sont peu adaptés à l'intégration sur des puces semi-conductrices en raison de leur caractère isolant, et de leur conductivité thermique plus faible que les semi-conducteurs. Parmi les semi-conducteurs possédant une non-linéarité quadratique, le GaAs est un bon candidat pour la réalisation de sources paramétriques en raison de sa large plage de transparence associée à un facteur de mérite d_{eff}^2/n^3 élevé. De plus, ce semi-conducteur à gap direct est compatible avec une intégration

monolithique et le pompage électrique d'une structure active. Enfin, les technologies de croissance et de fabrication de dispositifs à partir de GaAs et d'AlGaAs sont bien établies.

Sources paramétriques en guides d'ondes (Al)GaAs

Pour obtenir une interaction paramétrique efficace, il faut cependant vérifier la conservation du vecteur d'onde lors de la conversion d'un photon de pompe en un photon signal et un photon complémentaire : cette condition, appelée *condition d'accord de phase*, assure que les ondes générées interfèrent constructivement lors de leur propagation dans le cristal. Or, la dispersion du GaAs ne permet pas de vérifier à la fois la condition d'accord de phase et la conservation de l'énergie, bien que la non-linéarité introduise un couplage entre des ondes de polarisation différentes, car le GaAs n'est pas un matériau biréfringent. Différentes stratégies ont alors été mises en place dans les guides d'ondes en GaAs. Ces différentes stratégies, qui seront détaillées dans la partie 1.4, ont permis la démonstration de différentes interactions quadratiques dans des guides d'ondes GaAs/AlGaAs [49]. On peut ainsi citer la génération de second harmonique à partir de 1.5 µm [50–52] ou vers 2 µm [53] dans des guides d'ondes dont la non-linéarité est périodiquement modulée, à partir de 1,5 µm dans des guides d'ondes dont la dispersion modale est travaillée pour vérifier la conservation du vecteur d'onde [54, 55], ou vers 1 µm dans des guides d'ondes dont le cœur en GaAs est rendu artificiellement biréfringent à l'échelle de l'onde électromagnétique [56]. Avec cette dernière stratégie, appelée *biréfringence de forme*, consistant à insérer de fines couches d'un matériau de faible indice dans le GaAs parallèlement à la direction de propagation, la génération de fréquence différence vers le MIR [57] et la fluorescence paramétrique vers 2 µm [58,59] ont été démontrées. Cette technique est développée depuis la fin des années 1990 au moyen de l'oxydation de fines couches d'arseniure d'aluminium (AlAs) dans le cœur guidant en GaAs, au sein des laboratoires de *Thomson CSF* (aujourd'hui *Thales*), puis dans l'équipe *Dispositifs Optiques Non linéaires (DON)* du laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques (MPQ) dans laquelle cette thèse a été effectuée.

Cependant, quelle que soit la technique utilisée pour remplir la condition d'accord de phase, la démonstration d'un OPO intégré sur puce et pompé électriquement reste un défi. Pour en apprécier l'ampleur, il suffit de rappeler que, si seulement deux ans se sont écoulés entre le premier laser et la première diode laser, il s'est déjà écoulé cinquante ans depuis la démonstration du premier OPO par Giordmaine et Miller [60] sans qu'un OPO pompé électriquement sur puce n'ait vu le jour. Un tel dispositif nécessite en effet de développer sur le même substrat la source laser, le milieu non linéaire permettant la fluorescence et l'amplification paramétrique, et la cavité optique. On peut ainsi citer dans les dernières années

la démonstration par Oron *et al.* d'un OPO pompé optiquement à 2,015 µm et émettant autour de 4 µm dans un guide d'onde de GaAs périodiquement orienté dont les facettes ont été recouvertes d'un traitement diélectrique [61]. À propos de l'intégration de la source, on peut citer la réalisation de Boitier *et al.* qui ont démontré la génération de paires de photons jumeaux par fluorescence paramétrique dans une diode laser : le milieu non linéaire et le milieu laser sont intégrés dans le même guide d'ondes [62]. Sur un schéma d'accord de phase similaire, une proposition théorique d'OPO pompé électriquement a été émise [63], sans démonstration expérimentale à ce jour.

Dans ce contexte ambitieux, le but de cette thèse est la démonstration d'un OPO pompé optiquement autour de 1 µm afin d'obtenir des ondes signal et complémentaire autour de 2 µm. À la suite des travaux de thèse de M. Savanier [64] et de mes autres prédécesseurs, la technologie de fabrication des guides d'ondes oxydés est bien établie, et un protocole de dépôt de miroirs diélectriques pour la formation d'une cavité optique autour du guide d'ondes a été élaboré. Cependant, malgré des résultats encourageants de fluorescence paramétrique en cavité, le seuil d'oscillation n'avait encore pas été atteint.

Organisation du manuscrit

Cette thèse est organisée en quatre chapitres. Dans le **premier chapitre**, les bases théoriques pour l'étude des phénomènes d'optique non linéaire quadratique seront rappelées et différentes configurations d'oscillateurs paramétriques optiques seront étudiées. Un accent particulier sera mis sur l'impact d'un guide d'ondes imparfait (introduisant notamment des pertes de propagation) sur le seuil d'oscillation d'un OPO.

Dans le **chapitre 2**, je présenterai le premier OPO en guide d'ondes semiconducteur émettant dans le proche infrarouge. Le guide d'ondes a d'abord été étudié en dehors de toute cavité optique, afin de déterminer les propriétés intrinsèques du milieu amplificateur de notre OPO. Après avoir fabriqué une cavité intégrée autour de ce guide d'ondes, nous avons pu démontrer l'oscillation paramétrique.

La plage d'opération de cet OPO étant limitée par plusieurs facteurs tels que les pertes et les effets thermiques, le **chapitre 3** a pour but de présenter les différentes modifications du guide d'ondes et de la cavité optique qui ont été implémentées afin d'abaisser le seuil d'oscillation et d'améliorer les performances de l'OPO.

Le **chapitre 4** porte sur un projet annexe de cette thèse : toujours dans le but d'obtenir une source paramétrique émettant autour de 2 µm, nous avons réalisé le doublage en fréquence d'un laser à cascade quantique émettant autour de 4,5 µm. Dans ce chapitre, je présenterai donc la structure ayant permis d'effectuer cette

démonstration et ses évolutions pour s'adapter à des changements de conditions expérimentales.

Le propos ne suit pas un ordre chronologique strict, car les différents projets, de plus ou moins longue haleine, se sont souvent chevauchés dans le temps. Une organisation du manuscrit par projet a ainsi été privilégiée, afin de rendre le cheminement scientifique plus aisé à suivre, ce qui explique par exemple que certaines améliorations présentées dans le chapitre 3 ne sont pas utilisées pour le dispositif présenté au chapitre 4. De plus, à la fin de ce manuscrit, deux annexes présentent les détails techniques de deux équipements — un système d'oxydation et un OPO massif comme nouvelle source de caractérisation — mis en place au cours de cette thèse.

Chapitre 1

Optique non linéaire en cavité et en guides d'ondes

Le but de ce chapitre est de fixer le cadre théorique utilisé pour ce travail de thèse, en rappelant les concepts de base de l'optique non linéaire d'ordre deux, et plus particulièrement leur application dans un OPO, et leur mise en œuvre dans des guides d'ondes en AlGaAs. Ce chapitre, divisé en quatre parties, commencera par un rappel sur le couplage non linéaire des ondes et les mélanges à trois ondes abordés dans cette thèse. On étudiera ensuite l'oscillation paramétrique pour différents types de cavités. Les considérations précédentes étant effectuées dans des matériaux idéaux, la troisième partie sera consacrée à la manière dont le guidage des ondes et les défauts du guide affectent les efficacités de conversion et seuils d'oscillation. Enfin, la dernière partie est dédiée à la réalisation pratique de la condition d'accord de phase dans des guides d'ondes en AlGaAs.

1.1 Concepts fondamentaux d'optique non linéaire quadratique

Les phénomènes d'optique non linéaire tirent leur source de l'interaction de la matière avec des champs lumineux intenses. Pour obtenir de telles intensités, les sources classiques sont insuffisantes. Historiquement, l'observation expérimentale de phénomènes d'optique non linéaire n'a donc pu être effectuée qu'après la première démonstration du laser par T.H. Maiman [1]. En effet, un an plus tard, en 1961, P.A. Franken et ses collaborateurs réalisent la génération de second harmonique dans un cristal de quartz [65], considérée comme l'expérience fondatrice de l'optique non linéaire.
Qualitativement, les phénomènes regroupés sous cette appellation s'appuient sur

l'excitation par l'onde lumineuse du mouvement des électrons autour de leur position d'équilibre, créant ainsi des dipôles qui émettent à leur tour un champ électro-magnétique. À faible puissante incidente, le mouvement de ces électrons est assimilable à celui d'un oscillateur harmonique. Les dipôles créés oscillent ainsi à la même fréquence que le champ incident. En revanche, quand l'amplitude du champ incident augmente, la réponse des dipôles microscopiques n'est plus linéaire et de nouveaux harmoniques sont générés dans le spectre du champ émis.

Considérons un matériau diélectrique, homogène, invariant dans le temps, ayant une réponse instantanée et localisée dans l'espace. Le champ électrique $\vec{E}(\vec{r},t)$ induit dans le matériau la polarisation suivante :

$$\vec{P}(\vec{r},t) = \overbrace{\epsilon_0\chi^{(1)}\cdot\vec{E}(\vec{r},t)}^{\vec{P}_{\text{linéaire}}} + \overbrace{\underbrace{\epsilon_0\chi^{(2)}:\vec{E}(\vec{r},t)^2}_{\vec{P}^{(2)}} + \underbrace{\epsilon_0\chi^{(3)}\vdots\vec{E}(\vec{r},t)^3}_{\vec{P}^{(3)}} + \dots}^{\vec{P}_{\text{non linéaire}}} \tag{1.1}$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, et les facteurs $\chi^{(m)}$ sont appelés *susceptibilités d'ordre m* du matériau. Il apparaît dans cette équation que $\chi^{(m)}$ est un tenseur d'ordre $(m+1)$. En cas de faible champ électrique incident sur le matériau, les faibles valeurs des susceptibilités non linéaires $(m>1)$ [1] permettent de négliger $\vec{P}_{\text{non linéaire}}$. Dans ce cas, le matériau répond de façon linéaire à l'excitation électromagnétique via l'indice de réfraction $n=\sqrt{1+\chi^{(1)}}$. Pour des champs intenses, les termes d'ordres supérieurs doivent être pris en compte, et la polarisation ne dépend plus linéairement du champ électrique. Nous nous intéresserons par la suite aux phénomènes d'ordre 2, issus de la composante $\vec{P}^{(2)}$ de la polarisation, et nous assimilerons donc $\vec{P}_{\text{non linéaire}}$ à cette composante.
Pour étudier plus en détail cette composante de la polarisation électrique, passons dans l'espace de Fourier. Dans cet espace, le champ électrique incident sur le matériau peut s'écrire :

$$\vec{E}(\vec{r},t) = \frac{1}{2}\sum_n \left[\vec{e}_n E(\vec{r},\omega_n)e^{i(\omega_n t-\vec{k}_n\cdot\vec{r})} + c.c.\right] \tag{1.2}$$

$\vec{e_n}$ est la direction de polarisation de la $n^{\text{ième}}$ composante du champ électrique, ω_n et $\vec{k_n}$ respectivement la pulsation et le vecteur d'onde associés à cette composante, et *c.c.* signifie « complexe conjugué ». En prenant la même convention d'écriture pour la polarisation, dans l'espace de Fourier, la $p^{\text{ième}}$ composante de $\vec{P}^{(2)}$ projetée sur l'axe i s'écrit donc d'après l'équation (1.1) :

$$P_i^{(2)}(\omega_p)e^{-i\vec{k}_p\cdot\vec{r}} = \frac{\epsilon_0}{2}\sum_{m,n}\sum_{j,k}\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_p;\omega_m,\omega_n)E_j(\omega_m)E_k(\omega_n)e^{-i(\vec{k}_m+\vec{k}_n)\cdot\vec{r}} \tag{1.3}$$

Cette égalité n'est valable que si les pulsations vérifient la condition $\omega_p=\omega_m+\omega_n$. Dans l'équation (1.3), on a introduit la composante spectrale selon (i,j,k)

1. On a typiquement les ordres de grandeur suivants : $\chi^{(1)}\sim 1$, $\chi^{(2)}\sim 10^{-11}$, $\chi^{(3)}\sim 10^{-22}$ [66].

du tenseur $\chi^{(2)}$. Ce tenseur possède une symétrie intrinsèque selon laquelle la permutation simultanée des directions (i, j, k) et des indices (p, n, m) ne change pas la valeur de la susceptibilité quadratique. Pour des interactions à trois ondes, on peut donc réécrire l'équation (1.3) sous la forme :

$$P_i^{(2)}(\omega_p)e^{-i\vec{k}_p\cdot\vec{r}} = \frac{\epsilon_0}{2}D^{(2)}\sum_{j,k}\chi_{ijk}^{(2)}(-\omega_p;\omega_m,\omega_n)P_j(\omega_m)P_k(\omega_n)e^{-i(\vec{k}_m+\vec{k}_n)\cdot\vec{r}} \quad (1.4)$$

où $D^{(2)}$ est un facteur de dégénérescence valant 2 si les ondes à ω_m et ω_n sont distinguables, et 1 dans le cas contraire.

Si les fréquences considérées sont éloignées des fréquences de résonance du matériau [2], celui-ci peut être considéré comme transparent et non dispersif. Dans ce cas, la condition de symétrie de Kleinman est valide, et on peut permuter les indices (i, j, k) de la susceptibilité quadratique indépendamment des fréquences considérées, le tenseur $\chi^{(2)}$ étant indépendant de la fréquence [66, 67]. Il est alors usuel d'utiliser une notation contractée et d'introduire un nouveau tenseur d :

$$d_{il} = \frac{1}{2}\chi_{ijk}^{(2)} \quad (1.5)$$

où la notation contractée s'établit selon l'équivalence :

jk	11	22	33	23/32	13/31	12/21
l	1	2	3	4	5	6

Avec la condition de symétrie de Kleinman et les symétries du matériau, on peut alors déterminer le nombre de termes indépendants et non nuls de cette matrice, et ainsi aboutir à une matrice 3×6 relativement simple pour la plupart des symétries cristallines [68]. En particulier, pour les cristaux centro-symétriques, la susceptibilité quadratique s'annule.

1.1.1 Équation des ondes dans un milieu non linéaire

À partir de l'expression générale de la polarisation (1.1) et des équations de Maxwell dans un milieu diélectrique, non magnétique, isotrope, sans charge ni courant, on peut dériver l'équation des ondes en présence de non linéarités optiques :

$$\vec{\nabla}^2\vec{E} - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2}\frac{\partial^2\vec{P}_{\mathrm{NL}}}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

n est l'indice optique du matériau considéré, et c est la vitesse de la lumière dans le vide. Cette équation fait apparaître la partie non linéaire de la polarisation comme un terme source pour la propagation de l'onde électromagnétique dans le matériau.

2. Cette hypothèse est équivalente aux hypothèses effectuées au début de cette partie de réponse locale dans le temps et l'espace d'une part, et d'invariance dans le temps d'autre part.

Elle décrit donc le couplage entre les différentes composantes fréquentielles du champ, et le transfert d'énergie qui peut s'opérer de l'une à l'autre sous certaines conditions.

Ce travail de thèse se limite aux interactions à trois ondes. À partir d'un champ optique incident composé de deux composantes fréquentielles qui interagissent pour en générer une troisième, les processus non linéaires suivants peuvent se produire :

- **Somme de fréquence / Génération de second harmonique** : Deux ondes lumineuses aux pulsations ω_1 et ω_2 interagissent pour produire une onde à la pulsation $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. La génération de second harmonique (SHG) est un cas dégénéré de la génération de fréquence somme (SFG) où les deux ondes incidentes ont la même fréquence. Une seule onde lumineuse est alors nécessaire, et celle-ci interagit avec elle-même pour produire une onde de fréquence double.
- **Différence de fréquence / Amplification paramétrique optique / Rectification optique** : Dans ce cas, l'interaction entre les ondes aux pulsations ω_1 et ω_3 donne naissance à une onde à la pulsation $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Au cours de ce processus de génération de fréquence différence (DFG), l'onde à ω_1 est amplifiée, ce qui conduit à parler d'amplification paramétrique optique (OPA) du point de vue de cette dernière. De même que pour la SFG, il existe un cas dégénéré de la DFG quand $\omega_1 = \omega_3$. On parle alors de rectification optique, une polarisation continue étant alors créée dans le matériau ($\omega_2 = 0$), et il n'y a pas de phénomène d'amplification paramétrique dans ce cas.

Par ailleurs, il existe un autre phénomène d'interaction à trois ondes appelé fluorescence paramétrique (FP) dans lequel un photon à ω_3 se scinde spontanément en deux photons à ω_1 et ω_2 de fréquences complémentaires de sorte que l'énergie soit conservée. À l'exception de ce dernier processus, les interactions à trois ondes peuvent être décrites avec le modèle classique développé ici. Nous nous intéresserons particulièrement aux cas de la SHG et de l'OPA, phénomènes exploités dans cette thèse.

Nous considèrerons donc dans la suite un champ électrique composé de trois ondes planes monochromatiques que nous supposerons colinéaires et se propageant dans la direction z, avec la condition $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

$$\vec{E}(z,t) = \frac{1}{2}\sum_{n=1}^{3}\left[\vec{e_n}E_n e^{i(\omega_n t - k_n z)} + c.c.\right] \tag{1.7}$$

On peut alors substituer l'expression (1.7) et l'expression de la polarisation non linéaire limitée à la polarisation quadratique (1.4) dans l'équation des ondes (1.6). Dans l'espace de Fourier, après projection de cette équation selon chacune des

directions de polarisation, et avec l'hypothèse de l'enveloppe lentement variable, cette équation peut se réécrire [66] :

$$\begin{cases} \dfrac{dE_1}{dz} = -i\dfrac{\omega_1}{n_1 c}\dfrac{D^{(2)}}{2} d_{\text{eff}} E_2^* E_3 e^{-i\Delta k z} & \text{(1.8a)} \\ \dfrac{dE_2}{dz} = -i\dfrac{\omega_2}{n_2 c}\dfrac{D^{(2)}}{2} d_{\text{eff}} E_1^* E_3 e^{-i\Delta k z} & \text{(1.8b)} \\ \dfrac{dE_3}{dz} = -i\dfrac{\omega_3}{n_3 c}\dfrac{D^{(2)}}{2} d_{\text{eff}} E_1 E_2 e^{i\Delta k z} & \text{(1.8c)} \end{cases}$$

où n_i est l'indice du matériau à la pulsation ω_i, $d_{\text{eff}} = \vec{e_3} \cdot d \cdot \vec{e_1} \cdot \vec{e_2}$ est la susceptibilité quadratique effective de l'interaction entre les trois ondes, et $\Delta k = k_3 - k_2 - k_1$ est appelé *désaccord de phase*. Ce dernier paramètre apparaît comme une grandeur essentielle de l'interaction à trois ondes. En effet, si Δk est non nul, l'évolution de l'amplitude des champs au cours de la propagation comportera un terme oscillant nuisible à l'efficacité de conversion de fréquence. Pour un champ électrique incident composé des deux ondes à ω_1 et ω_2, la fréquence générée par un processus quadratique peut être $2\omega_1$, $2\omega_2$, $\omega_1 + \omega_2$ ou $\omega_1 - \omega_2$ selon l'interaction non linéaire considérée. Cependant, il apparaît dans les équations (1.8) que seul le processus vérifiant la condition $\Delta k = 0$ aura lieu de manière efficace à l'intérieur du cristal. Il est donc correct de ne considérer que trois ondes interagissant entre elles plutôt que l'ensemble des ondes potentiellement générées par le mélange non linéaire de deux ondes.

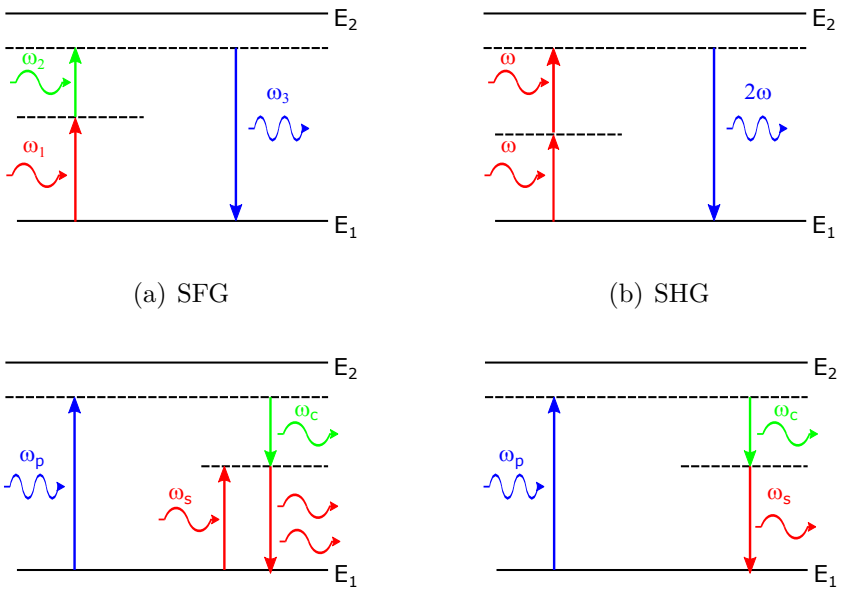
Ainsi, les équations des ondes couplées font apparaître les deux conditions essentielles pour l'observation d'un mélange à trois ondes :

1. la conservation de l'énergie : $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$
2. la conservation du moment cinétique, aussi appelée *condition d'accord de phase* : $k_3 = k_1 + k_2$

Ces équations font aussi apparaître une autre relation de conservation. Si on définit la grandeur $A_i = \sqrt{\frac{n_i}{\omega_i}} E_i$ telle que $|A_i|^2$ est proportionnel au nombre de photons à la fréquence ω_i, les équations (1.8) sans pertes permettent d'établir les égalités suivantes :

$$\frac{d}{dz}\left(|A_1|^2\right) = \frac{d}{dz}\left(|A_2|^2\right) = -\frac{d}{dz}\left(|A_3|^2\right) \tag{1.9}$$

Ces égalités, connues sous le nom de *relations de Manley-Rowe* [69], indiquent que pour chaque photon créé à ω_3, un photon à ω_1 et un photon à ω_2 sont détruits, et réciproquement. On peut donc voir les interactions à trois ondes comme des créations et destructions de photons s'appuyant sur des niveaux virtuels d'énergie à durée de vie quasiment nulle (le matériau non linéaire est transparent aux longueurs d'onde considérées). Les interactions quadratiques décrites précédemment peuvent donc être schématisées en termes d'échanges de photons comme sur la figure 1.1.



(a) SFG (b) SHG

(c) DFG/OPA (d) FP

Figure 1.1 – Schématisation des interactions quadratiques en termes de transitions virtuelles. Les lignes pleines correspondent aux niveaux d'énergie réels, et les lignes pointillées représentent les niveaux virtuels.

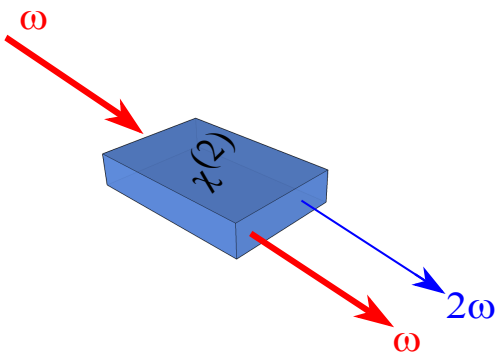


Figure 1.2 – Schématisation de la génération de second harmonique d'un point de vue macroscopique.

1.1.2 Génération de second harmonique

Plaçons-nous maintenant dans le cas de la SHG décrit en figure 1.2. Le champ incident est alors monochromatique à la fréquence ω, et l'interaction non linéaire de ce champ avec lui-même via le cristal donne naissance à une onde à la fréquence double 2ω. Nous nous limiterons ici aux processus de SHG dits de type I, pour lesquels les deux composantes en interaction de l'onde incidente à la fréquence ω ont la même polarisation et sont alors indistinguables. Les équations (1.8) s'écrivent alors [66, 70] :

$$\begin{cases} \dfrac{dE_\omega}{dz} = -i\dfrac{\omega}{n_\omega c} d_{\text{eff}} E_\omega^* E_{2\omega} e^{-i\Delta k z} & \text{(1.10a)} \\ \dfrac{dE_{2\omega}}{dz} = -i\dfrac{\omega}{n_{2\omega} c} d_{\text{eff}} E_\omega^2 e^{i\Delta k z} & \text{(1.10b)} \end{cases}$$

Il est à noter que les équations (1.8a) et (1.8b) sont devenues redondantes puisque seules deux composantes fréquentielles interagissent. Le désaccord de phase peut donc se réécrire $\Delta k = k_{2\omega} - 2k_\omega$. D'autre part, le facteur de dégénérescence $D^{(2)}$ vaut 2 dans l'expression de la polarisation d'ordre 2 à ω alors qu'il ne vaut que 1 dans la même expression à 2ω puisque les deux ondes à ω sont indistinguables.

Dans l'ensemble de cette thèse, nous considèrerons que le champ le plus intense dit *de pompe*, ici le champ E_ω, n'est pas déplété, c'est à dire que la variation de puissance à la fréquence fondamentale (FF) ω peut-être négligée du fait du faible taux de conversion [3]. Dans ce cas, la résolution de l'équation (1.10b) est immédiate, et la puissance de second harmonique générée dans un matériau de longueur L est donnée par l'intégration de l'intensité de l'onde plane $I_{2\omega} = \dfrac{1}{2} n_{2\omega} \epsilon_0 c |E_{2\omega}|^2$ sur son

3. Cette hypothèse est vérifiée expérimentalement dans les travaux présentés ici.

aire $\mathcal{A}$:

$$\mathcal{P}_{2\omega} = \frac{8\pi^2}{\epsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c \lambda_\omega^2 \mathcal{A}} d_{\text{eff}}^2 L^2 \mathcal{P}_\omega^2 \left[\frac{\sin(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)}\right]^2 \tag{1.11}$$

On définit alors l'efficacité η_{SHG} et l'efficacité normalisée de conversion η^0_{norm} :

$$\eta_{\text{SHG}} = \frac{\mathcal{P}_{2\omega}}{\mathcal{P}_\omega^2} = \eta^0_{\text{norm}} L^2 \left[\frac{\sin(\Delta k L/2)}{(\Delta k L/2)}\right]^2 \qquad \left[\text{W}^{-1}\right] \tag{1.12a}$$

$$\eta^0_{\text{norm}} = \frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c \lambda_\omega^2 \mathcal{A}} \qquad \left[\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}\right] \tag{1.12b}$$

L'efficacité normalisée est un bon outil de comparaison des performances entre différents dispositifs car elle est indépendante de la longueur du milieu non linéaire, et ne dépend que des propriétés intrinsèques du milieu non linéaire considéré (aire de l'onde dans le matériau, non linéarité effective, indices de réfraction...). Pour un dispositif donné, l'efficacité de conversion η_{SHG} permet en revanche d'évaluer les performances réelles du dispositif en termes de puissance de sortie.

Dans les équations (1.11) et (1.12a), l'impact d'un désaccord de phase sur l'efficacité de conversion apparaît clairement. En cas de désaccord de phase non nul, on peut définir une longueur de cohérence $L_c = \frac{\pi}{\Delta k}$. Elle représente la distance pendant laquelle le transfert d'énergie s'effectue de l'onde à ω vers l'onde à 2ω. Au-delà de cette longueur, le sens du transfert d'énergie s'inverse jusqu'à $L = 2L_c$ où l'onde à 2ω a complètement disparu ; la situation initiale est alors reproduite, la fonction $\mathcal{P}_{2\omega}(L)$ oscille avec une période $2L_c$. La présence de ce facteur oscillant s'explique par un phénomène d'interférences entre la polarisation induite par l'onde de pompe et l'onde de second harmonique générée. En cas de désaccord de phase, l'onde générée ne se propage pas à la même vitesse que l'onde de pompe et accumule un déphasage nuisant à l'efficacité de conversion. Après une distance L_c, les deux ondes sont déphasées de π, ce qui rend destructrices les interférences entre la polarisation induite à 2ω par l'onde à ω d'une part et l'onde à 2ω d'autre part. Au contraire, si $\Delta k = 0$, $\mathcal{P}_{2\omega}$ croit quadratiquement avec L.

Il est à noter que dans le cas de la SHG de type I, la condition d'accord de phase peut se réécrire $n_{2\omega} - n_\omega = 0$. Compte tenu de la dispersion du cristal non linéaire, cette condition n'est pas trivialement vérifiée et nécessite la mise en place de techniques d'accord de phase que nous verrons dans la partie 1.4.

1.1.3 Amplification paramétrique

Considérons maintenant le cas où le cristal est illuminé par deux ondes planes monochromatiques à ω_1 et ω_3. Nous supposerons que l'onde à ω_3 est de forte intensité, et nous appellerons cette onde *pompe*, remplaçant l'indice 3 dans les notations par un p. L'onde à ω_1 est alors appelée *signal* et nous la désignerons

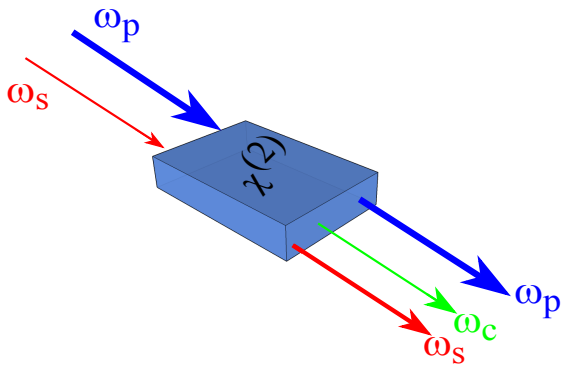


Figure 1.3 – Schématisation de l'amplification paramétrique d'un point de vue macroscopique. Les épaisseurs des traits correspondent aux intensités relatives des ondes les unes par rapport aux autres.

ainsi avec l'indice s. Dans cette configuration, nous nous intéresserons à l'onde générée à la fréquence $\omega_c = \omega_p - \omega_s$ appelée *onde complémentaire*. Les relations de Manley-Rowe assurent que pour chaque photon créé à ω_c, un photon est aussi créé à ω_s. Ainsi, ce processus de DFG (génération de l'onde complémentaire) peut aussi être considéré de manière équivalente comme un processus d'amplification paramétrique de l'onde signal. En pratique, l'intensité relative des ondes incidentes sur le cristal varie selon le processus que l'on souhaite étudier. Pour un processus de DFG, les deux ondes incidentes auront des intensités comparables, alors que pour un processus d'OPA, l'onde de pompe sera beaucoup plus intense que l'onde signal, cette dernière n'agissant que comme une sonde à la fréquence à amplifier. Nous nous intéresserons à cette dernière situation, représentée sur la figure 1.3.

Dans ce cas, les équations de couplage (1.8) s'écrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{dE_s}{dz} = -i\dfrac{\omega_s}{n_s c} d_{\text{eff}} E_c^* E_p e^{-i\Delta k z} & \text{(1.13a)} \\ \dfrac{dE_c}{dz} = -i\dfrac{\omega_c}{n_c c} d_{\text{eff}} E_s^* E_p e^{-i\Delta k z} & \text{(1.13b)} \\ \dfrac{dE_p}{dz} = -i\dfrac{\omega_p}{n_p c} d_{\text{eff}} E_s E_c e^{i\Delta k z} & \text{(1.13c)} \end{cases}$$

Dans ces équations, $\Delta k = k_p - k_s - k_c$. En se restreignant de nouveau au régime de faible déplétion de la pompe, les solutions de ces équations peuvent s'écrire [66] :

$$E_s(z) = \left\{ E_s(0) \left[\cosh(gz) + \frac{i\Delta k}{2g} \sinh(gz) \right] + \frac{K_s}{g} E_c^*(0) \sinh(gz) \right\} e^{-i\frac{\Delta k z}{2}} \quad \text{(1.14a)}$$

$$E_c(z) = \left\{ E_c(0) \left[\cosh(gz) + \frac{i\Delta k}{2g} \sinh(gz) \right] + \frac{K_c}{g} E_s^*(0) \sinh(gz) \right\} e^{-i\frac{\Delta k z}{2}} \quad \text{(1.14b)}$$

où $E_s(0)$ et $E_c(0)$ représentent les amplitudes des ondes signal et complémentaire à l'entrée du cristal, et les constantes $K_{s,c}$ et g sont définies par :

$$K_j = -i\frac{\omega_j d_{\text{eff}}}{n_j c}E_p,\ j = s, c \qquad \left[\text{cm}^{-1}\right] \tag{1.15a}$$

$$g^2 = (g_0)^2 - \left(\frac{\Delta k}{2}\right)^2 \qquad \left[\text{cm}^{-2}\right] \tag{1.15b}$$

$$g_0 = \sqrt{K_s K_c^*} = \sqrt{\frac{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2}{\epsilon_0 c n_s n_c n_p \lambda_s \lambda_c}\frac{\mathcal{P}_p}{\mathcal{A}}} \qquad \left[\text{cm}^{-1}\right] \tag{1.15c}$$

Les coefficients K_j représentent le couplage entre les trois ondes interagissant dans le processus, et g et g_0 sont les coefficients de gain avec ou sans accord de phase. De plus, il apparaît que g^2 peut être négatif en cas de faible gain g_0. Dans ce cas, les fonctions sinh (resp. cosh) des équations (1.14) sont bien sûr remplacées par des fonction $i\times$sinus (resp. cosinus).

À partir de l'expression (1.14a), il est difficile de mesurer l'importance relative des différents paramètres dans l'amplification paramétrique de l'onde signal. Une hypothèse classique dans le cas de l'amplification paramétrique consiste à se placer dans le cas où l'onde complémentaire est absente à l'entrée du matériau, c'est-à-dire $E_c(0) = 0$. Dans ce cas, les équations (1.14) se simplifient et l'on peut calculer les puissances des ondes signal et complémentaire en sortie du cristal de longueur L :

$$\mathcal{P}_s(L) = \mathcal{P}_s(0)\left[1 + G\right] \tag{1.16a}$$

$$\mathcal{P}_c(L) = \mathcal{P}_s(0)\frac{\omega_c}{\omega_s}G \tag{1.16b}$$

avec le gain paramétrique G :

$$G = (g_0 L)^2\frac{\sinh^2(gL)}{(gL)^2} = (g_0 L)^2\frac{\sinh^2\left(\sqrt{(g_0 L)^2 - (\Delta k L/2)^2}\right)}{(g_0 L)^2 - (\Delta k L/2)^2} \tag{1.17}$$

Les équations (1.16) peuvent être lues comme une variante des équations de Manley-Rowe : le nombre de photons créés à ω_c est égal au nombre de photons créés à ω_s, l'énergie portée par chaque photon étant proportionnelle à sa fréquence. L'introduction du gain paramétrique permet alors d'évaluer l'influence des différents paramètres, en particulier du désaccord de phase Δk.
Un tracé de G en fonction de g_0 et Δk est donné en figure 1.4. À Δk donné, on peut lire la dépendance de G avec g_0. Si $\frac{\Delta k}{2} \gg g_0$, on retrouve [4] un gain paramétrique qui évolue en $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)$. Comme pour la SHG, cette évolution confirme l'importance de la condition d'accord de phase pour une OPA efficace.

4. Cette hypothèse revient à considérer que l'amplitude de l'onde signal ne varie pas dans l'équation (1.13b).

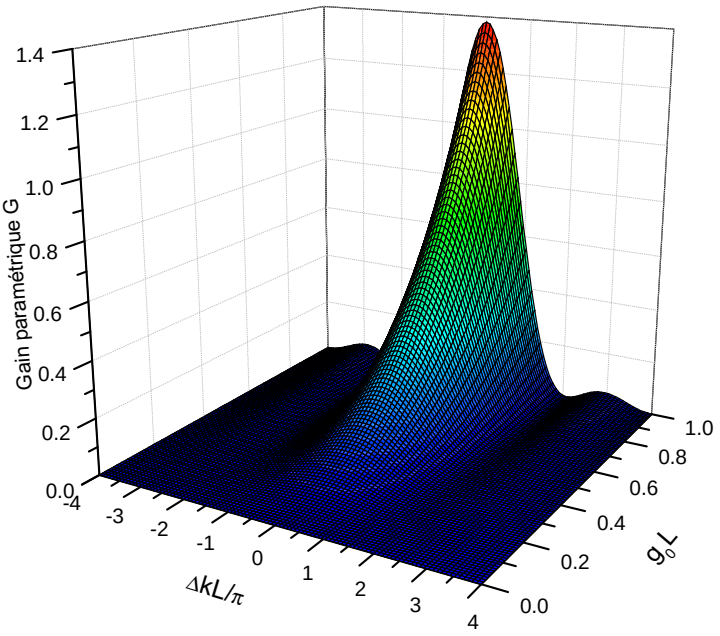


Figure 1.4 – Gain paramétrique G en fonction du désaccord de phase et du coefficient de gain paramétrique (normalisés par la longueur du cristal non linéaire). À coefficient de gain fixé, le gain paramétrique est maximum quand le désaccord de phase est nul, et à désaccord de phase fixé, le gain paramétrique croît avec le coefficient de gain.

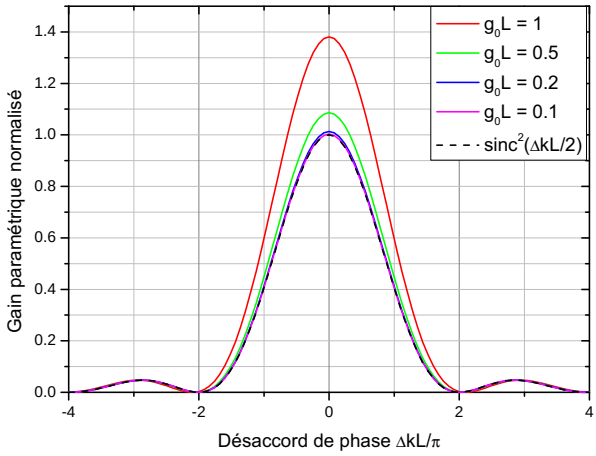


Figure 1.5 – Dépendance du gain paramétrique normalisé $G/(g_0L)^2$ en fonction du désaccord de phase, pour différentes valeurs du coefficient de gain paramétrique. La courbe en pointillés est un $\mathrm{sinc}^2(\Delta kL/2)$, qui correspond à l'approximation $g_0 \ll \Delta k$.

De manière plus générale, comme le montre le tracé de $G/(g_0L)^2$ en fonction de ΔkL pour plusieurs valeurs de g_0L en figure 1.5, cette approximation est valable dès que $g_0L \ll 1$ [5], ce qui est souvent le cas en pratique. En particulier, dans le cas où la condition d'accord de phase est remplie, c'est-à-dire $\Delta k = 0$, on a alors un gain paramétrique $G = (g_0L)^2$ qui évolue quadratiquement avec la longueur du milieu non linéaire, et linéairement avec la puissance de pompe. Notons qu'à la dégénérescence (quand $\omega_s = \omega_c$), le coefficient de gain g_0 vérifie $g_0^2/\mathcal{P}_p = \eta^0_{\text{norm}}$.

Rappelons enfin que les équations (1.16) faisant apparaître le gain paramétrique G, si elles permettent une approche qualitative, ne sont valables que dans le cas où il n'y a pas d'onde complémentaire à l'entrée du cristal, ce qui ne sera pas toujours le cas dans cette thèse.

1.1.4 Fluorescence paramétrique

Les processus non linéaires précédents ont été décrits dans le cadre d'un formalisme classique. Cependant, il existe une interaction à trois ondes qui ne peut pas être décrite avec ce formalisme : la FP, aussi appelée SPDC pour *Spontaneous Parametric Down-Conversion*, schématisée en figure 1.6. Ce processus consiste en la génération spontanée de deux photons de basse énergie (appelés comme précédemment *signal* et *complémentaire*) à partir d'un photon de *pompe* de plus haute énergie.

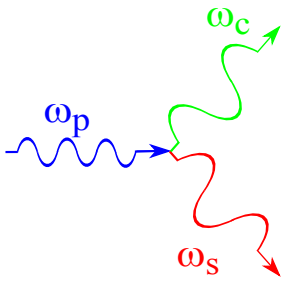


Figure 1.6 – Schématisation de la fluorescence paramétrique. Un photon à ω_p est spontanément converti en deux photons à ω_s et ω_c.

Ce processus intrinsèquement quantique ne peut pas être décrit sans quantifier les champs. Cependant, on peut montrer que la puissance de l'onde complémentaire ainsi générée dans un cristal de longueur L peut s'écrire sous une forme similaire à l'équation (1.16b) (prise dans l'approximation de faible gain) [59, 71] :

$$\mathcal{P}_c(L) = \left(\frac{\hbar\omega_s}{2\pi}\Delta\omega_s\right)\left(\frac{\omega_c}{\omega_s}\right)(g_0L)^2 = \frac{\hbar\omega_c}{2\pi}(g_0L)^2\Delta\omega_s \tag{1.18}$$

5. Cela revient en fait à avoir $\sinh(g_0L) \simeq g_0L$.

où on a $\Delta\omega_s = \Delta\omega_i = \Delta\omega = \int d\omega_s \mathrm{sinc}^2(\Delta kL/2)$ et $\Delta k = k_p - k_s - k_c$.

L'équation (1.18) peut être vue comme équivalente à l'équation (1.16b) où la puissance des fluctuations du vide $\frac{\hbar\omega_s}{2\pi}\Delta\omega$ joue le rôle de la puissance de l'onde signal en entrée du cristal $\mathcal{P}_s(0)$ dans le cas de la DFG. En effet, la génération des photons signal et complémentaire est issue de l'interaction de l'onde de pompe avec les fluctuations du vide, catalysée par la non-linéarité du matériau. La génération d'un photon complémentaire à ω_c provient donc du mélange non linéaire de la pompe à ω_p et de la composante à ω_s du vide quantique, considéré comme un champ incident dont l'intensité correspond à un photon par mode [68]. Pour chaque fréquence ω_s, l'équation (1.16b) peut être appliquée avec la puissance du vide comme puissance de l'onde signal « incidente ». Le terme $\Delta\omega$ décrit alors la largeur spectrale des ondes générées en intégrant l'efficacité de conversion sur l'ensemble des fréquences ω_s possibles ($\omega_p/2 \leq \omega_s \leq \omega_p$) : seules les fréquences vérifiant la condition d'accord de phase sont sélectionnées [68, 71].

La puissance de l'onde signal générée peut alors être obtenue par simple conservation du nombre de photons :

$$\mathcal{P}_s(L) = \frac{\omega_s}{\omega_c}\mathcal{P}_c(L) = \frac{\hbar\omega_s}{2\pi}(g_0 L)^2\Delta\omega \tag{1.19}$$

La fluorescence paramétrique est largement utilisée pour la génération de photons jumeaux en optique quantique [62, 72], les photons signal et complémentaires présentant d'intéressantes propriétés de corrélation, voire d'intrication en fréquence, en polarisation, en temps... Ce champ de recherche est très actif dans le domaine des communications quantiques. Cependant, en raison de la faible efficacité de conversion, une pompe en régime impulsionnel est souvent nécessaire pour atteindre des puissances crête suffisantes pour la détection des ondes signal et complémentaire.

Une alternative au régime impulsionnel consiste à mettre le cristal non linéaire dans une cavité optique. Outre l'exaltation de l'efficacité [71], les ondes signal et/ou complémentaire sont ainsi renvoyées à l'entrée du cristal, ce qui permet de passer de la FP (quantique) à un phénomène d'OPA (classique), lui-même exalté par la cavité.

1.2 Optique non linéaire en cavité : l'oscillation paramétrique optique

De même qu'un laser est constitué d'un milieu à gain placé dans une cavité optique pour exploiter le phénomène d'émission stimulée en renvoyant dans le milieu amplificateur des photons produits par émission spontanée, on peut concevoir une cavité optique où le milieu amplificateur est un cristal non linéaire. Ce dispositif,

appelé *oscillateur paramétrique optique*, a été démontré pour la première fois par Giordmaine et Miller en 1965 [60]. Le gain est alors le gain paramétrique décrit dans la section 1.1.3, et les analogues des phénomènes d'émission spontanée (initialisation de l'émission de photons) et d'émission stimulée (amplification cohérente d'un flux de photon) sont les phénomènes de fluorescence et d'amplification paramétriques. Lorsque le gain paramétrique est égal aux pertes subies par les ondes dans la cavité optique, une radiation cohérente aux longueurs d'onde signal et complémentaire est émise en sortie de cavité. Il existe donc une puissance de pompe minimale pour obtenir l'oscillation paramétrique dans une cavité optique, appelée *puissance de seuil*.

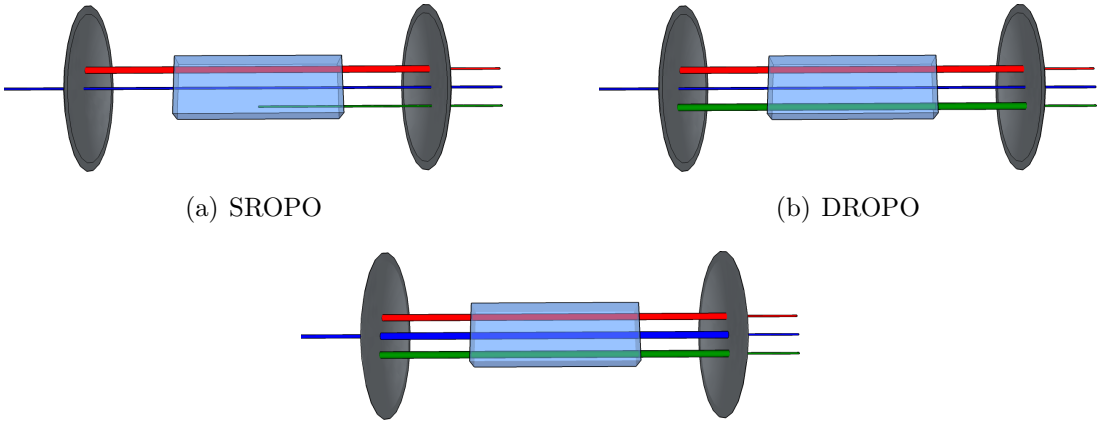
Dans la suite, compte tenu des processus non linéaires en jeu, nous utiliserons les indices p,s et c introduits dans la partie 1.1.3 pour désigner les trois ondes interagissant dans le cristal non linéaire.

Puisque le gain paramétrique est basé sur l'interaction de trois ondes, on peut donc imaginer plusieurs configurations de cavité optique avec différentes contraintes sur les miroirs. En se restreignant à une cavité avec des miroirs symétriques, on peut ainsi dessiner trois types de cavité représentées dans la figure 1.7 :

- **oscillateur paramétrique optique simplement résonant (SROPO)** : les miroirs ne réfléchissent que l'onde signal et sont transparents aux longueurs d'onde de la pompe et du complémentaire (figure 1.7a).
- **oscillateur paramétrique optique doublement résonant (DROPO)** : les miroirs réfléchissent les ondes signal et complémentaire, et sont transparents à la longueur d'onde de pompe (figure 1.7b).
- **oscillateur paramétrique optique triplement résonant (TROPO)** : les miroirs réfléchissent les trois ondes, recyclant ainsi aussi bien la pompe que les ondes signal et complémentaire générées (figure 1.7c).

D'autres cavité non symétriques peuvent être imaginées, toutes les combinaisons de réflectivité des miroirs étant *a priori* possibles. Parmi les nombreuses possibilités, nous en retiendrons deux, variantes des SROPO et DROPO présentés précédemment. Dans ces deux types de cavité, on laisse inchangé le miroir d'entrée, mais le miroir de sortie est modifié de sorte à ce que ce dernier réfléchisse aussi l'onde de pompe. On obtient dans ce cas des cavités appelées oscillateur simplement résonant avec double passage de la pompe (DP-SRO) et oscillateur doublement résonant avec double passage de la pompe (DP-DRO), représentées en figure 1.8.

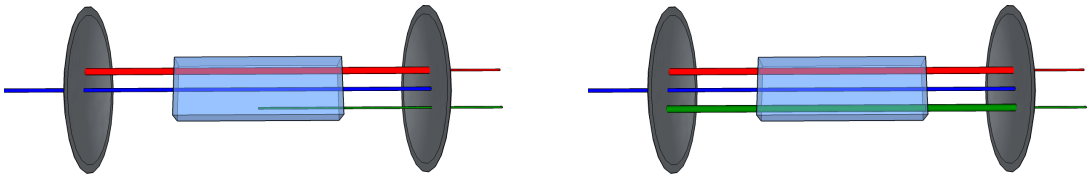
Par la suite, nous supposerons que l'OPO est composé d'un cristal de longueur L, et que la cavité optique est de la même longueur que le milieu non linéaire, c'est-à-dire que les miroirs sont déposés directement sur les facettes du cristal. Nous supposerons aussi que l'onde de pompe n'est pas déplétée lors de son passage dans le cristal, hypothèse vérifiée dans ces travaux de thèse.



(a) SROPO (b) DROPO

(c) TROPO

Figure 1.7 – Configurations symétriques de cavité pour l'oscillation paramétrique optique. Les ondes de pompe, signal et complémentaire sont respectivement représentées en bleu, rouge et vert.



(a) DP-SROPO (b) DP-DROPO

Figure 1.8 – Configurations de cavité pour l'oscillation paramétrique optique avec double passage de la pompe.

1.2.1 OPO simplement résonant

Dans cette configuration de cavité, l'onde complémentaire générée dans le cristal non linéaire n'est pas réfléchie par le miroir de sortie. En entrée du cristal, seule l'onde de pompe et l'onde signal sont donc présentes. L'onde de pompe est injectée dans la cavité *via* un laser externe, et l'onde signal est l'onde issue de la fluorescence paramétrique, amplifiée par l'interaction à trois ondes, et réfléchie sur elle-même par la cavité. Avec l'hypothèse de non-déplétion de la pompe, juste avant le miroir de sortie de l'OPO, les amplitudes des ondes signal et complémentaires valent donc d'après (1.14) :

$$E_s(L) = E_s(0)\left[\cosh(gL) + \frac{i\Delta k}{2g}\sinh(gL)\right]e^{-i\frac{\Delta kL}{2}} \tag{1.20a}$$

$$E_c(L) = \frac{K_c}{g}E_s^*(0)\sinh(gL)e^{-i\frac{\Delta kL}{2}} \tag{1.20b}$$

où les expressions de K_c, g et Δk sont données dans le paragraphe 1.1.3.

La condition d'oscillation s'obtient en écrivant que l'amplitude du champ électrique de l'onde signal E_s doit être égale à elle-même après un tour complet dans la cavité [68]. Il est à noter que l'onde signal n'est amplifiée dans le cristal que lorsqu'elle se propage dans le même sens que la pompe : lors du « retour » de l'onde, la condition d'accord de phase n'est pas vérifiée, seul le vecteur d'onde du signal ayant changé de sens. Dans le cas général, le coefficient de gain paramétrique g doit donc vérifier au seuil d'oscillation :

$$R_s e^{2i\phi_s}e^{-2ik_sL}\left[\cosh(gL) + i\frac{\Delta k}{2g}\sinh(gL)\right]e^{-i\Delta kL/2} = 1 \tag{1.21}$$

où les deux miroirs sont supposés identiques et avec un coefficient de réflexion à λ_s qui vaut $\sqrt{R_s}e^{i\phi_s}$.

On peut réécrire cette égalité complexe sous forme d'une double condition sur la phase et sur le module :

$$\begin{cases} 2\phi_s - 2k_sL + \arctan\left(\dfrac{\Delta k}{2g}\tanh(gL)\right) - \dfrac{\Delta kL}{2} = m\pi \ , \ m \in \mathbb{Z} & \text{(1.22a)} \\ R_s^2\left[\cosh^2(gL) + \left(\dfrac{\Delta k}{2g}\right)^2\sinh^2(gL)\right] = 1 & \text{(1.22b)} \end{cases}$$

L'équation (1.22a) donne une condition supplémentaire sur le vecteur d'onde de l'onde signal : celle-ci étant confinée dans la cavité, elle se présente sous la forme d'une onde stationnaire, limitée à des modes longitudinaux. L'amplitude de l'onde signal est donc modulée par un peigne de fréquence Fabry-Pérot correspondant aux résonances de la cavité optique.

L'équation (1.22b) est *a priori* plus difficile à interpréter. Cependant, en utilisant la relation $\cosh^2 x = 1 + \sinh^2 x$ et l'équation (1.17) définissant le gain paramétrique G, il est possible de la réécrire sous la forme suivante :

$$G = \frac{1}{R_s^2} - 1 = \frac{(1 - R_s)(1 + R_s)}{R_s^2} \tag{1.23}$$

Sous la forme (1.23), la condition d'oscillation peut être directement lue sous la forme d'une égalité entre le gain paramétrique G et les pertes subie par l'onde signal lors d'un aller-retour dans la cavité optique [6]. La puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation est donc minimale quand la condition d'accord de phase $\Delta k = 0$ est vérifiée. Dans ce cas, en vertu de la relation (1.17), $G = \sinh^2(g_0 L)$ et d'après l'équation (1.15c), la puissance de pompe au seuil d'oscillation est donnée par :

$$\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} = \mathcal{A}\frac{\epsilon_0 c n_s n_c n_p \lambda_s \lambda_c}{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2} \left[\ln\left(\sqrt{\frac{1 - R_s^2}{R_s^2}} + \sqrt{\frac{1}{R_s^2}}\right)\right]^2 \tag{1.24}$$

En supposant de plus que le coefficient de gain paramétrique est faible ($g_0 L \ll 1$) et que la réflectivité des miroirs est proche de l'unité, on obtient une condition simplifiée (mais réaliste) pour l'oscillation paramétrique :

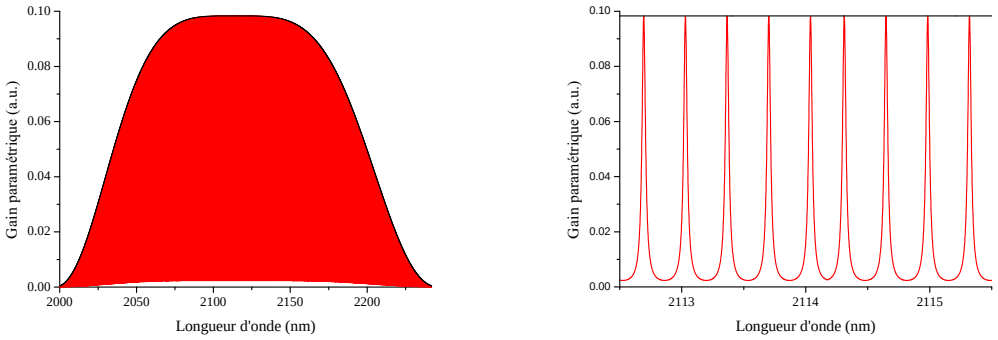
$$(g_0 L)^2 = 2(1 - R_s) \tag{1.25}$$

Cette équation combinée avec l'expression de g_0 (1.15c) permet d'exprimer la puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil d'oscillation d'un SROPO :

$$\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} = \mathcal{A}\frac{\epsilon_0 c n_s n_c n_p \lambda_s \lambda_c}{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2} [2(1 - R_s)] \tag{1.26}$$

Dans le cas d'un accord de phase non nul, pour évaluer l'évolution de la puissance de pompe au seuil, nous pouvons rester dans le cadre de l'approximation $g_0 \ll 1$. Dans ce cas, l'expression du gain paramétrique comporte un facteur additionnel en $\text{sinc}^2\left(\frac{\Delta k L}{2}\right)$, qui est reporté au dénominateur dans la valeur de la puissance de seuil $\mathcal{P}_p^{\text{seuil}}$. Ce terme nous permet ainsi d'évaluer la largeur spectrale de la courbe de gain paramétrique en fonction de la fréquence du signal ω_s. Idéalement, l'OPO va osciller au maximum de cette courbe de gain, correspondant à $\Delta k = 0$, et la puissance de seuil est dans ce cas donnée par la formule (1.26). Cependant, la condition donnée par l'équation (1.22a) impose que l'onde signal soit stationnaire dans la cavité optique. Cette condition module la courbe de gain, et la fréquence de l'onde signal oscillant dans la cavité est alors donnée par la fréquence du mode de cavité la plus proche du maximum de la courbe de gain, comme illustré en figure 1.9 [66].

6. Puisque le matériau non linéaire est toujours supposé sans pertes, les seules pertes subies par l'onde signal sont liées à la réflectivité des miroirs.



(a) (b)

Figure 1.9 – Spectre de sortie d'un SROPO tracé pour un guide d'onde de 2 mm de long de la structure décrite dans la référence [73] placé dans une cavité simplement résonante de finesse $\mathcal{F} = 10$. Dans les deux graphiques, la ligne noire est le gain paramétrique G tracé autour de la dégénérescence, et la courbe rouge est le gain paramétrique efficace prenant en compte la modulation de gain paramétrique par la résonance de la cavité. La figure (b) est un zoom de la figure (a) autour de l'accord de phase.

En cas de perturbation extérieure, le peigne de fréquences résonantes dans la cavité sera décalé par rapport à la courbe de gain paramétrique. Cependant, si ce décalage reste petit, le mode longitudinal de la cavité le plus favorable à l'oscillation paramétrique restera inchangé, ce qui assure la stabilité spectrale d'un SROPO.

1.2.2 OPO doublement résonant

Pour évaluer l'intérêt et les limites de la configuration SROPO, étudions à présent le cas d'un DROPO. Dans ce format de cavité, l'onde de pompe est issue d'un laser externe à la cavité, et les ondes signal et complémentaire initialement générées par fluorescence paramétrique sont renvoyées sur elles-mêmes dans la cavité et amplifiées par l'interaction à trois ondes. À l'entrée du cristal non linéaire, les trois ondes sont donc présentes. Les amplitudes des ondes signal et complémentaire juste avant le miroir de sortie sont donc données par les équations (1.14) où $z = L$.

De manière similaire au SROPO, la condition d'oscillation s'obtient en écrivant que *les deux ondes* signal et complémentaire doivent être égales à elles-mêmes après un tour complet dans la cavité, en tenant compte du fait qu'elles ne sont amplifiées que lorsqu'elles se propagent dans le même sens que l'onde de pompe. Pour cela,

on écrit la matrice M de transfert de la cavité optique pour le vecteur $A = \begin{pmatrix} E_s \\ E_c^* \end{pmatrix}$. Le régime stationnaire de l'oscillation paramétrique s'écrit alors $MA = A$, ce qui admet une solution non nulle si $\det(M - I) = 0$ où I est la matrice identité. L'écriture de cette égalité donne l'équation que doit vérifier le coefficient de gain paramétrique g au seuil d'oscillation [7] :

$$\left\{ R_s \left[\cosh(gL) + i\frac{\Delta k}{2g}\sinh(gL) \right] e^{i\left(2\phi_s - \frac{\Delta k L}{2} - 2k_s L\right)} - 1 \right\} \times \left\{ R_c \left[\cosh(gL) - i\frac{\Delta k}{2g}\sinh(gL) \right] e^{i\left(-2\phi_c + \frac{\Delta k L}{2} + 2k_s L\right)} - 1 \right\} = R_s e^{2i\phi_s} R_c e^{-2i\phi_c} \frac{K_s K_c^*}{g^2} e^{2i(k_c - k_s)L} \sinh^2(gL) \quad (1.27)$$

De même que précédemment, le coefficient de réflexion des deux miroirs (supposés identiques) aux longueurs d'onde λ_s et λ_c vaut $r_{s,c} = \sqrt{R_{s,c}} e^{i\phi_{s,c}}$. Les constantes de couplage $K_{s,c}$ sont données par l'équation (1.15a), et le coefficient de gain paramétrique g est relié à l'intensité de la pompe via les relations (1.15b) et (1.15c).

La condition d'oscillation d'un DROPO (1.27) ne se simplifie malheureusement pas aussi facilement que celle d'un SROPO. Cependant, à puissance de pompe donnée le coefficient de gain paramétrique est maximal quand la condition d'accord de phase est remplie, ce qui correspond donc au cas où le seuil d'oscillation est minimal. Nous nous placerons donc d'abord dans le cas où $\Delta k = 0$ avant de traiter le cas général.

À l'accord de phase $\Delta \mathbf{k} = \mathbf{0}$

Dans ce cas, le seuil est minimal si les deux termes à gauche de l'égalité (1.27) sont des nombres réels positifs [74]. On obtient alors une première condition sur les phases :

$$\phi_s - k_s L = m\pi \ , \ m \in \mathbb{Z} \quad (1.28a)$$

$$\phi_c - k_c L = p\pi \ , \ p \in \mathbb{Z} \quad (1.28b)$$

Comme dans le cas d'un SROPO, ces conditions traduisent le fait que les ondes signal et complémentaire doivent osciller selon un mode longitudinal de la cavité optique.

L'équation (1.27) se réécrit alors sous la forme plus simple suivante, donnant la condition d'oscillation sur le coefficient de gain paramétrique :

$$\cosh(g_0 L) = \frac{1 + R_s R_c}{R_s + R_c} \quad (1.29)$$

7. Le calcul est détaillé dans l'ouvrage [68] dans le cas particulier $\Delta k = 0$.

Dans le cas où $g_0 L \ll 1$ et $R_s \simeq R_c \simeq 1$, cette dernière condition sur le gain paramétrique s'écrit :

$$(g_0 L)^2 = (1 - R_s)(1 - R_c) \tag{1.30}$$

Cette dernière condition se compare aisément avec l'équation (1.25) obtenue pour un SROPO. g_0^2 étant proportionnel à la puissance de pompe, avec les mêmes hypothèses d'accord de phase, de faible gain paramétrique et de bonne réflectivité des miroirs, on trouve que le rapport suivant entre le seuil d'oscillation d'un SROPO et celui d'un DROPO :

$$\frac{P_{p,\mathrm{SROPO}}^{\mathrm{seuil}}}{P_{p,\mathrm{DROPO}}^{\mathrm{seuil}}} = \frac{2}{1 - R_c} \tag{1.31}$$

Comme $(1 - R_c)$ est petit, ce rapport est grand, et le seuil d'un DROPO est par conséquent beaucoup plus bas que celui d'un SROPO.

La condition d'oscillation (1.29) peut néanmoins être résolue sans faire d'hypothèse sur le gain ou la réflectivité des miroirs. On obtient alors l'expression suivante pour le gain paramétrique :

$$g_0 L = \ln\left(Q + \sqrt{Q^2 - 1}\right) \tag{1.32}$$

$$Q = \frac{1 + R_s R_c}{R_s + R_c} \tag{1.33}$$

Ceci nous permet d'exprimer la puissance de pompe au seuil d'oscillation pour un DROPO à l'accord de phase :

$$P_p^{\mathrm{seuil}} = \mathcal{A} \frac{\epsilon_0 c n_s n_c n_p \lambda_s \lambda_c}{8\pi^2 d_{\mathrm{eff}}^2 L^2} \left[\ln\left(Q + \sqrt{Q^2 - 1}\right)\right]^2 \tag{1.34}$$

Avec $\mathbf{\Delta k \neq 0}$

Plaçons nous maintenant dans le cas plus complexe où la condition d'accord de phase n'est pas remplie. La condition d'oscillation paramétrique (1.27) ne peut alors plus se simplifier comme précédemment. Cependant, on peut la réécrire sous la forme suivante :

$$\left[R_s\sqrt{1+G} - e^{-i\psi_s}\right]\left[R_c\sqrt{1+G} - e^{i\psi_c}\right] = R_s R_c \frac{g_0^2}{g^2}\sinh^2(gL) = R_s R_c G \tag{1.35}$$

où l'on a introduit les notations suivantes :

$$\psi_{s,c} = \theta - \frac{\Delta k L}{2} - 2k_{s,c}L + 2\phi_{s,c} \tag{1.36a}$$

$$\tan\theta = \frac{\Delta k}{2g}\tanh(gL) \tag{1.36b}$$

et où on a utilisé l'égalité $\cosh(gL) \pm i\frac{\Delta k}{2g}\sinh(gL) = \sqrt{1+G}e^{\pm i\theta}$, le gain paramétrique G étant donné par l'expression (1.17). De même que précédemment, on obtient un seuil d'oscillation minimal si les conditions suivantes sur les phases sont vérifiées [68, 74] :

$$\psi_s = 2m\pi \ , \ m \in \mathbb{Z} \tag{1.37a}$$

$$\psi_c = 2p\pi \ , \ p \in \mathbb{Z} \tag{1.37b}$$

Ces conditions traduisent toujours le fait que les ondes signal et complémentaires doivent osciller selon des modes longitudinaux de la cavité, en prenant cependant en compte le fait que le désaccord de phase rajoute un terme de phase.

Avec cette condition, la condition d'oscillation peut alors, à partir de l'équation (1.35), se réécrire sous la forme simple suivante :

$$\sqrt{1+G} = \frac{1+R_sR_c}{R_s+R_c} = Q \tag{1.38}$$

Cette condition est générale, et on retrouve en particulier la condition (1.29) dans le cas où $\Delta k = 0$. La puissance de pompe, proportionnelle au carré du coefficient de gain paramétrique g_0 ne s'exprime pas aisément en fonction du gain paramétrique G et de Δk dans le cas général. Nous nous placerons donc dans le cas $g_0L \ll 1$ déjà étudié en partie 1.1.3, où l'on a alors $G = (g_0L)^2\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)$. En vertu de la relation (1.15c), on peut donc écrire la puissance de pompe au seuil d'oscillation dans le cas où le désaccord de phase est non nul, et pour un faible coefficient de gain paramétrique :

$$\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} = \mathcal{A}\frac{\epsilon_0 c n_s n_c n_p \lambda_s \lambda_c}{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}\left[Q^2-1\right]\left[\frac{\sin^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)^2}\right]^{-1} \tag{1.39}$$

En pratique, dans les dispositifs présentés ici, nous aurons $g_0L \lesssim 0.5$, et nous utiliserons donc cette approximation en cas de désaccord de phase. Cette condition est bien sûre d'autant plus vraie au seuil d'oscillation que la réflectivité des miroirs est élevée, et on peut alors écrire :

$$\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} = \mathcal{A}\frac{\epsilon_0 c n_s n_c n_p \lambda_s \lambda_c}{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}\left[1-R_s\right]\left[1-R_c\right]\left[\frac{\sin^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)^2}\right]^{-1} \tag{1.40}$$

On retrouve alors le même rapport entre les puissances de pompe au seuil d'un SROPO et d'un DROPO que dans le cas $\Delta k = 0$, ce qui confirme l'intérêt du DROPO en termes de puissance nécessaire pour obtenir l'oscillation paramétrique.

Stabilité spectrale d'un DROPO

Nous avons obtenu la puissance de pompe au seuil d'oscillation en nous intéressant au module de la condition (1.27). Cependant, pour minimiser cette puissance, nous avons posé une condition sur la phase. Nous considèrerons pour plus de simplicité la condition (1.28) obtenue en cas d'accord de phase, correspondant au seuil minimal, le raisonnement étant analogue en cas de désaccord de phase.

Cette condition traduit le fait que les deux ondes signal et complémentaire doivent être résonantes dans la cavité. Cependant, à cause de la dispersion du matériau, les peignes de fréquences créés par la résonance Fabry-Pérot de la cavité n'ont pas les même intervalles spectraux libres autour de λ_s et λ_c. La condition de résonance, couplée à la condition de conservation de l'énergie, limite donc les fréquences possibles d'oscillation : le gain paramétrique sera modulé par le recouvrement des deux peignes Fabry-Pérot, donnant lieu à des *clusters*, comme indiqué en figure 1.10. La formation de ces clusters peut-être illustrée à l'aide d'un diagramme de Giordmaine et Miller [75] : la transmission de la cavité optique est tracée en fonction de ω_s et ω_c avec des échelles orientées dans deux sens différents. La conservation de l'énergie est alors vérifiée pour deux pulsations alignées verticalement. Ainsi, selon le déphasage entre les peignes, l'oscillation ne sera pas forcément la plus favorable à $\Delta k = 0$. En figure 1.10, les deux cas limites sont tracés : si les deux peignes sont parfaitement alignés, le maximum du gain paramétrique ($\Delta k = 0$) coïncide avec un cluster (cas (b)). Si au contraire, les deux peignes sont déphasés (d'un demi intervalle spectral libre dans le pire des cas), la résonance de l'onde signal correspond à une fréquence de coupure de l'onde complémentaire et vice-versa. Le processus paramétrique est donc « tué » par la cavité et le gain paramétrique efficace sera quasiment nul au maximum de la bande de gain. L'oscillation sera alors susceptible d'avoir lieu pour le désaccord de phase non nul le plus proche de la bande de gain pour lequel les deux peignes sont alignés (cas (c)).

Cette double condition a aussi des retombées en termes de stabilité spectrale des ondes en sortie de l'OPO. En effet, la moindre variation environnementale peut décaler légèrement chacun des peignes de manière indépendante : le recouvrement des deux peignes est alors susceptible de varier de manière importante, modifiant ainsi le point le plus favorable à l'oscillation, ce qui donne lieu à des sauts de mode, voire des sauts de clusters. Les mêmes phénomènes ont aussi des conséquences en termes d'accordabilité, beaucoup plus diffile à contrôler pour ce type de cavité que pour un SROPO.

La double condition de résonance a donc un impact négatif en termes de stabilité spectrale d'un DROPO, de manière beaucoup plus importante que pour un SROPO, qui vient contre-balancer l'avantage de la configuration doublement résonante en ce qui concerne le seuil d'oscillation. De la même manière, un TROPO

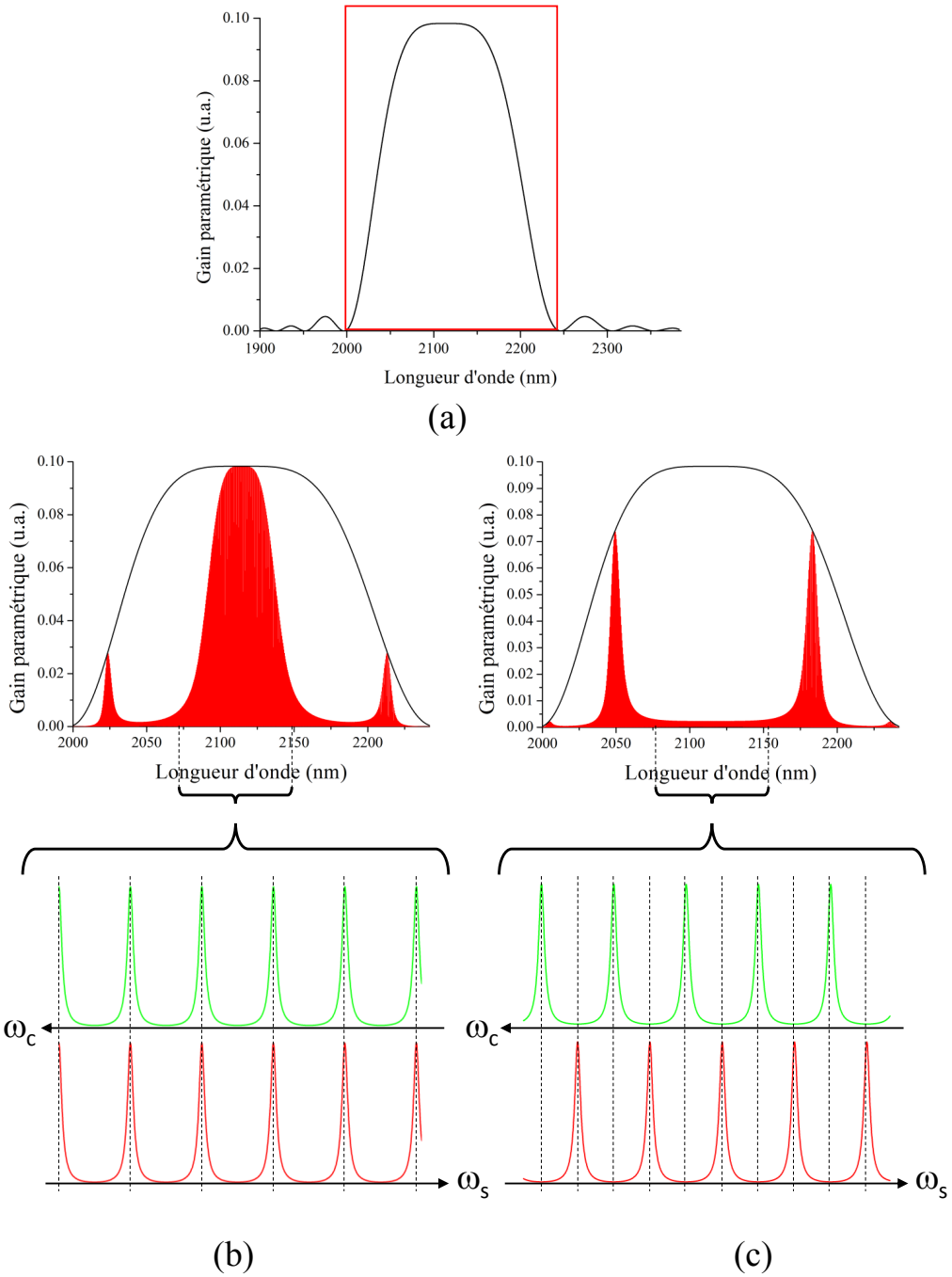


Figure 1.10 – Spectre de sortie d'un DROPO, tracé pour un guide d'onde de 2 mm de long de la structure décrite dans la référence [73] placé dans une cavité de finesse $\mathcal{F} = 10$. (a) Gain paramétrique (sans cavité) calculé à la dégénérescence. Le rectangle rouge désigne la zone de zoom pour les deux autres sous-figures. (b) Cas favorable. En haut, le gain paramétrique en cavité DROPO est tracé en rouge, le gain paramétrique sans cavité est rappelé en noir. En bas, diagramme de Giordmaine et Miller à la dégénérescence correspondant à cette situation. (c) Cas défavorable. En haut : gain paramétrique efficace. En bas, diagramme de Giordmaine et Miller à la dégénérescence correspondant à cette situation.

aura un seuil d'oscillation plus faible que celui d'un DROPO, au prix d'une stabilité spectrale dégradée du fait de la triple condition de résonance à satisfaire. Le choix d'une configuration par rapport à une autre résultera donc de la puissance de pompe disponible pour atteindre le seuil d'oscillation et de l'exigence de stabilité en sortie.

1.2.3 OPO à double passage de la pompe

Une stratégie pour abaisser le seuil d'oscillation sans diminuer la stabilité spectrale consiste à réfléchir l'onde de pompe au niveau du miroir de sortie, permettant ainsi à l'interaction paramétrique d'avoir lieu dans les deux sens de propagation des ondes. Nous traiterons ici le cas d'un DP-DRO schématisé en figure 1.8b.

Le cas de l'OPO à double passage de la pompe dans une cavité sans perte est traité par Bjorkholm *et al.* dans la référence [76] [8]. Le raisonnement permettant de dériver le seuil d'oscillation de ce type de cavité est détaillé pour un DROPO à simple passage de la pompe dans la référence [77]. Afin d'expliciter ce raisonnement, que nous ré-appliquerons en présence de pertes de propagation dans la partie 1.3.3, nous en rappellons ici les principales idées pour retrouver le résultat de Bjorkholm *et al.* donnant le seuil d'oscillation d'un DP-DRO sans perte.

Dans leur analyse du DP-DRO, Bjorkholm *et al.* considèrent donc un oscillateur dont le milieu amplificateur est supposé sans pertes, et une puissance de pompe supérieure au seuil. Dans ce cas, les fluctuations d'amplitude des deux ondes résonantes (ondes stationnaires dans la cavité) peuvent être négligées et les grandeurs E_s et E_c sont alors prises comme des constantes dans les équations de couplage (1.13) [9]. L'équation (1.13c) pour la pompe peut alors être résolue pour chaque sens de propagation de la pompe :

$$E_p^+(L) = E_p^+(0) - i\frac{\omega_p}{n_p c} d_{\text{eff}} E_s E_c L \ \text{sinc}\left(\frac{\Delta kL}{2}\right) e^{i\left(\frac{\Delta kL}{2} - \Delta\varphi^+\right)} \tag{1.41a}$$

$$E_p^-(0) = E_p^-(L) - i\frac{\omega_p}{n_p c} d_{\text{eff}} E_s E_c L \ \text{sinc}\left(\frac{\Delta kL}{2}\right) e^{i\left(-\frac{\Delta kL}{2} - \Delta\varphi^-\right)} \tag{1.41b}$$

où E_p^+ (resp. E_p^-) est l'amplitude complexe de l'onde de pompe se propageant du miroir d'entrée vers le miroir de sortie (resp. du miroir de sortie vers le miroir d'entrée), $\Delta\varphi^+ = \varphi_p^+ - \varphi_s^+ - \varphi_c^+$ (resp. $\Delta\varphi^-$) est la différence de phase entre les ondes se propageant de l'entrée vers la sortie de l'oscillateur (resp. de la sortie vers l'entrée). Les conditions aux limites sur le miroir de sortie imposent à tout

8. Le lecteur intéressé pourra aussi trouver dans cette référence le traitement d'un DP-SRO.
9. Par rapport à notre raisonnement précédent, cela revient à faire l'approximation $gL \ll 1$.

instant :

$$E_p^-(L)e^{i(\omega_p t+k_p L+\varphi_p^-)} = re^{i\varphi_p}E_p^+(L)e^{i(\omega_p t-k_p L+\varphi_p^+)} \tag{1.42a}$$

$$E_s^-(L)e^{i(\omega_s t+k_s L+\varphi_s^-)} = \sqrt{R_s}e^{i\varphi_s}E_s^+(L)e^{i(\omega_s t-k_s L+\varphi_s^+)} \tag{1.42b}$$

$$E_c^-(L)e^{i(\omega_c t+k_c L+\varphi_c^-)} = \sqrt{R_c}e^{i\varphi_c}E_p^+(L)e^{i(\omega_c t-k_c L+\varphi_c^+)} \tag{1.42c}$$

ce qui se traduit par les égalités suivantes :

$$E_p^-(L) = rE_p^+(L) \tag{1.43a}$$

$$\varphi_j^- = -2k_j L + \varphi_j^+ + \varphi_j, \text{ où } j = s, c, p \tag{1.43b}$$

On a introduit les quantités r, le module du coefficient de réflexion du miroir de sortie pour l'onde de pompe, et les phases φ_j accumulées par chacune des trois ondes à la réflexion sur le miroir de sortie.

Pour obtenir le seuil d'oscillation, Bjorkholm *et al.* calculent alors la puissance de l'onde signal (ou complémentaire) qui sort de la cavité à partir de deux égalités :

- La puissance totale perdue par la pompe sur l'ensemble des deux passages dans le cristal est due aux interactions non linéaires. Elle est donc égale à la somme des puissances de signal et de complémentaire générées en un aller-retour, qui, en régime stationnaire, sont elles-mêmes égales aux pertes subies par les ondes signal et complémentaire dans cette même cavité (supposée à deux miroirs).
- Les pertes subies par les ondes signal et complémentaire dans la cavité sont reliées entre elles par les relations de Manley-Rowe (pour chaque photon signal perdu, un photon complémentaire est aussi perdu, contrepartie de l'égalité de nombre de photons créés).

On obtient alors le système de deux équations suivant :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{2}\mathcal{A}n_p\epsilon_0 c\left[\left|E_p^-(0)\right|^2 - \left|E_p^-(L)\right|^2 + \left|E_p^+(L)\right|^2 - \left|E_p^+(0)\right|^2\right] \\ \qquad\qquad = -2\left[\dfrac{1}{2}\mathcal{A}n_s\epsilon_0 c\left|E_s\right|^2(1-R_s) + \dfrac{1}{2}\mathcal{A}n_c\epsilon_0 c\left|E_s\right|^2(1-R_c)\right] & \text{(1.44a)} \\ \left|\dfrac{E_s}{E_c}\right|^2 = \dfrac{\omega_s n_c(1-R_c)}{\omega_c n_s(1-R_s)} & \text{(1.44b)} \end{cases}$$

On peut alors utiliser ces deux équations conjointement avec les formules (1.41) pour calculer la puissance $\mathcal{P}_s$ de l'onde signal qui sort de la cavité. On trouve alors [10], comme dans [77], une expression de la forme :

$$\frac{\omega_p\mathcal{P}_s}{\omega_s\mathcal{P}_p(0)} = B\left[-1 + \left(\frac{\mathcal{P}_p(0)}{\mathcal{P}_p^{\text{seuil}}}\right)^{1/2}\right] \tag{1.45}$$

10. Au terme de quelques lignes de calculs un peu longs mais sans difficulté.

où B est une constante de proportionnalité. Il apparaît que $\mathcal{P}_s$ n'est positive (donc définie) que si la puissance de pompe est supérieure à une certaine puissance de seuil proportionnelle à $1/f^2$ où la grandeur f est donnée par la relation suivante [76] :

$$f = (\sin\theta_1 + r\sin\theta_2)\,\mathrm{sinc}\left(\frac{\Delta kL}{2}\right) \tag{1.46}$$

où l'on a posé $\theta_1 = \Delta kL/2 - \Delta\varphi^+$ et $\theta_2 = \Delta kL - \Delta\varphi$. L'OPO se comporte de sorte à minimiser le seuil d'oscillation : les phases φ^+ à l'entrée de l'OPO vont automatiquement s'ajuster à la valeur de $\Delta\varphi^+$ correspondant à ce minimum. La puissance de pompe au seuil d'oscillation est donc obtenue pour la valeur de θ_1 qui maximise la valeur absolue de f [11]. En annulant la dérivée partielle de f par rapport à θ_1, on obtient ainsi :

$$\tan\theta_1 = \frac{1 + r\cos\theta_2}{r\sin\theta_2} \tag{1.47}$$

ce qui conduit à

$$f^2_{\max} = (1 + r^2 + 2r\cos\theta_2)\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right) \tag{1.48}$$

et la puissance de pompe au seuil d'oscillation vaut [76] :

$$\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} = \mathcal{A}\frac{\epsilon_0 c n_p n_s n_c \lambda_s \lambda_c}{8\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L^2}\frac{(1-R_s)(1-R_c)}{(1 + r^2 + 2r\cos\theta_2)}\left[\mathrm{sinc}^2\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)\right]^{-1} \tag{1.49}$$

Le seuil d'oscillation d'un DP-DRO dans l'approximation de faible gain est donc égal au seuil d'oscillation d'un DROPO à simple passage de la pompe (1.40) diminué d'un facteur dépendant de la réflectivité du miroir de sortie à la longueur d'onde de pompe, du déphasage relatif des ondes en interaction lors de la réflexion sur ce miroir, et du désaccord de phase. Le facteur de réduction du seuil en fonction du désaccord de phase est donné pour différents déphasages $\Delta\varphi$ sur la figure 1.11. Quand le déphasage relatif des ondes à la réflexion sur le miroir de sortie est nul, la relation de phase est conservée entre les trois ondes, et le seuil minimal d'oscillation est alors atteint quand la condition d'accord de phase est vérifiée. Pour une réflectivité de la pompe de 100%, la longueur d'interaction est alors doublée, abaissant le seuil d'un facteur 4. En revanche, si le déphasage relatif des ondes à la réflexion sur le miroir de sortie n'est pas nul, le seuil minimal n'est plus atteint pour un désaccord de phase nul. En effet, en cas d'accord de phase parfait, le changement de la relation de phase entre les ondes à la réflexion est source d'interférences destructives pour les ondes signal et complémentaire qui

11. La grandeur f doit de plus être négative pour pouvoir écrire la formule (1.45).

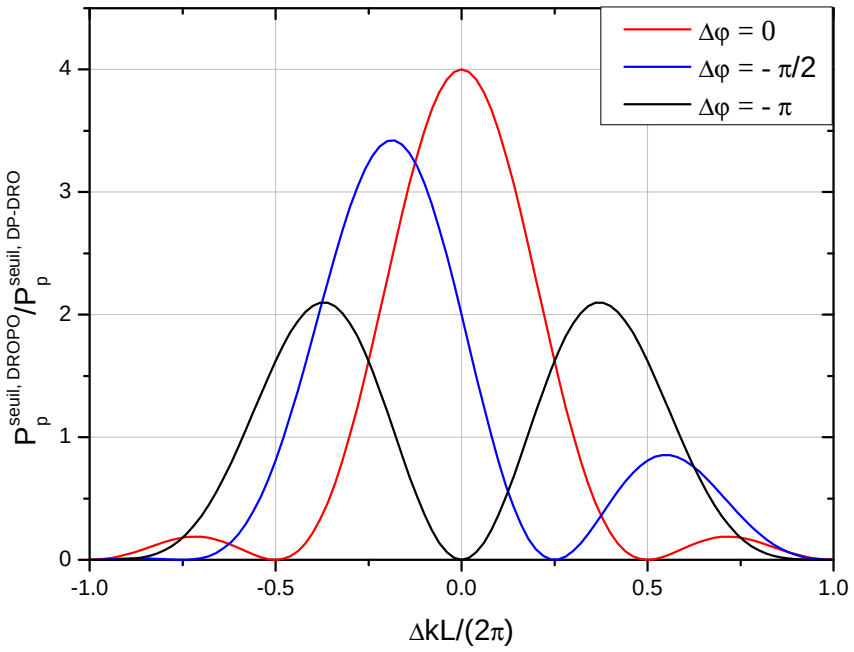


Figure 1.11 – Rapport entre le seuil minimal d'oscillation ($\Delta k = 0$) d'un DROPO et le seuil d'oscillation d'un DP-DRO en fonction du désaccord de phase. Le coefficient de réflectivité r^2 du miroir de sortie pour l'onde de pompe est pris égal à 1.

transfèrent leur énergie à la pompe lors du trajet « retour » dans la cavité puisque cette nouvelle relation de phase est maintenue. Si le désaccord de phase est au contraire non nul, la relation de phase entre les trois ondes en interaction change au cours de la propagation, et le désaccord de phase peut alors compenser un déphasage introduit à la réflexion, au prix d'une efficacité de conversion de la pompe vers les ondes signal et complémentaire moindre, ce qui se traduit par un abaissement du facteur de réduction maximum du seuil d'oscillation du DP-DRO par rapport au DROPO.

Néanmoins, même dans le pire des cas correspondant à $\Delta\varphi = \pi$, le seuil d'oscillation est abaissé d'un facteur 2. Assymétriser la cavité optique a donc un coût technologique, mais apporte une plus-value certaine en ce qui concerne la réduction du seuil d'oscillation dans le cas d'un matériau sans perte.

1.3 Optique non linéaire en guides d'ondes non idéaux

Dans les parties précédentes, nous avons considéré des ondes planes se propageant dans un milieu non linéaire sans perte. Ces hypothèses, utiles pour appréhender la nature des interactions non linéaires et l'influence de différents paramètres tels que l'accord de phase ou la puissance de pompe, ne sont néanmoins pas vérifiées dans les dispositifs étudiés dans cette thèse. Nous avons en effet travaillé sur des *guides d'ondes* dont on ne peut pas négliger les pertes. Nous verrons donc dans cette section comment adapter les équations des ondes couplées et leurs solutions pour tenir compte de ces imperfections.

1.3.1 Propagation d'une onde guidée

Un guide d'ondes est un milieu invariant dans une direction, et présentant une distribution spatiale de l'indice optique dans le plan transverse telle que l'onde électromagnétique est confinée dans ce plan et se propage librement dans la direction d'invariance. La portée pratique d'une telle structure dans le cadre de l'optique non linéaire se mesure aisément en notant que les efficacités de conversion présentées en section 1.1 dépendent du rapport $L^2/\mathcal{A}$. Ces efficacités sont donc augmentées quand la longueur d'interaction L grandit, et que l'aire d'interaction $\mathcal{A}$ est réduite. Or, pour une propagation dans un matériau massif, une faible aire d'interaction est obtenue pour une forte focalisation du faisceau laser, mais la longueur d'interaction est alors limitée par la diffraction, d'autant plus importante que le faisceau est fortement focalisé. Ces deux contraintes, contradictoires dans un cristal non linéaire massif, sont conciliables dans un guide d'ondes où les ondes

optiques peuvent être confinées à de petites aires transverses sur des longueurs de propagation virtuellement infinies.

Dans un guide d'ondes, la lumière se propage dans un milieu de fort indice appelé *coeur*, contenu entre deux couches de faible indice appelées *gaine*. En pratique, dans le cadre de guides d'ondes en AlGaAs, l'indice de l'alliage d'arséniure d'aluminium et de gallium ($Al_xGa_{1-x}As$) dépend de la fraction molaire x d'aluminium : plus celle-ci est élevée, plus l'indice optique de l'alliage est faible. Dans les guides d'ondes étudiés dans cette thèse, le confinement sera alors assuré verticalement par l'insertion d'un coeur en GaAs entre deux couches d'AlGaAs à forte concentration en aluminium, et horizontalement par la gravure d'un ruban, l'air jouant alors le rôle de la gaine.

Dans une vision d'optique géométrique, l'onde guidée se propage par réflexions successives à l'interface coeur/gaine. Les ondes se propageant dans une même direction doivent interférer constructivement, imposant une condition sur l'angle d'incidence du faisceau guidé à cette interface. Cette condition impose une discrétisation des ondes pouvant se propager dans le guide, donnant naissance à des *modes* guidés [78]. Le nombre de modes guidés dépend des dimensions du guide, leur nombre augmentant avec la taille du cœur guidant.

Dans une approche ondulatoire, l'onde électromagnétique guidée $\vec{E}(\vec{r},t) = \frac{1}{2}\left[\vec{E}(\vec{r})e^{i\omega t} + c.c\right]$ doit vérifier l'équation de Helmholtz en tout point de l'espace :

$$\nabla^2\vec{E}(\vec{r}) + n^2(\vec{r})k_0^2\vec{E}(\vec{r}) = 0 \tag{1.50}$$

où $k_0 = \frac{\omega}{c}$ est l'amplitude du vecteur d'onde dans le vide, et $n(\vec{r})$ l'indice optique en tout point de l'espace.

Pour un guide d'onde orienté dans la direction z, on peut écrire le champ électrique sous la forme découplée suivante :

$$\vec{E}(\vec{r}) = \phi(x,y)\mathcal{E}(z)e^{-i\beta z}\vec{e} \tag{1.51}$$

ϕ est alors la distribution transverse du champ en m^{-1}, $\mathcal{E}$ la partie du champ électrique lentement variable selon l'axe z en V, et β la constante de propagation du champ. En vertu de l'invariance du guide le long de la direction z, l'équation (1.50) se réécrit :

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right)\phi + \left[n^2(x,y)k_0^2 - \beta^2\right]\phi = 0 \tag{1.52}$$

L'équation (1.52), complétée par une équation similaire pour le champ magnétique, constitue un problème aux valeurs propres. Il n'existe donc qu'un nombre discret de modes optiques indexés par deux entiers (m,n) et caractérisés par :

- une **direction de polarisation** quasi TE ou quasi TM selon que le vecteur $\vec{e}$ est essentiellement parallèle à (Oy) où à (Ox) [12].
- un **profil spatial** ϕ_{mn}, où m et n désignent respectivement le nombre de zéros du mode dans les directions x et y.
- un **indice effectif** n^{eff} relié à la constante de propagation β_{mn} par la relation $\beta_{mn} = n^{\text{eff}} k_0$.

Le profil spatial et l'indice effectif dépendent de la longueur d'onde du champ électrique considéré. Ainsi, même dans un matériau non dispersif, le guidage de l'onde introduit une dispersion. La dispersion réelle des modes guidés $n^{\text{eff}} = f(\lambda)$ découle donc d'une combinaison de la dispersion des matériaux constituant le guide d'ondes et de celle due au confinement. En particulier, lorsque la longueur d'onde augmente, l'indice effectif peut se rapprocher de l'indice de la gaine, conduisant à une fuite accrue du mode vers la gaine (les queues exponentielles du mode vont prendre de plus en plus d'importance), jusqu'à la longueur d'onde *de coupure* du mode. Cette longueur d'onde de coupure est d'autant plus faible que *l'ordre* du mode (m, n) est élevé, et que les dimensions du cœur sont petites. Selon la taille du cœur guidant, et la longueur d'onde considérée, le guide peut alors être *multimode* ou *monomode* (pour des dimensions de cœur typiquement de l'ordre de $\lambda/n_{\text{cœur}}$ où λ est la longueur d'onde dans le vide).

Étant solutions d'un problème aux valeurs propres, à une polarisation et une fréquence données, les modes guidés sont orthogonaux entre eux, et nous les choisirons orthonormés, vérifiant ainsi la relation :

$$\int\int \phi_{mn}\phi_{m'n'}dxdy = \delta_{mm'}\delta_{nn'} \tag{1.53}$$

1.3.2 Optique non linéaire en guides d'ondes

Dans la partie 1.1, nous avons dérivé les expressions des efficacités de conversion et de la puissance de seuil de différentes configurations d'OPO pour des ondes planes. Ces formules doivent donc être adaptées au cadre d'une propagation en guide d'ondes, afin de prendre en compte le profil spatial de l'onde et du coefficient de susceptibilité quadratique d_{eff}.

Introduisons à cet effet l'intégrale de recouvrement non linéaire Γ :

$$\Gamma = \int\int d_{\text{eff}}(x,y)\phi_p(x,y)\phi_s(x,y)\phi_c(x,y)dxdy \ \left[\text{V}^{-1}\right] \tag{1.54}$$

12. Dans le cas d'un guide infini dans la direction y, la polarisation des modes propres est strictement TE ou TM. Dans le cas considéré ici d'un confinement dans les directions x et y simultanément, la polarisation des modes propres n'est plus orientée selon un seul axe, mais la géométrie des guides considérés dans cette thèse permet de considérer le confinement dans la direction (Oy) comme perturbatif, le confinement dans la direction (Ox) étant plus important.

où l'on a repris les notations de l'OPA : les indices p, s et c désignant respectivement les ondes de pompe, signal et complémentaire [13], qui correspondent désormais à trois modes guidés supportés par le guide d'ondes et exprimés selon l'équation (1.51). L'intégrale Γ quantifie alors l'intensité de l'interaction non linéaire possible entre les différentes ondes guidées considérées, en tenant compte du recouvrement spatial des modes entre eux et avec la non-linéarité.

En conservant l'approximation de l'enveloppe lentement variable et l'hypothèse de non déplétion de la pompe, la résolution des ondes couplées (1.8) pour la SHG et l'OPA conduisent aux grandeurs caractéristiques suivantes [78] :

- **SHG : efficacité de conversion**

$$\eta_{\mathrm{SHG}} = \frac{\mathcal{P}_{2\omega}}{\mathcal{P}_{\omega}^2} = \eta_{\mathrm{norm}}^0 L^2 \left[\frac{\sin\left(\Delta\beta L/2\right)}{\left(\Delta\beta L/2\right)}\right]^2 \qquad \left[\mathrm{W}^{-1}\right] \tag{1.55a}$$

$$\eta_{\mathrm{norm}}^0 = \frac{8\pi^2 \left|\Gamma\right|^2}{\epsilon_0 (n_{\omega}^{\mathrm{eff}})^2 n_{2\omega}^{\mathrm{eff}} c \lambda_{\omega}^2} \qquad \left[\mathrm{W}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}\right] \tag{1.55b}$$

- **OPA : coefficient de gain paramétrique**

$$g^2 = (g_0)^2 - \left(\frac{\Delta\beta}{2}\right)^2 \qquad \left[\mathrm{cm}^{-2}\right] \tag{1.56a}$$

$$g_0 = \sqrt{\frac{8\pi^2 \left|\Gamma\right|^2}{\epsilon_0 c n_s^{\mathrm{eff}} n_c^{\mathrm{eff}} n_p^{\mathrm{eff}} \lambda_s \lambda_c} \mathcal{P}_p} \qquad \left[\mathrm{cm}^{-1}\right] \tag{1.56b}$$

Ces expressions sont très similaires aux formules dérivées dans le cas d'ondes planes (1.12) et (1.15). Dans le cadre de l'amplification et de l'oscillation paramétriques optiques, le gain paramétrique G peut alors être redéfini à partir de ce nouveau coefficient de gain paramétrique avec la formule (1.17), de même que les seuils d'oscillation définis à partir de G ou g_0.

L'intégrale de recouvrement non linéaire Γ regroupe à la fois le coefficient non linéaire d_{eff} et l'aire d'interaction des ondes. Pour réécrire les efficacités de conversion sous une forme faisant apparaître ces deux grandeurs, on peut alors définir une *aire effective d'interaction* entre les trois modes guidés :

$$\mathcal{A}_{\mathrm{eff}} = \frac{d_{\mathrm{max}}^2}{\left|\Gamma\right|^2} \quad \left[\mathrm{m}^2\right] \tag{1.57}$$

Notons au passage que les indices optiques ont été remplacés par les indices efficaces, et les modules des vecteurs d'ondes k par les constantes de propagation β. Ce sera toujours le cas dans la suite, et nous ne prendrons plus la peine de le préciser.

13. Dans le cas de la SHG, on a $p \leftrightarrow 2\omega$, et $s = c \leftrightarrow \omega$

1.3.3 Optique non linéaire dans un milieu avec pertes

Les équations des ondes couplées (1.8) établies en début de chapitre et réutilisées dans la section précédente supposent un milieu sans perte. Or, si cette hypothèse est correcte dans la plupart des cas [14], les pertes ne peuvent pas être négligées dans le cas des guides d'ondes étudiés pendant cette thèse, et peuvent avoir des effets importants. Il faut donc apporter une deuxième correction aux efficacités de conversion pour les prendre en compte.

Les grandeurs d'intérêt étant légèrement différentes pour les processus de SHG, et d'OPA - OPO, nous traiterons ces deux cas successivement.

SHG en présence de pertes

Avec les notations d'optique guidée, et en notant α_ω et $\alpha_{2\omega}$ les coefficients de pertes en intensité respectivement pour les ondes à la FF et au second harmonique (SH), les équations des ondes couplées s'écrivent :

$$\begin{cases} \dfrac{d\mathcal{E}_\omega}{dz} = -\dfrac{\alpha_\omega}{2}\mathcal{E}_\omega - i\dfrac{\omega}{n_\omega c}\Gamma\mathcal{E}_\omega^*\mathcal{E}_{2\omega}e^{-i\Delta\beta z}, & \text{(1.58a)} \\ \dfrac{d\mathcal{E}_{2\omega}}{dz} = -\dfrac{\alpha_{2\omega}}{2}\mathcal{E}_{2\omega} - i\dfrac{\omega}{n_{2\omega}c}\Gamma\mathcal{E}_\omega^2 e^{i\Delta\beta z}, & \text{(1.58b)} \end{cases}$$

L'hypothèse de la pompe non déplétée, toujours valable, revient alors à dire que la puissance de pompe perdue par conversion paramétrique est négligeable devant celle perdue par pertes de propagation. L'amplitude du champ électrique à la FF s'écrit alors :

$$\mathcal{E}_\omega(z) = \mathcal{E}_\omega^0 e^{-\alpha_\omega z/2} \tag{1.59}$$

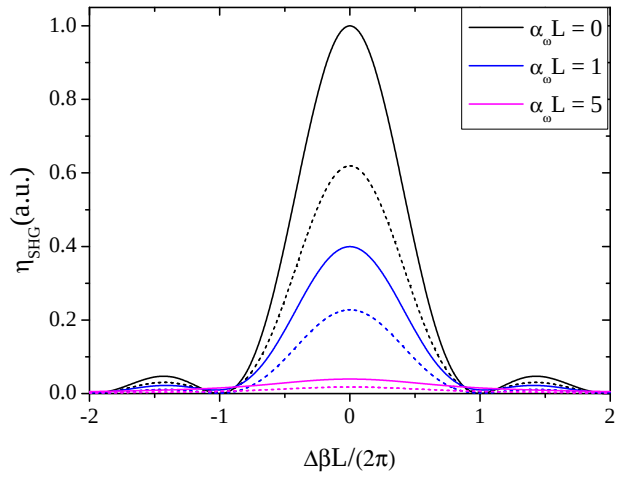
La résolution de l'équation pour le SH (1.58b) conduit alors à l'efficacité de conversion en présence de pertes [70] :

$$\eta_{\text{SHG}} = \frac{\mathcal{P}_{2\omega}}{(\mathcal{P}_\omega^0)^2} = \eta_{\text{norm}}^0 L^2 e^{-(\alpha_\omega+\alpha_{2\omega}/2)L}\frac{\sin^2(\Delta\beta L/2) + \sinh^2\left((\alpha_\omega - \alpha_{2\omega}/2)L/2\right)}{(\Delta\beta L/2)^2 + \left((\alpha_\omega - \alpha_{2\omega}/2)L/2\right)^2} \left[\text{W}^{-1}\right] \tag{1.60a}$$

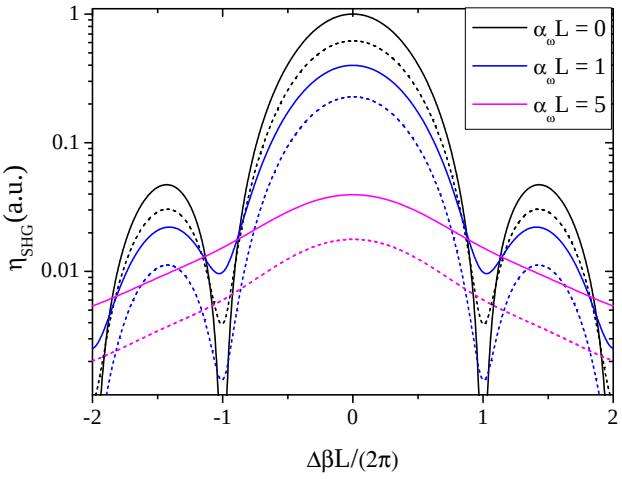
$$\eta_{\text{norm}}^0 = \frac{8\pi^2|\Gamma|^2}{\epsilon_0 n_\omega^2 n_{2\omega} c\lambda_\omega^2} \left[\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}\right] \tag{1.60b}$$

L'influence des pertes sur l'efficacité de conversion est visible en figure 1.12 où l'on a tracé l'efficacité de conversion en fonction du désaccord de phase $\Delta\beta$. Non seulement l'efficacité maximale de conversion atteinte pour $\Delta\beta = 0$ diminue lorsque les pertes augmentent (figure 1.12a), mais la largeur spectrale de la courbe est aussi augmentée, conduisant à un relâchement de l'importance de la condition d'accord de phase (figure 1.12b).

14. Elle sera valable par exemple dans le cas de l'OPO traité dans l'annexe B.



(a) Echelle linéaire



(b) Echelle logarithmique

Figure 1.12 – Efficacité de conversion du processus de SHG η_{SHG} (normalisée à 1) en fonction du désaccord de phase $\Delta\beta$ pour plusieurs valeurs des pertes de propagations à la FF et la SH. Les traits pleins correspondent aux cas où l'on a pris $\alpha_{2\omega}L = 0$, et les courbes en pointillés ont été tracées avec $\alpha_{2\omega}L = 1$, la condition $\alpha_{2\omega} \leq \alpha_\omega$ étant en général vérifiée.

OPA et OPO en présence de pertes

Le cas de l'OPA et de l'OPO doublement résonant en présence de pertes de propagation est traité par Bava *et al.* dans la référence [74] quand la condition d'**accord de phase** est vérifiée.

Ces auteurs se placent dans le cas d'un guide à faibles pertes, et avec un gain paramétrique modéré afin que l'approximation de l'enveloppe lentement variable soit toujours valable. De plus, ils supposent que les pertes des ondes signal et complémentaire sont égales, ce qui est d'autant plus vrai que l'on est proche de la dégénérescence ($\omega_s = \omega_c = \omega_p/2$). De plus, l'onde de pompe est supposée non déplétée ; sa variation est donc limitée aux pertes de propagation. Avec ces approximations, en reprenant les notations précédentes, on obtient les équations des ondes couplées suivantes :

$$\begin{cases} \dfrac{d\mathcal{E}_s}{dz} = -\dfrac{\alpha_s}{2}\mathcal{E}_s - i\dfrac{\omega_s}{n_s c}\Gamma\mathcal{E}_c^*\mathcal{E}_p^0 e^{-\alpha_p z/2} & \text{(1.61a)} \\ \dfrac{d\mathcal{E}_c}{dz} = -\dfrac{\alpha_s}{2}\mathcal{E}_c - i\dfrac{\omega_c}{n_c c}\Gamma\mathcal{E}_s^*\mathcal{E}_p^0 e^{-\alpha_p z/2} & \text{(1.61b)} \end{cases}$$

Comme pour la SHG, on a noté $\alpha_s = \alpha_c$ et α_p les coefficients de pertes en intensité de chacune des trois ondes.

Ces équations possèdent une solution analytique relativement simple [74] :

$$\mathcal{E}_s(z) = \left\{\mathcal{E}_s(0)\cosh[\mathcal{G}(z)] + \frac{K_s}{g_0}\mathcal{E}_c^*(0)\sinh[\mathcal{G}(z)]\right\} e^{-\frac{\alpha_s z}{2}}, \tag{1.62a}$$

$$\mathcal{E}_c(z) = \left\{\mathcal{E}_c(0)\cosh[\mathcal{G}(z)] + \frac{K_c}{g_0}\mathcal{E}_s^*(0)\sinh[\mathcal{G}(z)]\right\} e^{-\frac{\alpha_s z}{2}}, \tag{1.62b}$$

où g_0 et $K_{s,c}$ sont donnés par les équations (1.56) et (1.15a), et $\mathcal{G}(z)$ est une fonction de gain dépendant de la position :

$$\mathcal{G}(z) = g_0\frac{1 - e^{-\alpha_p z/2}}{\alpha_p/2} \tag{1.63}$$

Les solutions (1.62) sont très similaires aux solutions (1.14) obtenues en l'absence de pertes [15]. Dans le cadre de l'amplification paramétrique, où l'on a en général $\mathcal{E}_c(0) = 0$, l'analyse est donc similaire à ce que l'on a fait en partie 1.1.3, et l'on obtient en sortie du cristal :

$$\mathcal{P}_s(L) = \mathcal{P}_s(0)\,[1 + G] \tag{1.64a}$$

$$\mathcal{P}_c(L) = \mathcal{P}_s(0)\frac{\omega_c}{\omega_s}G \tag{1.64b}$$

15. Lorsque l'on fait tendre les pertes vers 0 dans les expressions (1.62), on retrouve d'ailleurs les solutions (1.14) pour $\Delta k = 0$.

avec le gain paramétrique G :

$$G = \sinh^2(\mathcal{G}(L)) = \sinh^2\left(g_0 L \frac{1 - e^{-\alpha_p L/2}}{\alpha_p L/2}\right) \tag{1.65}$$

De même, l'analyse menant à la puissance de seuil d'un OPO simplement ou doublement résonant est très similaire. Nous donnerons donc le résultat obtenu pour un DROPO, le passage au SROPO s'effectuant simplement en posant $R_c = 0$. Le seuil d'oscillation d'un DROPO en présence de pertes et à l'accord de phase est donc donné par [74] :

$$\mathcal{P}_p^{\text{seuil}} = \frac{\epsilon_0 c n_s n_c n_p \lambda_s \lambda_c}{8\pi^2 \Gamma^2} \left[\frac{\alpha_p/2}{1 - \exp(-\alpha_p L/2)} \ln\left(Q + \sqrt{Q^2 - 1}\right)\right]^2 \tag{1.66a}$$

$$Q = \frac{1 + R_s R_c e^{-2\alpha_s L}}{(R_s + R_c) e^{-\alpha_s L}} \tag{1.66b}$$

Nous avons cependant vu que pour un OPO à double passage de la pompe, nous ne pouvions pas nous satisfaire de l'étude du seul cas où la condition d'accord de phase est vérifiée. Les ondes couplées en présence de pertes et sans condition sur le **désaccord de phase** ne possèdent néanmoins pas de solutions intuitives. Une étude complète a été réalisée par Colucci *et al.* [79]. Dans cette étude, qui ne fait aucune hypothèse sur la condition d'accord de phase, la réflectivité des miroirs pour l'onde de pompe, ou sur les pertes de propagation, le signal est d'abord supposé constant dans la cavité, en tant qu'onde résonante. La résolution des équations des ondes couplées permet alors de calculer les amplitudes des ondes de pompe et complémentaire qui sont ensuite utilisées dans l'équation de couplage concernant l'onde signal. L'écriture de la condition d'oscillation aboutit à une équation donnant le seuil d'oscillation, qui peut être calculé de manière numérique. Cependant, les équations manipulées sont lourdes et les variables intermédiaires nombreuses, aussi nous nous contenterons de renvoyer le lecteur à cette référence pour les détails de ces calculs.

De manière plus directe, nous cherchons à étendre le raisonnement de Bjorkholm [76, 77] au cas où le matériau non linéaire présente des pertes. Dans ce cas, l'expression du champ de pompe dans chaque sens de propagation, en négligeant les fluctuations d'amplitude des ondes signal et complémentaire, s'écrit :

$$\mathcal{E}^+(L) = \mathcal{E}_p^+(0) e^{-\alpha_p L/2} - i\frac{\omega_p}{n_p c}\Gamma \mathcal{E}_s \mathcal{E}_c L e^{-\alpha_p L/4} \frac{\sinh\left[(\alpha_p/2 + i\Delta k)L/2\right]}{(\alpha_p/2 + i\Delta k)L/2} e^{i\left(\frac{\Delta k L}{2} - \Delta\varphi^+\right)} \tag{1.67a}$$

$$\mathcal{E}^-(0) = \mathcal{E}_p^-(L) e^{-\alpha_p L/2} - i\frac{\omega_p}{n_p c}\Gamma \mathcal{E}_s \mathcal{E}_c L e^{-\alpha_p L/4} \frac{\sinh\left[(\alpha_p/2 - i\Delta k)L/2\right]}{(\alpha_p/2 - i\Delta k)L/2} e^{i\left(-\frac{\Delta k L}{2} - \Delta\varphi^-\right)} \tag{1.67b}$$

Par rapport au raisonnement exposé en partie 1.2.3, la principale difficulté réside dans l'égalité entre la puissance perdue par la pompe par conversion paramétrique et la puissance perdue en un aller-retour par les ondes signal et complémentaire (1.44). En présence de pertes, cette diminution de puissance s'écrit

$$\frac{1}{2}n_p\epsilon_0 c\left[\int_L^0 e^{-\alpha_p z}\frac{d}{dz}\left(\left|\mathcal{E}_p^-(z)\right|^2 e^{\alpha_p z}\right)dz+\int_0^L e^{-\alpha_p z}\frac{d}{dz}\left(\left|\mathcal{E}_p^+(z)\right|^2 e^{\alpha_p z}\right)dz\right]$$

mais ces intégrales ne sont pas calculables analytiquement si l'on ne fait pas l'hypothèse de non-déplétion de la pompe, valable en cas de faible gain paramétrique et consistant à écrire $\left|E_p^+(z)\right|^2 = e^{-\alpha_p z}\left|E_p^+(0)\right|^2$ et $\left|E_p^-(z)\right|^2 = e^{-\alpha_p(L-z)}\left|E_p^-(L)\right|^2$. Or, le raisonnement de Bjorkholm *et al.* est justement basé sur la quantification de la déplétion de la pompe. Cependant, plus que d'effectuer un développement théorique, notre but est d'obtenir une expression analytique du seuil d'oscillation pour un DP-DRO (avec pertes de propagation) permettant au moins une approche qualitative de l'influence des différents paramètres et le calcul d'un ordre de grandeur du seuil. Dans ces limites, nous conserverons donc cette approximation pour le calcul de la puissance de pompe perdue par conversion paramétrique. Dans ce cas, l'équivalent du système (1.44) en présence de pertes de propagation s'écrit :

$$\begin{cases}\dfrac{1}{2}n_p\epsilon_0 c\left[\left|\mathcal{E}_p^-(0)\right|^2-\left|\mathcal{E}_p^-(L)\right|^2 e^{-\alpha_p L}+\left|\mathcal{E}_p^+(L)\right|^2-\left|\mathcal{E}_p^+(0)\right|^2 e^{-\alpha_p L}\right] \\ \quad = -2\left[\dfrac{1}{2}n_s\epsilon_0 c\left|\mathcal{E}_s\right|^2(1-R_s e^{-\alpha_s L})+\dfrac{1}{2}n_c\epsilon_0 c\left|\mathcal{E}_c\right|^2(1-R_c e^{-\alpha_c L})\right] & \text{(1.68a)} \\ \left|\dfrac{\mathcal{E}_s}{\mathcal{E}_c}\right|^2 = \dfrac{\omega_s n_c(1-R_c e^{-\alpha_c L})}{\omega_c n_s(1-R_s e^{-\alpha_s L})} & \text{(1.68b)}\end{cases}$$

À partir de ces deux équations et des expressions (1.67), on peut de nouveau calculer la puissance de signal à l'extérieur de la cavité, comme dans le cas sans perte [16]. De même que précédemment, cette puissance peut s'écrire sous la forme (1.45) et n'est positive que si la puissance de pompe est supérieure à une certaine puissance de seuil proportionnelle à un facteur $1/f^2$, où le facteur f en présence de pertes est donné par l'équation (1.69a), toutes les notations précédentes étant conservées :

$$f = \left(re^{-\alpha_p L/2}\sin(\theta_1+\theta_2)+\sin\theta_1\right)\Theta_1+\left(re^{-\alpha_p L/2}\cos(\theta_1+\theta_2)-\cos\theta_1\right)\Theta_2 \quad \text{(1.69a)}$$

16. Les calculs ne sont pas techniquement plus compliqués que dans le cas sans pertes mais sont considérablement plus long compte tenu de la complexification des expressions mathématiques.

$$\Theta_1 = \frac{\sinh\left(\frac{\alpha_p L}{4}\right)\cos\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right)\frac{\alpha_p L}{4} + \cosh\left(\frac{\alpha_p L}{4}\right)\sin\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right)\frac{\Delta\beta L}{2}}{\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_p L}{4}\right)^2} \tag{1.69b}$$

$$\Theta_2 = \frac{\sinh\left(\frac{\alpha_p L}{4}\right)\cos\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right)\frac{\Delta\beta L}{2} - \cosh\left(\frac{\alpha_p L}{4}\right)\sin\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right)\frac{\alpha_p L}{4}}{\left(\frac{\Delta\beta L}{2}\right)^2 + \left(\frac{\alpha_p L}{4}\right)^2} \tag{1.69c}$$

La maximisation de $|f|$ (pour minimiser $1/f^2$) par rapport à θ_1 donne alors :

$$\tan\theta_1 = \frac{\Theta_1\cos\theta_2 - \Theta_2\sin\theta_2 + (\Theta_1/r)e^{\alpha_p L/2}}{\Theta_1\sin\theta_2 + \Theta_2\cos\theta_2 - (\Theta_2/r)e^{\alpha_p L/2}} \tag{1.70}$$

et l'expression approchée du seuil d'oscillation en présence de pertes, d'un miroir de sortie partiellement réfléchissant à la longueur d'onde de pompe, et sans accord de phase, est donnée par :

$$\mathcal{P}_p^{\text{seuil, DP}} = \frac{\epsilon_0 c n_s n_c n_p \lambda_s \lambda_c}{8\pi^2\Gamma^2 L^2}\frac{\left(1 - R_s e^{-\alpha_s L}\right)\left(1 - R_c e^{-\alpha_c L}\right)}{f_{\max}^2 e^{-3\alpha_p L/2}} \tag{1.71a}$$

$$\begin{aligned} f_{\max}^2 =& \Theta_1^2\left(r^2 e^{-\alpha_p L} + 2r\cos\theta_2 e^{-\alpha_p L/2} + 1\right) \\ &+ \Theta_2^2\left(r^2 e^{-\alpha_p L} - 2r\cos\theta_2 e^{-\alpha_p L/2} + 1\right) \\ &- 4\Theta_1\Theta_2 r\sin\theta_2 e^{-\alpha_p L/2} \end{aligned} \tag{1.71b}$$

Cette équation est d'autant plus vraie que l'approximation $g_0 L \ll 1$ est vérifiée (ce qui implique des pertes faibles et des réflectivités proches de 1). À partir de l'expression (1.71), on peux ainsi retrouver le seuil d'oscillation (1.49) dans le cas sans perte en posant $\alpha_s = \alpha_p = 0$. Le cas du DROPO à l'accord de phase est obtenu en posant $r = 0$ et $\Delta\beta = 0$. Dans ce cas, on retrouve la formule (1.66) à un facteur $e^{-\alpha_p L/2}$ près, qui peut être considéré comme égal à 1 avec l'approximation de faible gain (donc de faibles pertes), mais qui montre les limites de notre calcul. Sous la forme complète, l'équation (1.71) permet néanmoins de découpler l'abaissement du seuil, dû à la réflexion de l'onde de pompe, de l'influence négative des pertes de propagation. La prise en compte des pertes de propagation fait apparaître une « réflectivité efficace » du miroir de sortie pour l'onde de pompe qui peut-être vue comme une localisation des pertes distribuées dans le guide.

L'influence de la réflectivité du miroir de sortie et des pertes de propagation à la longueur d'onde de la pompe sont mis en évidence sur la figure 1.13, où l'on a tracé le rapport entre le seuil minimal d'un DROPO [17] et le seuil d'un DP-DRO

17. Ce seuil est calculé à partir de la formule (1.71) où l'on a pris $r = 0$ et $\Delta\beta = 0$ plutôt qu'avec la formule (1.68) car les expressions obtenues dans les deux cas diffèrent légèrement du fait de l'approximation $g_0 L \ll 1$ effectuée ici.

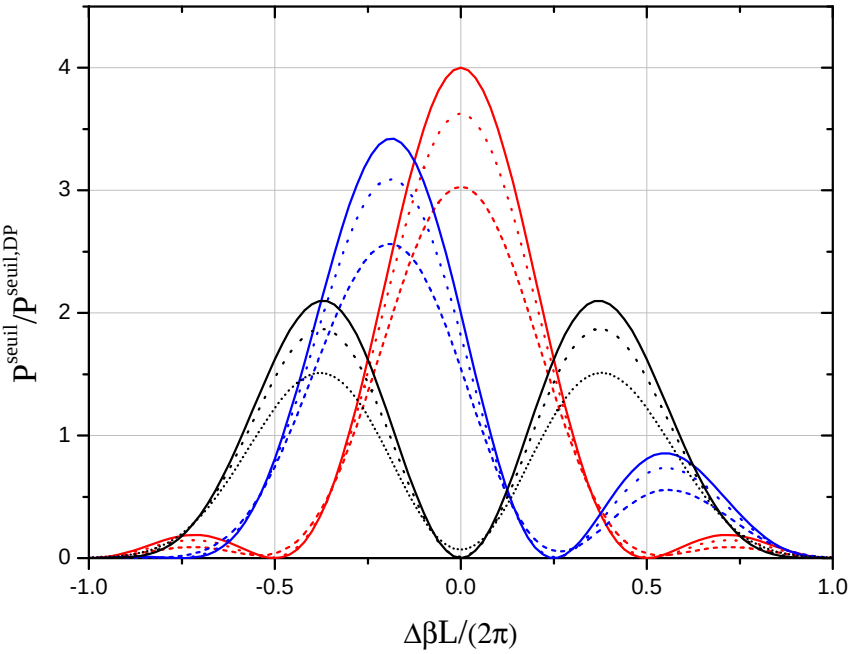


Figure 1.13 – Rapport entre le seuil minimal d'oscillation ($\Delta\beta = 0$) d'un DROPO et le seuil d'oscillation d'un DP-DRO en fonction du désaccord de phase en présence de pertes et pour différentes valeurs du déphasage $\Delta\varphi$ des ondes à la réflection. La réflectivité r^2 du miroir de sortie est prise égale à 1, la longueur de l'échantillon vaut 2 mm, et les pertes α_s et α_c n'ont pas d'influence sur ce rapport. Les courbes rouges, bleues et noires correspondent respectivement à $\Delta\varphi = 0, -\pi/2, -\pi$ et les courbes pleines, en pointillés espacés et en pointillés resserrés aux cas $\alpha_p = 0, 1, 3$ cm^{-1}.

en présence de pertes. Dans le cas où $\alpha_p = 0$, on retrouve exactement la figure 1.11. En cas de pertes non nulles, la manière dont le désaccord de phase Δk compense le déphasage à la réflexion $\Delta\varphi$ est inchangée et, à déphasage donné, le désaccord de phase le plus favorable à l'oscillation est donc inchangé par l'introduction de pertes de propagation pour l'onde de pompe. En revanche, la valeur de la réduction du seuil est abaissée, et la largeur spectrale est légèrement augmentée, de manière similaire à ce qui avait été mis en évidence dans le cas de la SHG, à travers les facteurs Θ_1 et Θ_2. De plus, le rapport $\mathrm{P}^{\mathrm{seuil}}/\mathrm{P}^{\mathrm{seuil,DP}}$ ne s'annule pas en cas de pertes non nulles à la longueur d'onde de pompe. Les minima de ce rapport correspondent en effet à des cas où toute la puissance de pompe convertie en signal et complémentaire est re-convertie à la longueur d'onde de pompe. Cependant, entre les deux processus paramétriques, la pompe a subi des pertes, ce qui réduit l'efficacité de la deuxième conversion par rapport à la première : les ondes signal et complémentaire ne sont donc pas entièrement re-converties en pompe, et le rapport $\mathrm{P}^{\mathrm{seuil}}/\mathrm{P}^{\mathrm{seuil,DP}}$ ne s'annule pas. On notera cependant que, même pour des pertes non négligeables ($\alpha_p L = 0.6$), la configuration DP-DRO permet d'abaisser le seuil d'oscillation quel que soit le déphasage $\Delta\varphi$ accumulé à la réflexion.

1.4 Stratégies d'accord de phase en guides d'ondes AlGaAs

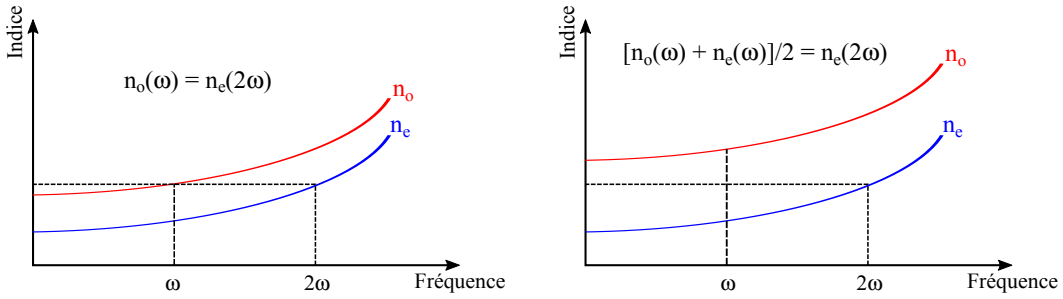
Dans le cas de la SHG comme dans celui de l'amplification paramétrique, l'efficacité de conversion dépend fortement de la condition d'accord de phase. Il est donc important de contrôler la valeur de $\Delta\beta$ afin de pouvoir l'ajuster à la valeur souhaitée.

Pour une propagation guidée où les trois ondes sont colinéaires, cette condition se réécrit sous la forme :

$$\Delta\beta = n_3\omega_3 - n_1\omega_1 - n_2\omega_2 = 0 \tag{1.72}$$

où $3 = p, 1 = s, 2 = c$ dans le cas de l'OPA, et $3 = 2\omega, 1 = 2 = \omega$ dans le cas de la SHG. À cette condition s'ajoute néanmoins la conservation de l'énergie. Dans un matériau dispersif, l'indice dépend de la longueur d'onde. L'équation (1.72) n'est donc pas immédiatement vérifiée, ou seulement pour certaines fréquences précises. Il faut donc disposer d'un moyen d'ajustement de l'indice optique pour remplir la condition d'accord de phase aux longueurs d'onde souhaitées.

Dans des cristaux diéléctriques tels que le BBO, le KTP ou le $LiNbO_3$, le problème est résolu grâce à leur biréfringence [60, 80, 81]. Dans ces milieux non isotropes, la vitesse de phase d'une onde lumineuse dépend en effet de sa polarisation, et on peut alors satisfaire la condition d'accord de phase en faisant interagir des



(a) Type I (b) Type II

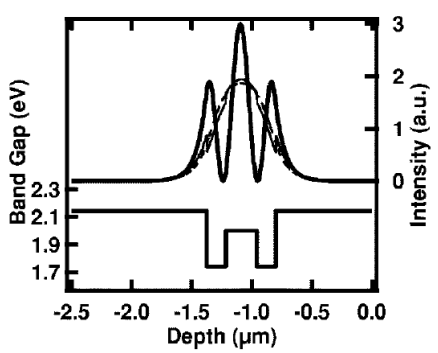
Figure 1.14 – Utilisation de la biréfringence d'un cristal uniaxial négatif pour compenser la dispersion dans le cas de la SHG.

ondes de différentes polarisations. Dans un cristal uniaxial négatif (à une longueur d'onde donnée, l'indice extraordinaire n_e est inférieur à l'indice ordinaire n_o), on peut alors définir deux types d'accord de phase selon les polarisations des ondes en entrée et en sortie :

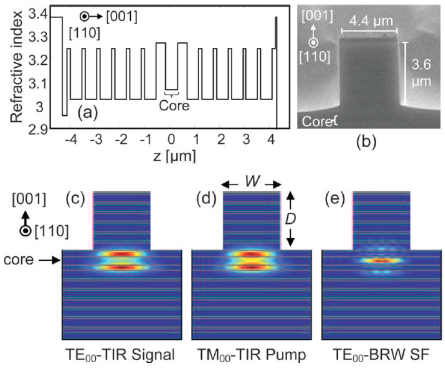
- Type I : $o(\omega_1) + o(\omega_2) \leftrightarrow e(\omega_3)$
- Type II : $o(\omega_1) + e(\omega_2) \leftrightarrow e(\omega_3)$

Dans le cas de la SHG ou de l'OPA à la dégénérescence, la condition d'accord de phase peut-être réécrite comme une condition sur les indices effectifs à ω et 2ω. Ainsi, comme il est visible sur la figure 1.14, la biréfringence nécessaire est plus importante dans le cas d'un accord de phase de type II que pour un accord de phase de type I. Dans les matériaux naturellement biréfringents, les indices effectifs dans chacune des directions de polarisation peuvent être ajustés en faisant varier l'angle d'incidence de l'onde de pompe par rapport aux orientations cristallines, permettant ainsi d'ajuster la condition d'accord de phase aux fréquences souhaitées.

Par sa géométrie cristalline, le GaAs n'est cependant pas biréfringent, ce qui ne permet pas de réaliser naturellement ce type d'accord de phase direct dans nos structures. Plusieurs stratégies d'accord de phase ont donc été développées spécifiquement dans les guides d'ondes en (Al)GaAs. Il est à noter que les seuls coefficients non nuls du tenseur de susceptibilité quadratique $\chi^{(2)}$ du GaAs sont les coefficients couplant les trois directions cristallines. Les directions de polarisation considérées étant (quasi-)orthogonales à la direction de propagation de l'onde, les guides d'ondes considérés seront donc orientés selon la direction (110) du GaAs, et les ondes en interaction n'auront pas toutes la même polarisation.



(a) Réflexion totale interne - tiré de [55]



(b) Miroirs de Bragg - tiré de [83]

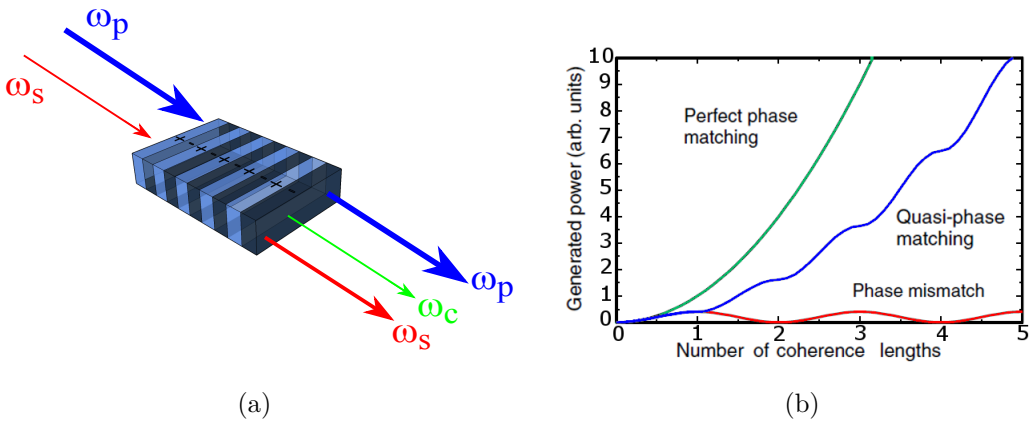
Figure 1.15 – Accord de phase modal par ingénierie de la dispersion du guide d'onde. Trois modes de polarisations et d'ordres différents sont accordés en phase, tout en maximisant le recouvrement spatial possible.

1.4.1 Accord de phase modal

Comme nous l'avons vu en section 1.3.1, un guide d'onde optique, même fabriqué à partir de matériaux isotropes, introduit une distinction entre les polarisations horizontale (TE) et verticale (TM). De plus, la lumière dans un guide d'onde se propage selon un mode optique, avec un indice effectif dépendant notamment de la polarisation et de la longueur d'onde. Rappelons que dans un guide d'onde, la condition d'accord de phase (1.72) s'écrit donc avec les indices effectifs.

Or, l'indice effectif lié à un mode dépend des caractéristiques géométriques du guide et de ses matériaux constitutifs (au travers de leurs indices optiques). Chaque mode optique ayant sa propre courbe de dispersion, il est alors possible d'ajuster finement le profil d'indices du guide de sorte à vérifier la condition d'accord de phase aux fréquences souhaitées en faisant interagir plusieurs modes différents [55].

Cette méthode, qui ne repose que sur une bonne ingénierie du guide d'ondes, est donc relativement simple à mettre en œuvre. Pour que l'intégrale de recouvrement non linéaire Γ ne devienne pas négligeable, il faut que les modes en interaction soient de même parité. Cependant, même avec des modes de même parité, Γ est limitée par le faible recouvrement entre les modes (voir figure 1.15a). Afin d'optimiser cette intégrale de recouvrement, des guides dans lequel le confinement est assuré par des miroirs de Bragg (reposant sur une bande photonique interdite) plutôt que par réflexion totale interne ont été proposés [82] (voir figure 1.15b) et réalisés avec succès [83] [62], mais sans cependant atteindre le taux de recouvrement obtenu entre trois modes fondamentaux.



(a) (b)

Figure 1.16 – Configuration de quasi-accord de phase. (a) Amplification paramétrique dans une configuration QPM. (b) Puissance de complémentaire générée en fonction de la longueur d'interaction, normalisée par la longueur de cohérence. La courbe rouge correspond au cas $\Delta k \neq 0$, la courbe verte au cas d'un accord de phase parfait $\Delta k = 0$, et la courbe bleue représente le cas d'une compensation du désaccord de phase par quasi-accord de phase. Figure tirée de [78].

1.4.2 Quasi-accord de phase

Une deuxième stratégie, d'abord développée pour les cristaux de GaAs massifs, est le quasi-accord de phase (QPM). Cette stratégie ne repose pas sur la réalisation exacte de la condition d'accord de phase, mais consiste à compenser périodiquement le déphasage entre les ondes introduit par le désaccord de phase en inversant le signe de la susceptibilité quadratique avec une période égale au double de la longueur de cohérence [18]. L'inversion du signe du $\chi^{(2)}$ inverse le sens du transfert d'énergie entre les ondes : en changeant de signe au moment où l'interaction devient destructive pour le signal généré, l'interaction reste constructive tout au long de la longueur du cristal. Cette méthode, moins efficace que l'accord de phase parfait (voir figure 1.16), présente néanmoins l'avantage de s'affranchir de toute ingénierie des modes guidés, et de pouvoir donc être implémentée dans des cavités massives, où elle s'est d'abord développée pour des raisons technologiques.

Exprimée avec les vecteurs d'onde, la condition de QPM consiste à ajouter un vecteur d'onde additionnel rendant compte de la périodicité introduite dans la condition d'accord de phase :

$$k_p - k_s - k_c - \frac{2l\pi}{\Lambda} = \Delta k_{\mathrm{QPM}} = 0 \tag{1.73}$$

18. Il suffit en fait que la période de la susceptibilité quadratique soit égale à $2lL_c$, où L_c est la longueur de cohérence et $l > 1$ un entier impair, mais l'interaction est d'autant plus efficace que l est petit.

où Λ est la périodicité de l'inversion du coefficient $\chi^{(2)}$, l est un entier impair appelé ordre du QPM (on prend en général $l = 1$ pour une efficacité maximale). Toutes les équations précédentes sont alors conservées en remplaçant Δk par Δk_{QPM}, et en multipliant d_{eff} par $2/\pi$ [78].

En pratique, dans le GaAs, le QPM est réalisé par inversion périodique des domaines cristallins, à travers une micro-structuration du substrat sur lequel le cristal de GaAs est épitaxié afin de définir les domaines d'inversion du GaAs. Les techniques de croissances de GaAs périodiquement orienté (OP-GaAs) reposent sur l'ajout d'une couche de germanium (Ge) [84], ou une étape de *wafer-bonding* [85] qui permettent de faire croître du GaAs dont l'orientation cristalline est inversée par rapport à celle du substrat. Après définition des domaines d'inversion par gravure, une reprise d'épitaxie permet alors de faire croître un cristal d'OP-GaAs. Cependant, la propagation de défauts de croissance aux interfaces entre les différents domaines ou dans les domaines inversés, et des problèmes de planéité des croissances ont longtemps limité l'efficacité de cette technique pour les interactions paramétriques en guides d'ondes à cause de niveaux de pertes élevés. Les premières interactions paramétriques dans des cristaux d'OP-GaAs ont donc eu lieu dans des cristaux massifs, avec notamment la démonstration en 2004 du premier OPO en GaAs par Vodopyanov *et al.* [86]. D'intenses efforts technologiques ont depuis permis d'atteindre des niveaux de pertes acceptables dans les guides d'ondes OP-GaAs [53], permettant des interactions paramétriques efficaces avec notamment la démontration d'un OPO en guide d'ondes dans le MIR [61].

Dans un autre type de cavité, plus récemment, une stratégie de QPM dans des semi-conducteurs III-V sans croissance de domaines inversés a été proposée par Dumeige et Féron [87] dans des cavités à modes de galerie où la géométrie circulaire couplée à la forme de la maille cristalline suffit pour assurer la périodicité de la susceptibilité quadratique. Cette technique a aussi pu être implémentée expérimentalement dans le GaAs [88] et l'AlGaAs [89].

1.4.3 Accord de phase par biréfringence de forme

Une dernière stratégie d'accord de phase dans les guides d'ondes en (Al)GaAs consiste à rendre le matériau artificiellement biréfringent à l'échelle de l'onde qui se propage dans le guide. Cette technique, appelée *biréfringence de forme*, repose sur le fait qu'un matériau structuré à une échelle sub-longueur d'onde est similaire à un matériau homogène à l'échelle de l'onde, alors que la structuration peut permettre de modifier les propriétés macroscopiques du matériau, ici briser sa symétrie TE-TM. L'indice optique effectif perçu par l'onde lors de sa propagation dépend alors de sa polarisation, permettant de satisfaire la condition d'accord de phase. Cependant, si le cœur du guide d'onde reste essentiellement constitué de

GaAs, les propriétés non linéaires du guide d'ondes seront peu modifiées.

Plus précisément, si on considère un matériau infini constitué d'une alternance de couches d'indices optiques n_1 et n_2, respectivement d'épaisseur h_1 et h_2, avec h_1 et h_2 petits devant la longueur d'onde et une onde se propageant dans le plan des couches, les indices effectifs vus par l'onde sont les suivants [90] :

- Onde polarisée TE (parallèlement au plan des couches) :

$$n_{\mathrm{TE}}^2 = \frac{h_1}{h_1+h_2} n_1^2 + \frac{h_2}{h_1+h_2} n_2^2 \tag{1.74}$$

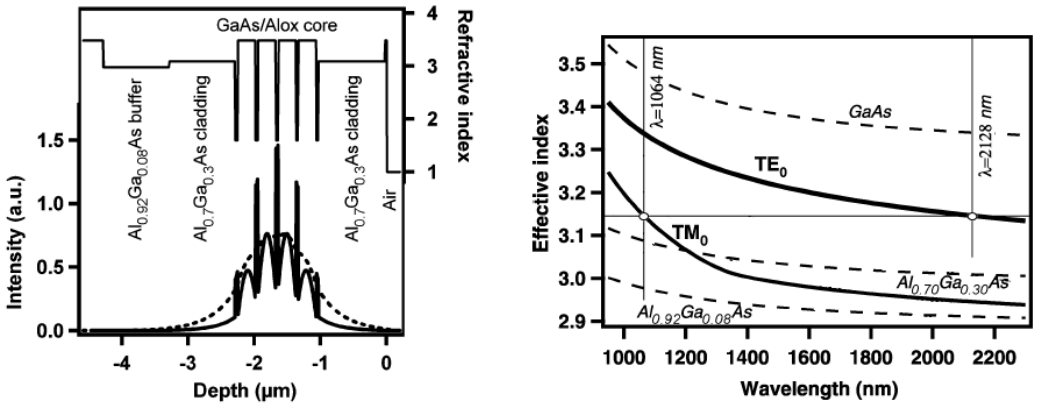
- Onde polarisée TM (perpendiculairement au plan des couches) :

$$\frac{1}{n_{\mathrm{TM}}^2} = \frac{h_1}{h_1+h_2}\frac{1}{n_1^2} + \frac{h_2}{h_1+h_2}\frac{1}{n_2^2} \tag{1.75}$$

Ces équations, qui ne sont rigoureuses que dans la limite de couches infiniment fines, peuvent être généralisées au delà de cette limite [91]. Cependant, ces expressions simples permettent de mettre en évidence le fait que la biréfringence du matériau peut être ajustée de manière arbitraire par l'insertion de fines couches d'un autre matériau, via le taux de remplissage $y = \frac{h_1}{h_1+h_2}$ et le contraste d'indice entre les deux matériaux. Comme il apparaît en figure 1.17, cette technique d'accord de phase permet de réaliser l'accord de phase de type I entre deux modes fondamentaux du guide, ayant donc un fort recouvrement spatial, et donc une intégrale de recouvrement non linéaire Γ importante.

Cette technique d'accord de phase a été proposée pour la première fois dans des guides d'ondes en GaAs par Van der Ziel en 1975 pour le doublage en fréquence d'un laser à CO_2 émettant à 10.6 µm [93]. Dans ce cas, les couches de faible indice sont des couches d'$Al_xGa_{1-x}As$, l'indice de ce matériau diminuant quand la proportion d'aluminium dans l'alliage augmente [94]. Cependant, le faible contraste d'indice entre le GaAs ($x = 0$) et l'AlAs ($x = 1$) limite la biréfringence de forme atteignable dans les hétérostructures AlGaAs [95]. Si celle-ci est suffisante pour remplir la condition d'accord de phase dans le MIR où la dispersion est faible, elle n'atteint pas des valeurs suffisantes pour compenser la dispersion accrue du GaAs à proximité du gap dans le proche infrarouge (NIR).

Cette limite a été dépassée grâce à la découverte du processus d'oxydation thermique humide de l'AlAs au début des années 1990 [96], qui a permis de l'émergence d'un nouveau matériau stable, dense et homogène : l'oxyde d'aluminium (AlOx). Ce matériau, obtenu par oxydation sélective des couches riches en Al d'une hétérostructure AlGaAs, possède un faible indice optique (autour de 1.6) [97], ce qui permet un grand contraste d'indice avec le GaAs (autour de 3.5), suffisant pour réaliser l'accord de phase dans l'ensemble de la plage de transparence du GaAs [98].



(a) Profil des modes guidés

(b) Indices effectifs

Figure 1.17 – Accord de phase de type I par biréfringence de forme pour la conversion de fréquence 1.06 μm ↔ 2.12 μm. (a) Profil transverse des deux modes accordés en phase. Le mode TE_{00} est représenté en lignes pointillées, et le mode TM_{00} en traits pleins. Au dessus des modes, le profil d'indice du guide d'onde est tracé. (b) Indices effectifs des modes guidés par le guide d'ondes. Les deux modes TE_0 et TM_0 accordés en phase sont représentés en traits pleins épais et les dispersions massives des matériaux constitutifs du guide d'ondes sont tracées en pointillés. Tiré de [92].

En particulier, cette technique d'accord de phase avec une étape d'oxydation humide été étudiée et développée chez *Thomson CSF* (aujourd'hui *Thales*) où l'accord de phase a été expérimentalement réalisé dans des guides AlGaAs/AlOx à la fin des années 1990 [57]. Cette première démonstration a ouvert la voie à la conception de guides d'ondes partiellement oxydés pour différentes interactions paramétriques : DFG du NIR vers le MIR [99, 100], SHG en régime pulsé à partir de 1.6 μm [101] puis à partir de 2 μm [56], et FP à partir de 1.06 μm en régime continu [59].

La principale limitation de ces dispositifs réside cependant dans un niveau de pertes de propagation relativement élevé, lié à l'étape d'oxydation. De nombreux efforts menés dans l'équipe *DON* du laboratoire MPQ sur la conception et la fabrication de ces guides d'ondes ont permis d'atteindre des efficacités de conversion à l'état de l'art [102, 103], positionnant les guides d'ondes GaAs/AlOx comme une alternative sérieuse au $LiNbO_3$.

La biréfringence de forme dans des systèmes GaAs/AlOx excite ainsi un intérêt qui se manifeste par la conception et la démonstration d'autres dispositifs pour la conversion de fréquence basés sur ce type d'accord de phase. On peut ainsi citer des guides étroits réalisés à Stanford pour la SHG à 1.55 μm dans lesquels le fort confinement, en exhaltant l'intensité du champ lumineux, permet de se contenter d'une seule couche d'AlOx dans le cœur en AlGaAs pour vérifier la condition

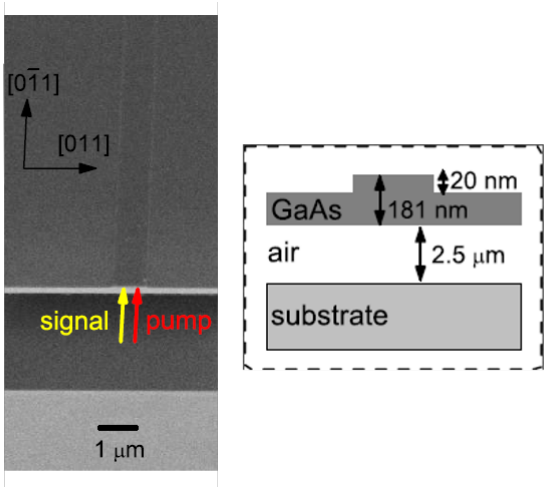


Figure 1.18 – À gauche, image au MEB d'un guide GaAs suspendu. Le guide d'ondes est situé à l'emplacement des flèches. À droite, schéma de la structure verticale. Tiré de [109].

d'accord de phase [104]. De même, le groupe du professeur Kondo à l'université de Tokyo a conçu et réalisé des guides fortement confinants en insérant une fine couche de AlGaAs entre deux gaines en AlOx. Dans ce type de guide, la biréfringence ainsi créée permet aussi de générer le SH d'un signal à 1.55 µm [105, 106].

Enfin, sur la plate-forme GaAs, on peut aussi mentionner des propositions de biréfringence de forme en utilisant l'air comme matériau de faible indice, ce qui permet d'obtenir un contraste d'indice maximal d'une part, et de s'affranchir des pertes liées à l'AlOx d'autre part. Des propositions théoriques ont ainsi été faites en libérant un espace vertical dans un guide d'ondes AlGaAs pour la SHG à 1.55 µm [107], ou en libérant une membrane horizontale de GaAs suspendue au-dessus du substrat pour la DFG vers le MIR [108]. Cette dernière proposition a été suivie d'une réalisation expérimentale en 2014 : dans la structure représentée en figure 1.18, un signal de DFG compris entre 2800 et 3150 nm a été généré à partir de deux signaux continus autour de 1 µm avec une efficacité normalisée de $\sim 2800\%\mathrm{W}^{-1}\mathrm{cm}^{-2}$ [109].

Chapitre 2

Oscillation paramétrique optique en guides d'ondes AlGaAs/AlOx

Dans ce chapitre, je décrirai comment nos guides d'ondes basés sur la biréfringence de forme GaAs/AlOx nous ont permis de démontrer le premier OPO en guide d'ondes semiconducteur dans le proche infrarouge. Dans un premier temps, j'expliquerai comment l'hétérostructure et le guide d'ondes ont été dessinés, fabriqués et caractérisés. Une deuxième partie sera ensuite consacrée à la mise en cavité de ces guides d'ondes non linéaires, du dépôt des miroirs diélectriques à l'obtention expérimentale de cette première oscillation paramétrique.

2.1 Guide d'ondes AlGaAs/AlOx pour la conversion de fréquence

Dans cette section, nous nous limiterons à un convertisseur de fréquence sans cavité optique : il s'agit ici de présenter les performances du milieu à gain de notre OPO. Les principales étapes de la fabrication et de la caractérisation de ces guides d'ondes seront donc passées en revue.

2.1.1 Conception et fabrication

Le dessin de l'hétérostructure verticale et le protocole de fabrication des guides d'ondes pour la conversion de fréquence ont été établis au cours de la thèse de Marco Ravaro [110], puis améliorés pendant des travaux de thèse postérieurs [64, 111]. Nous en rappellerons ici les principales idées.

Dessin de l'hétérostructure

On cherche à concevoir un dispositif permettant d'obtenir un signal de fluorescence paramétrique à partir d'un laser de pompe à 1064 nm. D'après les formules (1.74) et (1.75), en insérant des couches de faible indice dans le GaAs, à longueur d'onde égale, l'indice d'une onde polarisée TM est plus faible que l'indice d'une onde polarisée TE. La biréfringence à atteindre étant plus faible pour un accord de phase de type I, c'est ce schéma que nous adopterons, et à la dégénérescence la condition d'accord de phase entre les deux modes fondamentaux du guide d'ondes s'écrit alors :

$$n_{\mathrm{TE}_{00}}(2128\ \mathrm{nm}) = n_{\mathrm{TM}_{00}}(1064\ \mathrm{nm}) \tag{2.1}$$

La vérification de cette équation doit bien sûr être la propriété centrale du dispositif, mais l'efficacité de ce dernier se traduit aussi par un certain nombre de lignes directrices à suivre lors de la phase de conception :

- **Orientation des guides d'ondes :** Dans le GaAs, les seuls coefficients non nuls de la susceptibilité quadratique sont ceux qui couplent les composantes du champ électromagnétique selon les trois directions cristallines [1]. La pompe et les ondes générées n'auront donc pas toutes la même polarisation. Compte tenu du fait que, dans nos guides, les ondes sont polarisées perpendiculairement à la direction de propagation de l'onde guidée, les guides d'ondes seront orientés selon la direction cristalline (110) pour une épitaxie du GaAs réalisée selon la direction (001).
- **Injection sélective des modes fondamentaux :** Pour ne pas perdre de puissance de pompe dans des modes d'ordre plus élevés qui ne sont pas accordés en phase, les guides d'ondes doivent être monomodes à la plus grande des longueurs d'ondes en jeu, ou ne supporter que le premier mode horizontal impair, qui a un recouvrement quasiment nul avec un faisceau gaussien centré sur la facette du guide d'ondes.
- **Maximisation de l'intégrale de recouvrement non linéaire Γ :** La susceptibilité quadratique de l'AlGaAs diminue quand la proportion d'aluminium augmente [112]. Pour assurer le confinement de l'onde dans le cœur en GaAs, deux gaines en AlGaAs sont situées de part et d'autre de la couche de GaAs. Le mode guidé doit donc être autant que possible confiné dans le cœur, afin de limiter l'interaction non linéaire dans les gaines. De plus, l'AlOx est un matériau amorphe, donc à la susceptibilité quadratique nulle. Pour cette raison, le dessin doit être optimisé de sorte à contenir le plus faible volume d'AlOx possible.
- **Minimisation des pertes :** Les défauts à l'interface entre les couches

1. Les trois coefficients non nuls du tenseur de susceptibilité quadratique d sont de plus égaux grâce à la symétrie crystalline du GaAs : $d_{14} = d_{25} = d_{36}$.

oxydées et les couches semi-conductrices sont une source de pertes de propagation. Pour limiter les pertes, il faut donc insérer le moins de couches d'AlOx possible, tout en en conservant un nombre suffisant pour atteindre la biréfringence nécessaire à l'accord de phase.

- **Sélectivité de l'oxydation :** Les couches d'AlOx étant obtenues par oxydation thermique humide de couches d'AlGaAs à forte teneur en aluminium, on ne souhaite oxyder que les couches destinées à l'obtention de la biréfringence de forme. En particulier, on ne souhaite pas oxyder les gaines du guide d'ondes, ce qui limite le taux d'Al que l'on peut y mettre.
- **Contraintes technologiques :** Afin de pouvoir réaliser la réaction d'oxydation, l'épaisseur des couches d'AlOx doit être supérieure à 10 nm. Par ailleurs, afin d'éviter des problèmes de tenue mécanique apparaissant lors de l'oxydation de couches épaisses, M. Ravaro s'est limité à des couches d'épaisseur inférieure à 300 nm.

En pratique, le calcul de la structure verticale du guide d'ondes se fait au moyen de simulations 1D par la méthode des matrices de transfert [90]. Cette méthode néglige les effets dûs au confinement dans la direction transversale, mais présente l'avantage de la rapidité de calcul pour un premier dessin de la structure verticale. De plus, dans nos structures, le confinement vertical est plus important que le confinement transversal, ce qui rend cette approximation acceptable dans un premier temps. Dans ces simulations, les indices de l'$Al_xGa_{1-x}As$ sont calculés avec le modèle de Gehrsitz [94].

Dans un premier temps, les dimensions du cœur et des gaines sont déterminées pour un guide simple AlGaAs/GaAs/AlGaAs, la proportion d'aluminium dans les gaines étant fixée à 70%, valeur maximale pour éviter une oxydation non souhaitée. On insère ensuite des couches d'AlOx de manière progressive dans le cœur en GaAs jusqu'à atteindre la biréfringence nécessaire pour compenser la dispersion du GaAs. L'épaisseur des couches d'AlOx est ajustée de sorte à maximiser le facteur de remplissage $\frac{h_{\mathrm{GaAs}}}{h_{\mathrm{GaAs}}+h_{\mathrm{AlOx}}}$ tout en minimisant le nombre de couches d'AlOx nécessaires. Il est à noter que, pour l'homogénéité de l'oxydation, les couches d'AlOx doivent être de même épaisseur. Pendant sa thèse, Marco Ravaro a convergé vers des couches d'AlOx de 33 nm d'épaisseur, pour lesquelles l'expertise de l'équipe *DON* en matière d'oxydation s'est ensuite développée. Dans tous les travaux menés ultérieurement, cette épaisseur a donc été conservée, au risque de multiplier le nombre de couches d'AlOx [2] [114].

2. La vitesse d'oxydation est très dépendante de l'épaisseur des couches à oxyder [113], et le système d'oxydation en place au laboratoire MPQ jusqu'au milieu de cette thèse ne permettait pas de gros écarts aux valeurs connues sous peine de devoir re-développer une connaissance des paramètres d'oxydation optimaux. Le nouveau système d'oxydation mis en place au cours de cette thèse (cf. partie 3.1.1 et annexe A) pourrait permettre de lever cette contrainte grâce au contrôle *in situ* de la progression du front d'oxydation.

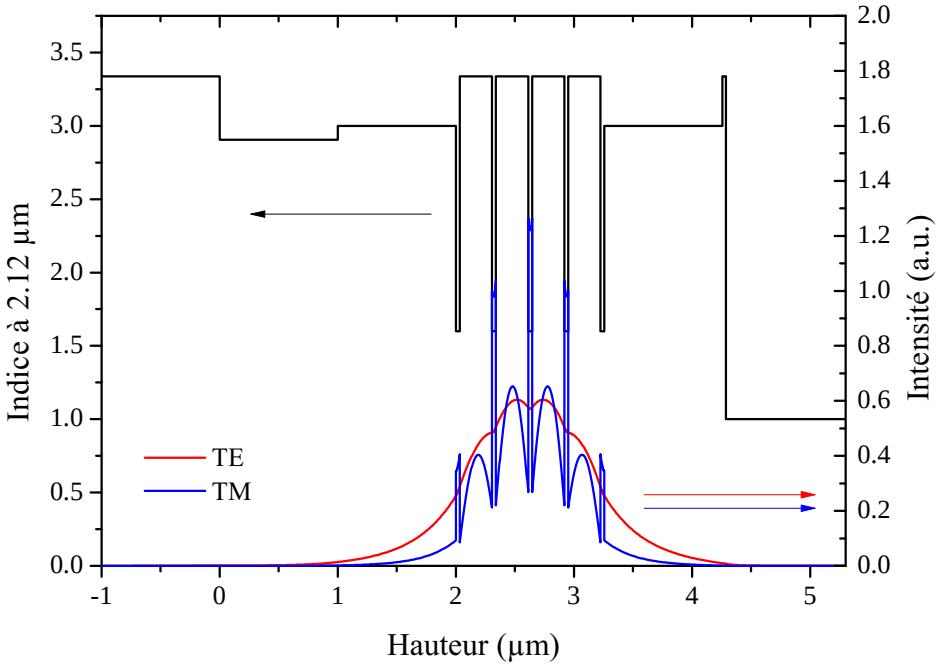


Figure 2.1 – Hétérostructure dessinée pour un accord de phase de type I entre un champ polarisé TM à 1064 nm et un champ polarisé TE à 2128 nm au moyen d'un confinement vertical. La courbe noire représente le profil d'indice dans la direction verticale du guide d'ondes, et les courbes bleue et rouge représentent respectivement les profils en intensité des modes TM_{00} à 1064 nm et TE_{00} à 2128 nm.

Avec cette procédure, on converge vers la structure présentée en figure 2.1, et dont l'hétérostructure verticale est détaillée dans le tableau 2.1. Nous appellerons cette structure verticale « Structure OPO » dans la suite de cette thèse. Par rapport à la structure basique « gaine/cœur/gaine » décrite précédemment, cette structure comporte une couche tampon d'$Al_{0.92}Ga_{0.08}As$ de 1000 nm d'épaisseur afin d'améliorer le confinement optique du mode et d'éviter sa fuite vers le substrat : cette couche ne sera jamais exposée à l'air par gravure, et ne risque donc pas d'être oxydée. De plus, on a aussi ajouté une fine couche de GaAs au sommet de l'hétérostructure : cette couche n'a aucun rôle optique, mais seulement un rôle protecteur à long terme vis à vis d'une oxydation éventuelle à l'air libre de la gaine supérieure.

Les simulations 1D ne tenant pas compte du confinement latéral fourni par la gravure profonde d'un *mesa*, on peut ensuite étudier le décalage de la longueur d'onde correspondant à la dégénérescence [3] en fonction de la largeur du guide gravé.

3. Il s'agit de la longueur d'onde vérifiant la condition d'accord de phase à la dégénérescence

	Matériau	**Épaisseur**		**Épaisseur totale**
Protection	GaAs	30 nm		4287 nm
Gaine supérieure	$Al_{0.7}Ga_{0.3}As$	1000 nm		4257 nm
Coeur guidant	AlOx	33 nm		3257 nm
	GaAs	273 nm	×4	
	AlOx	33 nm		
Gaine inférieure	$Al_{0.7}Ga_{0.3}As$	1000 nm		2000 nm
Couche tampon	$Al_{0.92}Ga_{0.08}As$	1000 nm		1000 nm
Substrat	GaAs			

Table 2.1 – Hétérostructure verticale pour l'accord de phase de type I entre le mode TM_{00} à 1064 nm et le mode TE_{00} à 2128 nm.

Pour cela, on utilise des simulations 2D basées sur une méthode de différences finies dans le domaine fréquentiel (FDFD) pour calculer l'indice effectif de chacun des modes guidés en fonction de la longueur d'onde. Le confinement latéral décale alors la dégénérescence de la fluorescence paramétrique vers l'infrarouge, d'autant plus que la largeur du guide d'ondes est faible (voir figure 2.2).

Cet écart entre les positions de la courbe d'accord de phase obtenues avec des simulations 1D et 2D doit cependant être relativisé par les tolérances liées à la fabrication de l'hétérostructure. Sur une structure très similaire, De Rossi *et al.* ont montré que des erreurs de l'ordre de 15 % sur l'indice optique de l'AlOx ou de 2 % sur l'épaisseur des couches de GaAs pouvaient décaler la courbe d'accord de phase de l'ordre d'une dizaine de nanomètres [92]. Or, les valeurs de l'indice de l'AlOx rapportées dans la littérature, bien que relativement homogènes [97], sont en général contenues dans cette barre d'erreur. En effet, la dispersion de l'AlOx dépend *a priori* des conditions d'oxydation (température, épaisseur et composition des couches oxydées...), et les différentes études de la dispersion de l'AlOx ne se penchent pas sur cet aspect [97, 115]. D'autre part, un écart à la consigne de 2% n'est pas rare dans une structure épitaxiée, et les approximations commises lors de calculs 1D peuvent donc être compensées par les tolérances de fabrication.

Fabrication des échantillons

La procédure de fabrication des échantillons est décrite en figure 2.3. Elle se déroule selon plusieurs étapes :

$n_{TE_{00}}(2\lambda_p) = n_{TM_{00}}(\lambda_p)$, qui vaut 1064 nm pour un guide infiniment large de la structure nominale décrite dans le tableau 2.1.

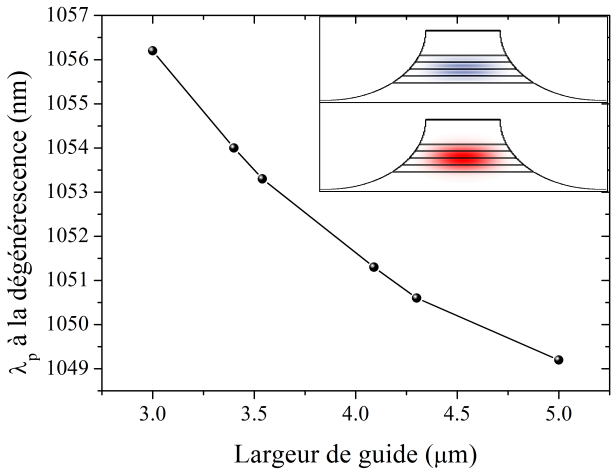
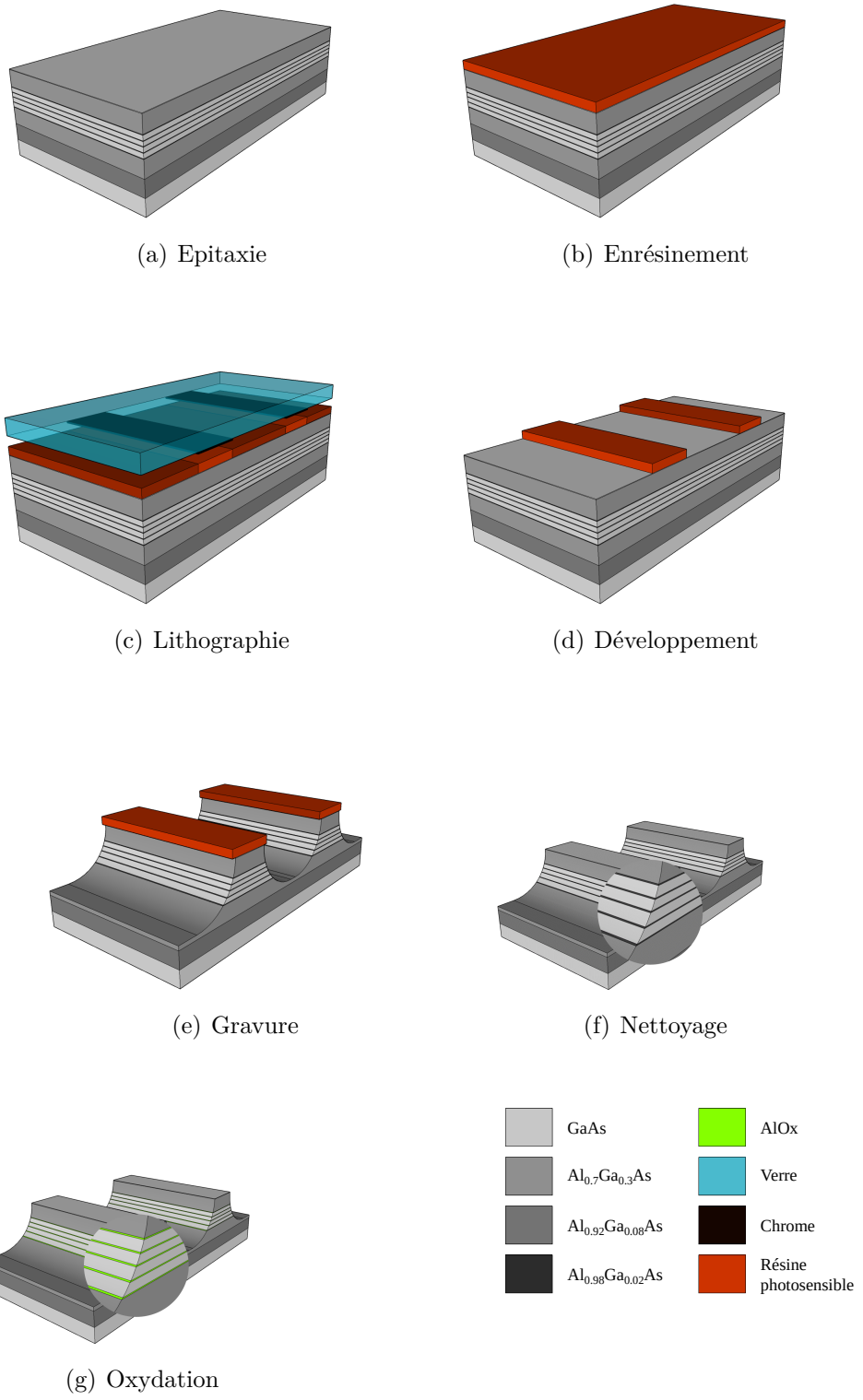


Figure 2.2 – Effet du confinement latéral sur la longueur d'onde vérifiant l'accord de phase à la dégénérescence. Les points sont obtenus par simulation numérique de la structure décrite dans le tableau 2.2 après oxydation (structure réelle), et la ligne n'est qu'un guide visuel. En encart, les modes guidés TM_{00} à λ_p et TE_{00} à $\lambda_{s,c}$ pour des guides de 4 μm de largeur (mesurée au sommet).

Epitaxie L'hétérostructure précédemment calculée est fabriquée par épitaxie par jets moléculaires (EJM), méthode de croissance qui permet de contrôler la composition et l'épaisseur des couches à la mono-couche atomique près. Pour la structure décrite dans le tableau 2.1, la croissance a été faite au *III-V Lab* par Xavier Marcadet en 2008. Par rapport à la structure décrite dans le tableau, l'hétérostructure que l'on fait croître par EJM ne comporte pas de couche d'AlOx : dans la fiche de croissance, celles-ci sont remplacées par des couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ de 37.5 nm d'épaisseur. Ces couches seront oxydées par la suite pour obtenir la structure désirée, l'oxydation donnant lieu à une contraction des couches d'environ 12% [116, 117]. Par ailleurs, le fait de créer les couches d'oxyde d'aluminium à partir de couches $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ plutôt que d'AlAs permet une meilleure tenue mécanique des couches oxydées [113].

Dans ce travail de thèse, sauf mention du contraire, lors de l'épitaxie, les couches d'AlGaAs sont réalisées par des super-réseaux, alternance de GaAs et d'AlAs sur une période de quelques mono-couches . Ainsi que nous le verrons en partie 3.1.2, le choix d'utiliser des super-réseaux plutôt que des alliages ternaires est important pour le bon déroulement de l'étape d'oxydation.

Malgré le bon contrôle de la croissance lors d'une EJM, l'hétérostructure obtenue peut légèrement différer de la structure nominale. Or, la condition d'accord de phase est très sensible à certains paramètres de croissance [92]. Afin de connaître précisément les épaisseurs et concentrations en Al de l'hétérostructure



(a) Epitaxie (b) Enrésinement

(c) Lithographie (d) Développement

(e) Gravure (f) Nettoyage

(g) Oxydation

Figure 2.3 – Procédure de fabrication des guides d'ondes AlGaAs/AlOx. À l'exception de l'étape (a), toutes les étapes décrites ici sont effectuées au laboratoire MPQ.

	Matériau	Concentration Al	Épaisseur	
Protection	GaAs	0.0	30.71 nm	
Gaine supérieure	AlGaAs	0.6988	1019.85 nm	
Coeur guidant	AlGaAs	0.9698	38.25 nm	
	GaAs	0.0	261.02 nm	×4
	AlGaAs	0.9698	38.25 nm	
Gaine inférieure	AlGaAs	0.6988	1019.85 nm	
Couche tampon	AlGaAs	0.9206	1025.47 nm	
Substrat	GaAs			

Table 2.2 – Hétérostructure verticale pour l'accord de phase de type I entre 1,064 µm et 2,128 µm fabriquée par EJM.

fabriquée, celle-ci a été caractérisée au Laboratoire d'Analyse et d'Architecture des Systèmes (LAAS) par diffraction aux rayons X à haute résolution (*Brucker D8 Discover*) autour de la réflexion (004) correspondant à la radiation CuKα [118]. Le spectre ainsi obtenu est ajusté avec un spectre simulé numériquement pour déduire l'hétérostructure effectivement obtenue en fin de croissance (tableau 2.2), présentant un écart de 2 à 4% avec la structure nominale.

Les structures sont épitaxiées sur des substrats de GaAs de diamètre 2 pouces. Dans la suite de la fabrication, nous ne travaillons que sur des morceaux de $\simeq$1 cm^2 prélevés sur la plaque épitaxiée. Ces échantillons sont d'abord amincis à une épaisseur d'environ 300-400 µm afin de faciliter le clivage des échantillons sans trop les fragiliser [4].

Lithographie optique Après un nettoyage à l'acétone, à l'isopropanol et un traitement au plasma à oxygène afin d'enlever toute poussière ou résidu organique de la surface de l'échantillon, le morceau de plaque est recouvert d'abord d'un promoteur d'adhérence, le HMDS (hexamethyldisilazane), puis d'une résine photosensible, la résine *Microposit* S1805. Le promoteur d'adhérence et la résine sont déposés de manière homogène sur l'ensemble de l'échantillon par *spin-coating* : après dépôt de quelques gouttes de produit au centre de l'échantillon, on fait tourner rapidement celui-ci sur lui-même pendant quelques dizaines de secondes.

Cette résine photosensible permet de transférer un motif d'un masque optique sur l'échantillon. En effet, en exposant l'échantillon couvert de résine à un rayonnement ultraviolet à travers un masque optique, les propriétés chimiques de la résine sont modifiées aux endroits non protégés par le masque. Les motifs sont ensuite

4. Cette étape peut aussi être réalisée juste avant le clivage préalable à l'étape d'oxydation, quand la planéité de la face inférieure est devenue moins critique.

révélés au moyen d'un développeur, MF319 (*Microposit*), qui dissout sélectivement la résine exposée. Les lignes formées par la résine définissent alors l'emplacement des guides d'ondes.

Gravure chimique Il faut maintenant transférer le motif de la résine dans la profondeur de l'échantillon afin de définir les *mesas* qui assurent le confinement latéral. La résine protège alors l'échantillon qui n'est gravé que dans les zones non protégées par la résine. Cette gravure s'effectue au moyen d'une solution de $HBr:CH_3OOH:K_2Cr_2O_7$ dans les proportions 1:1:1 (BCK). Ce mélange permet une gravure homogène, isotrope et non sélective. L'isotropie de la gravure permet d'obtenir des flancs lisses, mais donne lieu à un phénomène d'*undercut* : la zone située sous les rubans de résine est aussi gravée, la vitesse de gravure latérale étant deux fois plus faible que la vitesse de gravure verticale. Cet effet doit donc être pris en compte au préalable dans le dessin des rubans de résine.

Préalablement à la gravure au BCK, une désoxydation de l'échantillon est effectuée en plongeant quelques secondes l'échantillon dans un bécher d'acide chlorhydrique (HCl). Ceci permet de retirer par gravure sélective les oxydes natifs qui ont pu se former à la surface de l'échantillon : la surface en fin de gravure est ainsi plus uniforme.

La vitesse de gravure dans la solution de BCK étant en général peu reproductible (sensibilité à la température, à l'agitation, vieillissement rapide de la solution), la gravure de l'échantillon sur une profondeur de 3 µm s'effectue en général en deux ou trois étapes [5], avec un contrôle de la profondeur gravée à l'aide d'un profilomètre *Dektak* entre chaque étape.

Quand la profondeur de gravure souhaitée est atteinte, l'échantillon est nettoyé dans des bains d'acétone et d'isopropanol afin d'éliminer les résidus de résine. Ce nettoyage doit être effectué avec beaucoup de soin pour éliminer tous les résidus organiques susceptibles de polluer l'étape d'oxydation, sans recourir pour autant à l'utilisation d'un plasma à oxygène dont l'action sur les couches riches en aluminium n'est pas contrôlée.

Oxydation sélective Après la gravure de l'échantillon, celui-ci est clivé perpendiculairement aux guides d'ondes en barrettes de quelques millimètres de long, typiquement 2 ou 3 mm. Comme les guides sont orientés dans la direction cristalline (110), le plan $(1\bar{1}0)$ perpendiculaire aux guides d'ondes est un plan de clivage naturel du GaAs et cette opération permet de définir proprement les facettes de l'échantillon.

5. Dans les conditions usuelles de température et d'agitation, le temps total de gravure est de l'ordre de la minute.

Les échantillons clivés sont ensuite oxydés individuellement. Cette dernière étape est cruciale pour obtenir le profil d'indice souhaité. La réaction permettant d'obtenir un oxyde d'aluminium de bonne qualité optique et mécanique à partir des fines couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ est appelée « oxydation latérale thermique humide ». La réaction a en effet lieu sous une atmosphère sans oxygène chargée en vapeur d'eau, à une température comprise entre 400 et 500°C ; le front d'oxydation progresse à partir du bord du *mesa* gravé vers le centre. L'oxydation, hautement sélective sur la teneur en aluminium, consiste schématiquement à remplacer les atomes d'arsenic par des atomes d'oxygène dans les couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$. Les atomes d'oxygène étant plus petits que les atomes d'arsenic, cela explique (en partie du moins) la contraction des couches oxydées évoquée plus haut.

Au début de cette thèse, l'étape d'oxydation était réalisée au moyen d'un four tubulaire en quartz, entouré d'une résistance chauffante, et dans lequel s'insérait une canne en quartz munie d'un porte-échantillon. À l'entrée du tube de quartz, on faisait buller du diazote (N_2) dans un bécher rempli d'eau déionisée et chauffée à 70°C. Ce gaz humide, dont le débit était contrôlé au moyen d'un robinet, traversait le four et était évacué à l'autre extrémité du tube avec les produits arseniés qu'il contenait, en bullant à nouveau dans un bécher d'eau sous une hotte aspirante. Cependant, l'étape d'oxydation dépend de nombreux paramètres dont l'influence exacte est encore mal comprise, et dont le contrôle précis n'était pas permis par ce four d'oxydation. Par ailleurs, l'étape d'oxydation est à l'origine de pertes de propagation, ainsi qu'il a été établi dans les thèses d'Erwan Guillotel [111] et Marc Savanier [64]. Il convient donc d'éviter des temps d'oxydation trop longs et la sur-oxydation. Un nouveau système d'oxydation avec contrôle *in situ* a donc été développé pendant cette thèse, dont les détails techniques sont précisés en annexe A. Les échantillons dont il sera question dans ce chapitre et le chapitre 4 auront néanmoins été oxydés à l'aide du premier système d'oxydation, préalablement à l'installation du second, alors que les échantillons dont il sera question dans le chapitre 3 ont été oxydés grâce au nouveau système, ou avec un système très similaire installé au LAAS. En fin de fabrication, l'échantillon est alors composé d'une série d'une trentaine de guides tels que celui présenté en figure 2.4.

Réaction d'oxydation

Avant d'aborder les caractéristiques des échantillons ainsi fabriqués, attardons-nous sur la réaction d'oxydation qui constitue une des pistes clés pour l'amélioration des performances de ces dispositifs. De manière analogue au modèle de Deal et Groove pour l'oxydation du silicium [119], de nombreux efforts ont été effectués pour développer un modèle permettant de prédire *a priori* la vitesse d'oxydation de couches minces d'AlAs [120–123]. Cependant, ceux-ci ne permettent pas encore de décrire quantitativement la réaction d'oxydation, bien que les tendances qualitatives

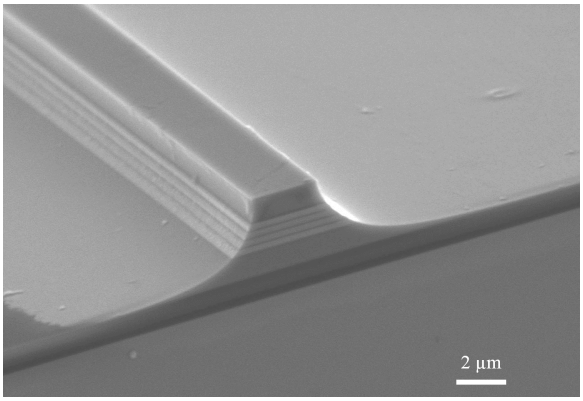


Figure 2.4 – Image MEB d'un guide d'ondes réalisé à partir de la structure OPO. Les zones les plus foncées correspondent aux couches plus riches en aluminium, les fines couches noires étant les couches d'AlOx.

soient en accord avec les résultats expérimentaux [121]. Il est donc nécessaire de calibrer le four d'oxydation, ou de bénéficier d'un suivi *in situ*.

La réaction d'oxydation en elle-même est décrite par les équations suivantes, inférées à partir de mesures Raman ou de spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS) [120, 124, 125] :

$$2AlAs + 6H_2O = Al_2O_3 + As_2O_3 + 6H_2 \tag{2.2a}$$

$$2AlAs + 3H_2O = Al_2O_3 + 2AsH_3 \tag{2.2b}$$

$$AlAs + 2H_2O = AlO(OH) + AsH_3 \tag{2.2c}$$

Ces réactions ont lieu au niveau du front d'oxydation sur une distance de quelques nanomètres dans un milieu amorphe et dense formé de As_2O_3 [6]. Dans ce milieu, l'arsine AsH_3 et la molécule de As_2O_3, instables aux températures autour de 425°C sous lesquelles se déroulent typiquement la réaction d'oxydation, peuvent se dégrader en atomes d'arsenic (As) :

$$2AsH_3 = 2As + 3H_2 \tag{2.3a}$$

$$2AsH_3 + 3H_2O = As_2O_3 + 6H_2 \tag{2.3b}$$

$$As_2O_3 + 3H_2 = 2As + 3H_2O \tag{2.3c}$$

$$As_2O_3 + 6H = 2As + 3H_2O \tag{2.3d}$$

Ces atomes d'arsenic [7] sont alors évacués au moyen de canaux de diffusion ouverts dans la matrice d'oxyde amorphe, dans laquelle seuls quelques grains

6. Dans une autre étude plus poussée de Cheong *et al.*, la formation de la molécule As_2O_5 est aussi mise en évidence. La réaction correspondante est alors donnée par : $2AlAs + 8H_2O = Al_2O_3 + As_2O_3 + 8H_2$. Cette réaction étant moins favorable thermodynamiquement que la réaction (2.2a), ils obtiennent ainsi 80% d'As_2O_3 et 20% d'As_2O_5 [126].

7. Des molécules d'As_2O_3 et de AsH_3, volatiles, peuvent aussi être évacuées de la sorte.

d'oxydes cristallisent sous la forme γ-Al_3O_3. Pour des temps d'oxydation longs, l'ensemble de la matrice d'oxyde cristallise, ce qui peut entraîner une instabilité mécanique de la structure à cause du désaccord de maille entre la couche oxydée et le GaAs.

La réaction d'oxydation peut donc globalement être synthétisée par les équations suivantes :

$$2\mathrm{AlAs} + 3\mathrm{H_2O} = \mathrm{Al_2O_3} + 2\mathrm{As} + 3\mathrm{H_2} \tag{2.4a}$$

$$2\mathrm{AlAs} + 4\mathrm{H_2O} = 2\mathrm{AlO(OH)} + 2\mathrm{As} + 3\mathrm{H_2} \tag{2.4b}$$

Ces équations mettent en avant le rôle primordial joué par l'ion d'hydrogène H^+ issu de l'adsorption de l'eau à la surface de l'échantillon. Cet ion, réduit en atome H au cours de la réaction, est l'agent oxydant qui réagit de manière hautement sélective en fonction de la concentration en aluminium (Al). En effet, si on substitue l'AlAs par de l'$Al_xGa_{1-x}As$ dans les équations précédentes, les réactions (2.2) et donc (2.4) sont d'autant plus thermodynamiquement défavorisées que x est grand. La présence de deux produits d'oxydation distincts – l'alumine Al_2O_3 en phase crystalline et l'hydroxyde d'aluminium amorphe AlO(OH) – est conforme aux observations réalisées au microscope électronique à transmission (MET) par E. Guillotel *et al.* sur nos structures [117].

Expérimentalement, de nombreux paramètres ont une influence sur la vitesse de progression du front d'oxydation [113, 127] :

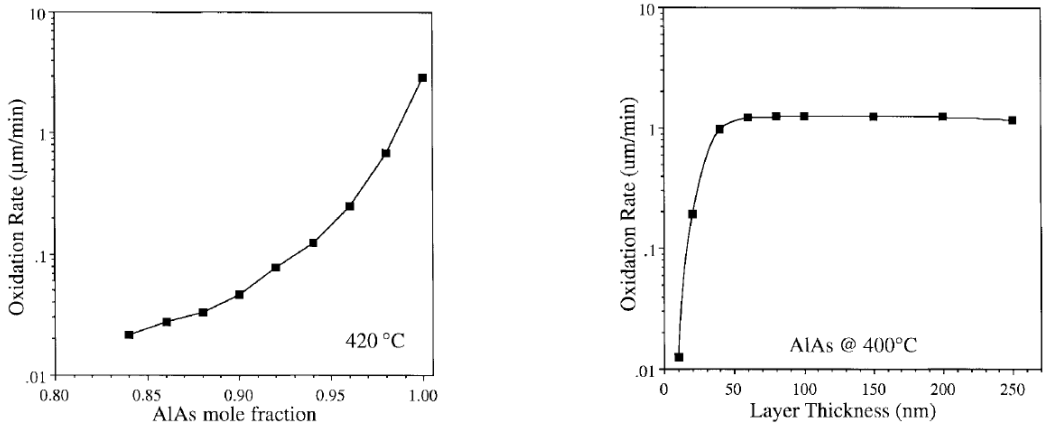
- **Température d'oxydation :** De manière qualitative, la profondeur d'oxydation en fonction du temps d'oxydation peut être décrite avec le modèle de diffusion développé par Deal et Groove :

  $$x_{\mathrm{ox}}^2 + Ax_{\mathrm{ox}} = Bt_{\mathrm{ox}} \tag{2.5}$$

  où A et B sont deux constantes liées à la diffusion des espèces réactives dans l'oxyde (B) et au taux de réaction ou à l'apport des espèces oxydantes (B/A). Dans la limite des faibles profondeurs d'oxydation dans laquelle nous nous trouvons, la profondeur oxydée dépend donc linéairement du temps d'oxydation ; la vitesse d'oxydation v_{ox} est alors constante au cours de la réaction. Celle-ci suit une loi d'Arrhénius :

  $$v_{\mathrm{ox}} = v_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \tag{2.6}$$

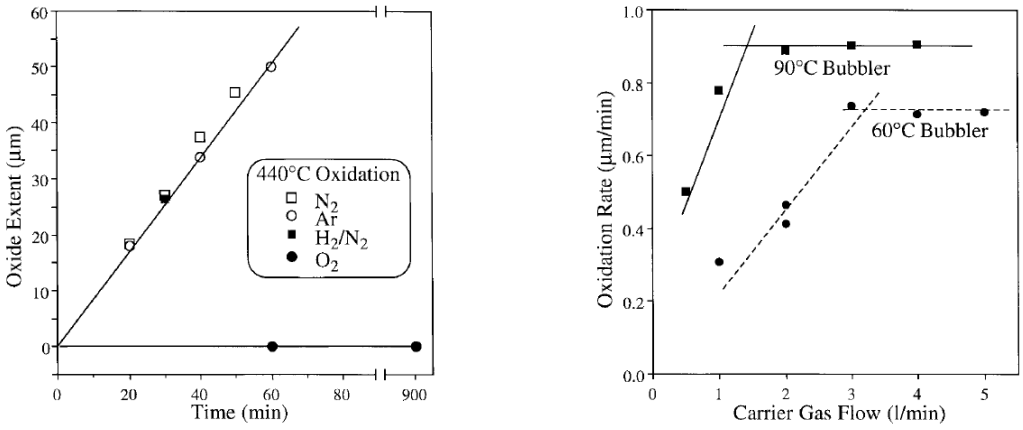
  où E_a est l'énergie d'activation de la réaction, k_B la constante de Boltzmann et T la température d'oxydation. Pour nos échantillons, on a typiquement $E_a \sim 1.5 - 1.7$ eV, en bon accord avec la littérature [113]. La réaction est donc d'autant plus rapide que la température du four est élevée.



(a) (b)

Figure 2.5 – Influence des paramètres de la structure épitaxiée sur la vitesse d'oxydation. (a) Influence de la concentration en aluminium pour des couches d'épaisseur 100 nm oxydées à 420°C. (b) Influence de l'épaisseur pour des couches d'AlAs oxydées à 400°C. Tiré de [113].

- **Concentration en aluminium :** Comme il apparaît en figure 2.5a, la vitesse d'oxydation est très dépendante de la teneur en aluminium des couches d'AlGaAs (noter que l'échelle verticale est logarithmique). Cette propriété de l'oxydation humide est cruciale pour nos dispositifs car elle nous permet d'oxyder sélectivement les couches situées dans le cœur du guide d'ondes, sans oxyder les gaines.
- **Épaisseur des couches :** Comme il est visible en figure 2.5b, pour des couches d'épaisseur supérieures à 60 nm, la vitesse d'oxydation ne dépend pas de l'épaisseur de la couche. En effet, les espèces réactives se propagent à travers l'oxyde vers le front d'oxydation le long de canaux de diffusions ouverts dans la zone oxydée. Pour des épaisseurs de couches oxydées plus faibles, le nombre ou la largeur des canaux de diffusion est réduit, et la vitesse d'oxydation diminue jusqu'à devenir nulle pour des couches d'épaisseur inférieure à 10 nm.
- **Couches adjacentes :** Il a été montré que la vitesse d'oxydation dépendait aussi de la composition et de l'épaisseur des couches adjacentes. Cela a été attribué aux contraintes générées par la réduction de volume de la couche oxydée [128] ou à l'ouverture de nouveaux canaux d'oxydation dans les couches adjacentes [123].
- **Gaz porteur :** L'étude reportée en figure 2.6a montre que la nature du gaz porteur a peu d'importance, tant qu'il ne s'agit pas de dioxygène. En effet, lorsque l'on utilise ce dernier gaz, les molécules O_2 réagissent avec le



(a) (b)

Figure 2.6 – Influence sur la vitesse d'oxydation des conditions atmosphériques créées durant la réaction. (a) Influence du débit de gaz humide et de la température de l'eau utilisée pour humidifier du N_2 pour l'oxydation de couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ de 84 nm d'épaisseur à 440°C. (b) Influence du gaz porteur pour l'oxydation de couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ de 84 nm d'épaisseur à 440°C. Tiré de [113].

dihydrogène formé lors des réactions (2.2a), (2.3a) et (2.3b) pour former de l'eau, empêchant les réactions (2.3c) et (2.3d) de se produire. Par ailleurs, la dépendance de la vitesse de réaction en fonction du flux de gaz et de la température à laquelle est porté le bulleur dans lequel le gaz porteur est humidifié est tracée en figure 2.6b. La réaction est d'autant plus rapide que le gaz est humidifié à haute température, et que le débit de gaz est rapide. La vitesse d'oxydation atteint cependant un palier lorsque le débit de gaz est important : la réaction n'est alors plus limitée par l'apport de réactifs à la surface de l'échantillon.

La multiplicité de ces paramètres et le manque de prédictibilité de la vitesse d'oxydation en fonction de ceux-ci met en évidence le besoin de calibrer le système d'oxydation avant chaque oxydation d'un nouveau dispositif, ou encore l'utilité d'un système permettant un contrôle *in situ* de l'avancée du front d'oxydation.

2.1.2 Pertes de propagation

Les échantillons ainsi fabriqués ont d'abord été caractérisés en optique linéaire par la mesure des pertes de propagation. Durant sa thèse, M. Savanier a mesuré la dépendance spectrale des pertes de propagation, et obtenu les résultats présentés en figure 2.7.

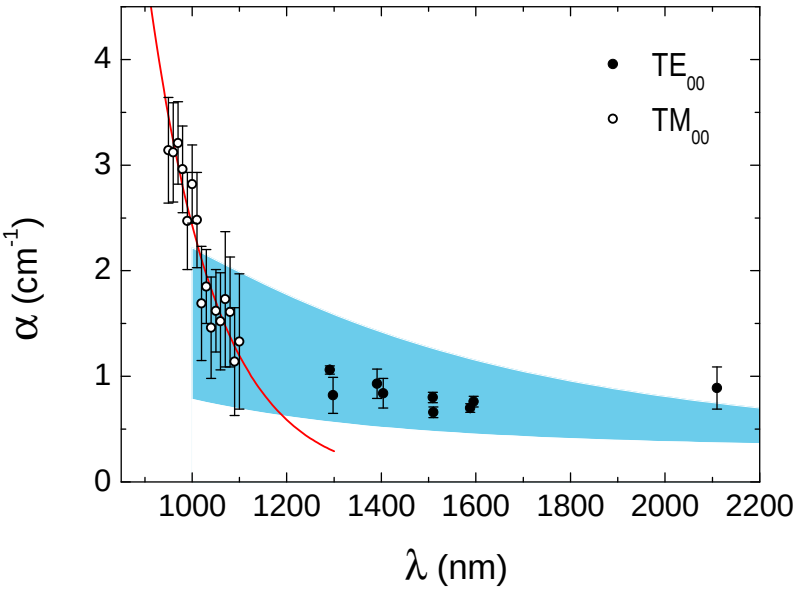


Figure 2.7 – Dépendance spectrale des pertes de propagation dans nos guides d'ondes AlGaAs/AlOx. Le faisceau de courbes bleues est obtenu grâce à la modélisation des pertes par rugosité aux interfaces semiconducteur/oxyde, et la courbe rouge est une exponentielle ajustée aux données selon un modèle de queue d'Urbach. Tiré de [64].

Méthodes de mesure

Ces mesures ont été obtenues avec deux méthodes différentes selon la longueur d'onde :

Méthode des franges Fabry-Pérot L'indice du semi-conducteur étant sensiblement différent de l'indice de l'air, la réflectivité des facettes clivées n'est pas négligeable (elle est de l'ordre de 30% à 1,55 µm), et l'échantillon forme donc une cavité Fabry-Pérot. Or, la transmission d'une cavité Fabry-Pérot dépend non seulement de la réflectivité du résonateur, mais aussi des pertes de propagation subies par l'onde lumineuse à l'intérieur de la cavité. On peut donc utiliser les franges Fabry-Pérot apparaissant dans le spectre en transmission du guide d'ondes pour déterminer les pertes selon une méthode proposée par Regener et Sohler pour les guides en $LiNbO_3$ [129]. En effet, pour un guide monomode, la transmission de la cavité Fabry-Pérot s'écrit avec la fonction d'Airy suivante :

$$T_{\mathrm{FP}} = \frac{T^2 e^{-\alpha L}}{\left(1-\tilde{R}\right)^2 + 4\tilde{R}\sin^2(\Phi/2)}\eta \tag{2.7}$$

Dans cette équation, T est la transmission de chacune des facettes, η est le taux de couplage du faisceau laser à l'intérieur du mode considéré, α désigne les pertes en intensité du mode qui se propage dans le guide d'ondes, L la longueur de la cavité (le guide d'ondes ici), $\tilde{R} = Re^{-\alpha L}$ est le coefficient de réflectivité normalisé, R étant le coefficient de réflectivité modale de la facette, et $\Phi = 2k_0 n_{\mathrm{eff}} L + \Phi_0$ est le déphasage accumulé par l'onde pendant un aller-retour dans la cavité (k_0 est le vecteur d'onde dans le vide, n_{eff} l'indice effectif du mode guidé et $\Phi_0/2$ le déphasage introduit par la réflexion). Si on note K le contraste des franges obtenues lorsque l'on mesure le spectre en transmission du guide d'ondes, on a alors la relation suivante qui nous permet de mesurer directement les pertes :

$$K = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} \tag{2.8a}$$

$$\tilde{R} = \frac{1-\sqrt{1-K^2}}{K} \tag{2.8b}$$

$$\alpha = \frac{\ln\left(R/\tilde{R}\right)}{L} \tag{2.8c}$$

Si l'on connait la réflectivité des facettes du guide, la formule (2.8c) permet d'obtenir une mesure des pertes de propagation du mode guidé. Cette méthode n'implique donc aucune calibration préalable du banc de mesure, ni connaissance du taux de couplage du laser-sonde dans le mode guidé. L'erreur relative commise sur le coefficient de pertes mesuré est en effet simplement donnée par :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{1}{\alpha L}\left[\frac{\sqrt{T_{\max}T_{\min}}}{T_{\max}-T_{\min}}\left(\frac{\Delta T_{\max}}{T_{\max}} + \frac{\Delta T_{\min}}{T_{\min}}\right) + \frac{\Delta R}{R}\right] + \frac{\Delta L}{L} \tag{2.9}$$

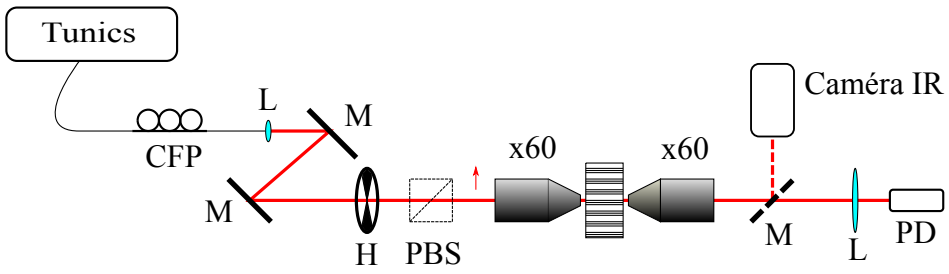


Figure 2.8 – Montage expérimental permettant de réaliser les mesures de pertes par méthode Fabry-Pérot. Pour des mesures autour de 2 µm, le laser fibré *Tunics* est remplacé par une diode laser *Nanoplus* émettant en espace libre, et suivie d'une lame demi-onde. CFP : contrôleur fibré de polarisation, L : lentille, M : miroir, H : hacheur mécanique, PBS : cube séparateur de polarisation, PD : photodiode. Le miroir en pointillés est amovible. La photodiode est reliée à un amplificateur transimpédance à faible bruit, lui-même connecté à une détection synchrone (non représentés sur le schéma) dont la fréquence est contrôlée par le hacheur H.

Les guides considérés ici sont cependant multimodes dans la direction horizontale (perpendiculaire à la direction de croissance), et il faut donc prendre quelques précautions. La transmission globale est effet donnée dans ce cas par une superposition de fonctions d'Airy, et le coefficient de pertes lié au mode considéré (les modes fondamentaux dans ce cas) pourra être surestimé, la mesure la plus précise étant donnée à la longueur d'onde pour laquelle les modes sont en phase [130]. Ceci rend cette méthode difficile à mettre en œuvre dans des guides hautement multimodes, ou pour des niveaux de pertes trop élevés lorsque le contraste des franges devient faible. De plus, la source laser utilisée pour cette mesure doit être suffisamment fine spectralement pour résoudre l'intervalle spectral libre de la cavité, et suffisamment accordable pour couvrir l'ensemble du battement entre les différents modes. Pour connaître la réflectivité modale des facettes du guide d'ondes, on utilise enfin des simulations FDFD à 2 dimensions (négligeant le confinement transverse).

Le montage expérimental permettant de faire ces mesures est schématisé en figure 2.8. Compte tenu des sources laser disponibles au laboratoire au moment où ces mesures ont été réalisées, seules les pertes au-delà de 1,1 µm ont pu être mesurées avec cette méthode, car le laser utilisé dans le proche infrarouge n'est pas suffisamment fin spectralement. Les pertes autour de 1,3 et 1,55 µm ont été mesurées grâce à des lasers à cavité externe de la gamme *Tunics*[8], et celles

8. Ces lasers sont monomodes, accordables sans saut de mode sur des plages supérieures à 100 nm, et leur largeur de raie est de l'ordre de 150 kHz, soit 1 fm à une longueur d'onde de 1,55 µm, et qui est à comparer à l'intervalle spectral libre de nos guides d'ondes qui est de l'ordre

autour de 2 µm grâce à une diode laser DFB *Nanoplus* continue, monomode mais faiblement accordable autour de 2,12 µm. La faible accordabilité ($\sim$ 1,5 nm) de cette dernière source limite la précision des mesures dans cette gamme spectrale. Le signal optique est injecté dans le guide à l'aide d'un objectif de microscope à large ouverture numérique ($\times$60, O.N. = 0,85), et collecté par un deuxième objectif identique. En sortie du guide, on peut contrôler l'injection dans le mode fondamental à l'aide d'une caméra *Hamamatsu* sensible dans le proche infrarouge, et on mesure la puissance à l'aide d'une photodiode connectée à un amplificateur transimpédance à faible bruit, puis à une détection synchrone.

Mesure de transmission La méthode précédente ne pouvant être appliquée aux longueurs d'onde inférieures à 1,1 µm, les mesures aux courtes longueurs d'ondes ont été réalisée avec une deuxième méthode, basée sur la mesure de la transmission du guide d'ondes. Dans ce cas, il s'agit de mesurer le rapport entre la puissance en entrée et la puissance en sortie du guide d'ondes. Ce rapport peut alors être écrit sous la forme suivante :

$$T = \frac{\mathcal{P}_{\text{out}}}{\mathcal{P}_{\text{in}}} = T_{\text{obj}}^2 \times (1-R)^2 \times e^{-\alpha L} \times \eta_{\text{OVLP}} \tag{2.10}$$

où $\mathcal{P}_{\text{in,out}}$ sont les puissances mesurées en entrée et en sortie du guide d'ondes, T_{obj} est la transmission des objectifs, R la réflectivité des facettes, α le coefficient de pertes en intensité, L la longueur du guide, et η_{OVLP} le taux de recouvrement spatial entre le faisceau focalisé et le mode guidé. Cette équation ne tient pas compte de la modulation Fabry-Pérot de cette transmission : elle est donc valable dans le cas où la largeur spectrale du laser est comparable à l'intervalle spectral libre de la cavité, ou quand les pertes de propagation sont élevées. Néanmoins, le nombre élevé de paramètres externes implique une calibration précise du banc expérimental, et des incertitudes de mesures accrues :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = \frac{1}{\alpha L}\left[\frac{\Delta\mathcal{P}_{\text{out}}}{\mathcal{P}_{\text{out}}} + \frac{\Delta\mathcal{P}_{\text{in}}}{\mathcal{P}_{\text{in}}} + 2\frac{\Delta T_{\text{obj}}}{T_{\text{obj}}} + \frac{\Delta\eta_{\text{OVLP}}}{\eta_{\text{OVLP}}} + \frac{2R}{1-R}\frac{\Delta R}{R}\right] \tag{2.11}$$

Expérimentalement, ces mesures sont effectuées grâce à un montage très similaire au montage précédent schématisé en figure 2.9. Le laser utilisé pour la caractérisation des guides à faible longueur d'onde est un laser Ti:Saphir, continûment accordable entre 700 et 1000 nm ou 950 et 1100 nm selon le jeu de miroir et le filtre biréfringent monté dans la cavité et de largeur de raie 40 GHz [9] (modèle *3900S* de la compagnie *Spectra-Physics*). La puissance est mesurée à l'aide d'un puissance-mètre placé successivement en aval de l'objectif de collection, puis en amont de l'objectif d'injection ou en sortie d'un cube séparateur de polarisation si

de 130 pm à cette longueur d'onde pour des guides de 3 mm de long.

9. Cette largeur de raie est comparable à l'intervalle spectral libre d'un guide d'onde de 3 mm.

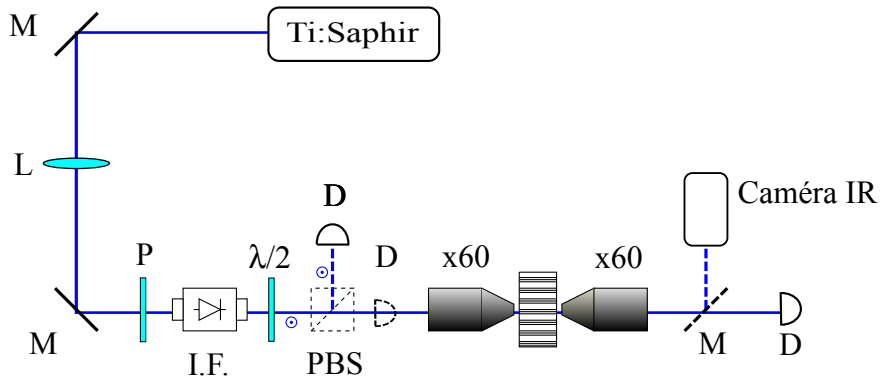


Figure 2.9 – Montage expérimental permettant de réaliser les mesures de transmission. L : lentille, M : miroir, P : polariseur, I.F. : isolateur de Faraday, $\lambda/2$: lame demi-onde, PBS : cube séparateur de polarisation, D : puissance-mètre. Les éléments en pointillés sont amovibles. Le détecteur utilisé pour ces mesures est un puissance-mètre de la gamme *FieldMaster* de *Coherent*, associé à la tête de mesure LM2-IR, devant laquelle on place éventuellement une densité si la puissance en entrée du guide excède quelques mW.

l'on veut contrôler la fraction de la puissance lumineuse qui est orientée selon la polarisation TM [10].

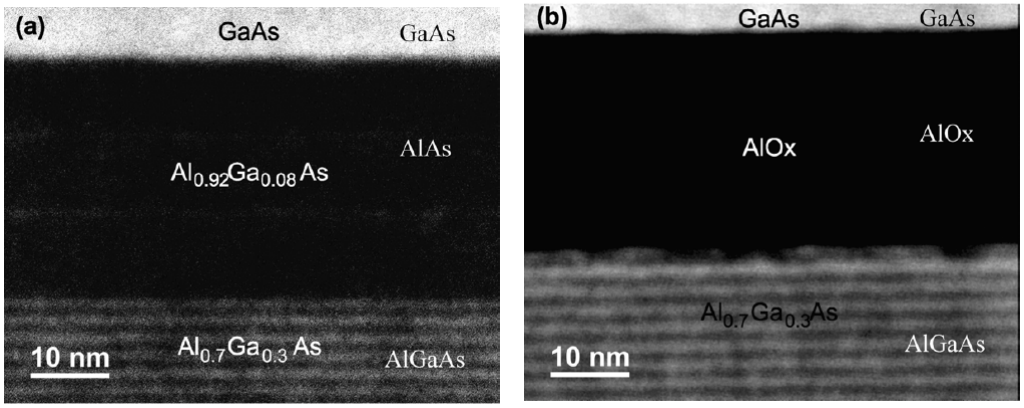
Analyse des résultats

Les résultats présentés en figure 2.7 mettent en évidence deux régimes différents dans la dépendance spectrale des pertes de propagation, révélateurs de deux origines physiques différentes selon la plage de longueur d'onde.

À grande longueur d'onde ($\lambda > 1{,}1$ µm) Pour des longueurs d'onde élevées, les pertes évoluent avec une loi de puissance. Cette évolution des pertes a pu être expliquée dans la référence [131] grâce à la diffusion de l'onde guidée aux interfaces entre les couches oxydées et les couches adjacentes. En effet, la rugosité de ces interfaces augmente dramatiquement pendant l'étape d'oxydation, comme le montrent les clichés d'imagerie par diffusion incohérente (HAADF [11]) pris au MET pendant la thèse d'E. Guillotel et reproduits en figure 2.10. À l'aide d'images de ce type, un modèle qualitatif a été développé pour le mode TE_{00}, permettant

10. Dans cette gamme de longueur d'onde, notre schéma d'accord de phase requiert une polarisation TM. Il faut dans ce cas ajouter un terme rendant compte de l'efficacité du cube séparateur de polarisation dans la formule (2.10)

11. High-Angle Annular-Dark-Field



(a) Avant oxydation (b) Après oxydation

Figure 2.10 – Images HAADF illustrant la dégradation des interfaces GaAs/AlOx et AlGaAs/AlOx lors de l'étape d'oxydation. Le contraste optique est fourni par la différence de concentration en gallium des différentes couches de la structure. Tiré de [117].

de tracer le faisceau de courbes bleu clair sur la figure 2.7. Ce modèle est basé sur le modèle de Lacey et Paynes [132, 133] qui permet de calculer les pertes par diffusion d'un guide d'ondes aux interfaces rugueuses et qui a été étendu au cas des guides d'ondes semi-conducteurs à fort contraste d'indice et faible confinement latéral [134]. L'adaptation de ces formules à nos guides d'ondes et le détail des calculs est précisé dans la thèse de M. Savanier [64]. Le résultat obtenu est qualitatif mais permet d'obtenir un ordre de grandeur et une évaluation de la dépendance spectrale des pertes dues à la rugosité aux interfaces AlOx/(Al)GaAs, et présente un bon accord avec les données expérimentales à grande longueur d'onde.

À courte longueur d'onde ($\lambda < 1{,}1$ µm) Pour les courtes longueurs d'ondes, le modèle basé sur la rugosité aux interfaces ne permet plus d'expliquer les valeurs des pertes obtenues. En effet, les pertes augmentent plus rapidement que la loi de puissance correspondant au modèle de diffusion aux interfaces. Les valeurs des pertes obtenues peuvent en revanche être ajustées par une fonction exponentielle décroissante (courbe rouge sur la figure 2.7), laissant penser à des pertes liées à un phénomène de nature volumique.

Aux longueurs d'onde utilisées dans ces mesures, les photons ont une énergie inférieure à l'énergie du gap du GaAs [12]. On cherche donc à décrire ce phénomène avec un modèle de type queue d'Urbach qui rend compte de l'absorption par des défauts situés dans la bande interdite d'un semi-conducteur. En décomposant les

12. E_G = 1,42 eV, soit une longueur d'onde de 870,8 nm.

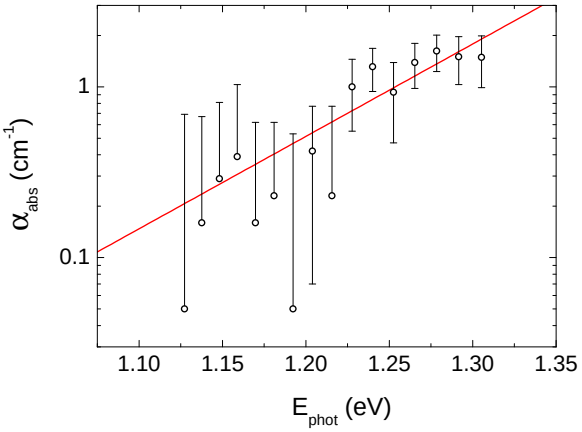


Figure 2.11 – Dépendance exponentielle des pertes à courte longueur d'onde. Les points expérimentaux de la figure 2.7 sont reportés avec leur barre d'erreur, et la ligne rouge est un ajustement exponentiel des données, représenté par une droite dont le coefficient directeur permet d'obtenir l'énergie d'Urbach E_U.

pertes de propagation sous la forme $\alpha = \alpha_{\mathrm{NOX}} + \alpha_{\mathrm{abs}} + \alpha_{\mathrm{diff}}$, où α_{NOX} sont les pertes de propagation avant oxydation et α_{diff} les pertes par diffusion aux interfaces [13], la composante volumique des pertes α_{abs} est ajustée selon l'équation suivante :

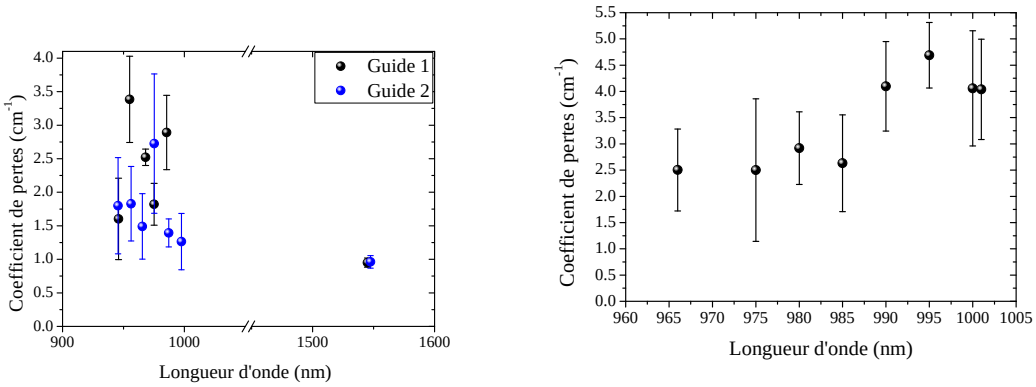
$$\alpha_{\mathrm{abs}} \propto \exp\left(\frac{E_{\mathrm{phot}}}{E_U}\right) = \exp\left(\frac{hc}{\lambda E_U}\right) \tag{2.12}$$

Dans cette équation, E_U est l'énergie d'Urbach qui quantifie la largeur spectrale de l'absorption par un niveau localisé dans le gap du semi-conducteur. L'évolution de α_{abs} avec la longueur d'onde et ajustée avec l'équation (2.12) est tracée en figure 2.11. L'énergie d'Urbach ainsi obtenue est de 0,08 ± 0,01 eV.

Afin de vérifier que ces pertes de propagation étaient bien liées à l'étape d'oxydation humide, et non dues à des impuretés initialement présentes dans le GaAs, nous avons tenté de mesurer les pertes de propagation de ces guides avant oxydation pour plusieurs longueurs d'ondes inférieures à 1100 nm [14]. Un faible niveau de pertes étant attendu, nous avons profité de l'installation d'un nouveau laser Ti:Saphir *SolsTiS* XRS (compagnie *M Squared*) à faible largeur de raie (<50kHz), continûment accordable entre 700 et 1000 nm et contrôlable à

13. On prend $\alpha_{\mathrm{NOX}} = 0{,}3\ \mathrm{cm}^{-1}$, valeur des pertes mesurées à 1,55 µm avant oxydation et considérée pour l'instant comme indépendante de la longueur d'onde, et $\alpha_{\mathrm{diff}} = 5{,}28.10^{-6}\lambda^{-2,2}\ [\mathrm{cm}^{-1}]$ d'après les données expérimentales à grande longueur d'onde.

14. Ces mesures ont été réalisées sur une hétérostructure légèrement différente de la structure OPO présentée dans le tableau 2.2 : il s'agit de la structure OPO-GaInP10nm dont il sera question en partie 3.1.2.



(a) (b)

Figure 2.12 – Mesures de pertes sur des guides non oxydés.

distance. Ce laser nous a permis de faire des mesures de pertes par la méthode des franges Fabry-Pérot, plus fiable pour des faibles niveaux de pertes que la méthode en transmission, et plus sélective en ce qui concerne le mode optique pour des guides multimodes. En effet, avant l'oxydation, le profil d'indice du cœur guidant est radicalement différent, et toutes choses égales par ailleurs, le guide est plus confinant. Les modes guidés supportés par le guide sont donc nombreux dans la direction transverse, mais plusieurs modes existent aussi dans la direction verticale [15].

Cependant, même avec des mesures Fabry-Pérot, les niveaux de pertes mesurés étaient élevés et peu reproductibles. Ainsi, sur la figure 2.12a, les deux séries de mesures ont été réalisées sur deux guides différents du même échantillon. D'autre part, compte tenu du niveau élevé des pertes mesurées, même l'indépendance apparente des pertes en fonction de la longueur d'onde obtenue en figure 2.12b est sujette à réserve. Plusieurs raisons peuvent être avancées pour ces niveaux élevés de pertes :

- La méthode des franges Fabry-Pérot surestime le coefficient de pertes, d'autant plus que le guide supporte un grand nombre de modes [130].
- Ces mesures ont été les premières réalisées avec le laser *M Squared* dans notre laboratoire. Des expériences ultérieures menées par d'autres utilisateurs du laser ont permis de limiter la variation de la puissance laser arrivant effectivement sur la table où étaient réalisées les mesures [16] : nos mesures

15. À 1,06 µm, des simulations FDFD 2D nous ont permis d'obtenir jusqu'à 9 modes TM dans la direction transverse, et 3 modes TM dans la direction verticale guidés par un guide non oxydé

16. Le laser étant situé à l'autre extrémité du laboratoire, la radiation est amenée sur le banc de mesure par une fibre optique.

sont donc potentiellement dégradées par un montage expérimental non optimisé.

- Les échantillons non oxydés se dégradent rapidement au contact avec l'atmosphère ambiante : malgré une conservation sous vide entre les différentes sessions de mesure, nous avons pu constater sur certains une dégradation des propriétés optiques à la fin de l'ensemble des mesures. En effet, le balayage en longueur d'onde nécessaire pour obtenir les franges Fabry-Pérot est très lent avec le laser *M Squared* ($\sim$10 min/nm avec un pas de 5 pm dans le meilleur des cas).

Ces mesures ne nous ont donc pas permis de valider de manière certaine que les pertes à courte longueur d'onde trouvent leur source dans l'étape d'oxydation [17]. Cependant, une énergie d'Urbach similaire a été mesurée sur des échantillons dont le cœur guidant était composé d'$Al_xGa_{1-x}As$ avec 25% d'Al [64], laissant penser à un phénomène commun, et donc indépendant de la proportion d'aluminium dans le cœur. Par ailleurs, des observations MET réalisées sur la même croissance que celle étudiée dans cette thèse ont montré la présence d'oxyde de gallium (GaO_x) et de GaAs amorphe à l'interface entre les couches oxydées et les couches de semi-conducteur [117], révélatrice d'une oxydation à travers les interfaces par diffusion orthogonale de As_2O_3 selon l'équation [124] :

$$2GaAs + As_2O_3 = 4As + \beta\text{-}Ga_2O_3 \tag{2.13}$$

Malgré le fait que 90% des atomes As produits soient évacués [126], la production d'atomes d'As à l'intérieur de la matrice cristalline selon l'équation (2.13) ou l'accumulation de ces atomes à l'interface oxyde/semi-conducteur liée aux équations (2.4) peuvent entraîner l'injection d'atomes As interstitiels As_i dans le cristal de GaAs, qui peuvent à leur tour entraîner les défauts suivants [120] :

$$As^0 \leftrightarrow As_i \tag{2.14a}$$
$$As^0 \leftrightarrow GaAs + V_{Ga} \tag{2.14b}$$
$$As_i + Ga_{Ga} \leftrightarrow As_{Ga} + Ga_i \tag{2.14c}$$
$$As_i + V_{Ga} \leftrightarrow As_{Ga} \tag{2.14d}$$

où V_{Ga} désigne une lacune sur un site de gallium, et As_{Ga} désigne un antisite d'arsenic (un atome d'arsenic se substitue à un atome de gallium).

Ces défauts cristallins, et en particulier l'antisite d'arsenic, ont été identifiés comme étant à l'origine des dégradations des propriétés électriques et optiques aux

17. Pour éliminer complètement l'hypothèse contraire, une mesure de pertes dans des guides d'ondes « re-dessinés » pour être monomodes à courte longueur d'onde est nécessaire, quitte à retirer les couches oxydables pour permettre d'effectuer de longues sessions de mesures.

interfaces AlGaAs/AlOx [135, 136] [18]. Ce qui se traduit électriquement par une fixation partielle du niveau de Fermi dans le gap [138] trouve son équivalent optique dans une perte de photoluminescence d'un puits quantique autour de 800 nm situé à proximité d'une couche oxydée d'une part [139] et dans la réduction du temps de vie des porteurs se recombinant radiativement à l'interface GaAs/AlOx d'autre part [140], à cause d'une augmentation de la recombinaison non radiative par les états de surface.

Ces défauts cristallins semblent donc être de bons candidats pour expliquer les pertes observées dans nos guides d'ondes. L'antisite d'arsenic, en particulier, est associé à la famille de défauts « EL2 » du GaAs qui présente deux niveaux donneurs dans le gap responsable d'une bande d'absorption entre 1,0 et 1,3 eV (0,95 à 1,25 µm), piquée à 1,17 eV [141, 142]. Afin de valider cette explication, une étude au niveau atomique de la structure cristalline de nos guides d'ondes à l'aide du MET disponible au laboratoire MPQ est actuellement en cours.

2.1.3 Performances d'optique non linéaire : accordabilité et efficacité

Avant le dépôt des miroirs, les performances non linéaires des guides d'ondes peuvent être évaluées à l'aide du montage représenté en figure 2.13. Ce montage est le même que le montage présenté en figure 2.9 pour les mesures en transmission, mais la collection a été adaptée à la suppression de l'onde de pompe (filtre Ge) et à la détection et la caractérisation des ondes signal et complémentaire (monochromateur, et utilisation d'une photodiode couplée à une détection synchrone). Grâce au monochromateur (modèle *Triax550* de la compagnie *Horiba - Jobin Yvon*), on mesure les longueurs d'onde des ondes signal et complémentaire pour différentes longueurs d'onde de pompe, ce qui permet de reconstruire la courbe d'accord de phase du dispositif.

Accordabilité du dispositif

Avec un échantillon représentatif de la structure OPO, gravé sur une hauteur de 3 µm, pour un guide de largeur 3,4 µm (mesurée au sommet du guide), les spectres de fluorescence mesurés pour différentes longueurs d'onde de pompe sont tracés en figure 2.14a. Sur cette figure, les spectres ont été translatés verticalement pour plus de lisibilité, les spectres situés en bas de la figure correspondant à une longueur d'onde de pompe plus courte (l'écart entre deux spectres est proportionnel à l'écart entre les longueurs d'onde de pompe). La photodiode que nous utilisons pour

18. Une étude menée sur l'oxydation thermique du GaAs sous atmosphère d'oxygène relie aussi la présence de ces défauts cristallins à une dégradation des propriétés du GaAs [137].

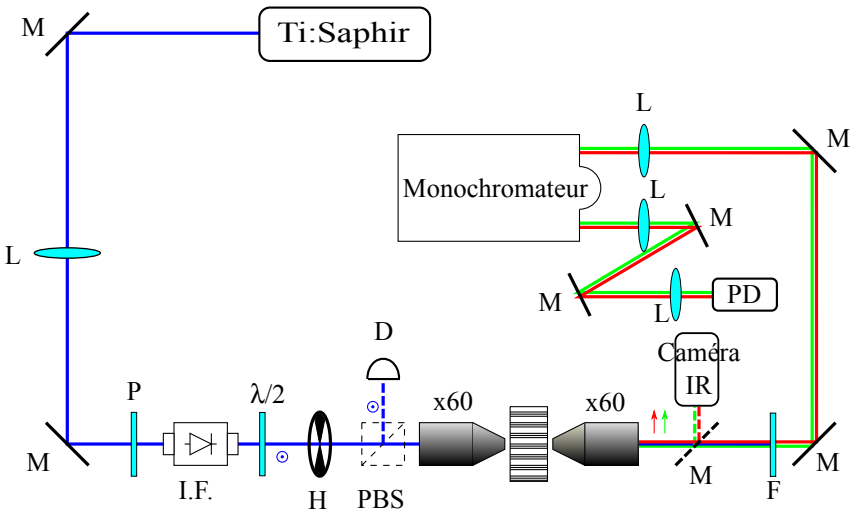
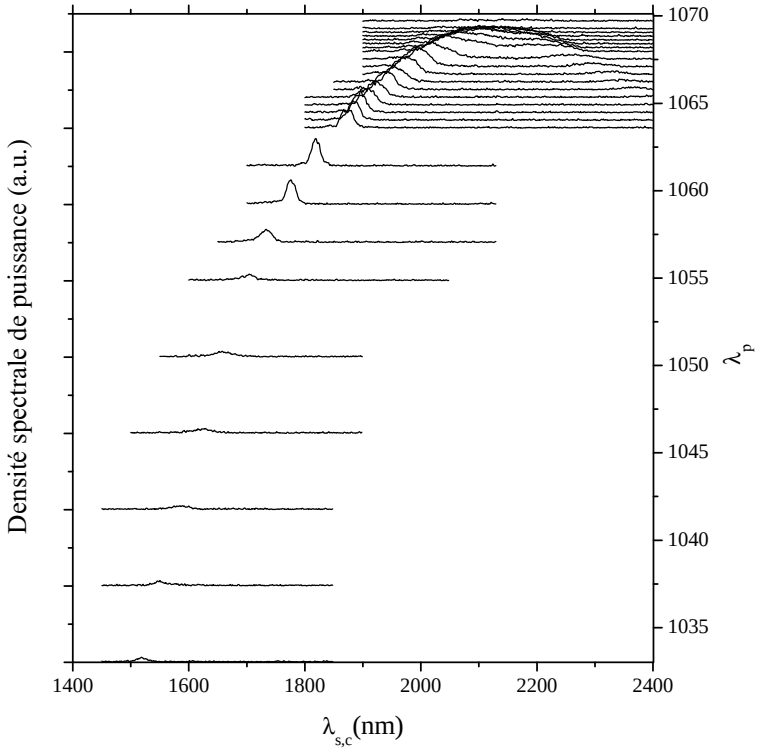
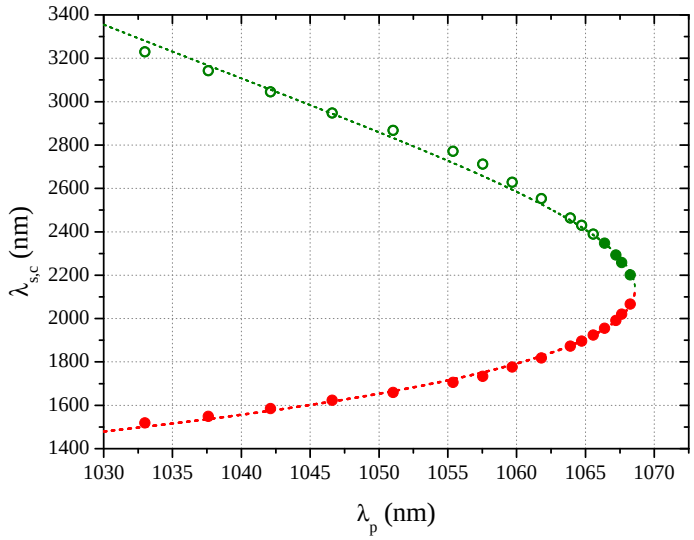


Figure 2.13 – Montage expérimental permettant d'évaluer les propriétés non linéaires de nos guides d'ondes. Le montage dessiné ici permet de mesurer l'accordabilité du processus de fluorescence paramétrique ; la photodiode PD peut aussi être placée immédiatement après le filtre F pour mesurer la puissance de signal en sortie du guide d'ondes. M : miroir, L : lentille, P : polariseur, I.F. : isolateur de Faraday, $\lambda/2$: lame demi-onde, H : hacheur, PBS : cube séparateur de polarisation, F : filtre en Ge, D : puissance-mètre, PD : photodiode. Les éléments en pointillés sont amovibles. Le détecteur D utilisé pour ces mesures est toujours un puissance-mètre de la gamme *FieldMaster* de *Coherent*, mais compte tenu des niveaux de puissances utilisés pour ces mesures, il est associé à la tête de mesure PM45. La détection du signal mesuré par la photodiode PD est réalisée à l'aide d'un amplificateur transimpédance et d'une détection synchrone non représentés sur ce schéma.



(a)



(b)

Figure 2.14 – Evolution des longueurs d'onde des ondes signal et complementaire en fonction de la longueur d'onde de pompe. (a) Spectres du signal de fluorescence paramétrique obtenus en balayant l'angle du réseau du monochromateur. Les spectres, acquis pour différentes longueurs d'onde de pompe, ont été translatés verticalement pour plus de clarté, les spectres situés en bas de la figure étant acquis pour les longueurs d'onde les plus courtes. - (b) Courbe d'accordabilité déduite de la figure (a), par repérage numérique des pics de la densité spectrale de puissance. Les points pleins correspondent aux mesures, les points creux ont été déduits des mesures et de la conservation de l'énergie. La courbe en pointillés est une fonction parabolique donnée par l'équation (2.15) et ajustée aux données expérimentales.

mesurer la puissance en sortie du monochromateur est une photodiode InGaAs commercialisée par *Judson Technologies* dont la longueur d'onde de coupure est située à 2,4 µm. Dans les quatorze premiers spectres, la longueur d'onde de l'onde complémentaire est ainsi située au-delà de la plage de sensibilité de la photodiode : ces spectres ne présentent donc qu'un seul pic, à la longueur d'onde de l'onde signal, à partir de laquelle on déduira la longueur d'onde du complémentaire grâce à la conservation de l'énergie. Les spectres suivants présentent deux pics, correspondant à λ_s et λ_c. À l'approche de la dégénérescence, ces pics deviennent difficilement distinguables, pour fusionner en un seul pic à la dégénérescence. Les deux derniers spectres, acquis pour $\lambda_p > \lambda_p^{\text{deg}}$ sont limités au bruit, conformément à l'absence d'accord de phase pour ces longueurs d'onde de pompe. En repérant les positions des pics du spectre en sortie de l'échantillon en fonction de la longueur d'onde de pompe, on peut alors tracer la courbe d'accordabilité du dispositif (figure 2.14b).

Cette figure met en évidence la large plage d'accordabilité de notre dispositif, où un changement de la longueur d'onde de pompe de 35 nm suffit pour couvrir une plage spectrale de l'ordre de 1800 nm. On a superposé aux données expérimentales les courbes données par la relation suivante, qui permet d'approcher la courbe d'accord de phase à proximité de la dégénérescence [92] :

$$\lambda_{s,c} = \frac{2\lambda_p}{1 \pm \alpha\sqrt{\frac{\lambda_p^{\text{deg}}}{\lambda_p} - 1}} \tag{2.15}$$

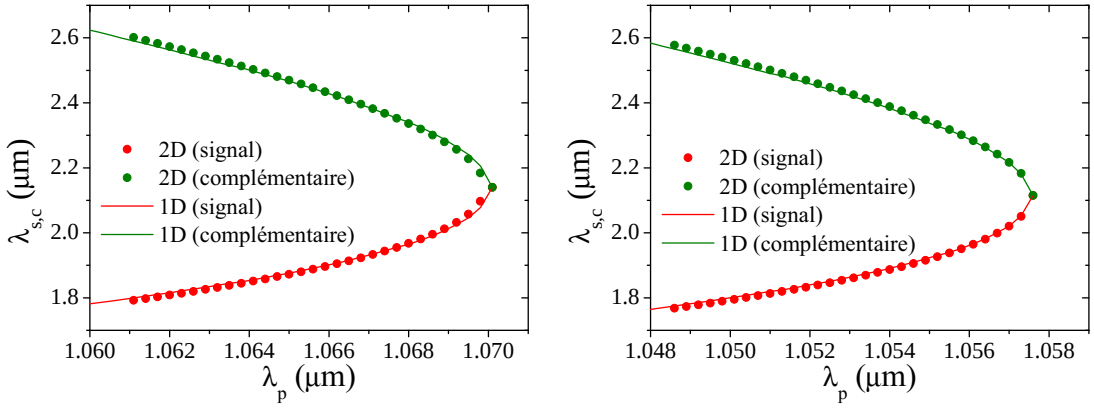
On a utilisé la longueur d'onde de pompe à la dégénérescence λ_p^{deg} et l'ouverture de la courbe α comme paramètres d'ajustement. Dans ce cas particulier, on trouve $\lambda_p^{\text{deg}} = 1068{,}6 \pm 0{,}17$ nm et $\alpha = 2 \pm 0{,}025$. Du point de vue théorique, l'ouverture α de la courbe est donnée par :

$$\alpha = \sqrt{\frac{\frac{\partial\beta^{\text{TM}}}{\partial\lambda}(\lambda_p^{\text{deg}})}{2\frac{\partial\beta^{\text{TE}}}{\partial\lambda}(\lambda_s^{\text{deg}})} - 1} \tag{2.16}$$

La longueur d'onde de la pompe à la dégénérescence étant peu éloignée du gap du GaAs, la dispersion $\frac{\partial\beta}{\partial\lambda}$ est beaucoup plus élevée à la longueur d'onde de pompe qu'à la longueur d'onde du signal, ce qui explique cette grande ouverture de la courbe.

Par ailleurs, on peut aussi tracer les courbes théoriques obtenues par la résolution du système d'équations formé par la conservation de l'énergie et la condition d'accord de phase :

$$\begin{cases} \dfrac{1}{\lambda_p} = \dfrac{1}{\lambda_s} + \dfrac{1}{\lambda_c} & \text{(2.17a)} \\ \dfrac{n^{\text{eff}}_{\text{TM}_{00}}(\lambda_p)}{\lambda_p} = \dfrac{n^{\text{eff}}_{\text{TE}_{00}}(\lambda_s)}{\lambda_s} + \dfrac{n^{\text{eff}}_{\text{TE}_{00}}(\lambda_c)}{\lambda_c} & \text{(2.17b)} \end{cases}$$



(a) Guide de largeur 3 µm

(b) Guide de largeur 4 µm

Figure 2.15 – Comparaison entre les courbes d'accordabilité obtenues par des simulations 1D translatées pour tenir compte du décalage de l'accord de phase dû au confinement latéral (lignes) d'une part, et par des simulations 2D (points) d'autre part, pour deux largeurs de guide différentes.

La difficulté de la résolution de ces équations en pratique réside dans le calcul de l'indice effectif du mode guidé à l'intérieur du guide d'onde. Comme précédemment, nous bénéficions de programmes nous permettant de calculer les modes guidés et leurs indices effectifs avec un confinement dans une ou deux dimensions. Le calcul 1D est beaucoup plus rapide que le calcul 2D, mais nous avons déjà vu qu'il décale la valeur de la longueur d'onde de pompe à la dégénérescence vers les faibles longueurs d'onde. Cependant, si ce décalage est constant sur la plage de longueur d'onde considérée (1030 à 1070 nm ici), il nous suffira de translater la courbe obtenue de $\left|\lambda_p^{\mathrm{deg,2D}} - \lambda_p^{\mathrm{deg,1D}}\right|$ sur l'axe des abscisses, et de deux fois cette valeur sur l'axe des ordonnées. Pour vérifier la validité de ces hypothèses, on trace la courbe d'accord de phase obtenue avec une simulation 2D du mode guidé, que l'on compare avec la courbe d'accord de phase obtenue avec une simulation 1D puis translatée. Les calculs présentés en figure 2.15 ont été réalisés pour des guides de la structure OPO aux flancs parfaitement verticaux, de largeur 3 et 4 µm. Pour réduire le temps de calcul dans le cas de la simulation 2D, on a préalablement tracé les courbes de dispersion (calculée au moyen des simulations 2D) des modes TE_{00} entre 1800 et 2500 nm et TM_{00} entre 1062 et 1072 nm ou 1047 et 1060 nm, et ces courbes ont été ajustées par des paraboles. On obtient ainsi une dépendance explicite de l'indice effectif en fonction de la longueur d'onde, qui permet de résoudre directement le système (2.17) sans devoir recourir à d'autre modélisation du mode guidé.

Dans les deux cas présentés en figure 2.15, les courbes obtenues par modélisation 1D puis translatées ne présentent que très peu d'écart avec les courbes obtenues par modélisation 2D du mode guidé. Pour vérifier l'accord de la courbe expérimentale

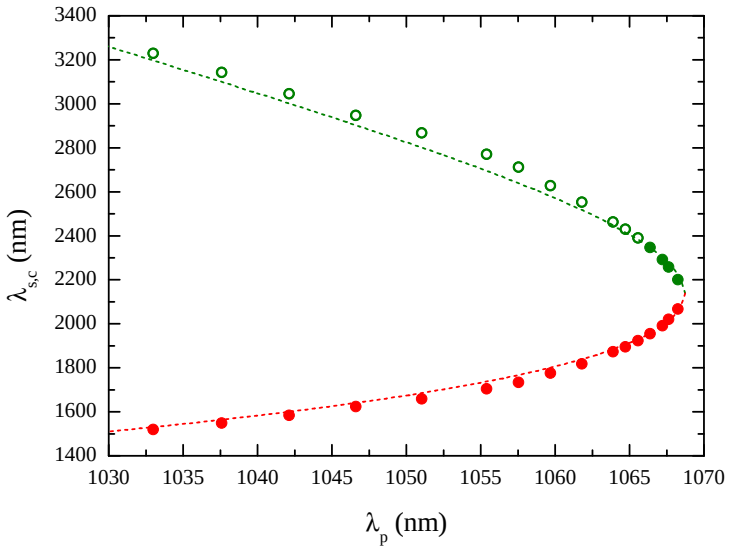


Figure 2.16 – Comparaison entre les données expérimentales (points) et la courbe d'accordabilité obtenue par simulation 1D et translatée pour tenir compte du confinement latéral.

présentée en figure 2.14b avec la courbe d'accord de phase théorique, on pourra donc se contenter d'un modèle unidimensionnel. Cependant, notre modèle contient plusieurs paramètres mal maîtrisés tels que la forme du guide gravé chimiquement, le taux de contraction des couches oxydées, l'indice optique de l'AlOx, ou tout défaut de fabrication. Toutes ces variations mal maîtrisées sont arbitrairement regroupées dans l'indice optique de l'AlOx que nous utilisons comme variable d'ajustement. Nous commençons donc par chercher la valeur de cet indice de sorte que la longueur d'onde à la dégénérescence calculée au moyen de simulations 2D corresponde à la valeur obtenue expérimentalement. Lors de ces simulations, le guide modélisé a la forme évasée obtenue expérimentalement [19], les épaisseurs et concentrations mesurées aux rayons X (tableau 2.2), et les hauteur et largeur du guide sont fixées à partir des grandeurs mesurées sur le guide réel. L'indice optique des couches semi-conductrices étant calculé à partir du modèle de Gehrsitz [94], l'indice de l'AlOx doit être fixé à 1,6412 pour faire coïncider la longueur d'onde de pompe à la dégénérescence avec la valeur expérimentale. On utilise donc cette valeur de l'indice optique pour tracer les courbes d'accord de phase (avec un modèle 1D). Les courbes obtenues, superposées aux données expérimentales sont présentées en figure 2.16, montrant un bon accord entre les prévisions théoriques

19. Les flancs des guides gravés chimiquement présentent un profil qui peut être approché par un quart d'ellipse dont les longueurs des deux axes sont données par la hauteur de gravure et ∼1,4 fois la hauteur de gravure.

et les mesures réalisées sur notre structure.

Puissance de fluorescence paramétrique

Afin d'évaluer le seuil d'oscillation, il est aussi nécessaire de connaître l'efficacité de conversion du dispositif, en particulier à la dégénérescence où elle est maximale (le coefficient de gain paramétrique g_0 est maximal à dégénérescence d'après la formule (1.15)). Expérimentalement, en plaçant la photodiode directement après le filtre en germanium dans le montage schématisé en figure 2.13, on peut mesurer la puissance générée par fluorescence paramétrique dans les guides d'ondes, et en déduire l'efficacité de notre dispositif.

Efficacité de conversion En se plaçant à la longueur d'onde de dégénérescence, on peut vérifier la dépendance de la puissance générée par fluorescence paramétrique en fonction de la puissance de pompe. Afin d'éliminer les effets thermiques liées aux variations de puissance, la puissance totale de pompe injectée dans le guide d'ondes est constante, et on fait seulement varier sa polarisation à l'aide de la lame demi-onde. Comme la condition d'accord de phase est seulement vérifiée pour la fraction de l'onde de pompe polarisée TM, la puissance effective de l'onde de pompe varie quand la polarisation globale de l'onde varie. La puissance effective est mesurée en amont du guide à l'aide du détecteur placé à la sortie TM du cube séparateur de polarisation [20]. La puissance de fluorescence obtenue lorsque l'on fait varier la puissance effective de l'onde de pompe est tracée en figure 2.17. Dans ces guides d'ondes de longueur 2 mm, nous avons obtenu des efficacités de conversion paramétrique $\eta_{\mathrm{FP}} = \frac{\mathcal{P}_{s,c}}{\mathcal{P}_p}$ allant jusqu'à $0,94.10^{-6}$. Par ailleurs, en présence de pertes, la puissance de signal de fluorescence en sortie du guide d'ondes est donnée par la formule (1.19) modifiée pour tenir compte des pertes [143] :

$$\mathcal{P}_s(L) = \frac{\hbar\omega_s}{2\pi}(gL)^2\Delta\omega \tag{2.18}$$

Toutes les notations de la partie 1.1.4 sont conservées et le coefficient de gain paramétrique g est donné par :

$$g = g_0\frac{1-e^{-\alpha_p L/2}}{\alpha_p L/2}e^{-\alpha_s L/2} \tag{2.19}$$

Pour comparer les performances intrinsèques de notre dispositif avec d'autres dispositifs, il est alors utile d'extraire de cette valeur l'efficacité de conversion normalisée (incluant les pertes) :

$$\eta_{\mathrm{norm}}^{\mathrm{pertes}} = \frac{g^2}{P_p} = \eta_{\mathrm{FP}}\left[\frac{\hbar\omega_s}{2\pi}L^2\Delta\omega\right]^{-1} \tag{2.20}$$

20. Le cube séparateur de polarisation, amovible, est placé sur le chemin optique uniquement pour cette mesure ; il est retiré pour les mesures d'optique non linéaire.

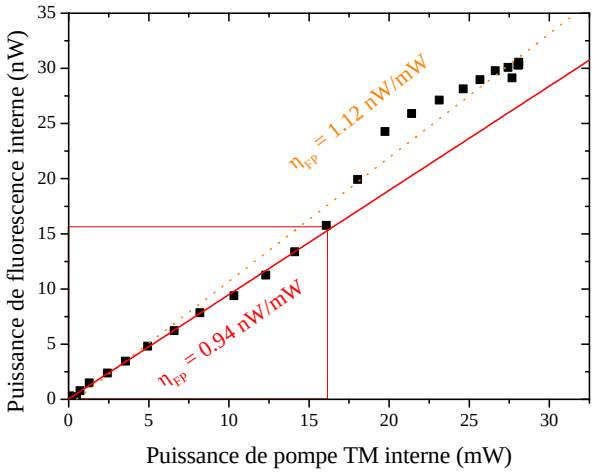


Figure 2.17 – Puissance de fluorescence en fonction de la puissance de pompe polarisée TM à l'intérieur du guide d'onde. La ligne en pointillés orange est une régression linéaire effectuée sur l'ensemble des points expérimentaux. Compte tenu du comportement légèrement super-linéaire autour de 18 mW, on a aussi tracé la droite rouge qui est un ajustement linéaire sur les données expérimentales comprises à l'intérieur du rectangle rouge.

L'évaluation du terme entre crochets est réalisée numériquement pour nos guides de 2 mm de longueur et conduit à $\eta_{\text{norm}}^{\text{pertes}} \simeq 1900\%\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$.

Des mesures similaires avaient été faites par Marco Ravaro dans des guides fabriqués à partir de la même hétérostructure, de dimensions comparables et de longueur 3 mm. À partir des mesures de fluorescence, l'efficacité de conversion obtenue était de $1,5.10^{-6}$, ce qui, confirmé par des mesures de SHG donne une efficacité normalisée de conversion $\eta_{\text{norm}}^{\text{pertes}} = 1500 \pm 200\%$ $\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ [102], comparable à celle de nos guides actuels.

Multiples accords de phase Nos guides d'ondes étant optimisés pour l'accord de phase de type I $\text{TM}_{00}(1{,}06\ \mu\text{m}) \leftrightarrow \text{TE}_{00}(2{,}12\ \mu\text{m})$, on s'attendrait à observer un seul pic de fluorescence lorsque la longueur d'onde de pompe varie. Or, lorsqu'on relève expérimentalement la puissance de fluorescence paramétrique mesurée après le filtre en germanium en fonction de la longueur d'onde de la pompe, on peut observer plusieurs pics de fluorescence, tels que ceux visibles sur la courbe bleue de la figure 2.18 [21]. Cependant, si l'on fixe la longueur d'onde de la pompe à la valeur indiquée par la flèche et que l'on optimise le couplage à l'intérieur du guide,

21. La puissance de pompe varie légèrement sur l'intervalle de longueur d'onde considéré, mais cette variation n'est pas significative par rapport aux variations de fluorescence paramétrique observées.

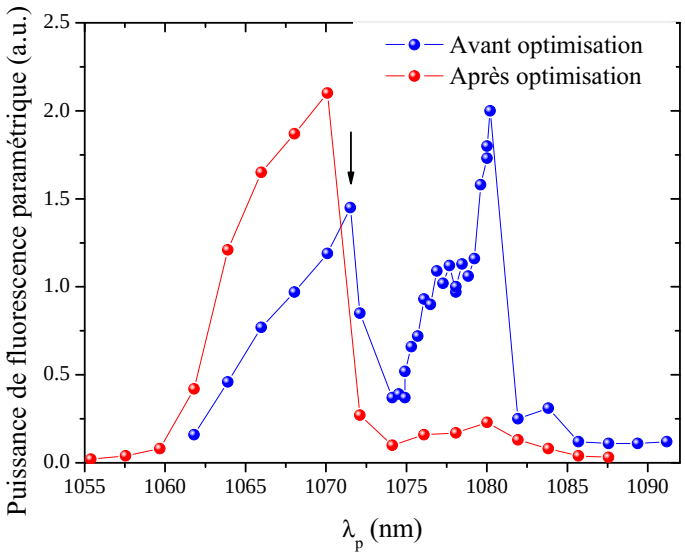


Figure 2.18 – Puissance de fluorescence paramétrique en fonction de la longueur d'onde de pompe, juste après le couplage dans le guide d'onde (courbe bleue) et après optimisation du couplage à partir du pic signalé par la flèche noire (courbe rouge). Les lignes sont de simples guides visuels.

on obtient la courbe rouge. De même, en fixant la longueur d'onde de pompe sur un autre pic, on peut l'optimiser au détriment des autres pics du spectre initial [22].

Cette présence de plusieurs pics dans la courbe $\mathcal{P}_{\mathrm{FP}} = f(\lambda_p)$ indique que d'autres accords de phase « parasites » ont lieu dans la structure. Dans le cadre d'un calcul 2D de l'indice effectif des premiers modes TE et TM dans un guide d'ondes aux bords verticaux et en prenant l'indice de l'AlOx égal à 1,6 [23], on obtient en effet les courbes de dispersion présentées en figure 2.19. Pour que l'intégrale de recouvrement Γ donnée par l'équation (1.54) soit non négligeable, le nombre de modes impairs en interaction doit être pair. À partir des courbes de dispersion, on peut donc identifier les accords de phase suivants (pris à la dégénérescence) dans la plage de longueur d'onde de pompe qui nous intéresse (encadrés sur la figure 2.19) : $\mathrm{TM}_{02} \rightarrow \mathrm{TE}_{00} + \mathrm{TE}_{00}$, $\mathrm{TM}_{00} \rightarrow \mathrm{TE}_{00} + \mathrm{TE}_{00}$, $\mathrm{TM}_{01} \rightarrow \mathrm{TE}_{00} + \mathrm{TE}_{01}$, $\mathrm{TM}_{02} \rightarrow \mathrm{TE}_{01} + \mathrm{TE}_{01}$, $\mathrm{TM}_{00} \rightarrow \mathrm{TE}_{01} + \mathrm{TE}_{01}$. Dans certains guides d'ondes, jusqu'à quatre pics peuvent en effet être visibles, et peuvent vraisemblablement être attribué à certains de ces accords de phase. La faible puissance de signal et de complémentaire

22. Les mesures présentées en figure 2.18 ont été réalisées sur des guides en cavités où l'effet d'accord de phase multiple était particulièrement apparent, mais le même effet a été observé sur des guides sans cavité, comme il apparaît en figure 2.20

23. Le choix de cette géométrie repose sur un gain dans le temps de calcul, et ces calculs étant indicatifs, l'indice de l'AlOx a été pris à sa valeur générique.

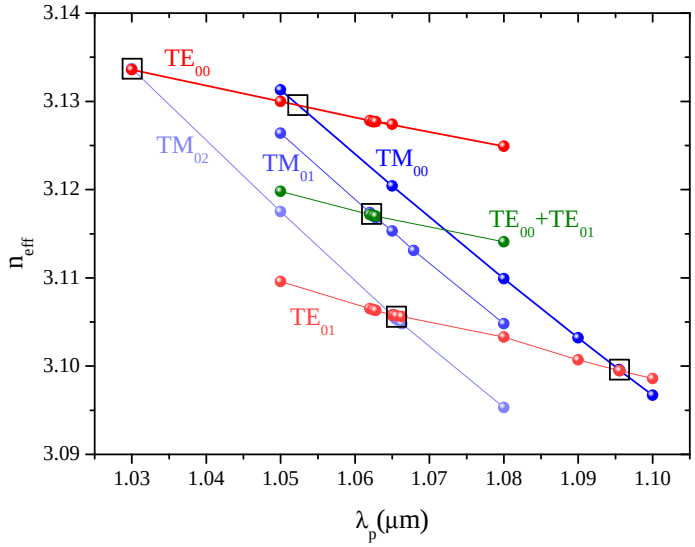


Figure 2.19 – Courbes de dispersion des premiers modes guidés dans un guide de largeur 5 µm. La dispersion des modes TM est calculée à λ_p alors que celle des modes TE est calculée à $2\lambda_p$.

disponible ne nous permet cependant pas d'observer le profil du mode généré avec la caméra dont nous disposons, ce qui aurait permis de vérifier cette hypothèse.

Notons cependant qu'un alignement précis de l'objectif d'injection, de sorte à ce que le faisceau gaussien soit centré sur la facette du guide, doit nous permettre d'éliminer les pics liés à des accords de phase impliquant le mode TM_{01}. C'est la situation représentée en figure 2.18. Les accords de phase impliquant le mode TM_{02} ne peuvent pas être éliminés totalement, mais le bon recouvrement entre le faisceau gaussien et le mode TM_{00} (au détriment du recouvrement entre le faisceau gaussien et le mode TM_{02}) permet de minimiser cette contribution ; de même, la faible intégrale de recouvrement entre les modes TM_{00} et TE_{01} limite cette dernière interaction. Il est aussi à noter que les deux derniers accords de phase signalés sur la figure 2.19 ne peuvent plus se produire dans des guides de 3 µm, les modes concernés n'étant plus guidés aux longueurs d'onde d'accord de phase.

L'accord de phase visé $TM_{00} \rightarrow TE_{00}+ TE_{00}$ étant optimisé, on obtient alors la courbe présentée en figure 2.20, où l'on a ajusté le modèle théorique donné par l'équation (2.18). Sur cette figure, on remarque un deuxième pic de fluorescence de faible amplitude, pour une longueur d'onde de pompe plus importante que la dégénérescence recherchée, reliquat d'un accord de phase « parasite ».

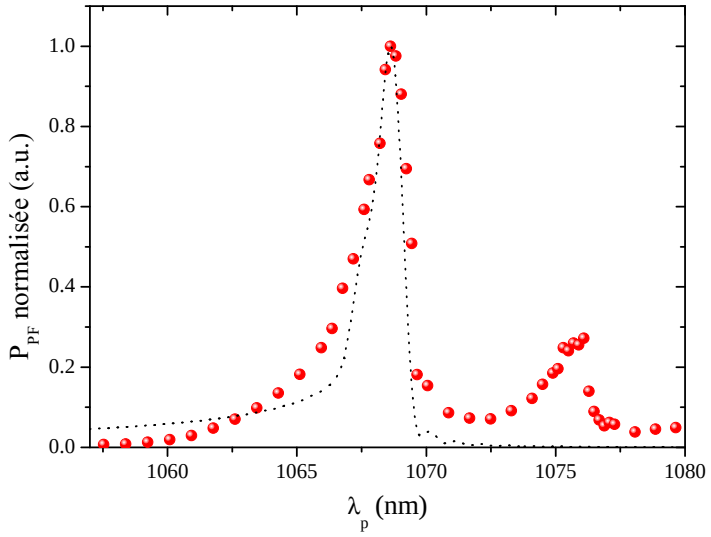


Figure 2.20 – Puissance de fluorescence paramétrique en fonction de la longueur d'onde de pompe après optimisation du pic correspondant à l'accord de phase entre les modes fondamentaux. Les points rouges sont des données expérimentales, la ligne noire en pointillés est la dépendance obtenue par calcul à partir de la formule (2.18).

2.2 Mise en cavité : démonstration d'un OPO en guides d'ondes semi-conducteur dans le proche infrarouge

Le guide d'onde non linéaire présenté dans la section précédente constitue le milieu à gain de notre oscillateur paramétrique optique. Nous verrons dans cette section comment ce guide d'onde peut être mis dans une cavité optique optimisée pour l'oscillation paramétrique autour de 2.12 µm et nous présenterons la démonstration du premier OPO en guide d'ondes semi-conducteur effectuée dans le proche infrarouge.

2.2.1 Conception et fabrication des miroirs

En partie 1.2, nous avons évoqué plusieurs configurations de cavité, et détaillé les avantages et inconvénients de chacune d'entre elles. Dans la perspective d'un dispositif fonctionnel pour des applications en spectroscopie par exemple, nous souhaitons une bonne stabilité en sortie de l'OPO, ainsi qu'une large plage d'accordabilité continue. Une configuration SROPO serait donc souhaitable. Cependant, compte tenu des performances non linéaires de nos guides et du niveau moyen de

pertes de propagation [24], le seuil d'oscillation d'un tel OPO (donné par la formule (1.66) avec $R_c = 0$), même avec des miroirs paraitement réfléchissants, serait de l'ordre du Watt, ce qui n'est pas réalisable sans brûler la facette d'entrée du guide sur laquelle le faisceau de pompe est focalisé.

Malgré la perte de stabilité, nous nous sommes donc tournés vers une configuration DROPO, pour laquelle la puissance nominale de pompe au seuil d'oscillation est inférieure à 100 mW [25] si les miroirs ont une réflectivité de 98%.

En pratique, pour avoir un dispositif monolithique, les miroirs doivent être intégrés à l'échantillon contenant le guide d'onde. Pour cela, nous nous sommes tournés vers des miroirs de Bragg.

Ces miroirs sont formés par un empilement périodique de matériaux d'indices optiques différents. Si l'épaisseur optique de chacun des matériaux est égal au quart de la longueur d'onde, les interférences entre les ondes réfléchies à chacune des interfaces seront constructives, et si les couches sont suffisamment nombreuses, l'onde incidente sera totalement réfléchie. En termes de dispersion, cela revient à dire que l'empilement périodique a créé un gap photonique autour d'une énergie définie par les dimensions de la modulation périodique de l'indice.

Dans le cas d'un miroir constitué d'une alternance de N bi-couches formées par deux matériaux d'indices optiques n_1 et n_2, dont l'épaisseur optique des couches vaut $\lambda_B/4$, la réflectivité totale du miroir à λ_B est donnée par [90] :

$$R = \left[\frac{1 - \frac{n_e}{n_i} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2N}}{1 + \frac{n_e}{n_i} \left(\frac{n_2}{n_1} \right)^{2N}} \right]^2 \tag{2.21}$$

où n_i et n_e sont les indices des milieux incident (situé avant le miroir) et émergent (situé après le miroir). La largeur spectrale $\Delta\lambda_B$ de la bande interdite est donnée par [90] :

$$\frac{\Delta\lambda_B}{\lambda_B} = \frac{4}{\pi} \arcsin\left(\frac{|n_2 - n_1|}{n_2 + n_1} \right) \tag{2.22}$$

Ces deux équations montrent que, si la réflectivité augmente avec le nombre de couches formant le miroir, la largeur de la bande interdite ne dépend que du contraste d'indice entre les deux matériaux constitutifs du miroir. Compte tenu de la large accordabilité de nos guides d'ondes, nous devons donc choisir deux matériaux ayant un contraste d'indice aussi grand que possible. Cela permettra aussi de réduire le nombre de bi-couches nécessaire pour atteindre la haute réflectivité souhaitée, ce qui est un avantage sur le plan technologique.

De plus, les miroirs formant la cavité optique ne doivent pas seulement réfléchir les ondes signal et complémentaire, mais aussi être transparents pour l'onde de

24. $\alpha_s \sim 1$ cm^{-1}, $\alpha_p \sim 3$ cm^{-1}.

25. Nous considérons que 100 mW de puissance intra-cavité est une puissance limite garantissant que les échantillons ne seront pas abimés par l'échauffement dû au faisceau de pompe.

pompe. Or, un traitement anti-reflet est généralement limité à une monocouche quart d'onde d'indice $\sqrt{n_e n_i}$. Il faut donc combiner les deux types de traitement (Bragg et anti-reflet) dans le miroir que l'on cherche à déposer sur les facettes de nos guides, ce qui exclut un calcul analytique de l'empilement à déposer.

Conception des miroirs de Bragg

Ces miroirs de Bragg peuvent être fabriqués de deux manières différentes : par corrugation de la surface supérieure du guide d'ondes, ou par une multicouche diélectrique déposée sur les facettes de celui-ci. La première option a été étudiée par Erwan Guillotel [111] sans succès. En effet, pour obtenir une bande interdite de largeur supérieure à quelques nanomètres, les encoches verticales doivent découvrir le cœur du guide, et être gravées jusque dans la gaine inférieure. Cependant, la réalisation de ces encoches pose des problèmes technologiques liés à l'oxydation (gravure compliquée après oxydation, oxydation native importante dans les zones découvertes par gravure avant oxydation, mauvaise tenue mécanique des « ailettes » de semi-conducteur).

Nous nous sommes donc tournés vers les traitements par dépôt de multicouches sur les facettes de nos guides d'ondes. Après un premier essai peu satisfaisant avec le couple de matériau YF_3/ZnS [111], un empilement diélectrique SiO_2/TiO_2 a été adopté. Cet empilement diélectrique est courant dans le proche et le moyen infrarouge (IR), et possède un contraste d'indice important ($n_{SiO_2} \sim 1{,}5$ et $n_{TiO_2} \sim 2{,}3$ autour de 2,12 µm).

Le dessin de ces miroirs doit répondre à plusieurs critères :

- Comme mentionné précédemment, le seuil d'oscillation est inférieur à 100 mW si la réflectivité des miroirs pour les ondes signal et complémentaire est supérieure à 98%. Pour bénéficier d'une large accordabilité de notre OPO, on souhaite que cette haute réflectivité soit valable sur la bande spectrale la plus large possible autour de 2,12 µm.
- On cherche à déposer des miroirs sur des facettes dont les dimensions sont de l'ordre de 3×3 µm^2. Pour des raisons d'ordre mécanique, les miroirs doivent donc être aussi fins que possible, ce qui revient à minimiser le nombre de bi-couches.
- Conjointement aux contraintes précédentes, le miroir doit aussi agir comme anti-reflet à la longueur d'onde de pompe.

Les deux premiers critères conduisent à un empilement de 5 bi-couches d'épaisseur $\frac{\lambda}{4n}$, ce qui conduit à une épaisseur légèrement inférieure à 3 µm. Cet empilement sert de point de départ à une routine d'optimisation sous contrainte mise en œuvre par le logiciel commercial *Essential Macleod* (Thin Film Center Inc.) [144]. Le logiciel est configuré de sorte que les dispersions des matériaux prises en compte correspondent à celles obtenues expérimentalement dans le bâti de dépôt. Afin

	Matériau	**Épaisseur** (nm)	**Indice** (à 2.12 µm)
Milieu incident	GaAs	-	3.34
1	SiO_2	383.3	1.47
2	TiO_2	294.6	2.26
3	SiO_2	271.1	1.47
4	TiO_2	276.0	2.26
5	SiO_2	309.6	1.47
6	TiO_2	240.5	2.26
7	SiO_2	376.5	1.47
8	TiO_2	201.1	2.26
9	SiO_2	424.5	1.47
10	TiO_2	173.8	2.26
11	SiO_2	454.7	1.47
12	TiO_2	248.1	2.26
Milieu émergent	Air	-	1.00

Table 2.3 – Empilement diélectrique d'un miroir de Bragg dichroïque après optimisation, centré autour de $\lambda =$ 2,12 µm

d'optimiser conjointement l'anti-reflet à 1,06 µm et la haute réflectivité à 2,12 µm, l'adjonction d'une sixième bi-couche est nécéssaire, portant l'épaisseur totale du miroir à 3,65 µm. La structure finalement obtenue est décrite dans le tableau 2.3, et la courbe de réflectivité théorique est donnée en figure 2.21.

Fabrication des miroirs

La procédure de fabrication des miroirs a été mise au point par Marc Savanier, en collaboration avec Xavier Lafosse du *Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN)* [64]. La procédure finale de dépôt des miroirs diélectriques sur les facettes de nos guides est schématisée en figure 2.22.

Les miroirs sont déposés par évaporation assistée par faisceau d'ion (IAD), qui permet un dépôt directionnel et ayant un faible impact sur la qualité de l'échantillon grâce à des conditions de dépôt faiblement perturbatives. Cette méthode consiste à évaporer les différents matériaux à déposer, avec l'adjonction d'un faisceau d'ions permettant d'obtenir un dépôt de meilleure qualité. Ce faisceau apporte l'énergie d'activation nécessaire à la bonne adhérence des couches déposées, ce qui permet de réaliser le dépôt à faible température (T≤100°C), et le bombardement par des ions réactifs d'oxygène apporte un meilleur contrôle de la stœchiométrie du matériau déposé [26]. De plus, d'un point de vue mécanique, le bombardement par

26. Une mauvaise stœchiométrie se traduit notamment par une augmentation drastique de

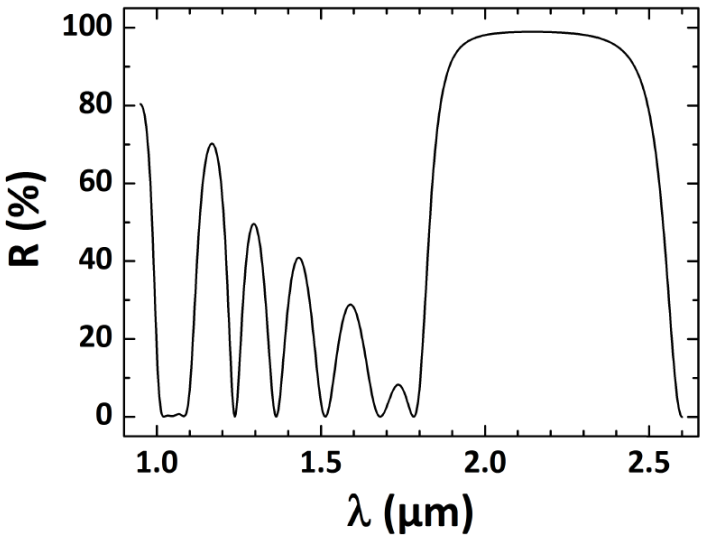


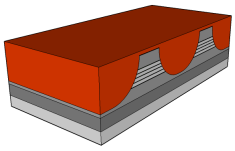
Figure 2.21 – Spectre de réflectivité du miroir de Bragg détaillé dans le tableau 2.3 calculé à l'aide des matrices de transfert.

les ions avant et pendant le dépôt permet de nettoyer (par abrasion) la surface avant le dépôt, et d'améliorer la densité et la tenue mécanique de l'échantillon en « tassant » le dépôt [145]. Pendant le dépôt, un suivi ellipsométrique et une balance à quartz permettent de mesurer l'épaisseur déposée. En cas de déviation à la structure nominale, l'épaisseur des couches suivantes est adaptée pour retrouver le niveau de réflectivité souhaité.

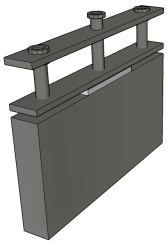
Pendant le dépôt, afin d'éviter la contamination de la suface supérieure de l'échantillon par des résidus de matériau diélectrique, l'échantillon est protégé par une couche de résine *Microposit* S1828 dont l'épaisseur permet de « noyer » les guides [27]. La résine est recuite pendant quelques minutes afin d'obtenir une protection mécaniquement stable, sans que celle-ci ne devienne cassante. Cette protection s'ajoute à la protection mécanique fournie par l'étau en inox dans lequel on place l'échantillon durant le dépôt (schématisé en figure 2.22b). Lorsque les deux miroirs ont été déposés, la résine peut être dissoute dans un bain d'acétone : on retire alors en même temps la pollution diélectrique située sur la surface de l'échantillon. Cette dernière étape nécessite néanmoins certaines précautions pour ne pas redéposer la pollution diélectrique sur l'échantillon comme dans le cas présenté en figure 2.23c : flux d'acétone pour détacher les paillettes de diélectrique, légère agitation du bain d'acétone, transfert de l'échantillon d'un bain à l'autre

l'absorption.

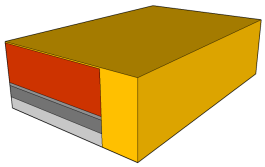
27. L'épaisseur de la résine doit être suffisante pour recouvrir les guides et les protéger efficacement pendant le dépôt, sans donner lieu à un dépôt de diélectrique trop haut qui serait mécaniquement instable après la dissolution de la résine.



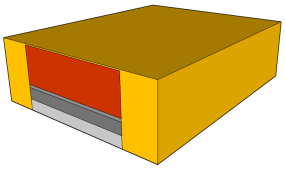
(a) Enrésinement et clivage



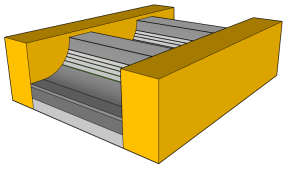
(b) Mise en étau



(c) Dépôt du premier miroir



(d) Dépôt du deuxième miroir



(e) Lift-off

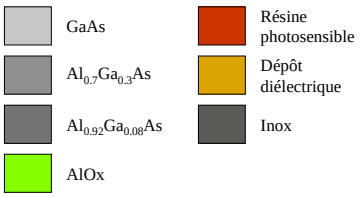
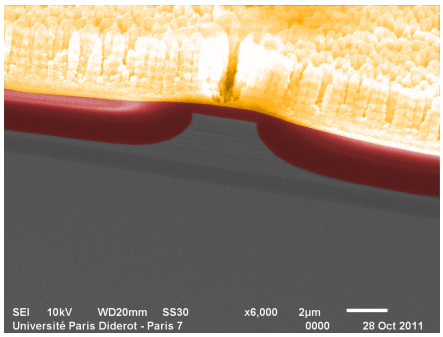
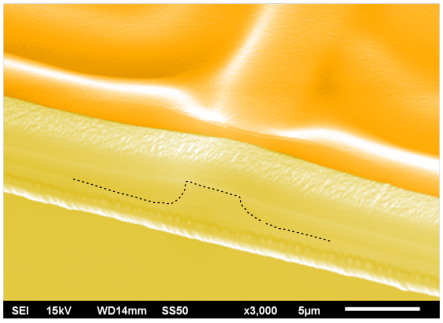


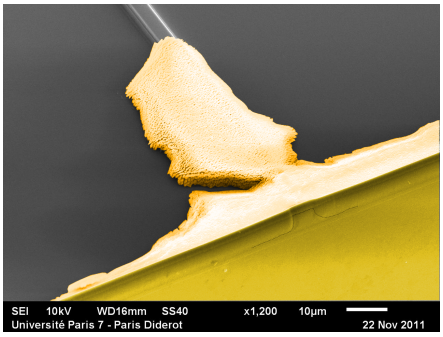
Figure 2.22 – Procédure de dépôt des miroirs SiO_2/TiO_2. Entre l'étape (c) et l'étape (d), l'échantillon est retiré de l'étau, la face arrière (sans miroir) est clivée et l'échantillon est remis dans l'étau pour le dépôt du deuxième miroir.



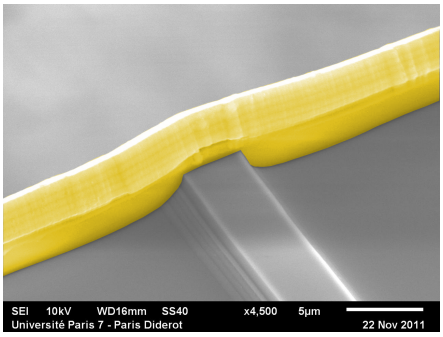
(a) Facette arrière clivée pour le dépôt du deuxième miroir



(b) Avant le lift-off



(c) Résidu d'overspray après le lift-off



(d) Miroir terminé

Figure 2.23 – Clichés MEB pris à différentes étapes du processus de dépôt des miroirs. On a coloré en jaune le miroir, en rouge la résine photosensible, et en orange l'overspray que l'on cherche à éliminer au cours de l'étape de lift-off. Si nécessaire, le profil du guide d'ondes a été repassé avec une fine ligne noire.

sous flux constant d'acétone en prenant garde de ne jamais faire sécher l'échantillon jusqu'à nettoyage complet de la surface.

Enfin, pour déposer les miroirs sur des facettes bien définies, les échantillons sont clivés juste avant le dépôt de chaque miroir : la première facette est donc définie juste après l'enrésinement de l'échantillon, la deuxième après le dépôt du premier miroir.

Il est à noter aussi que nous ne protégeons pas le premier miroir pendant le dépôt du deuxième miroir. Les tentatives de protection de ce miroir réalisées par Marc Savanier en le trempant dans une goutte de résine n'ont en effet pas été couronnées de succès, et les observations réalisées au MEB ne nous ont pas permis d'observer une quelconque pollution de la face arrière durant un dépôt.

Des clichés MEB pris à différentes étapes de la réalisation des miroirs sont présentés en figure 2.23. Chacune de ces étapes présente une difficulté technologique, et est critique pour la réalisation de miroirs de qualité. Aussi, la plupart du temps, seuls une petite dizaine de guides présentent des miroirs corrects aux deux extrémités sur une barrette d'une trentaine de guides.

Caractérisation des miroirs déposés

Après le dépôt, les miroirs sont caractérisés en trois étapes :

- Lors du dépôt, un substrat témoin en Si est placé dans le bâti d'IAD. Ce substrat est ensuite caractérisé à l'aide d'une mesure de spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR), ce qui permet de valider le dépôt par comparaison avec le spectre de réflectivité calculé.
- Le dépôt réalisé sur la facette de l'échantillon est évalué au moyen de mesures de réflectivité réalisées en focalisant le faisceau au niveau du substrat pour éviter de subir un effet de cavité.
- Pour évaluer la réflectivité modale autour de 2,12 µm, grandeur d'intérêt dans le calcul du seuil d'oscillation, de nouvelles mesures de franges Fabry-Pérot ou de transmission sont réalisées. En effet, dans la formule (2.7), la réflectivité normalisée $\tilde{R}$ est maintenant donnée par le produit de la réflectivité modale des *miroirs* et du coefficient de pertes $e^{-\alpha L}$. En ajustant une fonction d'Airy sur les franges obtenues, on peut ainsi remonter à la réflectivité des miroirs. Compte tenu de la haute réflectivité des miroirs, du niveau des pertes (~ 1 cm^{-1}), et de la faible puissance délivrée par la diode laser *Nanoplus* (~ 2 mW), ces mesures ont été réalisées sur une demie cavité. Par ailleurs, la transmission modale à 1,06 µm est évaluée à l'aide de nouvelles mesures en transmission basées sur la formule (2.10).

Les résultats des premières et dernières mesures sont récapitulés en figure 2.24. Les mesures réalisées au niveau du substrat de l'échantillon étant très proche du spectre FTIR, nous ne les avons pas reportées.

À 2,12 µm, on mesure ainsi une réflectivité modale de $90 \pm 5\%$. La large barre d'erreur est due à la faible plage d'accordabilité de la diode laser *Nanoplus*. La mise en opération d'un OPO massif construit pendant cette thèse et décrit dans l'annexe B en tant source largement accordable devrait permettre des mesures plus précises de cette réflectivité d'une part, et une meilleure caractérisation de la bande interdite d'autre part. À 1,06 µm, la transmission modale est de $89 \pm 5\%$.

Cet écart aux valeurs initialement prévues s'explique par le fait que nos miroirs ont été conçus pour des ondes planes. Cependant, la grandeur pertinente est la réflectivité modale, qui caractérise la fraction du mode incident qui est réfléchie *dans le même mode*. Or, un mode guidé, contrairement à une onde plane, présente une distribution angulaire des vecteurs d'onde. Toutes les composantes spatiales du mode ne sont donc pas réfléchies avec la même intensité et le mode est partiellement réfléchi dans d'autres modes – guidés ou radiatifs. Ce comportement peut être simulé à l'aide de simulations FDFD. Grâce aux outils de modélisation numérique disponibles au sein de l'équipe *DON*, la dépendance spectrale de la réflectivité ainsi calculée est représentée en lignes pointillées sur la figure B.2. Les simulations tridimensionnelles permettent une bonne évaluation de la réflectivité modale des

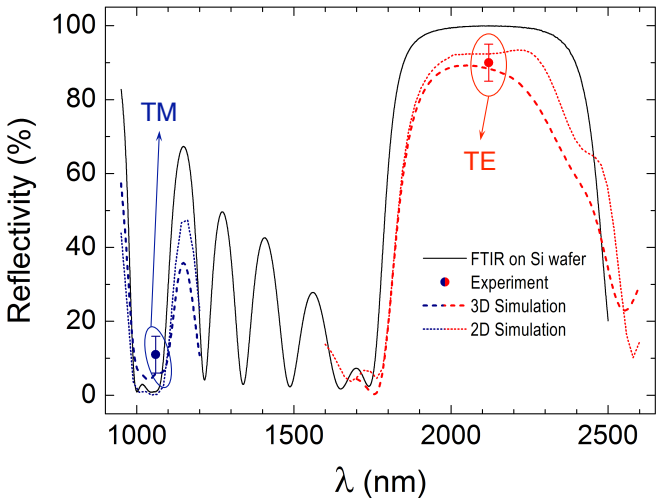


Figure 2.24 – Réflectivité mesurée sur le miroir déposé. La courbe noire est obtenue au moyen d'une mesure FTIR sur un substrat de silicium ayant subi le même dépôt diélectrique que nos échantillons. Les deux points sont les mesures de réflectivités modales effectuées dans nos guides d'ondes. Les lignes en pointillés fins et larges sont les réflectivités modales calculées à partir de simulations numériques respectivement bi- et tridimensionnelles effectuées sur l'empilement diélectrique déposé.

miroirs, proche des réflectivités expérimentales. Cependant, ces calculs étant très lourds en ressources et en temps, on les a comparés avec des calculs reposant sur une modélisation bi-dimensionnelle de guides d'ondes où l'on néglige le confinement transverse. Bien que le comportement des miroirs soit moins bien approché par ces simulations, la réflectivité modale calculée reste suffisamment proche de la valeur expérimentale (à l'erreur de mesure près) pour que l'on décide de se contenter de cette modélisation à l'avenir.

On pourrait alors exprimer le souhait de concevoir nos guides directement à partir de cette modélisation afin d'optimiser la réflectivité modale plutôt que la réflectivité en ondes planes. Cependant, une routine d'optimisation basée sur ce calcul ne convergerait vraisemblablement pas en un temps raisonnable, et nous devons nous contenter de l'utiliser pour évaluer les performances des miroirs optimisés pour des ondes planes.

2.2.2 Fluorescence en cavité et oscillation paramétrique optique

À partir de ces guides d'ondes mis en cavité, à la fin de la thèse de Marc Savanier, seule la fluorescence paramétrique en cavité avait pu être observée. Malgré un comportement super-linéaire, signature de l'amplification paramétrique du signal

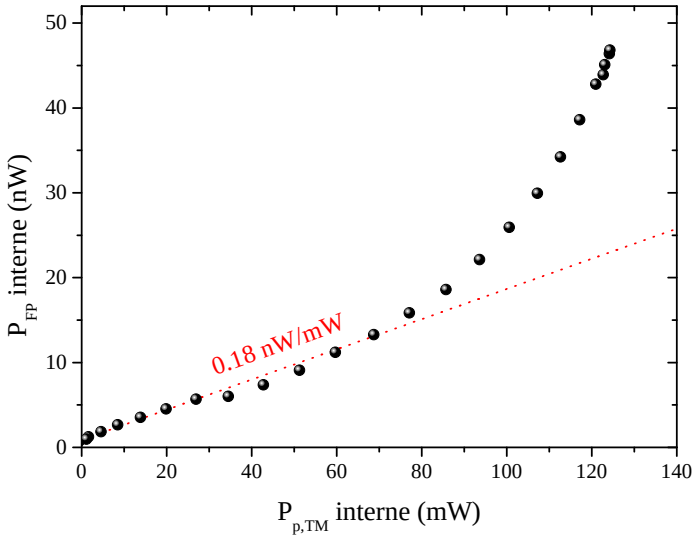


Figure 2.25 – Fluorescence paramétrique dans un guide d'onde mis en cavité. Toutes les puissances sont évaluées à l'intérieur de la cavité.

généré par FP due à la rétroaction de la cavité, le seuil d'oscillation n'avait pas été atteint pour des puissances de pompe interne de l'ordre de 125 mW, ce qui correspond à une puissance de pompe focalisée sur la facette d'entrée de 300 mW. Dans nos guides d'ondes, le même phénomène a été observé, avec une efficacité de conversion paramétrique pouvant être doublée par l'effet de cavité comme dans le cas représenté en figure 2.25.

Cependant, compte tenu des pertes de nos guides d'ondes et de la réflectivité modale mesurée sur les miroirs déposés, le seuil d'oscillation se situe au-delà des 100 mW initialement visés. Pour des pertes $\alpha_{s,c} = 1$ cm^{-1} et $\alpha_p = 3$ cm^{-1}, une réflectivité $R_{s,c} = 0{,}90$ et une efficacité de conversion normalisée $\eta_{\text{norm}} = 1500\%\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$, la formule (1.66) donne une puissance de pompe au seuil d'oscillation de 208 mW.

Dans nos guides d'ondes, nous avons alors pris le risque d'endommager les miroirs en augmentant la puissance de pompe focalisée sur la facette d'entrée, et donc la puissance de pompe à l'intérieur du guide d'ondes. Dans les meilleurs guides, et exactement à la dégénérescence de l'accord de phase $\text{TM}_{00} \rightarrow \text{TE}_{00} + \text{TE}_{00}$, on obtient alors la courbe de fluorescence paramétrique présentée en figure 2.26. Dans cette courbe représentant la puissance de signal/complémentaire en fonction de la puissance de pompe, on remarque une amélioration tranchée de l'efficacité de conversion. Cette rupture de pente est la signature de l'**oscillation paramétrique optique**.

En ajustant une fonction affine sur les points expérimentaux, on mesure une

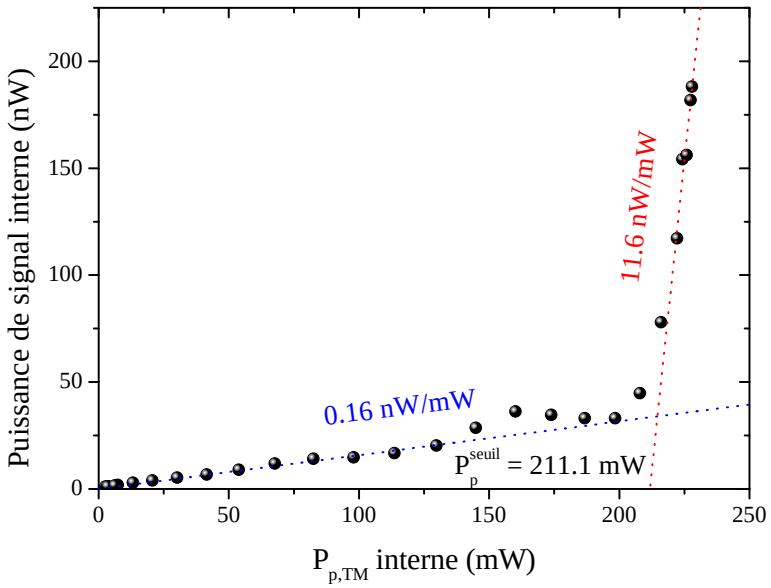
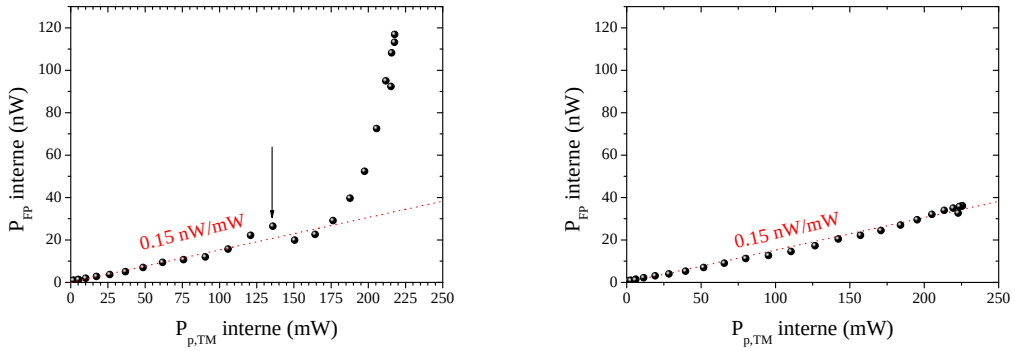


Figure 2.26 – Oscillation paramétrique optique dans un guide d'onde AlGaAs/AlOx. Les points noirs sont les données expérimentales, ajustées par deux droites bleue et rouge correspondant respectivement aux régimes de fluorescence et d'oscillation paramétrique.

puissance de pompe au seuil d'oscillation de 211,1 mW, cohérente avec nos prévisions théoriques.

On remarque aussi que la super-linéarité observée précédemment pour des puissances de pompe de l'ordre de 150 mW est toujours présente mais ne correspond pas au seuil d'oscillation. Si cette déviation de la dépendance linéaire correspondait à un autre accord de phase plus favorable, le seuil d'oscillation du dispositif serait fixé par cet accord de phase. Or, l'optimisation du couplage de l'onde de pompe dans le guide d'ondes à partir de cette super-linéarité ne permet pas d'atteindre un quelconque seuil d'oscillation. Les deux courbes présentées en figure 2.27 sont ainsi prises pour le même guide d'ondes que celui utilisé pour réaliser la courbe 2.25, après optimisation du couplage du faisceau de pompe dans le mode fondamental au-dessus du seuil d'oscillation pour la figure (a) et à 150 mW (au niveau de la super-linéarité) pour la figure (b). Les effets thermiques ne peuvent pas non plus expliquer ce phénomène car, comme précédemment, les mesures de fluorescence et d'oscillation paramétrique sont effectuées à puissance de pompe constante : seule la puissance de pompe dans la polarisation TM varie. Ce « rebond » préalable à l'oscillation paramétrique reste donc inexpliqué pour l'instant, bien que reproductible et observé sur plusieurs guides.

Enfin, la puissance du signal est limitée à $\sim$ 200 nW. Cette puissance est limitée



(a) OPO (b) Optimisation sur la superlinéarité

Figure 2.27 – Courbes de fluorescence (et d'oscillation) paramétrique pour deux optimisations différentes du couplage de l'onde de pompe dans le guide. Dans le cas(b), le couplage a été réalisé de sorte à maximiser la puissance de fluorescence à la puissance de pompe mentionnée par une flèche sur la courbe (a).

par la puissance de pompe maximale que l'on peut injecter dans le guide d'onde qui est de 230 mW intra-cavité, ce qui correspond à $\sim$ 700 mW focalisés sur la facette d'entrée. Bien que cette valeur soit proche du seuil d'oscillation, les tentatives d'injecter une puissance plus importante dans le guide d'ondes se sont soldées par des dommages thermiques irréversibles au niveau des miroirs, et donc une perte de l'effet de cavité. De tels effets apparaissent aussi parfois au bout d'une demi-heure environ d'opération à une puissance proche de la puissance maximale ($\sim$650 mW focalisé sur la facette d'entrée). Afin d'obtenir une puissance en sortie de l'OPO plus importante, il faut donc à la fois abaisser le seuil d'oscillation et augmenter la puissance supportée par le guide d'ondes.

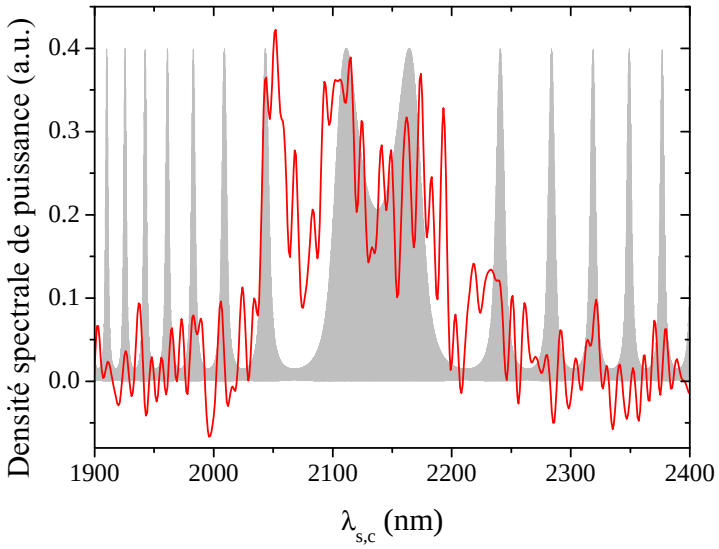
Spectre en sortie de l'OPO

Le montage présenté en figure 2.13 permet aussi de tracer le spectre en sortie de notre OPO lorsque celui-ci opère au-dessus du seuil d'oscillation. Ces mesures sont cependant difficiles à réaliser en raison de la faible puissance de signal d'une part, et de la faible plage de puissance de pompe disponible entre le seuil et l'endommagement des échantillons.

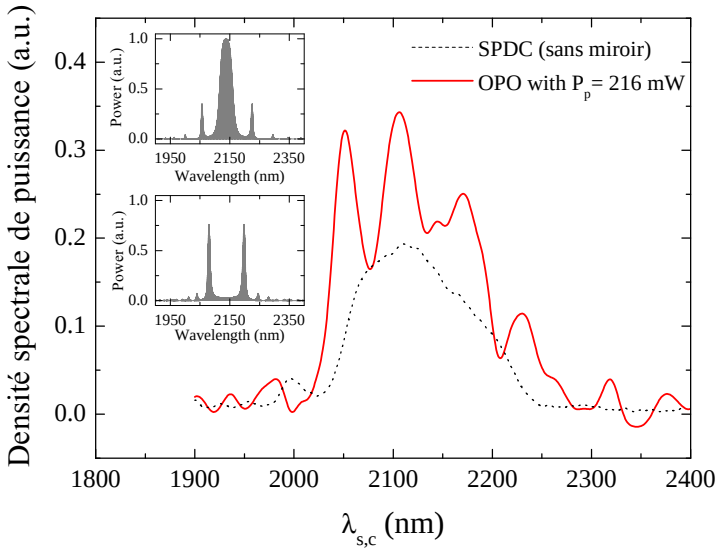
Les mesures sont ainsi très bruitées, malgré l'utilisation d'un amplificateur transimpédance à faible bruit et d'une détection synchrone. Les mesures brutes et la moyenne extraite de ces mesures à partir d'un filtre passe-bas sont présentées en figure 2.28. Le spectre ainsi acquis peut être comparé aux deux cas extrêmes décrits en figure 1.10, rappelés en encart de la figure 2.28b. Sur le spectre expérimental, un début de structuration est visible, mais non complète, probablement à cause de

la proximité du seuil d'oscillation.

Dans ce chapitre, nous avons donc expliqué comment nos guides d'ondes conçus pour la conversion descendante de fréquence vers 2,12 µm puis placés dans une cavité intégrée doublement résonante nous ont permis de démontrer le premier OPO en guide d'ondes semi-conducteur opérant dans le proche infrarouge. Ce résultat, attendu par la communauté en tant que premier pas vers la démonstration d'un OPO pompé électriquement, a fait l'objet d'une publication distinguée par l'attribution de la couverture d'*Applied Physics Letters* **103** du 23 décembre 2013. Cependant, les dommages thermiques causés aux fortes puissances de pompe nous contraignent à faire fonctionner cet OPO à proximité du seuil d'oscillation, où la puissance de sortie est faible, et le spectre non complètement développé.



(a) Données brutes



(b) Après lissage

Figure 2.28 – Spectre mesuré au-dessus du seuil d'oscillation en sortie de l'OPO. (a) Mesures brutes, superposées à une configuration de *cluster* se rapprochant du profil global du spectre acquis. (b) Données lissées à l'aide d'un filtre à transformée de Fourier passe-bas. En pointillés, la courbe de gain à dégénérescence, mesurée pour un guide sans miroir, est tracée pour comparaison. En encart, rappel sur les deux cas extrêmes possibles pour le spectre en sortie d'un DROPO.

Chapitre 3

Amélioration des performances de l'OPO

Nous avons vu au chapitre précédent que les performances de notre OPO sont limitées par la proximité entre le seuil d'oscillation et la puissance maximale que l'on peut injecter dans la cavité intégrée. Pour les améliorer, nous disposons donc de deux pistes : la réduction du seuil d'oscillation et l'augmentation de la puissance maximale supportée par la cavité. La première option passe par la réduction des pertes de propagation, en particulier à la longueur d'onde de pompe, et par un travail sur le schéma de cavité : ces deux premières idées seront développées dans les deux premières parties de ce chapitre. L'augmentation de la puissance maximale pouvant être injectée dans le guide d'ondes comporte un problème thermique, lié à des problématiques de fabrication des miroirs, qui seront abordées dans la dernière partie.

3.1 Réduction des pertes de propagation

Comme nous l'avons vu en partie 2.1.2, les pertes de propagation ont une origine physique différente selon la longueur d'onde. Compte tenu du fait que les pertes sont plus importantes à la longueur d'onde de pompe, et que le phénomène régissant ces pertes est encore mal compris, nous nous sommes essentiellement concentrés sur la réduction des pertes en deçà d'1,1 µm au cours de cette thèse. Cependant, nous avons aussi cherché à stabiliser la valeur des pertes aux plus grandes longueurs d'onde en augmentant la reproductibilité des conditions d'oxydation.

3.1.1 Amélioration de la reproductibilité des pertes

Les pertes aux grandes longueurs d'ondes sont limitées par la rugosité de l'interface entre les surfaces oxydées et non oxydées. Réduire ces pertes de propagation

implique donc une amélioration de la qualité topologique de ces interfaces. Il a ainsi été montré que l'utilisation de super-réseaux pour la croissance des couches d'AlGaAs adjacentes aux couches oxydées permet d'obtenir des interfaces plus abruptes après oxydation qu'en cas d'utilisation d'alliages ternaires [146].

Cependant, les pertes de propagation subies par les ondes signal et complémentaire ne constituent pas la limite principale de notre OPO si elles peuvent être limitées de manière reproductible à des valeurs situées en deçà de 1 cm^{-1}. Or, le niveau de ces pertes de propagation est très lié aux conditions d'oxydation, donc la reproductibilité des pertes passe par un très bon contrôle des différents paramètres d'oxydation. Comme il a déjà été mentionné au chapitre précédent, le four d'oxydation utilisé au début de cette thèse ne permet pas un bon contrôle des différents paramètres, car beaucoup de réglages (le débit de gaz notamment) sont manuels et non instantanés. Les tests réalisés par M. Savanier durant sa thèse grâce au système d'oxydation avec contrôle *in situ* du LAAS ont permis de constater qu'un contrôle fin des paramètres d'oxydation pouvait permettre d'améliorer la qualité de l'échantillon après oxydation [64]. De plus, le contrôle *in situ* de la progression de l'oxydation permet de stopper le processus à l'exact moment où les fronts d'oxydation se rencontrent, plutôt que de se baser sur un étalonnage plus ou moins fiable, ce qui, couplé à une automatisation des autres paramètres, conduit à une meilleure reproductibilité des résultats.

Nous avons donc décidé de nous équiper d'un système d'oxydation similaire, afin de pouvoir réaliser des oxydations de qualité dans les locaux du laboratoire. Les détails techniques de ce projet de longue haleine [1] sont donnés dans l'annexe A. Un schéma de principe du système complet est dessiné en figure 3.1. Une partie du système est dédié au contrôle de l'atmosphère à l'intérieur du four, avec deux lignes de gaz « secs », et une ligne contrôlée par un mélangeur permettant de contrôler la teneur en eau du gaz « humide » déclencheur de la réaction d'oxydation. Ces gaz sont envoyés à l'intérieur d'une enceinte chauffée munie d'un hublot au travers duquel on peut observer l'échantillon en cours d'oxydation sous lumière monochromatique au moyen d'un objectif de microscope à grande distance de travail et d'une caméra de type dispositif à transfert de charge (CCD). Un suivi typique d'une oxydation est donnée en figure 3.2, où on peut observer simultanément l'oxydation d'un guide d'onde et d'un *mesa* carré de référence.

Un avantage de ce système d'oxydation par rapport à celui qui est installé au LAAS est sa capacité à monter plus rapidement en température (l'échantillon est chargé dans l'enceinte à température ambiante), ce qui est important car nous devons injecter le gaz humide à 100°C pour éviter un recuit non désiré de

1. Il s'est écoulé deux ans entre la budgétisation du système et son installation au laboratoire, ce qui explique qu'une partie des échantillons dont il est question dans cette thèse ont été oxydés avec le « vieux » système.

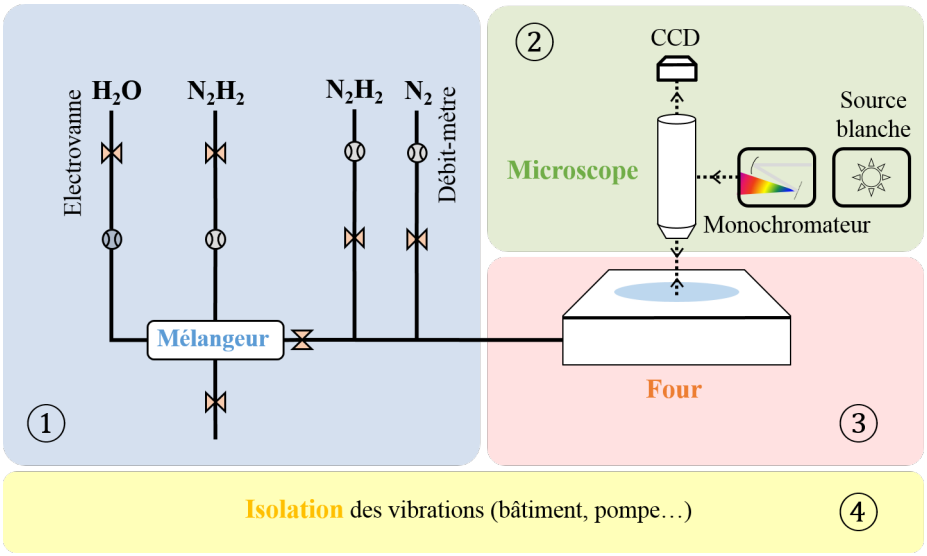


Figure 3.1 – Schéma de principe du système d'oxydation installé au laboratoire MPQ au cours de cette thèse. Le système est composé de quatre grandes parties : 1) en bleu, le contrôle des gaz injectés dans l'enceinte, 2) en vert le système optique, 3) en rouge l'enceinte chauffante, et 4) en jaune le contrôle des vibrations notamment liées à la pompe permettant de contrôler la pression dans l'enceinte chauffante.

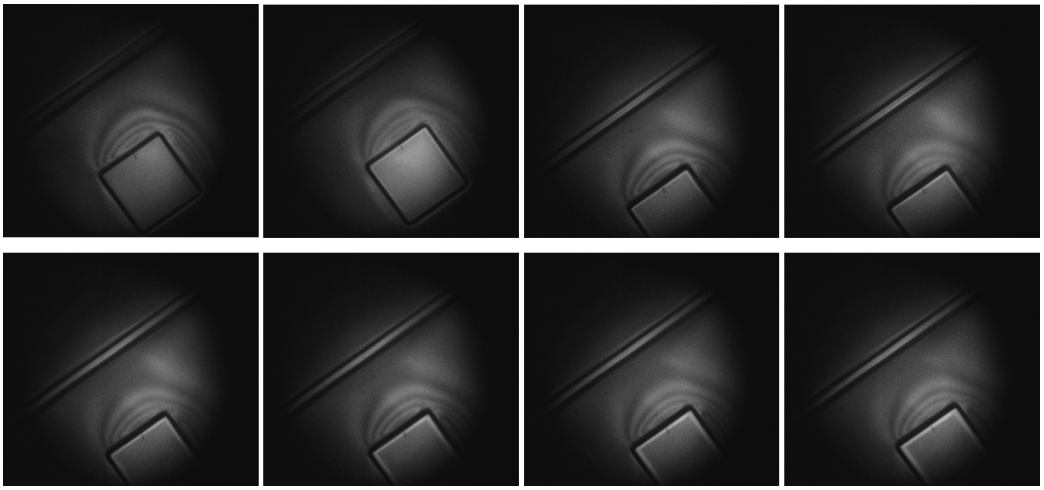


Figure 3.2 – Suivi typique de l'oxdation à 420°C d'un échantillon issu de la structure OPO (de gauche à droite et de haut en bas). À l'exception du premier cliché pris à 703 nm, la longueur d'onde d'observation est 710 nm. Entre le premier et le dernier cliché, 6 minutes se sont écoulées. La progression du front d'oxydation est visible grâce à l'apparition et la progression d'une zone plus claire à partir du bord du *mesa* carré. Le contraste des images a été légèrement accentué numériquement afin de permettre une meilleure visibilité.

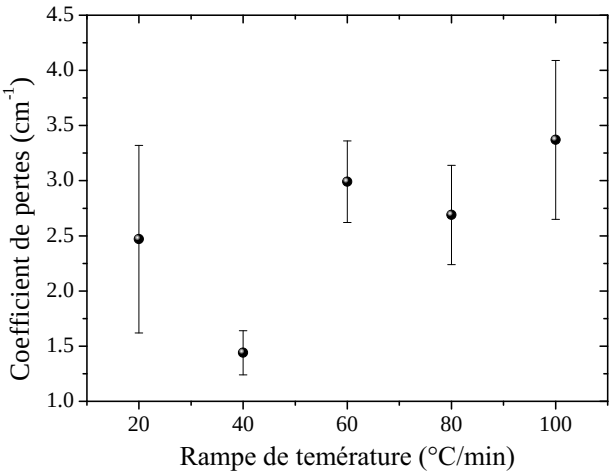
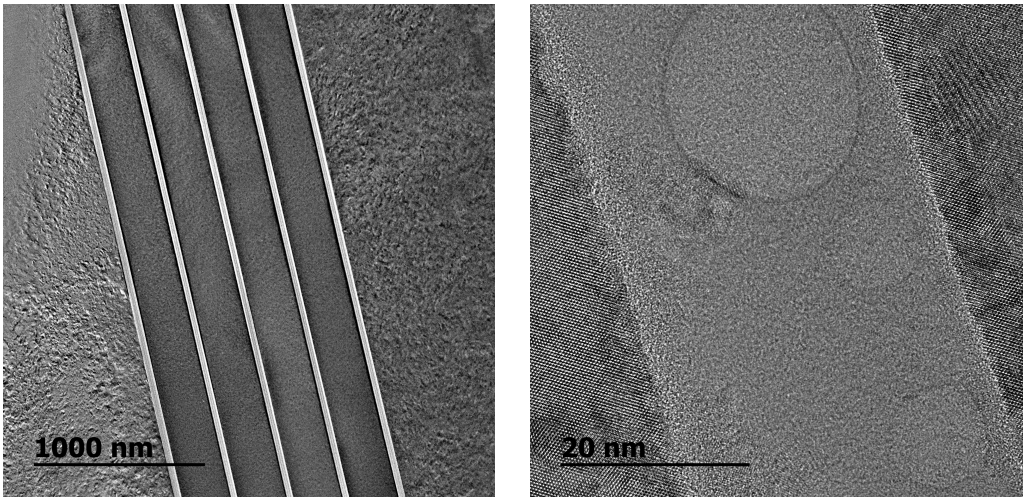


Figure 3.3 – Influence de la vitesse de montée en température lors de l'oxydation d'échantillons dans le nouveau système d'oxydation avec contrôle *in situ* sur les pertes de propagation dans des guides d'ondes de ∼3 à 5 µm à 1,55 µm. Tous les échantillons sont issus de la même plaque gravée issue de la structure OPO-GaInP10nm et oxydés à la température cible de 420°C.

l'échantillon. Quelques mesures de pertes pour étudier l'influence de cette rampe en température ont donc été menées par O. Stepanenko, en post-doctorat dans l'équipe *DON*. Les échantillons utilisés pour cette étude provenaient de la structure OPO-GaInP10nm dont il sera question dans la partie 3.1.2. Cette structure, proche de la structure OPO étudiée dans le chapitre 2, contient des couches de phosphure de gallium et d'indium (GaInP) et les couches d'AlGaAs sont des alliages ternaires. Or, si les premiers tests du système de visualisation ont été concluants sur la structure OPO avec un contraste marqué entre les zones oxydées et non oxydées, le suivi de l'oxydation était nettement plus difficile pour ces échantillons [2]. Les résultats de cette étude, récapitulés en figure 3.3, sont donc à prendre avec précaution, le suivi de l'oxydation n'étant pas aussi efficace que souhaité. Il apparaît cependant, malgré l'absence d'une tendance franche, qu'une vitesse de montée en température fixée à 40°C/min donne les pertes de propagation les plus faibles dans la région spectrale où les pertes sont limitées par la rugosité. Nous utiliserons donc cette valeur pour la rampe en température lors des oxydations suivantes.

Quelques clichés MET des premiers échantillons oxydés dans ce four d'oxydation ont par ailleurs été réalisées par G. Wang de l'équipe *Me⁻ans* du laboratoire MPQ.

2. Il s'avèrera par la suite que l'absence de super-réseaux pour former les couches d'AlGaAs est probablement à l'origine de ce contraste réduit car une troisième structure contenant aussi des couches de GaInP mais dans laquelle les couches d'AlGaAs sont formées par des super-réseaux permet d'obtenir un contraste comparable à la structure OPO.



(a) Vue d'ensemble (b) Zoom sur une couche oxydée

Figure 3.4 – Clichés MET d'un guide d'ondes fabriqué à partir de la structure OPO. (a) Vue d'ensemble de la structure guidante : les deux gaines en $Al_{0.7}Ga_{0.3}As$ sont visibles de part et d'autre du cœur guidant composé des 5 couches claires d'AlOx séparées par des couches plus épaisses de GaAs (gris foncé). (b) Zoom sur une couche d'AlOx à l'intérieur du cœur du guide d'ondes. On peut distinguer la structure cristalline du GaAs de part et d'autre de la couche amorphe. Les cerles visibles sur le cliché sont dus à un gondolement de l'échantillon (lame mince) préparé pour l'observation au MET.

Ces clichés, présentés en figure 3.4, permettent de constater que la rugosité aux interfaces n'a pas été supprimée par ce meilleur contrôle de l'oxydation (cela n'était pas recherché). L'intérêt de ce système réside donc réellement dans l'automatisation des différentes étapes du processus d'oxydation et la possibilité d'éviter toute sur-oxydation grâce au contrôle *in situ*, ce qui permet de reproduire la meilleure « recette » et d'obtenir des échantillons de bonne qualité de façon quasiment systématique.

Ces images ne sont cependant que préliminaires, le but de cette étude en cours étant de zoomer davantage au niveau des interfaces entre couches oxydées et semi-conductrices afin d'essayer de visualiser les éventuels défauts cristallins auxquels nous attribuons les pertes élevées en deçà de 1,1 µm.

3.1.2 Insertion de barrières de GaInP

Dans le but de réduire les pertes à courtes longueurs d'onde, nous avons trouvé dans la littérature différents exemples d'insertion de barrières entre la couche oxydée et le semi-conducteur adjacent [146–148]. On peut notamment citer l'insertion de

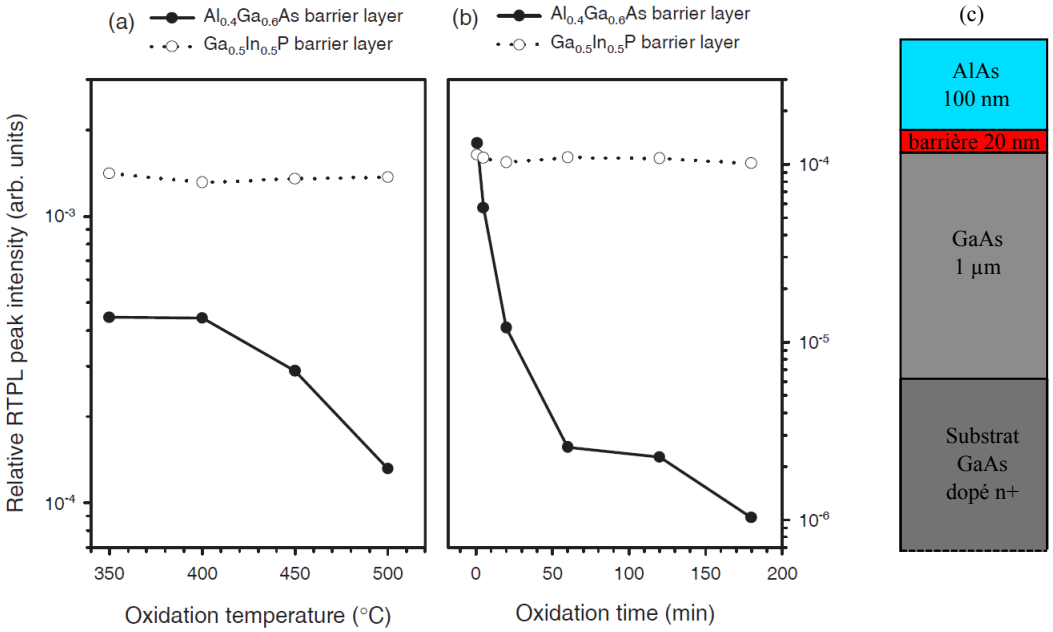


Figure 3.5 – Effet d'une barrière de 20 nm de $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ ou d'$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ sur la photoluminescence d'une couche de GaAs lors de l'oxydation d'une couche d'AlAs située juste au dessus de la barrière. (a) Pour diverses températures d'oxydation et un temps d'oxydation constant de 20 minutes. (b) Pour différentes durées d'oxydation à 450°C. (c) Schéma de l'hétérostructure utilisée pour les mesures de RTPL présentées en figure (a) et (b). RTPL : photoluminescence à température ambiante (*Room Temperature PhotoLuminescence*). Tiré de [148].

quelques monocouches de phosphure de gallium (GaP) [147] ou la croissance d'une fine couche de GaInP [148]. Dans ces deux études, tournées vers la réalisation de transistors à effet de champ à grille métal-oxyde-semi-conducteur (MOSFETs), les auteurs cherchent à améliorer la qualité de l'interface oxide/GaAs dans un dispositif formé d'une couche d'AlAs sur un substrat de GaAs dopé, et contrôlent la qualité de l'interface en observant l'évolution de la photoluminescence de l'échantillon en fonction des conditions d'oxydation. L'oxydation a dans ce cas lieu par le dessus de la structure, et est arrêtée par la couche de GaAs ou la barrière le cas échéant. Dans le cas des barrières en GaInP, les résultats obtenus par Lee et Lee [148] sont reportés en figure 3.5. Contrairement à l'AlGaAs, la barrière de GaInP permet de conserver un niveau de photoluminescence stable quelles que soient les conditions d'oxydation. Dans le cas des barrières de GaP, des résultats similaires sont obtenus.

Parmi ces deux options, nous avons retenu l'idée d'insérer des barrières de $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ autour de chacune des couches à oxyder. En effet, le bâti utilisé au LPN pour l'épitaxie de nos échantillons est équipé des cellules nécessaires pour

incorporer ce type d'alliage dans notre hétérostructure, et le GaInP avec cette stœchiométrie est accordé en maille avec le GaAs. Le GaP présente au contraire un désaccord de maille de 4%, ce qui rend la croissance plus compliquée, d'autant plus que nous souhaitons insérer une dizaine de barrières dans notre structure.

Insertion de barrières de 10 nm

Nous avons d'abord dessiné une nouvelle structure, inspirée de la structure OPO, contenant des barrières de GaInP de 10 nm d'épaisseur [3], ce qui correspond à l'étendue de l'oxydation latérale des couches semi-conductrices adjacentes aux couches oxydées mesurée lors des observations MET réalisées par E. Guillotel *et al.* [117]. Le choix a été fait de minimiser la quantité de GaInP insérée dans la structure afin de la perturber le moins possible. La structure dessinée, que nous baptiserons « structure OPO-GaInP10nm » est décrite dans le tableau 3.1 ; elle permet l'accord de phase d'une pompe à 1064 nm et d'un signal à 2128 nm dans des guides d'ondes de 3,5 µm de largeur et de 3 µm de hauteur. Pour calculer l'indice optique du GaInP, nous avons utilisé le modèle d'Adachi *et al.* [149].

Cette hétérostructure a été déposée par EJM au LPN par C. Gomez et A. Lemaître. Suite à un quiproquo, nous nous sommes rendus compte ultérieurement que les couches d'AlGaAs dans cette structure sont des alliages ternaires plutôt que des super-réseaux. N'ayant pas eu l'opportunité de mesurer les différentes épaisseurs de l'hétérostructure déposée par diffraction aux rayons X, nous avons évalué l'écart à la structure nominale grâce au spectre de réflectivité de la plaque épitaxiée. En supposant un écart systématique de -1,5% sur l'ensemble des couches, le spectre de réflectivité calculé présente les même pics que le spectre expérimental.

Lors du processus de fabrication des guides d'ondes, selon le protocole décrit en figure 2.3, nous avons rencontré une difficulté au moment de l'étape d'oxydation. En effet, malgré un nombre de couches d'AlOx identique à la structure OPO, le contraste entre les zones oxydées et les zones non oxydées est faible alors que les simulations ne montrent pas de perte du contraste lié à l'ajout de GaInP. Il est à noter que les premiers échantillons fabriqués à partir de la structure OPO-GaInP10nm ont été oxydés avec le « vieux » four d'oxydation, et le contrôle de l'oxydation s'effectue donc *a posteriori* sous lumière blanche ; nous ne sommes pas parvenu à distinguer le front d'oxydation dans ce cas, même sur des *mesas* carrés plus larges que les guides d'ondes. Les échantillons suivants ont donc été oxydés au LAAS puis dans notre nouveau système d'oxydation lorsque celui-ci a été installé, afin de bénéficier d'un éclairage monochromatique plus propice à l'observation du front d'oxydation. Cependant, même sous cet éclairage, le

3. Cette structure est exactement la structure OPO dans laquelle nous avons ajouté les couches de GaInP et ajusté l'épaisseur des couches de GaAs dans le cœur afin de retrouver l'accord de phase pour une pompe à 1064 nm.

	Matériau	**Épaisseur**		**Épaisseur totale**
Protection	GaAs	30 nm		4263 nm
Gaine supérieure	$Al_{0.7}Ga_{0.3}As$	1000 nm		4233 nm
Coeur guidant	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$	10 nm		3233 nm
	AlOx	33 nm		
	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$	10 nm		
	GaAs	242 nm	×4	
	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$	10 nm		
	AlOx	33 nm		
	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$	10 nm		
Gaine inférieure	$Al_{0.7}Ga_{0.3}As$	1000 nm		2000 nm
Couche tampon	$Al_{0.92}Ga_{0.08}As$	1000 nm		1000 nm
Substrat	GaAs			

Table 3.1 – Hétérostructure OPO-GaInP10nm dessinée pour un accord de phase de type I entre une pompe à 1064 nm et un signal à 2128 nm et contenant des barrières de $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ de part et d'autre de chacune des couches oxydées. Dans la fiche de croissance pour l'épitaxie, les couches d'AlOx de 33 nm d'épaisseur sont remplacées par des couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ de 37,5 nm d'épaisseur.

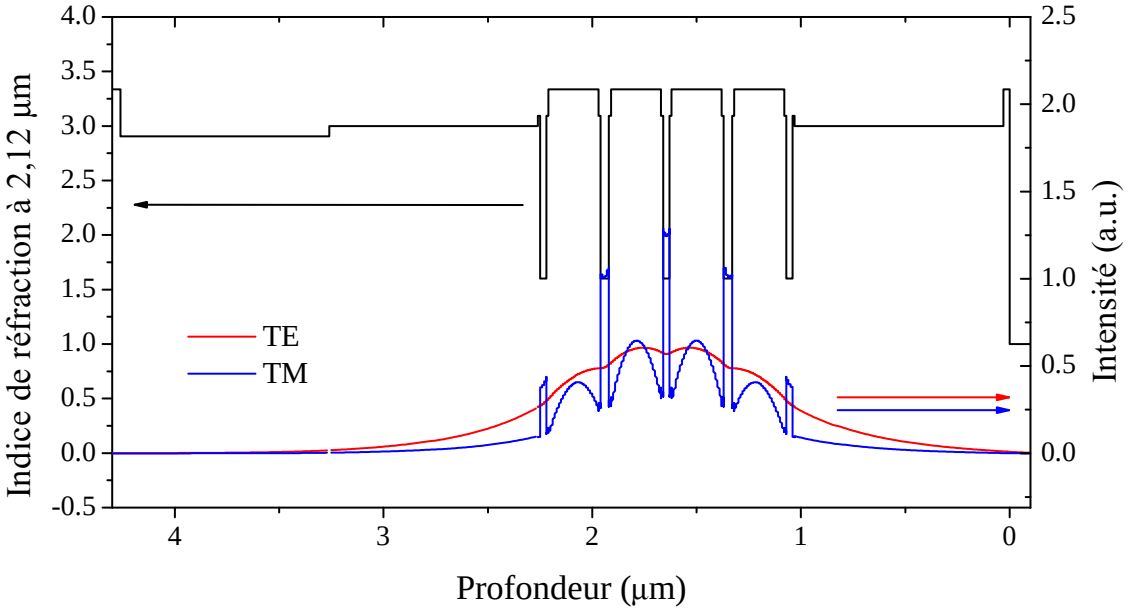


Figure 3.6 – Profil d'indice de la structure OPO-GAInP10nm dans la direction verticale et profils en intensité des deux modes fondamentaux TM_{00}(1064 nm) et TE_{00}(2128 nm) accordés en phase.

contraste reste faible, et n'est visible que pour des longueurs d'ondes élevées où les performances des systèmes optiques utilisés commencent à se dégrader. Par ailleurs, comme c'est le cas pour les autres hétérostructures, le contraste à la température d'oxydation est plus faible que le contraste obtenu à température ambiante. Les oxydations menées sur ces échantillons, malgré le contrôle *in situ*, sont donc difficiles à contrôler, et des sur-oxydations sont donc possibles, ce qui est susceptible d'augmenter les pertes de propagation.

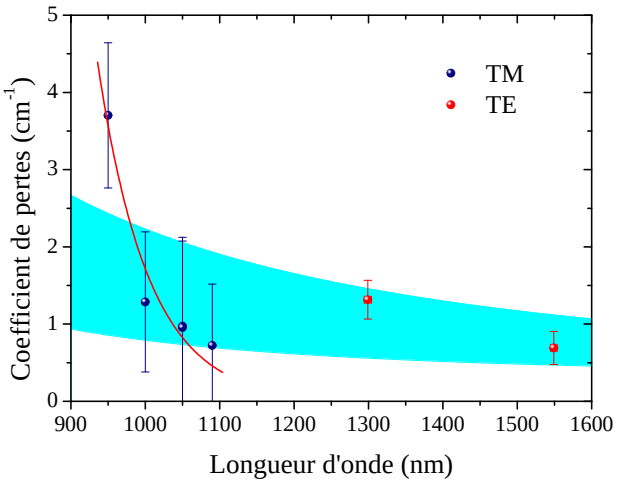
Nous avons ensuite mesuré les pertes de propagation dans ces guides d'ondes, en particulier à basse longueur d'onde. Les résultats obtenus sont récapitulés en figure 3.7. Le niveau des pertes autour de 1,55 et 1,3 µm montre que l'échantillon (a) est de qualité moyenne. Au contraire, les pertes entre 1000 et 1100 nm sont plutôt faibles en valeur moyenne, mais présentent des variations élevées selon le guide d'ondes considéré. De plus, la valeur des pertes en deçà de 1000 nm augmente rapidement et on peut ainsi ajuster une fonction exponentielle sur les données expérimentales à basse longueur d'onde. Cette tendance est confirmée par la deuxième série de mesures présentée pour l'échantillon (b), de meilleure qualité.

Il semblerait donc que les barrières de 10 nm que nous avons insérées aux interfaces AlOx/(Al)GaAs ne suffisent pas pour empêcher la création de défauts cristallins aux limites des couches oxydées. Ceci, associé au fait que la croissance des couches d'AlGaAs s'est avérée être réalisée par alliages ternaires plutôt que par super-réseaux, nous a conduit à envisager une nouvelle hétérostructure constituée de super-réseaux, et contenant des barrières de GaInP de 20 nm d'épaisseur, à l'identique de ce qui avait été étudié par Lee et Lee [148].

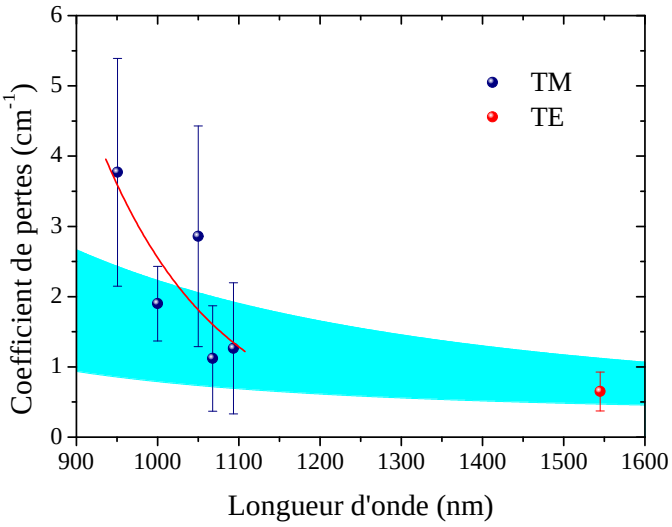
Insertion de barrières de 20 nm

La nouvelle structure que nous avons dessinée, outre le fait que des barrières plus larges sont insérées entre les couches à oxyder et les couches adjacentes, est optimisée pour obtenir l'accord de phase à 1064 nm dans des guides d'ondes plus étroits qu'auparavant. En effet, nous avons vu dans le chapitre précédent que la largeur des guides permettait la réalisation d'accords de phase non désirés à des longueurs d'onde proches de 1064 nm, et que l'intégrale de recouvrement non négligeable entre le faisceau gaussien et le mode TM_{02} réduit *de facto* la puissance de pompe disponible pour l'interaction $TM_{00} \leftrightarrow TE_{00}+TE_{00}$. Par ailleurs, cette réduction de la largeur des guides pourrait être rendue possible par une amélioration du procédé de fabrication depuis que la structure OPO a été dessinée : en effet, la solution de gravure humide utilisée est hautement non-sélective et permet d'obtenir des flancs peu rugueux : les pertes par rugosité au niveaux des flancs ne sont donc *a priori* plus limitantes, ce qui permet de réduire la taille des guides gravés.

Le programme de simulation FDFD 2D des modes guidés à l'intérieur de nos guides d'ondes permet aussi de calculer la partie des pertes de propagation due à



(a)



(b)

Figure 3.7 – Mesures du coefficient de pertes en fonction de la longueur d'onde pour deux échantillons de la structure OPO-GaInP10nm. Seules les valeurs de pertes des 4 ou 5 meilleurs guides ont été conservées à chaque fois. L'échantillon (a) a été oxydé à 420°C avec une montée en température effectuée à 20°C/min ; l'échantillon (b) a été oxydé à la même température avec une montée en température de 40°C/min. Le faisceau de courbes bleu clair est un report de la modélisation des pertes de propagation par rugosité aux interfaces (Al)GaAs/AlOx décrite dans la référence [131].

Grandeur considérée	**Structure 3,5 µm**	**Structure 2 µm**
Pertes TM_{00} à 1064 nm (cm^{-1})	$2{,}2.10^{-5}$	$2{,}8.10^{-4}$
Pertes TE_{00} à 2128 nm (cm^{-1})	$1{,}5.10^{-2}$	$3{,}1.10^{-2}$
Pertes TM_{02} à 1064 nm (cm^{-1})	$7{,}4.10^{-5}$	$8{,}7.10^{-2}$
Waist optimal (µm)	1,00	0,81
Recouvrement gaussienne/TM_{00}	0,64	0,76
Recouvrement gaussienne/TM_{02}	0,10	0,05
Recouvrement non linéaire Γ (V^{-1})	$2{,}59.10^{-5}$	$3{,}20.10^{-5}$

Table 3.2 – Comparaison des performances attendues de deux hétérostructures de type OPO contenant des barrières de GaInP de part et d'autre des couches oxydées optimisées pour deux largeurs de guides différentes. Lors du calcul du recouvrement d'un faisceau gaussien avec un mode TM à 1064 nm, le *waist* du faisceau gaussien est optimisé pour maximiser le recouvrement entre le faisceau gaussien et le mode TM_{00}. L'intégrale de recouvrement non linéaire Γ est calculée pour un accord de phase de type I entre les deux modes fondamentaux. Pour ce calcul, la valeur du coefficient de susceptibilité non linéaire du GaInP est extrapolée avec la règle de Miller à partir de la valeur donnée dans la référence [37].

une fuite (radiative) du mode hors du cœur confinant dans le cas de guides parfaits (sans rugosité ni homogénéité). Nous avons alors dessiné une structure permettant l'accord de phase dans des guides de 3,5 µm de largeur d'une part, et une deuxième permettant la réalisation de l'accord de phase dans des guides de 2 µm de large. Une comparaison des différents coefficients de pertes et intégrales de recouvrement selon la structure est établie dans le tableau 3.2 (pour des hauteurs de guides de 3 µm). En réduisant la largeur du guide pour laquelle on optimise l'hétérostructure, les pertes des modes fondamentaux sont légèrement augmentées, mais les pertes du mode d'ordre 2 à λ_p sont multipliées par 1000 et l'intégrale de recouvrement de ce mode avec un faisceau gaussien est divisée par deux (alors que le recouvrement de ce même faisceau avec le mode fondamental augmente). On peut aussi vérifier que si on optimise la structure pour des guides de largeur 2,5 µm, les pertes par fuite du mode TM_{02} sont réduites d'un facteur 50 par rapport à la structure pour des guides de 2 µm.

Toujours en supposant que les pertes dues à la rugosité des flancs gravés chimiquement ne sont pas limitantes, nous retenons donc la structure optimisée pour permettre l'accord de phase à $\lambda_p = 1064$ nm dans des guides de 2 µm de large gravés chimiquement sur une hauteur de 3 µm. La fiche de croissance correspondante avec le détail des super-réseaux à déposer est donnée dans le tableau 3.3. L'hétérostructure déposée par C. Gomez et A. Lemaître au LPN, n'a de nouveau pu être comparée à la structure nominale qu'à travers le spectre de

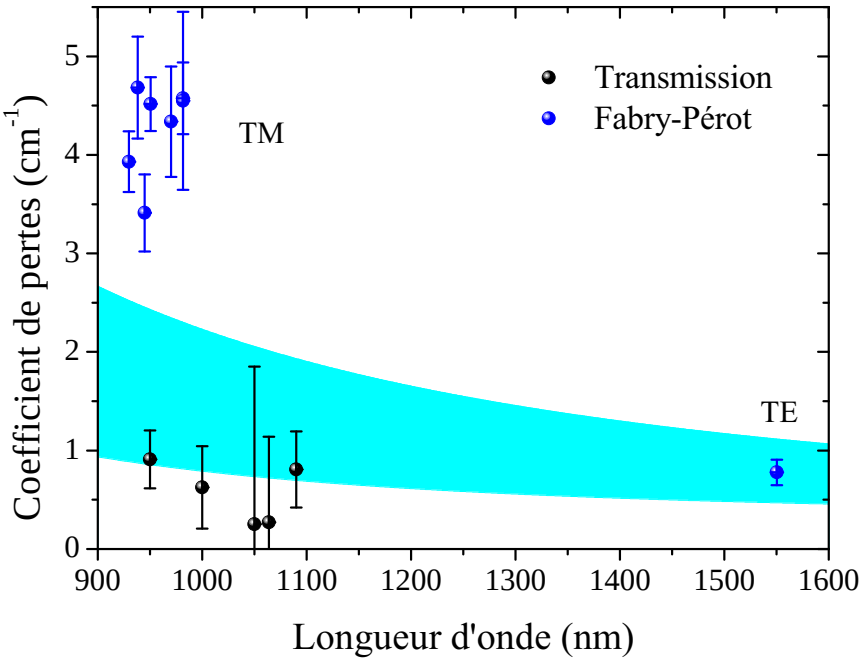


Figure 3.8 – Pertes de propagation mesurées dans un guide d'onde de $\sim 3,5$ µm de large en fonction de la longueur d'onde. Les points bleus ont été mesurés au moyen de la méthode Fabry-Pérot, les point noirs ont été obtenus par des mesures de transmission. Le faisceau de courbes bleu clair est un report de la modélisation des pertes de propagation par diffusion à la rugosité des interfaces effectuée pour la structure OPO, selon la description effectuée dans la référence [131].

réflectivité, qui correspondait parfaitement aux simulations numériques.

Afin de pouvoir comparer les pertes de propagations dans des guides d'ondes fabriqués à partir de cette croissance, que nous désignerons sous le nom de « structure OPO-GaInP20nm », avec celles obtenues dans les structures OPO et OPO-GaInP10nm, nous avons fabriqué un échantillon avec des guides d'ondes de largeur 3 à 5 µm (donc non accordés en phase), comme pour les hétérostructures précédentes. Les premières mesures de pertes, réalisées à la toute fin de cette thèse sont présentées en figure 3.8. Pour cette série de mesure, les deux méthodes de mesures décrites en partie 2.1.2 ont été mises en œuvre pour la mesure des pertes de propagation aux courtes longueurs d'onde. En effet, la mise en place du laser *M-squared* déjà mentionné pour les mesures dans des guides non oxydés nous a permis de doubler avec la méthode Fabry-Pérot une partie des mesures en transmission pour des longueurs d'ondes en deçà de 1000 nm, longueur d'onde maximale d'opération de ce laser.

	Matériau		**Épaisseur**		
Protection	GaAs		300 Å(106 mc)	30 nm	
Gaine supérieure	AlGaAs 70%	GaAs	8.5 Å(3 mc)	2.83 nm	×353 998.99 nm
		AlAs	19.8 Å(7 mc)		
Coeur guidant	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$		200 Å	20 nm	
	AlGaAs 98%	AlAs	122.5 Å(43.2 mc)	37.5 nm	
		GaAs	3.8 Å(1.33 mc)		
		AlAs	122.5 Å(43.2 mc)		
		GaAs	3.8 Å(1.33 mc)		
		AlAs	122.5 Å(43.2 mc)		
	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$		200 Å	20 nm	
	GaAs		2118 Å(748.4 mc)	211.8 nm	×4
	AlGaAs 98%	AlAs	122.5 Å(43.2 mc)	37.5 nm	
		GaAs	3.8 Å(1.33 mc)		
		AlAs	122.5 Å(43.2 mc)		
		GaAs	3.8 Å(1.33 mc)		
		AlAs	122.5 Å(43.2 mc)		
	$Ga_{0.5}In_{0.5}P$		200 Å	20 nm	
Gaine inférieure	AlGaAs 70%	GaAs	8.5 Å(3 mc)	2.83 nm	×353 998.99 nm
		AlAs	19.8 Å(7 mc)		
Couche tampon	AlGaAs 92%	GaAs	5.6 Å(2 mc)	7.08 nm	×142 1005.36 nm
		AlAs	65.2 Å(23 mc)		
Amorce	GaAs		3000 Å(1058.8 mc)	300 nm	
Substrat	GaAs		—		

Table 3.3 – Fiche de croissance, avec le détail des super-réseaux, de la structure OPO-GaInP20nm dessinée pour un accord de phase de type I entre une pompe à 1064 nm et un signal à 2128 nm et contenant des barrières de $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ d'épaisseur 20 nm de part et d'autre de chacune des couches oxydées. Lors de l'oxydation, les couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ de 37,5 nm d'épaisseur deviendront des couches d'AlOx de 33 nm d'épaisseur.

Les résultats des premières mesures présentés en figure 3.8 ne permettent pas de conclure sur l'effet des barrières de GaInP. En effet, si les mesures en transmission semblaient montrer une réduction des pertes de propagation à basse longueur d'onde, cette observation est contredite par les mesures avec la méthode Fabry-Pérot. Cependant, ces dernières mesures ne semblent pas suivre la tendance exponentielle observée auparavant. Les valeurs élevées des pertes mesurées par Fabry-Pérot pourraient en effet être expliquées par le caractère multimodal des guides gravés autour de 1 µm : les valeurs mesurées des coefficients de pertes sont donc potentiellement surestimées [130]. D'autre part, les mesures en transmission sont très dépendantes de l'étalonage du banc optique réalisé à la suite des mesures, et sont donc entachées d'erreurs de mesure importantes. Il est à noter que la valeur du coefficient de pertes à 1,55 µm, inférieure à 1 cm^{-1} est un marqueur de la bonne qualité du guide d'ondes.

Discussion sur le rôle de la barrière

Dans les expériences de photoluminescence menées par Lee et Lee [148], le choix d'insérer une barrière de $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ était motivé par la faible vitesse de recombinaison des électrons à l'interface GaInP/GaAs traduisant une faible densité d'états à la surface du GaAs [150] et par l'oxydation négligeable de ce matériau par rapport à l'AlAs [151]. En effet, une étude de l'oxydation de couches d'$In_{0.5}(Al_xGa_{1-x})_{0.5}P$ réalisée par Kish *et al.* [151] montre que celles-ci s'oxydent à des températures plus élevées que l'$Al_xGa_{1-x}As$ ($T \geq 500$°C pour des couches d'$In_{0.5}Al_{0.5}P$) ce qui entraîne une sélectivité réduite sur le taux en aluminium de l'alliage. L'idée d'utiliser une fine couche de $Ga_{0.5}In_{0.5}P$ comme couche d'arrêt de l'oxydation est alors envisagée. Le résultat est présenté en figure 3.9 : l'insertion d'une couche de 16 nm de GaInP bloque effectivement l'oxydation de la couche inférieure, mais elle est consommée lors du processus d'oxydation. Notons cependant que l'oxydation étudiée se déroule à 550°C afin d'oxyder une couche d'$Al_{0.4}Ga_{0.6}As$ par le dessus de l'hétérostructure (et non par la tranche comme dans nos guides d'ondes). Cette consommation de la couche de GaInP en fonction de la température d'oxydation n'a pas été étudiée par Kish *et al.* mais ce phénomène impose peut-être une épaisseur minimale de GaInP pour que la protection de la couche inférieure soit effective. Ceci permettrait d'expliquer l'échec des barrières de 10 nm pour la réduction des pertes de propagation.

Kish *et al.* [151] rapportent aussi que l'indice de réfraction de l'oxyde de In(AlGa)P vaut $\sim 1,6$: on pourrait alors évaluer l'épaisseur d'oxyde effectivement présent dans la structure par une expérience de fluorescence paramétrique, en mesurant la longueur d'onde de pompe à la dégénérescence. En effet, d'après des simulations FDFD 1D sur la structure OPO-GaInP20nm, l'oxydation du GaInP sur 2 nm de part et d'autre de la couche d'AlOx résulte en un décalage de la

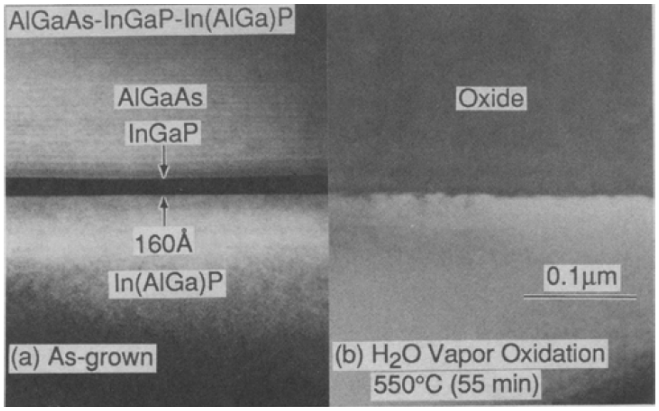


Figure 3.9 – Clichés MET de l'hétérostructure utilisée par Kish *et al.* pour étudier le blocage de l'oxydation par une barrière de GaInP, constituée d'une couche de $\sim 0,3$ µm de $In_{0.5}(Al_{0.9}Ga_{0.1})_{0.5}P$, d'une barrière de $\sim$ 16 nm de $In_{0.5}Ga_{0.5}P$ et d'une couche de $\sim 0,5$ µm de $Al_{0.4}Ga_{0.6}As$. (a) Cliché avant oxydation de la couche d'AlGaAs. (b) Cliché après oxydation de la couche d'AlGaAs à 550 °C pendant 55 minutes. La barrière de GaInP a été consommée durant l'oxydation. Tiré de [151]

longueur d'onde d'accord de phase à la dégénérescence de 13 nm, et dans le cas d'une oxydation sur 5 nm, le mode TM_{00} commence à fuir vers le substrat en raison de l'abaissement de l'indice effectif du mode guidé.

Au contraire, les deux monocouches de GaP utilisées comme barrières par Chou *et al.* [147] ne montrent aucun signe d'oxydation sur les clichés MET, ce qui est attribué à une force de liaison Ga-P plus importante que la liaison In-P. Outre la rugosité réduite de l'interface, Chou *et al.* évaluent aussi la qualité électronique de celle-ci par des mesures de luminescence, qui met en évidence une réduction de la densité des états de surface.

Dans ces deux études, la stratégie mise en place pour améliorer la qualité de l'interface entre la couche oxydée et la couche semi-conductrice consiste à empêcher la diffusion des espèces oxydantes dans le GaAs : si les pertes à basse longueur d'onde sont effectivement causées par un excès d'atomes d'arsenic dans les couches semi-conductrices, le blocage de la diffusion des espèces oxydantes dans les couches adjacentes permettrait alors de réduire l'excès d'arsenic dans ces couches.

Une alternative est proposée par Ferrer *et al.* [152]. La structure étudiée par Ferrer *et al.* est composée d'une couche tampon (contenant un super-réseau AlAs/GaAs), d'une couche de GaAs de 300 nm déposée à basse température (210°C) puis recuite à 600°C avant le dépôt (dans des conditions de température standard) de 100 nm de GaAs dopé n, de 30 nm d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ et d'une couche de protection de 35 nm de GaAs [4]. Après gravure chimique d'un *mesa* découvrant la

4. La couche de GaAs à basse température est de plus entourée de deux fines couches d'AlAs

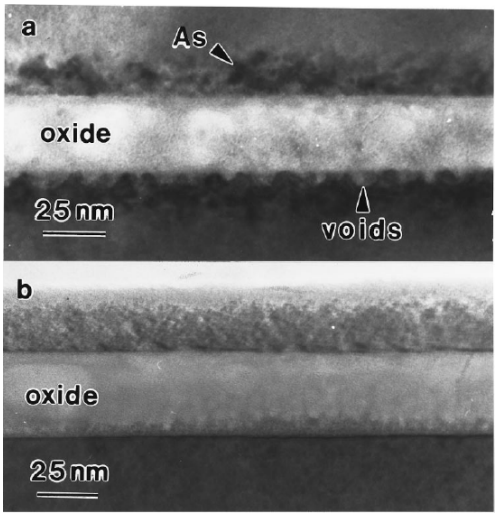


Figure 3.10 – Clichés MET d'une couche d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ de 30 nm d'épaisseur oxydée par oxydation latérale humide à 450°C,(a) en l'absence d'une couche de GaAs « basse température » ou (b) en sa présence. Dans le premier cas, la présence de précipités d'arsenic et la formation de vides aux interfaces sont mis en évidence. Tiré de [152]

couche d'AlGaAs, la structure est oxydée à 450°C. Grâce à cette structure, Ferrer *et al.* ont observé une nette amélioration de l'interface entre la couche de GaAs « standard » et la couche d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ oxydée latéralement (voir figure 3.10). Lors de leur analyse au MET, ils ont remarqué que la quantité d'As sous forme de précipités à l'interface était réduite, ce qu'ils expliquent par une diffusion accrue de ces atomes dans un échantillon doté d'une couche de GaAs « basse température ». En effet, cette couche présenterait un excès d'atomes As par rapport aux atomes de gallium (Ga), donc une forte densité de lacunes sur les sites de gallium qui favorisent la diffusion de l'arsenic.

La transposition de cette solution dans nos échantillons n'est pas évidente car la qualité du GaAs « basse température » du point de vue des pertes optiques n'est pas connue et ce matériau n'est pas exempt de défauts cristallins (ce qui en fait d'ailleurs son intérêt du point de vue de l'évacuation des produits d'oxydation). Cependant, elle ouvre la voie vers une autre méthode de diminution des pertes de propagation en évacuant les défauts cristallins créés en dehors du cœur guidant plutôt qu'en bloquant la diffusion des produits d'oxydation.

Pour comprendre le rôle réellement joué par les barrières de GaInP et évaluer leur efficacité, une meilleure compréhension de l'origine des pertes à basse longueur d'onde est nécessaire. Dans ce but, l'observation MET déjà mentionnée à la fin de la partie 2.1.2 visant à observer l'interface (Al)GaAs/AlOx au niveau atomique est aussi menée sur des échantillons de la structure OPO-GaInP20nm.

pour éviter la diffusion des atomes d'arsenic en dehors de la couche pendant le recuit.

3.2 Implémentation d'un nouveau schéma de cavité

Comme nous l'avons vu au chapitre 1, il est possible d'abaisser le seuil d'oscillation d'un OPO sans dégrader ses propriétés en termes de stabilité et finesse spectrale en modifiant la cavité de sorte à réfléchir l'onde de pompe en sortie de cavité, et ainsi permettre à cette onde de faire un aller-retour dans la cavité.

Dans le but de réduire la puissance de pompe au seuil d'oscillation de notre dispositif, nous avons donc étudié cette option, qui nécessite la conception d'un nouveau miroir de sortie.

3.2.1 Dessin d'une cavité à double passage de la pompe

Dans le cas d'un DP-DRO, nous avons vu avec la formule (1.49) (ou la formule (1.71)) que la différence de phase accumulée par les ondes à la réflexion sur le miroir de sortie est un paramètre crucial, et qu'un bon miroir doit minimiser cette différence de phase. Dans un article publié en 1997, V. Berger a étudié ce type de problématique pour la conception d'une cavité doublement résonnante pour le processus de SHG [153]. Or, les exigences de ces miroirs en termes de réflectivité et de déphasage à la réflexion sont exactement les mêmes que celles du miroir de sortie de notre DP-DRO fonctionnant à la dégénérescence.

Dans notre cas, où nous cherchons à minimiser la différence de phase à la réflexion pour conserver un désaccord de phase aussi faible que possible, les miroirs métalliques sont donc totalement proscrits, car chaque onde subirait un déphasage de π à la réflexion, ce qui conduirait à une différence de phase $\Delta\varphi = \pi[2\pi]$. On conserve donc un miroir diélectrique constitué d'un empilement de couches de oxyde de silicium (SiO_2) et oxyde de titane (TiO_2). Les épaisseurs des couches de ce miroir, appelé « miroir fondamental et second harmonique (FASH) » par V. Berger, sont calculées analytiquement et valent :

$$h_{SiO_2} = \alpha_{\max} \frac{\lambda_s}{2n_{SiO_2}(\lambda_s)} \tag{3.1a}$$

$$h_{TiO_2} = (1 - \alpha_{\max}) \frac{\lambda_s}{2n_{TiO_2}(\lambda_s)} \tag{3.1b}$$

où $\alpha_{\max} = 0,304$, la configuration de miroir retenue parmi les deux proposées dans la référence [153] étant la configuration la plus fine. Ces épaisseurs permettent d'obtenir deux bandes interdites photoniques, à la longueur d'onde de pompe et à celles des ondes signal et complémentaire (centrées à la dégénérescence). Pour fixer la phase subie à la réflexion par les différentes ondes à la valeur souhaitée, V. Berger propose d'ajuster l'épaisseur des deux premières couches du miroir FASH. Afin de converger en un temps de calcul acceptable, nous nous sommes contentés d'ajuster

seulement l'épaisseur de la première couche du miroir, que nous qualifierons donc de « couche de phase ». La conséquence de ce choix est que la différence de phase ne peut pas toujours être amenée à zéro, mais on doit se contenter de la minimiser (à 2π près).

Nous considérons un empilement diélectrique constitué d'une couche de TiO_2 d'épaisseur h_0 puis de $N = 6$ bicouches constituées de SiO_2 sur une épaisseur h_1 et TiO_2 sur une épaisseur h_2. L'application des formules (3.1) avec les valeurs d'indice obtenues expérimentalement par X. Lafosse dans le bâti de IAD du LPN et la minimisation du déphasage à la réflexion (voir figure 3.11a) conduisent aux épaisseurs suivantes, correspondant à un déphasage $\Delta\varphi = -0.12 \times (2\pi)$ (la dégénérescence est toujours fixée à $\lambda_p = 1064$ nm) :

$$h_0 = 160,5 \text{ nm} \tag{3.2a}$$

$$h_1 = 219,3 \text{ nm} \tag{3.2b}$$

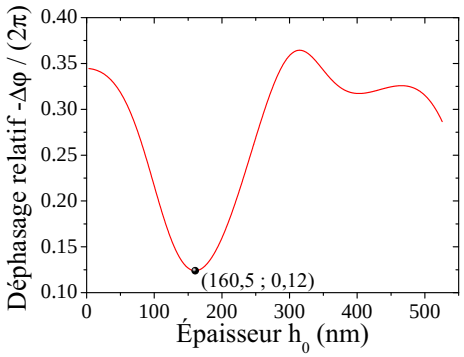
$$h_2 = 328,6 \text{ nm} \tag{3.2c}$$

Le nombre $N = 6$ de bi-couches a été déterminé pour obtenir une épaisseur totale du miroir comparable à celle des miroirs dichroïques précédemment déposés pour la première démonstration de l'OPO. La réflectivité de cet empilement, calculée selon la méthode des matrices de transfert développée par Chilwell et Hodgkinson [154], est tracée en figure 3.11b en fonction de la longueur d'onde. Comme pour les miroirs précédents, le dessin de ces miroirs est donc optimisé pour des ondes planes [5].

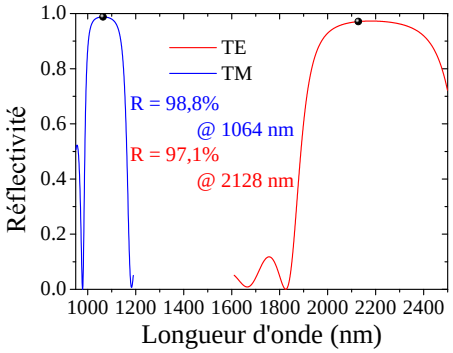
La conception du nouveau miroir étant bien sûr limitée au miroir de sortie, le miroir d'entrée de la nouvelle cavité a été conçu selon les mêmes règles que précédemment, et optimisé avec le logiciel MacLeod®. Les deux miroirs ont de nouveaux été déposés par X. Lafosse par IAD selon le protocole décrit en figure 2.22 sur un échantillon fabriqué à partir de la structure OPO (sans barrière de GaInP). Un changement de bâti d'IAD a retardé le dépôt de ces miroirs et rendu quelques premiers essais infructueux, notamment à cause de la présence de contraintes mécaniques du dépôt sur la facette de l'échantillon. Nous avons finalement réussi, sur un échantillon oxydé avec contrôle *in situ*, à obtenir quelques guides présentant des miroirs visuellement corrects aux deux extrémités (figure 3.12) [6].

5. Les programmes de calcul numérique utilisés pour le dessin de ces miroirs a été réalisé par Alessio Andronico, ancien post-doctorant dans l'équipe *DON*.

6. Lors du dépôt du miroir d'entrée, les contraintes mécaniques ont cependant conduit à une délamination partielle du miroir. Cela nous a obligé à reprendre le dépôt à partir d'un niveau mal défini, ce qui n'est pas sans conséquence sur les propriétés optiques.

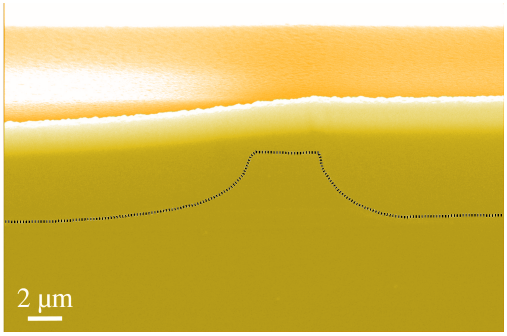


(a) Désaccord de phase

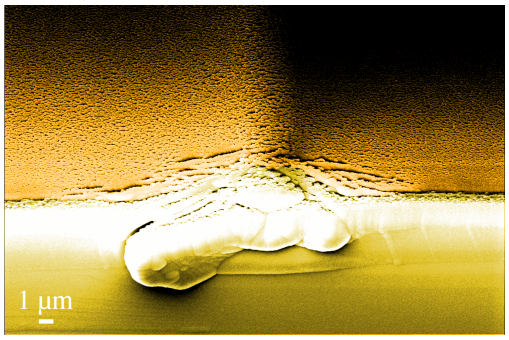


(b) Réflectivité

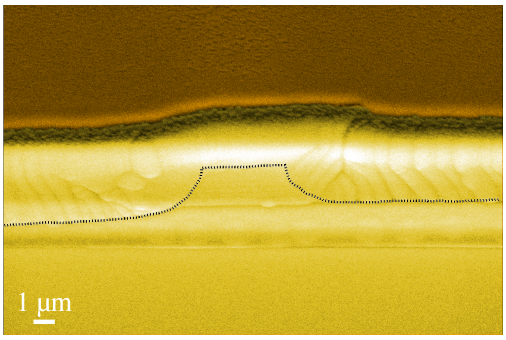
Figure 3.11 – Caractéristiques d'un miroir FASH constitué de 6 bi-couches de SiO_2/TiO_2 précédées d'une couche de phase en TiO_2 et optimisé pour une onde signal à 2128 nm. Les épaisseurs des bi-couches valent $h_{SiO_2} = 219,3$ nm et $h_{TiO_2} = 328,6$ nm. (a) Déphasage relatif $-\Delta\varphi = 2\varphi_s - \varphi_p$ subi par les ondes à la réflection sur le miroir FASH en fonction de l'épaisseur h_0 de la couche de phase. (b) Réflectivité du miroir FASH quand l'épaisseur de la couche de phase minimise le déphasage ($h_0 = 160,5$ nm).



(a) Miroir d'entrée

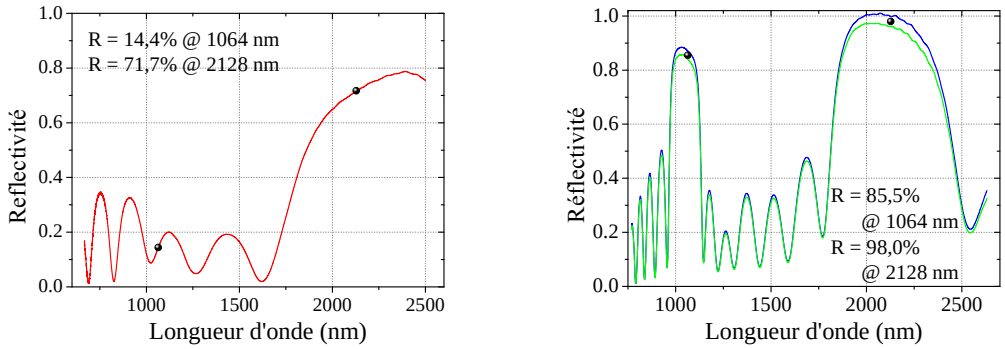


(b) Miroir de sortie - mauvais dépôt



(c) Miroir de sortie - bon dépôt

Figure 3.12 – Clichés MEB des miroirs d'entrée et de sortie déposés par IAD, pour différents cas de figure. Le miroir est coloré en jaune, l'*overspray* en orange. Lorsque le dépôt s'est bien passé, le contour du guide est repassé avec un léger trait noir comme guide visuel.



(a) (b)

Figure 3.13 – Caractérisation FTIR des miroirs déposés pour la cavité DP-DRO. Les points d'opération visés à la dégénérescence sont marqués de points noirs, et les valeurs correspondantes sont rappelées en encart. (a) Miroir d'entrée. (b) Miroir de sortie. Pour ce miroir, deux mesures ont été effectuées en deux points différents de l'échantillon, correspondant à chacune des deux courbes.

3.2.2 Caractérisation optique de la cavité

De même que précédemment, la première caractérisation optique du miroir est une mesure du spectre FTIR de la réflectivité du dépôt. Cependant, comme le substrat témoin en silicium n'a pas subi exactement le même dépôt que l'échantillon (il n'y a pas eu de délamination sur le substrat dont la surface est plus uniforme que notre échantillon), la mesure est effectuée directement sur la tranche de l'échantillon, en focalisant le faisceau du spectromètre FTIR au niveau du substrat.

Pour chacun des deux miroirs, on obtient les courbes de réflectivités présentées en figure 3.13. Pour le miroir d'entrée, on constate que la reprise du dépôt a eu un fort impact sur la réflectivité du miroir autour de 2 µm, et celle-ci est bien en deçà de la valeur attendue.

Afin de pouvoir caractériser complètement les miroirs en termes de réflectivité et/ou transmission modale, nous avons travaillé avec trois échantillons issus du même morceau de plaque gravée. Ces échantillons, que nous numéroterons de 1 à 3, présentent les différences suivantes :

1. Les deux facettes ont été traitées avec chacun des deux miroirs, les pertes de propagation à 1,55 µm avaient été mesurées avant le dépôt.

2. Seule une des deux facettes de cet échantillon a été traitée avec le dépôt correspondant au miroir de sortie. Cet échantillon a été oxydé dans des conditions similaires (seul le débit d'eau injectée dans le mélangeur a été modifié), et présente un niveau de pertes à 1,55 µm très proche.

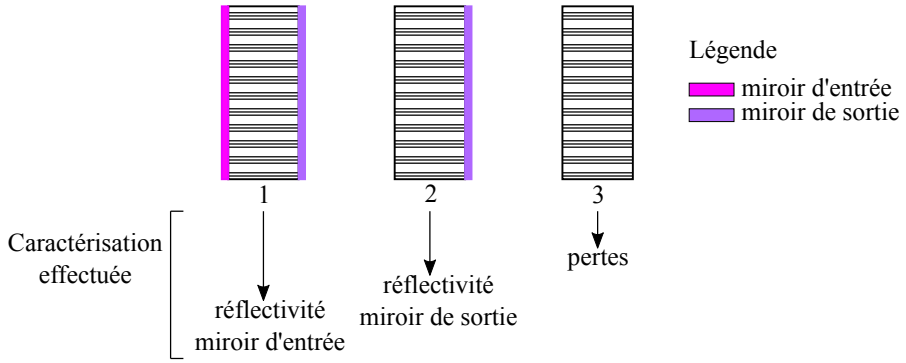


Figure 3.14 – Schéma récapitulatif des trois échantillons fabriqués pour la caractérisation complète des miroirs. La mesure menée est indiquée en dessous de chaque échantillon.

3. Cet échantillon n'a subi aucun traitement, et il a subi exactement les mêmes conditions d'oxydation que l'échantillon 2, le clivage entre l'échantillon 2 et l'échantillon 3 ayant eu lieu après l'étape d'oxydation.

Pour évaluer la réflectivité modale de l'onde de pompe et des ondes signal et complémentaire pour chacun des deux miroirs, on procède donc en trois temps, comme indiqué sur la figure 3.14 :

- On évalue les pertes moyennes de propagation à chacune des longueurs d'onde concernées grâce à l'échantillon 3.
- On évalue la réflectivité modale moyenne du miroir de sortie à chacune des longueurs d'onde concernées grâce à la méthode des franges Fabry-Pérot menées sur l'échantillon 2 : à partir du contraste des franges et grâce aux pertes de propagation évaluées précédemment, on peut calculer la réflectivité modale du miroir.
- On évalue de même la réflectivité modale du miroir d'entrée autour de 2,12 µm avec l'échantillon 1. Le traitement anti-reflet de ce miroir prévient tout effet Fabry-Pérot à la longueur d'onde de pompe : on mesurera donc la transmission modale de ce miroir au moyen d'une mesure en transmission.

Mesures des pertes

La mesure des pertes de propagation à 2,12 µm pour l'échantillon 3 est réalisée grâce aux franges Fabry-Pérot obtenues en balayant à basse fréquence le courant de la diode laser *Nanoplus*. À partir du contraste de ces franges, le coefficient de pertes moyen mesuré dans cet échantillon vaut $\alpha_{\mathrm{TE}}(2,12\ \mu\mathrm{m}) = 1,94 \pm 0,14\ \mathrm{cm}^{-1}$. Les mesures de réflectivité présentées dans la suite sont réalisées avec la même diode laser. Afin de pouvoir comparer les contrastes des franges Fabry-Pérot

avec et sans miroir (cf. figure 3.15), et en déduire une valeur pertinente pour la réflectivité des miroirs, nous utiliserons cette valeur un peu élevée du coefficient de pertes à 2,12 µm dans les mesures de réflectivité modale. Cependant, des mesures réalisées précédemment autour de 1,55 µm avaient permis de mesurer $\alpha_{\mathrm{TE}}(1,53\ \mu\mathrm{m}) = 0,75 \pm 0,30\ \mathrm{cm}^{-1}$. Comme la faible accordabilité de la diode laser conduit souvent à surestimer les pertes, nous utiliserons cette dernière valeur pour les pertes autour de 2,12 µm lorsqu'il s'agira d'estimer la valeur du seuil d'oscillation.

Pour les mesures autour de 1064 nm, l'utilisation de la méthode Fabry-Pérot avec le nouveau laser *SolsTiS* est prévenue par deux aspects : la plage d'accordabilité du laser ne s'étend que jusqu'à 1000 nm (et dans cette plage de longueur d'onde les pertes dépendent fortement de la longueur d'onde) et de nombreux sauts de modes ou franges Fabry-Pérot parasites sont visibles dans les spectres enregistrés à cause de la non-optimisation du montage expérimental au début de l'opération de ce laser. Les mesures de pertes ont donc été réalisées grâce à des mesures de transmission effectuées avec le laser *SpectraPhysics* à 1064 nm. On obtient alors un coefficient de pertes moyen qui vaut $\alpha_{\mathrm{TM}}(1,064\ \mu\mathrm{m}) = 3,70 \pm 0,15\ \mathrm{cm}^{-1}$.

Mesure de la réflectivité modale du miroir de sortie

Sur l'échantillon 2, la procédure de mesure est similaire. Il est à noter que les deux facettes de l'échantillon ont ici des réflectivités différentes : la grandeur $\tilde{R}$ donnée par la formule (2.8b) vaut alors $\tilde{R} = \sqrt{R_{\mathrm{in}}R_{\mathrm{out}}}e^{-\alpha L}$, ce qui permet de remonter à la réflectivité modale du miroir de sortie après calcul de la réflectivité modale de la facette clivée en entrée. En utilisant les valeurs moyennes des mesures de pertes réalisées précédemment, la réflectivité modale mesurée à 2,12 µm vaut au mieux $R_{\mathrm{mod,TE}}(2,12\ \mu\mathrm{m}) = 0,61 \pm 0,05$ et en valeur moyenne $0,52 \pm 0,05$. Compte tenu de la faible plage d'accordabilité de la diode laser, nous conserverons la meilleure valeur pour le calcul du seuil d'oscillation, mais nous utiliserons la valeur moyenne pour l'évaluation de la réflectivité du miroir d'entrée. Dans les deux cas, la réflectivité mesurée est inférieure à la valeur de 0,73 obtenue avec des simulations numériques FDFD à deux dimensions (en négligeant le confinement dans la direction latérale).

Autour de 1064 nm, les mesures de transmission ne permettent pas de mesurer la réflectivité modale, mais seulement la transmission modale [7]. On ne peut donc que surestimer cette réflectivité, et la confronter au calcul numérique. Expérimentalement, on mesure en moyenne $T_{\mathrm{mod,TM}}(1,064\ \mu\mathrm{m}) = 0,264 \pm 0,008$, soit $R_{\mathrm{mod,TM}}(1,064\ \mu\mathrm{m}) \leq 0,736 \pm 0,008$. Des simulations numériques FDFD à deux

7. La réflectivité modale R_{mod} et la transmission modale T_{mod} sont reliées par $R_{\mathrm{mod}} + T_{\mathrm{mod}} + A_{\mathrm{mod}} = 1$, où A_{mod} est l'absorption du miroir, qui inclut l'ensemble des pertes lors de la réflexion sur le miroir (y compris par diffusion dans les autres modes).

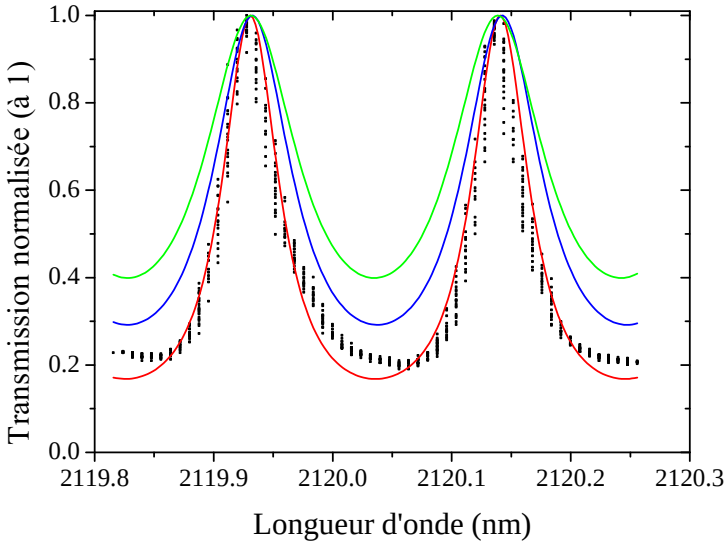


Figure 3.15 – Évolution des franges Fabry-Pérot autour de 2120 nm en fonction du traitement subi par les facettes du guide d'ondes. Les points expérimentaux (en noir) correspondent à un échantillon dont les deux facettes ont été traitées pour obtenir une cavité DP-DRO résonnante à 2128 nm, la courbe rouge est un ajustement de la fonction d'Airy sur ces points expérimentaux. La courbe bleue (resp. verte) est la fonction d'Airy calculée (à partir des valeurs moyennes mesurées auparavant) pour le même échantillon dans le cas où seul le miroir de sortie a été déposé (resp. aucune facette n'a été traitée).

dimensions, en négligeant le confinement dans la direction latérale, donnent une réflectivité modale de 0,76, ce qui est comparable à cette valeur estimée.

Mesure de la réflectivité modale du miroir d'entrée

Sur l'échantillon 1 présentant une cavité complète, la réflectivité modale à 2,12 µm et la transmission modale à 1064 nm du miroir d'entrée sont mesurées exactement de la même manière que pour le miroir de sortie sur l'échantillon 2, la réflectivité de la facette nue étant remplacée par les caractéristiques du miroir d'entrée. On mesure alors $R_{\mathrm{mod,TE}}(2,12\ \mu\mathrm{m}) = 0,64 \pm 0,17$, et $T_{\mathrm{mod,TE}}(2,12\ \mu\mathrm{m}) = 0,83 \pm 0,04$. Il est à noter que pour le miroir d'entrée, seule la transmission qui nous permet d'évaluer la puissance de pompe à l'intérieur de la cavité nous intéresse.

L'évolution des franges Fabry-Pérot en fonction du nombre de miroirs déposés sur les facettes du guide d'ondes est représentée en figure 3.15.

À partir de ces mesures, on peut alors estimer le seuil d'oscillation attendu dans nos guides d'ondes avec la géométrie permettant le double passage de la pompe dans la cavité. Pour évaluer le gain qu'apporte cette géométrie par rapport

Grandeur considérée	**Moyenne**	**Min**	**Max**
Réflectivité pompe	0,736	0,744	0,728
Réflectivité signal	$\sqrt{0,61 \times 0,64}$	$\sqrt{0,66 \times 0,81}$	$\sqrt{0,56 \times 0,47}$
Pertes pompe	3,7 cm^{-1}	3,55 cm^{-1}	3,85 cm^{-1}
Pertes signal	0,75 cm^{-1}	0,45 cm^{-1}	1,05 cm^{-1}
Seuil DP-DRO (formule (1.71))	378,8 mW	184,2 mW	642,4 mW
Seuil DRO ($R_p = 0$ dans (1.71))	687,9 mW	339,7 mW	1149 mW
Seuil DRO (formule (1.66))	612,9 mW	256,0 mW	1243 mW

Table 3.4 – Calcul du seuil d'oscillation à partir des valeurs de pertes et de réflectivité mesurées et incertitudes associées. La colonne « Min » (resp. « Max ») fait référence au minimum (resp. maximum) accessible par le seuil d'oscillation dans la plage d'incertitude, ce qui correspond au maximum (resp. minimum) des réflectivités. Les seuils d'oscillation sont calculés pour L = 1,88 mm, $\Delta\varphi = -0.36 \times 2\pi$ et $\eta^0_{\text{norm}} = 24,18$ $W^{-1}cm^{-2}$. Dans le cas d'une cavité DP-DRO, le seuil d'oscillation est minimal quand $\Delta kL = -0.27 \times 2\pi$.

à la configuration « simple passage », on a aussi calculé le seuil d'oscillation en supposant que le miroir de sortie ne réfléchissait pas l'onde de pompe. Selon la formule utilisée dans ce dernier cas ((1.71) en prenant une réflectivité à la longueur d'onde de pompe nulle ou (1.66)), on obtient un abaissement du seuil d'oscillation d'un facteur 1,5 à 1,8, avec un désaccord de phase optimal donné par $\Delta kL = -0,27 \times (2\pi)$ [8]. L'ensemble des résultats est regroupé dans le tableau 3.4. Notons cependant que si l'on prend en compte les incertitudes de mesures des différentes réflectivités modales et des coefficients de pertes de propagation, le seuil peut varier du simple au double. De plus, les approximations de faibles pertes de propagation et de forte réflectivité effectuées lors du calcul des différentes formules utilisées sont contestables ici. Ces valeurs permettent néanmoins d'avoir une idée du seuil d'oscillation attendu, en espérant se trouver plutôt dans la zone basse de la barre d'erreur pour être capable d'observer l'oscillation paramétrique dans nos guides.

3.2.3 Réduction du seuil pour l'oscillation paramétrique optique : résultats expérimentaux

Dans les guides présentant des miroirs corrects aux deux extrémités, nous avons donc réalisé des expériences de fluorescence paramétrique en cavité. Nous avons alors pu, pour quelques uns de ces guides, observer un début d'oscillation paramétrique. Le meilleur résultat que nous avons obtenu est présenté en figure 3.16.

8. Le miroir de sortie effectivement déposé introduit un déphasage des ondes $\Delta\varphi = 0,36 \times (2pi)$, un peu plus élevé que le dessin optimisé présenté en partie 3.2.1.

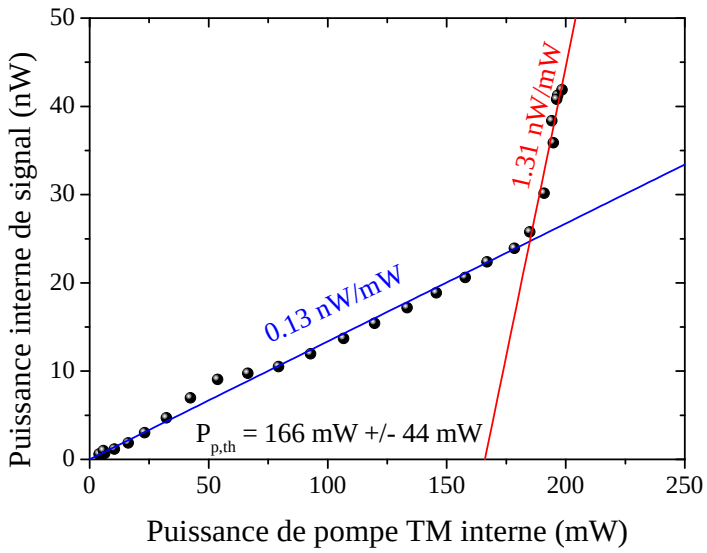


Figure 3.16 – Puissance de signal juste avant le miroir de sortie en fonction de la puissance de pompe polarisée TM dans le mode fondamental juste après le miroir d'entrée. La courbe présente un seuil d'oscillation à 166 ± 44 mW. Les données expérimentales sont ajustée en deçà et au-delà du seuil par deux droites.

Malgré une efficacité plus faible que l'OPO présenté au chapitre précédent dans le régime d'oscillation, la rupture de pente est claire. On remarque aussi que le « rebond » déjà observé est toujours visible, quoique à une puissance de pompe plus faible.

La puissance de seuil mesurée dans ce guide d'ondes particulier est en deçà des estimations théoriques du tableau 3.4. En plus des considérations théoriques réalisées dans la section précédente sur la validité des formules utilisées [9], sur le plan expérimental, cette différence pourrait s'expliquer par un guide nettement meilleur que la moyenne, ou par le fait que les miroirs ont été caractérisés après cette mesure, et qu'ils ont pu se dégrader pendant les mesures d'optique non linéaire. En effet, lorsque l'on répète la même mesure sur un guide d'ondes, on obtient la série de courbes présentée en figure 3.17. Dans ce guide, la tentative d'injecter plus de puissance dans le guide d'onde s'est traduite par une augmentation du seuil d'oscillation (de ~ 150 mW à ~ 220 mW), et une diminution de l'efficacité de fluorescence en deçà du seuil. Outre les effets thermiques qui rentrent sans doute en jeu, cette série de mesures laisse suspecter une dégradation du miroir d'entrée, qui est confirmée par une observation ultérieure au MEB du miroir concerné.

Enfin, l'efficacité réduite (par rapport à l'OPO du chapitre précédent en parti-

9. On peut aussi remarquer dans le tableau 3.4 qu'en cas de faible réflectivité du miroir de sortie pour l'onde de pompe, la formule (1.71) a plutôt tendance à surestimer le seuil d'oscillation.

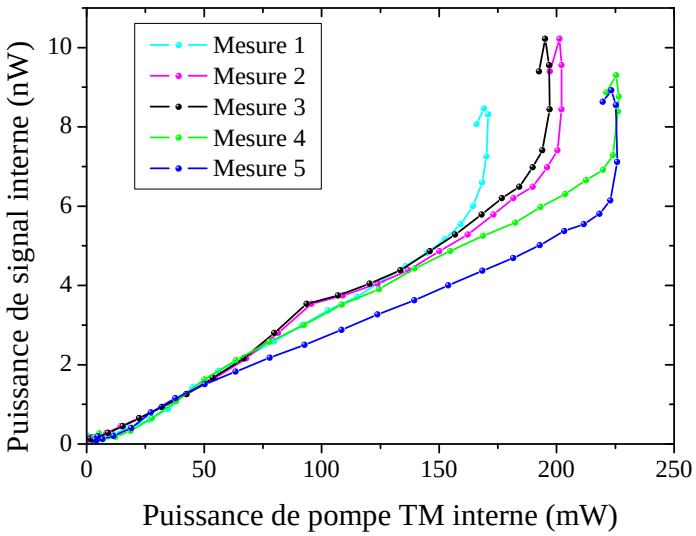


Figure 3.17 – Évolution de la puissance de signal (mesurée juste avant le miroir de sortie) en fonction de la puissance de pompe polarisée TM (mesurée juste après le miroir d'entrée) et du temps. Les mesures sont classées par ordre chronologique et étalées sur deux jours (mesures 1-2 puis mesures 3 à 5). Les « crochets » observés au sommet des courbes marquent un début d'hystérésis probablement due à des effets thermiques à haute puissance de pompe.

culier) des DP-DROs fabriqués est attribuée à la faible réflectivité des miroirs (qui entraîne une diminution de la puissance intra-cavité). Comme il est vraisemblable que l'observation de l'oscillation dans ces cavités et la réduction du seuil observée soient dues au schéma de double passage de la pompe, les efforts présents se concentrent sur la fabrication d'un échantillon avec de meilleurs miroirs avec ce schéma de cavité.

3.3 Vers une encapsulation des guides d'ondes ?

Une dernière piste d'amélioration de l'OPO présenté au chapitre 2 est l'augmentation de la puissance maximale de pompe que l'on peut injecter dans les guides d'ondes sans les détruire. Pour les guides ayant souffert d'une trop forte puissance de pompe, l'endommagement provenait clairement de la facette d'entrée, donc du miroir déposé sur la facette.

Or, les miroirs tels que nous les déposons actuellement sont, en fin de protocole, des « murs » diélectriques plaqués contre une facette clivée. La conséquence de cette disposition est qu'au niveau des guides d'ondes, le miroir est essentiellement exposé à l'air : si celui-ci chauffe sous l'effet de la puissance contenue dans le faisceau

de pompe, il ne peut que difficilement évacuer la chaleur accumulée. À partir de ce constat, nous avons émis l'hypothèse qu'un meilleur dissipateur thermique au contact des miroirs pourrait permettre de réduire l'accumulation de chaleur dans ceux-ci, et donc améliorer leur résistance aux hautes puissances de pompe.

Afin d'amener un dissipateur thermique au contact des miroirs sans les endommager ni empêcher l'injection et la propagation du mode guidé, une solution relativement simple sur le plan technologique consiste à recouvrir la surface de l'échantillon d'un matériau dont la dissipation thermique est meilleure que l'air. Ce matériau doit par ailleurs être optiquement neutre aux longueurs d'ondes utilisées dans notre guide d'ondes, c'est-à-dire qu'il ne doit pas introduire de pertes additionnelles (donc être transparent autour de 1 et 2 µm), ni décaler la longueur d'onde d'accord de phase. Or, lors du processus de dépôt des miroirs, on protège déjà la surface de l'échantillon avec de la résine organique : le dissipateur thermique choisi pourrait alors être utilisé pour protéger la surface de l'échantillon lors du dépôt des miroirs, ce qui permettrait de surcroît d'éliminer du protocole la délicate étape de *lift-off*.

Dans un premier temps, nous avons donc orienté nos essais vers un dépôt de verre [10] au moyen de précurseurs déposés par un procédé *sol-gel* [11]. Cette méthode, pour le dépôt de couches minces, consiste à déposer sur l'échantillon quelques gouttes d'une solution de polymères, le *sol*, puis à la répartir de manière homogène par *spin-coating* comme une résine utilisée en lithographie. La solution passe à l'état de *gel* et commence à se solidifier au cours de cette étape. Après un court recuit sous atmosphère ambiante, un deuxième recuit plus long et à plus haute température, le produit se solidifie pour former une matrice de verre à la surface de l'échantillon [156].

À partir des produits disponibles dans les salles blanches du laboratoire MPQ et du LPN, deux tests ont été réalisés :

- Sur un premier échantillon dont les pertes étaient connues, X. Lafosse a déposé du hydrogénosilsesquioxane (HSQ) à partir d'une résine *FOx* commercialisée par *Dow Corning*. D'après le fabricant, les résines de cette gamme ne permettent pas de déposer une épaisseur suffisante pour noyer nos guides d'ondes en un seul dépôt, mais ce test avait essentiellement pour vocation d'étudier la faisabilité de ce dépôt sur nos échantillons « vallonnés » et oxydés, et la résistance au clivage du matériau déposé (essentielle si l'on veut pouvoir l'utiliser pour protéger la surface de l'échantillon pendant le dépôt de miroir).

10. Le verre n'est sans doute pas le meilleur dissipateur thermique existant mais il a l'avantage d'avoir un faible indice optique, ce qui a prévalu pour un premier test.

11. La condensation des polymères en solution en agrégats de grandes taille conduit à une gélification de la solution, qui peut ensuite être recuite pour être solidifiée [155].

- Sur un deuxième échantillon, fabriqué à partir d'une plaque épitaxiée totalement différente (reliquat d'une plaque obsolète), mais gravée selon la même topographie que nos échantillons habituels, un dépôt de benzocyclobutène (BCB) a été réalisé dans la salle blanche du laboratoire MPQ à partir de la résine *Cyclotene 3022-57* commercialisée par *The Dow Chemical Company*.

Dans les deux cas, après le dépôt et le recuit long, les échantillons sont clivés et observés au microscope optique et au MEB avant et après clivage. Les observations sont alors les suivantes :

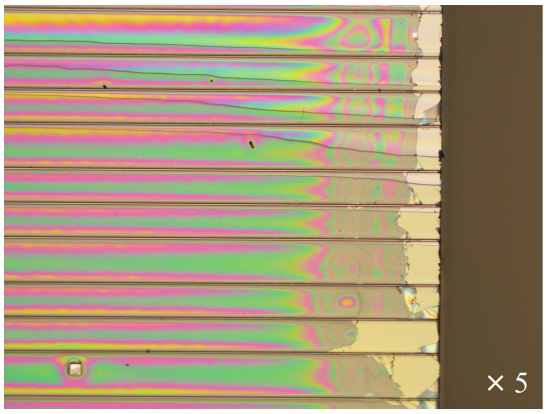
HSQ : Outre le fait que l'épaisseur déposée soit insuffisante pour couvrir les guides d'ondes, le dépôt part par plaques à partir des bords de l'échantillon, sur quelques centaines de micromètres au plus (figure 3.18a). Ceci n'est pas gênant pour le dépôt de miroir puisque l'on clive l'échantillon sur 500 µm minimum, mais peut poser un problème si l'on souhaite déposer plusieurs couches de HSQ pour noyer les guides. Par ailleurs, comme le montre le cliché en figure 3.18b, l'épaisseur déposée n'est pas homogène, avec une accumulation le long des flancs du guide (de 0,56 µm entre les guides d'ondes à 1,43 µm au niveau des flancs).

BCB : Mis à part quelques irrégularités et inhomogénéités sur les bords de l'échantillon qui disparaissent lors du clivage, la couche de BCB présente un profil relativement plan en surface (suffisamment pour nos besoins), et noie complètement les guides d'ondes puisque l'épaisseur mesurée entre les guides d'onde est de 6,3 µm (figure 3.18d). Avant le clivage, la couche de BCB déposée se présente réellement comme une « enveloppe » de verre, conformément au rôle protecteur souhaité.

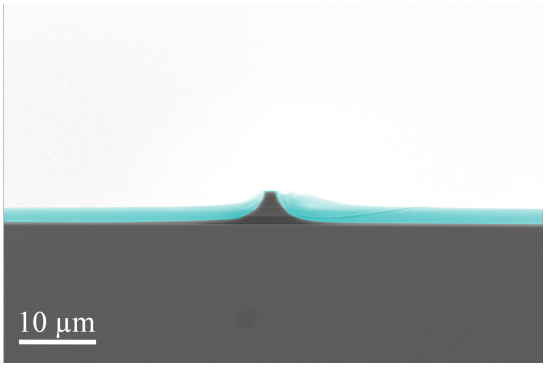
Dans les deux cas, juste après le recuit de la résine, celle-ci s'est rétractée sur les bords de l'échantillon, dans l'espace entre les guides, mais la longueur d'échantillon découverte par cette rétractation est inférieure à la longueur de clivage (figure 3.18c) si l'échantillon était uniformément recouvert de résine au début du recuit. De plus, dans un cas comme dans l'autre, aucun délaminage de la matrice en verre ou des guides d'ondes lors du clivage n'est à déplorer.

Compte tenu des observations précédentes, nous avons donc retenu le BCB pour améliorer la dissipation thermique des miroirs (au moins dans une première phase qualitative). En plus des avantages technologiques de cette résine s'ajoute un avantage géographique puisqu'elle est disponible, ainsi que le four de recuit, au laboratoire MPQ. Le protocole suivi pour le dépôt de BCB est le suivant, largement inspiré des recommandations du fabricant :

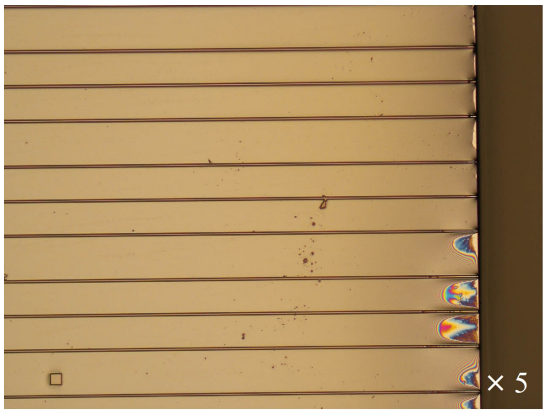
- Nettoyage de l'échantillon (acétone, isopropanol).
- Déshydratation de l'échantillon : chauffage pendant 4 minutes à 120°C.
- Dépôt d'un promoteur d'adhérence (AP3000) : après en avoir déposé quelques gouttes sur la suface de l'échantillon, celui-ci est réparti de manière homogène par rotation à 300 tours par minutes pendant 5 secondes



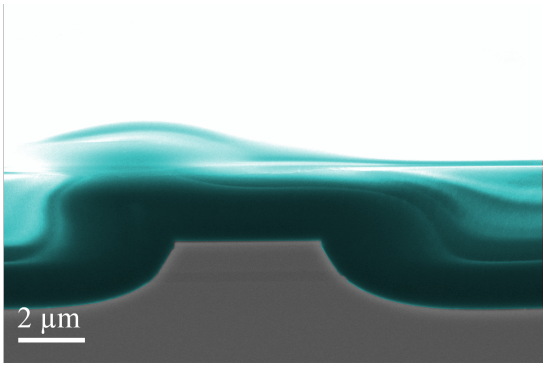
(a) HSQ avant clivage



(b) HSQ avant clivage



(c) BCB avant clivage



(d) BCB après clivage

Figure 3.18 – Clichés au microscope optique ((a) et (c)) et au MEB ((b) et (d)) d'échantillons recouverts de HSQ ((a) et (b)) ou de BCB ((c) et (d)) avant ou après clivage. Le HSQ et le BCB sont colorés en bleu sur les clichés MEB.

(répartition sur l'ensemble de l'échantillon) puis 3000 tours par minutes pendant 15 secondes (uniformisation).

- Évaporation des composants volatils du promoteur d'adhérence : à température ambiante, pendant 1 minute.
- Dépôt de la résine 3022-57 (BCB) : après en avoir déposé quelques gouttes sur la suface de l'échantillon, celui-ci est réparti de manière homogène par rotation à 300 tours par minutes pendant 5 secondes puis 3000 tours par minutes pendant 30 secondes.
- Recuit court : chauffage pendant 1 minute à 110°C.
- Recuit long sous vide : Recuit sous vide dans un four « fait maison » selon le profil de température décrit dans le tableau 3.5. Ce profil, fourni par le fabricant de la solution de BCB utilisée, permet de solidifier le BCB à plus de 95%, toujours selon les spécifications du fabricant. Le recuit doit avoir lieu sous une atmosphère purifiée en oxygène pour éviter toute oxydation du film de BCB.

Étape	**Durée**	**Type**	**Température cible**
1	15 min	Rampe	100°C
2	15 min	Palier	100°C
3	15 min	Rampe	150°C
4	15 min	Palier	150°C
5	1 heure	Rampe	250°C
6	1 heure	Palier	250°C
7	—	Refroidissement	Température ambiante

Table 3.5 – Profil de température proposé par le fournisseur de la résine *Cyclotene 3022* (BCB) pour le recuit *Hard Cure* permettant une solidification complète de la matrice en verre.

Afin de vérifier que l'encapsulation de nos guides d'ondes avec ce matériau ne nuit pas à la condition d'accord de phase, nous avons calculé la largeur des guides permettant de remplir la condition d'accord de phase avec la structure « OPO-GaInP10nm ». Dans les simulations FDFD à deux dimensions, nous avons testé plusieurs valeurs pour l'indice optique du BCB trouvées dans la littérature [12] [157–159]. Dans tous les cas, la largeur de guide obtenue diffère de moins de 0,1 µm de la largeur de guide permettant l'accord de phase dans des guides non recouverts de BCB.

12. Il est vraisemblable que la valeur de l'indice optique dépende des conditions de dépôt, nous avons donc testé plusieurs indices correspondant à des précurseurs légèrement différents déposés selon des protocoles plus ou moins proches de celui mis en œuvre dans cette thèse.

Nous avons alors fabriqué un échantillon de la structure « OPO-GaInP10nm » dont nous avons mesuré les pertes de propagation avant et après recouvrement des guides d'ondes par une couche de BCB. Dans chacun des cas, les pertes ont été mesurées d'abord à 1,55 µm pour chacun des guides de l'échantillon, puis à 1064 et 2120 nm pour les 4 meilleurs guides avant le dépôt et les 6 meilleurs après. En effet, les mesures à 1064 et 2120 nm sont plus longues et nous avons donc choisi de ne caractériser que les meilleurs guides à ces longueurs d'onde. Les résultats obtenus sont récapitulés dans le tableau 3.6. À part autour de 2,12 µm, les pertes de propagation ne souffrent donc pas de l'ajout du BCB à la surface des guides d'ondes, vraisemblablement grâce au bon confinement des ondes à l'intérieur du guide qui les rend peu sensibles à l'environnement. Par ailleurs, l'augmentation mesurée des pertes à la dégénérescence du processus de fluorescence paramétrique doit être tempérée par l'augmentation de l'incertitude de mesure observée en même temps. En effet, si pour les deux longueurs d'ondes les plus basses l'écart-type est supérieur à l'incertitude de mesure, ce n'est pas le cas à 2120 nm, où l'incertitude maximale de mesure vaut 0,9 cm^{-1} avant le dépôt de BCB et 1,56 cm^{-1} après. Ces incertitudes de mesure élevées sont liées au fait que la diode laser utilisée pour faire ces mesures est peu accordable, et que le guide n'est pas parfaitement monomode, même autour de 2 µm.

Longueur d'onde	**Sans BCB**		**Avec BCB**	
	Moyenne	Ecart-type	Moyenne	Ecart-type
1064 nm	3,19 cm^{-1}	0,35 cm^{-1}	2,53 cm^{-1}	0,53 cm^{-1}
1550 nm	1,99 cm^{-1}	0,61 cm^{-1}	1,77 cm^{-1}	0,76 cm^{-1}
2120 nm	4,13 cm^{-1}	0,45 cm^{-1}	6,00 cm^{-1}	0,79 cm^{-1}

Table 3.6 – Mesures de pertes avant et après l'encapsulation des guides d'ondes avec du BCB. Pour chaque mesure, seuls les 4 à 6 meilleurs guides sont pris en compte, et l'écart-type mentionné correspond à la variation des résultats obtenus pour ces quelques guides d'ondes.

Compte tenu de ces résultats, la prochaine étape consiste à essayer de déposer un miroir (dans la configuration de cavité DROPO ou DP-DRO) afin de vérifier que la méthode de dépôt des miroirs ne souffre pas du changement de protection des guides, que l'absence de *lift-off* pour retirer la pollution diélectrique (*overspray*) ne nuit pas aux performances du dispositifs, et que cette configuration permet de focaliser des puissances de pompe plus importantes à l'entrée du guide d'ondes sans endommager le miroir.

Dans ce chapitre, les différentes pistes pour augmenter la puissance en sortie de l'OPO (Al)GaAs/AlOx démontré au cours de cette thèse ont été explorées.

L'installation d'un système d'oxydation avec contrôle *in situ* a permis un meilleur contrôle des pertes de propagation aux grandes longueurs d'onde, conformément à ce qui avait été pressenti par M. Savanier à la fin de sa thèse [64]. Les limites du contrôle fin de l'oxydation afin d'éviter toute sur-oxydation sont maintenant liées à l'aspect morphologique de nos guides d'ondes gravés chimiquement. En effet, la différence de longueur entre les couches d'AlOx situées à proximité de la gaine supérieure et celles situées à proximité de la gaine inférieure conduit à une nécessaire sur-oxydation des premières pour que l'oxydation des secondes soit complète. Un meilleur contrôle de la forme des guides d'ondes serait apporté par une gravure par voie physique (gravure ionique réactive (RIE) au moyen d'un plasma couplé par induction (ICP)) qui permet d'obtenir des flancs verticaux. Pour obtenir une rugosité des flancs comparable à celle introduite par la gravure chimique, un important travail sur le processus de gravure et la résine utilisée est nécessaire, mais de récents résultats obtenus dans l'équipe [13] ont montré que de très bons niveaux de rugosité sont atteignables avec une gravure ICP-RIE. Pour s'affranchir de ce travail, une autre piste à explorer consisterait à graver physiquement les guides d'ondes, puis à en « lisser » les flancs à l'aide d'une courte gravure chimique. Ainsi, les guides obtenus auraient des flancs verticaux, et l'oxydation de toutes les couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ nécessiterait la même durée, ce qui devrait réduire les pertes de propagation aux grandes longueurs d'onde si la rugosité des flancs reste maîtrisée. Aux courtes longueurs d'onde, en revanche, les phénomènes à l'origine des pertes de propagation restent mal connus, et l'insertion de barrières de GaInP doit encore être validée par de nouvelles campagnes de mesures sur la structure OPO-GaInP20nm.

Par ailleurs, l'implémentation d'un schéma de cavité à double passage de la pompe a permis de baisser légèrement le seuil d'oscillation de notre dispositif, qui doit être confirmé dans les prochains mois par la fabrication d'une cavité avec des miroirs de meilleure qualité. Cependant, le double passage de la pompe ne nous permet pas encore d'envisager le passage à une configuration simplement résonante. En effet, d'après Bjorkholm *et al.*, le double-passage de la pompe ne permet d'abaisser le seuil d'oscillation d'un SROPO que d'un facteur 2 au maximum [76] et au niveau actuel de la réflectivité modale ($R_s \sim 90\%$) et des pertes de propagation ($\alpha_s \sim 0.75$ cm^{-1}, $\alpha_p \sim 3$ cm^{-1}), le seuil d'oscillation d'un SROPO se situe autour de 1 W. Afin d'envisager un schéma de cavité simplement résonante, il faut donc réduire les pertes de propagation.

Sur un plan technologique, nous avons aussi envisagé d'encapsuler nos guides d'ondes dans une matrice de verre, pour rendre les miroirs plus résistants à l'échauffement provoqué par la focalisation du faisceau de pompe, et moins fragiles

13. Ces résultats ont été obtenus pour la gravure physique de disques à partir d'hétérostructures GaAs/AlGaAs moins complexes que celles utilisées dans cette thèse.

lors des manipulations. Si cette encapsulation s'est avérée sans conséquence lors des mesures d'optique linéaire, la tenue mécanique des miroirs diélectriques et le comportement à haute puissance de ce revêtement est encore à étudier.

Chapitre 4

Génération de second harmonique autour de 2,25 µm

Un projet annexe, également mené pendant cette thèse, sera présenté dans ce dernier chapitre. Toujours dans l'idée d'obtenir une source émettant autour de 2 µm à partir de guides d'ondes GaAs/AlOx, nous nous sommes intéressés à une autre interaction linéaire, la génération de second harmonique. Pour obtenir un second harmonique autour de cette longueur d'onde, le laser de pompe de notre dispositif doit émettre autour de 4 µm. Cette longueur d'onde est typiquement atteinte grâce à un QCL [22, 30, 160].

L'intérêt de s'intéresser à la SHG pour atteindre 2 µm par rapport à la FP est lié aux pertes de propagation. Nous avons en effet vu dans la partie 2.1.2, que les pertes de propagation dans nos guides d'ondes sont liées aux couches d'oxyde d'aluminium et que celles-ci augmentent lorsque la longueur d'onde diminue. Le doublage de fréquence de 4 µm vers 2 µm permet alors de se placer dans une région spectrale où les pertes de propagation, dominées par la diffusion, sont moins importantes. De plus, en s'éloignant du gap du GaAs, la dispersion à compenser est réduite, donc le nombre de couches d'AlOx nécessaires sera plus faible. Par ailleurs, la puissance de SH générée par ce processus évolue quadratiquement avec la puissance de pompe, ce qui en fait un processus non linéaire plus facile à mettre en œuvre que la fluorescence paramétrique.

Nous verrons donc dans une première partie comment nous avons dessiné l'hétérostructure verticale en vue de réaliser ce doublage de fréquence à partir d'un QCL fourni par Alpes Laser. La deuxième partie décrira la génération de second harmonique à partir d'un laser fourni par le *III-V Lab*.

4.1 Expérience avec un QCL d'*Alpes Laser* au laboratoire MPQ

Un partenariat avec l'entreprise *Alpes Laser* nous a permis de bénéficier d'une mise à disposition gratuite d'un laser à cascade quantique pendant un mois. Le dispositif a donc initialement été conçu pour réaliser le doublage en fréquence de cette source particulière.

En régime continu, la source fournie par *Alpes Laser* possède les caractéristiques décrites en figure 4.1. Le laser est accordable, via la température et le courant, de 4541 à 4556 nm ; la bande d'accordabilité est donc centrée autour de 4548 nm. Notre structure devra alors être accordée en phase pour le processus de SHG à partir de cette dernière longueur d'onde.

4.1.1 Conception et fabrication du guide d'ondes

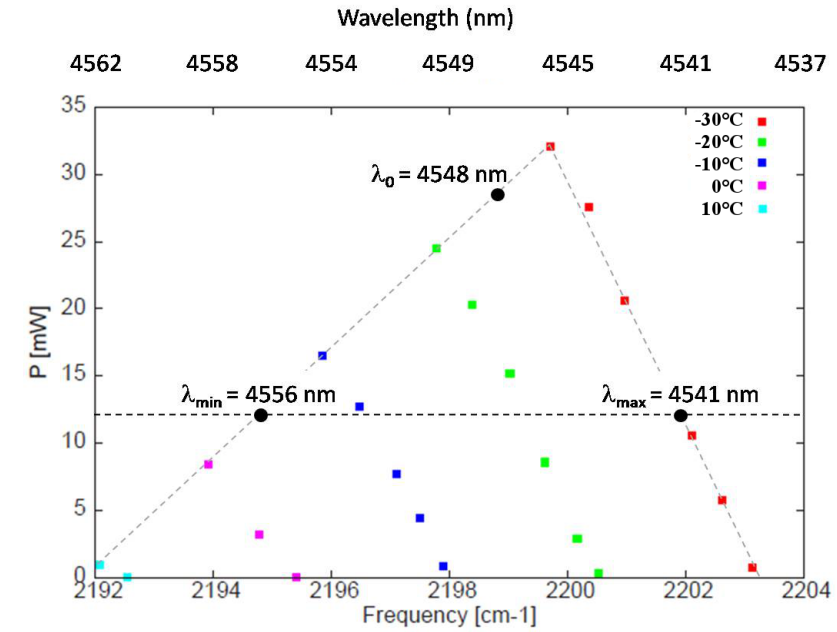
Dessin de l'hétérostructure verticale

La conception de la structure verticale suit les mêmes grandes lignes que la conception de la structure OPO (voir partie 2.1.1), afin de remplir la condition d'accord de phase TE + TE → TM suivante :

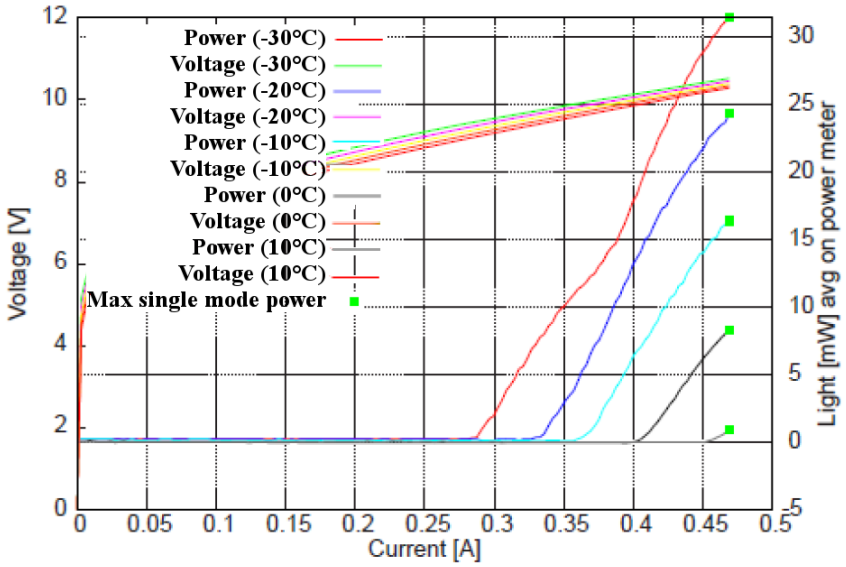
$$n_{\mathrm{TE}_{00}}(4548\ \mathrm{nm}) = n_{\mathrm{TM}_{00}}(2274\ \mathrm{nm}) \tag{4.1}$$

Cette condition d'accord de phase permet d'éviter le pic d'absorption de l'AlOx situé autour de 3,3 µm [100,161] et attribué à la résonance vibrationnelle du groupe OH de l'hydroxyde d'aluminium AlO(OH), conformément à ce qui est rapporté pour la diaspore α-AlO(OH) [162].

Pour cette structure, les longueurs d'ondes en jeu étant beaucoup plus éloignées du gap du GaAs que celles en interaction dans la structure OPO, la dispersion à compenser est beaucoup plus faible ($\Delta n \simeq 0.03$, à comparer avec $\Delta n \simeq 0.14$ aux longueurs d'onde de l'OPO). La biréfringence nécessaire est donc atteinte en insérant seulement deux couches d'AlOx dans le cœur. Après avoir calculé la structure permettant l'accord de phase au moyen de simulations 1D, les épaisseurs des couches de GaAs dans le cœur sont ajustées au moyen de simulations 2D tenant compte du confinement latéral. Pour le confinement latéral, deux options ont alors été étudiées : la gravure profonde d'un seul *mesa* comme dans les structures présentées dans les chapitres précédents, ou l'utilisation d'une géométrie à *double mesa*. Dans cette configuration, le confinement latéral est fourni par un ruban gravé uniquement dans la profondeur de la gaine supérieure, tandis qu'un large mesa est gravé profondément pour permettre d'oxyder les couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$. Cette géométrie permet à la fois de s'affranchir d'éventuelles rugosités des flancs gravés, de s'approcher du cas 1D tout en travaillant avec des largeurs de guide



(a) Accordabilité



(b) Caractéristiques V(I) et P(I)

Figure 4.1 – Caractéristiques du QCL prêté par *Alpes Laser* en régime continu. (a) Longueur d'onde d'émission et puissance optique correspondante pour différentes valeurs de la température et du courant. La ligne horizontale en pointillés désigne le niveau de puissance minimale pour pouvoir mesurer la SHG dans nos guides d'ondes. (b) Caractéristiques tension-courant et puissance-courant pour différentes températures.

	Matériau	**Épaisseur**	**Épaisseur totale**
Protection	GaAs	30 nm	8706 nm
Gaine supérieure	$Al_{0.8}Ga_{0.2}As$	2000 nm	8676 nm
Cœur guidant	GaAs	430 nm	6676 nm
	AlOx	33 nm	
	GaAs	741 nm	
	AlOx	33 nm	
	GaAs	430 nm	
Gaine inférieure	$Al_{0.8}Ga_{0.8}As$	5000 nm	5000 nm
Substrat	GaAs		

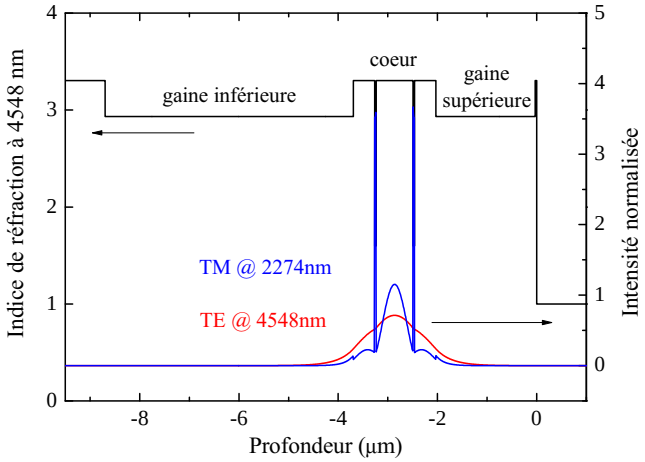
Table 4.1 – Fiche de croissance de l'hétérostructure verticale pour l'accord de phase de type I entre le mode TM_{00} à 2274 nm et le mode TE_{00} à 4548 nm dans des guides *double mesa* de largeur 13 µm.

plus faibles que dans la configuration *simple mesa*, et de placer le centre du guide d'ondes à l'écart du point de coalescence des fronts d'oxydation latéraux.

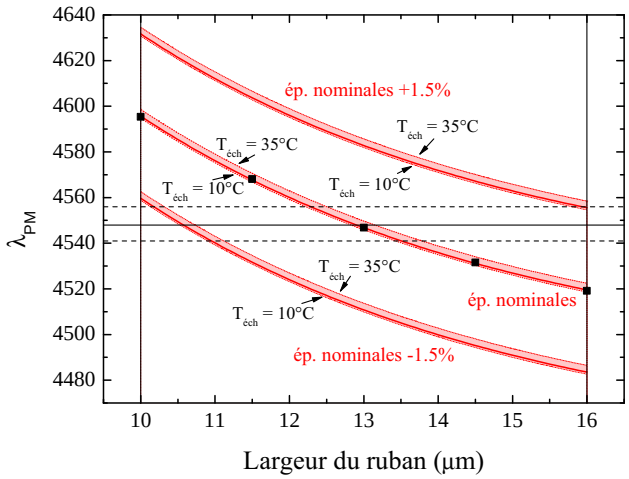
La structure a donc été optimisée pour un guide d'ondes avec la géométrie *double mesa*, avec un ruban de confinement de 13 µm de large et 1,7 µm de haut, et un *mesa* d'oxydation de 100 µm de large et 9 µm de haut. La fiche de croissance correspondant à l'hétérostructure finale est décrite dans le tableau 4.1 et représentée en figure 4.2a. Nous désignerons cette structure sous le nom « structure SHG QCL » dans la suite de ce chapitre. Par rapport aux structures précédentes, la proportion d'Al dans les gaines a été augmentée à 80% afin d'assurer un meilleur confinement de l'onde sans devoir recourir à des gaines déraisonnablement épaisses [1].

Compte tenu des limites d'accordabilité en longueur d'onde du QCL, et des incertitudes sur les épaisseurs au moment de la croissance, le fait de pouvoir modifier la longueur d'onde d'accord de phase en modifiant la largeur du ruban de confinement apparaît comme un avantage. Ainsi, sur la figure 4.2b, la longueur d'onde d'accord de phase est représentée en fonction de la largeur du guide et de l'écart à la structure nominale décrite dans le tableau 4.1. La plage d'accordabilité du laser est rappelée en pointillés. Les échantillons fabriqués comporteront donc des guides de largeurs différentes pour compenser d'éventuels écarts à la structure nominale.

1. Un taux d'aluminium de 80% est usuellement considéré comme le taux maximal d'aluminium pour lequel l'AlGaAs ne s'oxyde pas à l'air libre.



(a) Profil 1D



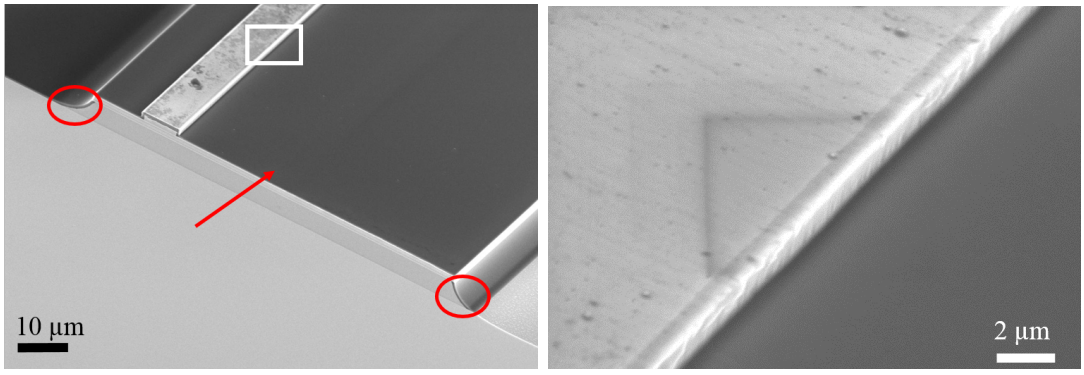
(b) Accordabilité

Figure 4.2 – Profil vertical de l'hétérostructure dessinée et variation de l'accord de phase en fonction des tolérances de fabrication. (a) Profil vertical de l'indice optique (ligne noire) et des deux modes fondamentaux accordés en phase (lignes rouge et bleue). (b) Longueur d'onde à la FF pour obtenir l'accord de phase dans un guide d'ondes gravé à partir de la structure « SHG QCL » en fonction de la largeur du ruban de confinement gravé, de la température de l'échantillon et de l'écart aux épaisseur nominales, dans l'hypothèse d'un écart systématique. La ligne horizontale pleine désigne la longueur d'onde d'accord de phase visée, les lignes en pointillés marquent les limites de la plage d'accordabilité du laser, et les lignes verticales les largeurs de guides minimales et maximales gravées sur l'échantillon fabriqué.

Fabrication

L'hétérostructure a été réalisée par EJM par A. Lemaître au LPN, sans utiliser de super-réseaux pour les couches d'$Al_xGa_{1-x}As$. Les premiers échantillons ont ensuite été gravés et oxydés au LAAS par M. Savanier avant mon arrivée dans l'équipe *DON*, ce qui a permis de bénéficier d'une oxydation avec contrôle *in situ*[2]. La fabrication de ces échantillons se déroule selon le protocole décrit en partie 2.1.1, les étapes de lithographie et de gravure étant répétées deux fois pour définir chacun des *mesas*.

Il est à noter que lors de cette première étape de fabrication, il a été décidé de graver les rubans de confinement par voie physique plutôt que par voie chimique. En effet, la RIE au moyen d'un ICP permet de définir des guides aux flancs verticaux, au prix d'une rugosité accrue par rapport à la gravure humide, mais réduite par les progrès de l'ICP-RIE dans les dernières années. Une image d'un guide d'ondes en fin de fabrication est donnée en figure 4.3, ainsi qu'un zoom sur le flanc du ruban gravé physiquement montrant la rugosité induite par ce processus. Sur cette photo, on peut aussi constater que la concentration de 80% d'Al dans les gaines constitue réellement une limite puisque les gaines sont légèrement oxydées (zones sombres à partir des interfaces exposées, entourées et fléchée en rouge sur la figure 4.3a). Les échantillons fabriqués comprennent une trentaine de guides dont les largeurs vont de 10 à 16 µm (ruban de confinement).



(a) Guide à *double mesa* (b) Flanc gravé par ICP

Figure 4.3 – Clichés MEB d'un guide *double mesa* en fin de fabrication. Le cliché (a) montre une vue globale du guide, sur lequel la gaine supérieure apparaît complètement oxydée en surface. On peut aussi distinguer un début d'oxydation latérale de la gaine inférieure. Le cliché (b) est un zoom de la zone encadrée en blanc : la rugosité induite par la gravure physique est visible sur le flanc du ruban étroit de confinement.

2. Au moment de la fabrication de ces échantillons, le four d'oxydation installé pendant cette thèse n'était encore qu'à l'état de projet.

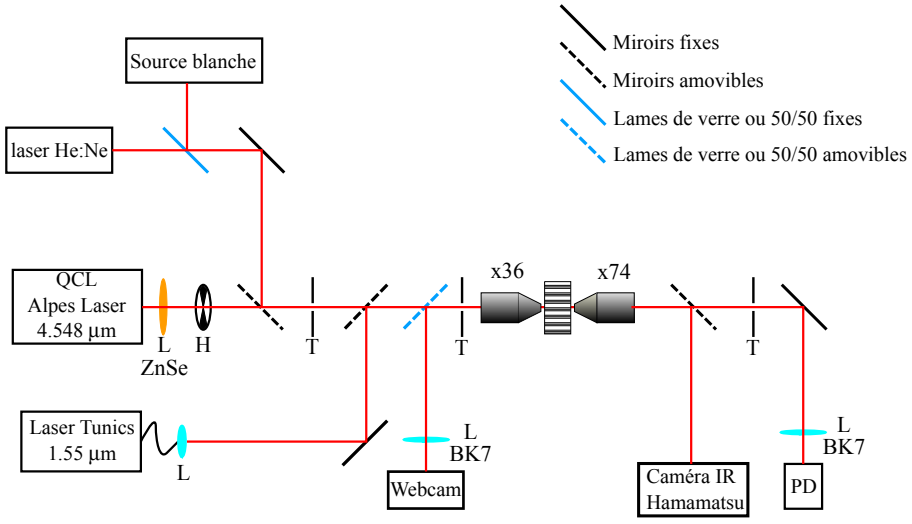


Figure 4.4 – Montage expérimental utilisé lors de la tentative de génération de second harmonique à partir du QCL prêté par *Alpes Laser*. L : lentille, H : hacheur, T : trou, PD : photodiode InGaAs. Les éléments amovibles sont représentés en pointillés. La photodiode est reliée à un amplificateur trans-impédance à faible bruit et une détection synchrone contrôlée par le hacheur, non représentés sur le schéma.

4.1.2 Premier essai : Couplage du QCL dans le guide

Le premier volet de ce projet a été mené en collaboration avec l'équipe *QUAD* du laboratoire MPQ, au sein de laquelle E. Benveniste avait monté durant sa thèse un banc permettant de coupler dans un guide d'ondes le faisceau laser issu d'un QCL [163]. Le montage expérimental, tel que nous l'avons remonté pour cette expérience de SHG, est représenté en figure 4.4. Son cœur est constitué de deux objectifs fonctionnant en réflexion avec une configuration de type Cassegrain : ces objectifs peuvent travailler à toutes les longueurs d'onde mais ont l'inconvénient de couper la partie centrale du faisceau. Ces objectifs, ainsi que l'échantillon, sont montés sur des platines tri-axes. Autour de ce dispositif de couplage, on a placé plusieurs sources de lumière et détecteurs :

- Une source de lumière blanche, utilisée conjointement avec une webcam. La lumière blanche, réfléchie par l'échantillon permet ainsi d'observer la position de l'objectif d'injection par rapport aux guides d'ondes et offre ainsi un moyen d'alignement grossier de la zone de couplage.
- Un laser He:Ne afin d'aligner le système dans le visible, pour des raisons de commodités. Utilisé conjointement avec la lumière blanche, la réflexion de ce faisceau laser sur la facette est aussi visible à la webcam.
- Un laser de la gamme *Tunics* émettant autour de 1,55 µm. Grâce à une caméra *Hamamatsu*, on peut visualiser le mode guidé à cette longueur d'onde.

De plus, cette longueur d'onde est comprise dans la plage de détection de la photodiode InGaAs, que l'on peut donc aligner à partir d'un mode guidé.

- Le laser à cascade quantique d'*Alpes Laser*, monté sur une platine tri-axe et collimaté grâce à une lentille en séléniure de zinc (ZnSe). La fréquence d'émission de ce laser ne rentre dans la plage de détection d'aucun détecteur disponible dans ce montage, ce qui souligne l'importance des autres sources auxiliaires alignées sur le même axe optique pour réussir à se coupler dans le guide d'onde. Notons cependant que nous disposons d'un détecteur thermique prévu pour les hautes puissances (tête PM45 du détecteur *FieldMaster* de *Coherent*) dont la plage de détection contient la fréquence du QCL.

Après avoir aligné tous les faisceaux laser sur le même axe optique défini par une série de diaphragmes, l'inclinaison de l'échantillon et le positionnement des objectifs sur l'axe optique sont ajustées avec le faisceau laser rouge [3]. La distance entre l'objectif d'injection et l'échantillon est ensuite ajustée par autocollimation, d'abord avec la lumière blanche et la webcam, ensuite avec le laser rouge. La position transverse de l'échantillon est ensuite ajustée de sorte que ce dernier faisceau arrive au niveau du cœur d'un guide d'ondes. On utilise ensuite le laser *Tunics* et la caméra *Hamamatsu* pour observer le mode guidé à 1,55 µm, ajuster la distance entre l'objectif de collection et l'échantillon, et optimiser la position de l'objectif d'injection afin d'obtenir le meilleur couplage possible du faisceau laser télécom dans le mode fondamental du guide d'ondes.

Lorsque toutes ces étapes ont été réalisées avec soin, le faisceau laser issu du QCL doit alors être couplé au mode fondamental du guide. Bien que nous ne disposions pas de moyen de visualisation de ce mode dans le MIR, nous pouvons vérifier avec un puissance-mètre que la puissance en sortie du guide d'ondes chute lorsque le guide est translaté verticalement ou horizontalement.

Quand le faisceau laser issu du QCL est couplé dans le guide d'ondes, on devrait pouvoir détecter un signal à la longueur d'onde de second harmonique, grâce à la photodiode, reliée à un amplificateur trans-impédance et une détection synchrone. Ce système de détection est exactement le même que le système de détection utilisé pour les mesures de fluorescence paramétrique décrites dans le chapitre 2 ; en particulier, la longueur d'onde de coupure de la photodiode est de 2.4 µm. Le signal de pompe est donc filtré par la photodiode, qui ne peut mesurer que la puissance de SH. Malgré un succès apparent du couplage du faisceau QCL dans le guide d'ondes, nous n'avons cependant pas réussi à observer de signal de SH, même en testant des guides de différentes largeurs pendant plusieurs jours.

3. L'inclinaison de l'échantillon est réglée grâce à la réflexion du faisceau du He:Ne sur la facette, et la position des objectifs dans la direction transverse est réglée visuellement, le centre du faisceau laser étant « coupé » par les objectifs en configuration Cassegrain.

Cette absence de signal peut être expliquée par différents facteurs : d'un point de vue expérimental, nous ne connaissons pas la qualité du couplage dans le guide d'ondes, et d'un point de vue technologique, la condition d'accord de phase n'est peut-être pas remplie pour les guides que nous avions sur notre barrette puisqu'elle dépend de la largeur des guides, qui est un paramètre discret.

4.2 Doublage en fréquence d'un QCL au *III-V Lab*

Afin de s'assurer que le couplage du faisceau laser dans nos guides d'ondes était correct, nous sommes allés travailler sur un banc similaire, monté au *III-V Lab* dans l'équipe de M. Carras, et équipé d'une caméra à photodétecteur infrarouge à puits quantiques (QWIP) permettant de visualiser le mode guidé dans la plage de longueurs d'onde d'émission du QCL. Comme la durée du prêt du QCL d'*Alpes Laser* n'était pas compatible avec le temps nécessaire pour se familiariser avec ce nouveau banc de mesures, nous avons dû utiliser un QCL fabriqué au *III-V Lab*.

4.2.1 Modifications du guide d'ondes

Le changement de source pour le processus de SHG n'est cependant pas sans conséquence : les QCLs disponibles au *III-V Lab* n'émettent pas à la même longueur d'onde que le QCL d'*Alpes Laser*[4], et leur faible plage d'accordabilité limitée à quelques nanomètres ne permet pas d'obtenir la condition d'accord de phase dans les guides précédemment fabriqués. Dans la nécessité de garder la même hétérostructure verticale, nous avons dû adapter la largeur de nos guides aux longueurs d'onde accessibles avec les QCLs du *III-V Lab*.

Nouveau design

Pour ce nouveau dessin de guides, nous avons de nouveau étudié les deux géométries ; la variation de la longueur d'onde d'accord de phase en fonction de la largeur du ruban de confinement pour chacune des deux configurations est récapitulée en figure 4.5, où la zone hachurée en rouge correspond à la plage de fréquences couverte par les QCLs à DFB disponibles au *III-V Lab*.

Afin de travailler avec des guides plus étroits (moins multimodes *a priori*), nous avons d'abord continué à travailler avec des guides à *double mesa*. Une deuxième génération de guides dont les deux *mesas* ont été gravés chimiquement (afin d'éviter

4. En se limitant aux QCLs à rétroaction distribuée (DFB), monomodes, les lasers disponibles au *III-V lab* ont un spectre d'émission centré autour d'une longueur d'onde comprise entre 4425 et 4505 nm.

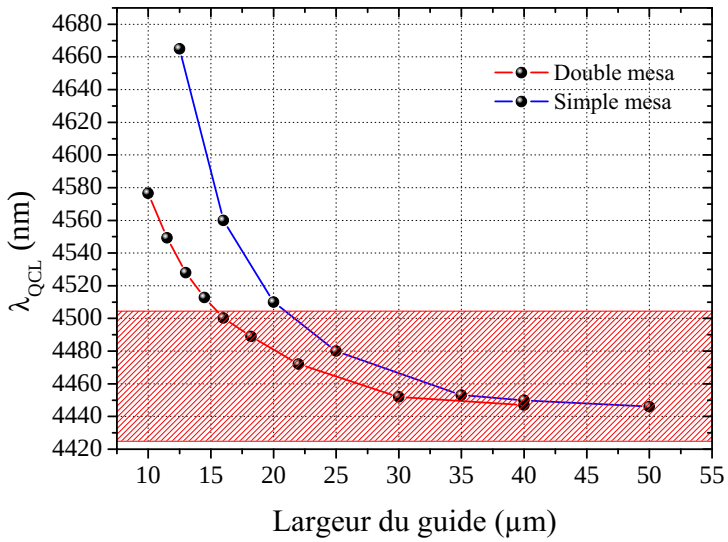


Figure 4.5 – Longueur d'onde de la FF accordée en phase pour le processus de SHG en fonction de la largeur du guide d'ondes, pour une configuration *simple mesa* (en bleu) ou *double mesa* (en rouge). Les points sont obtenus par simulations FDFD 2D de l'hétérostructure du tableau 4.1, les lignes sont de simples guides visuels. La zone hachurée en rouge est la plage de longueurs d'onde couverte par les lasers disponibles au *III-V Lab*.

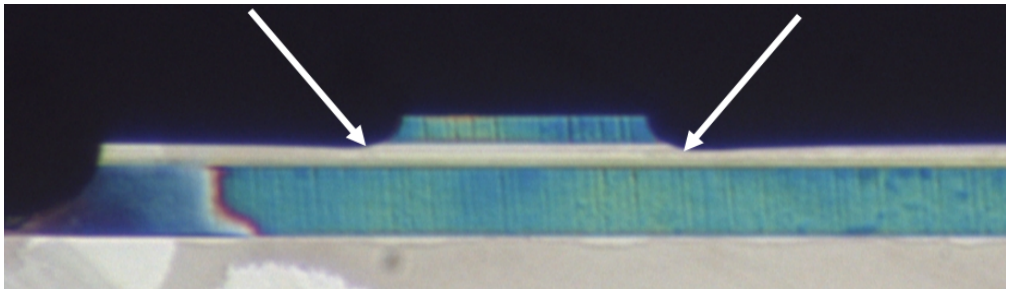


Figure 4.6 – Image au microscope optique d'un guide d'ondes *double mesa* dont le ruban de confinement a été gravé chimiquement. Le *mesa* d'oxydation a une largeur d'environ 100 µm. Les flèches blanches désignent les zones où le phénomène de *tranchées* a conduit à la sur-gravure de la gaine supérieure, découvrant les couches à oxyder dans le cœur (couche claire).

les rugosités liées à l'ICP) a ainsi été fabriquée, et oxydée dans le four d'oxydation tubulaire utilisé au début de cette thèse. Cependant, comme il est visible en figure 4.6, un phénomène de *tranchées* creusées au pied des *mesas* gravés chimiquement a provoqué une surgravure dans le cœur du guide d'onde, découvrant en particulier les couches à oxyder. Par ailleurs, les temps d'oxydation associés à ces structures de *double mesa* sont supérieurs à une heure si la température d'oxydation est inférieure à 450°C [5]. Comme les oxydations longues génèrent plus de pertes [111], il n'est pas souhaitable d'avoir des temps d'oxydation aussi longs.

Nous sommes donc revenus à une géométrie de guides à *simple mesa*. En parallèle, une caractérisation par diffraction aux rayons X a été menée au LAAS sur l'hétérostructure épitaxiée, dont les résultats sont récapitulés dans le tableau 4.2. À partir de cette structure, nous avons donc pu recalculer précisément les largeurs de guides nous permettant d'obtenir l'accord de phase dans la plage de fréquence couverte par les lasers du *III-V Lab* (figure 4.7). Compte tenu des tolérances de fabrication que nous reportons conventionnellement sur une incertitude sur l'indice de l'AlOx, et de l'influence qu'a cette valeur sur la longueur d'onde d'accord de phase, nous avons fabriqué des guides d'ondes dont la largeur varie de 10 à 35 µm. En l'absence de masque optique, le dessin du motif sur la résine a été effectué dans la salle blanche de l'*Ecole Normale Supérieure* au moyen d'une lithographie électronique, qui permet de définir un nouveau motif à chaque exposition de la résine [6]. Les échantillons sont ensuite clivés en barrettes telles que la largeur des

5. Pour des températures d'oxydation supérieures à 450°C, la profondeur oxydée ne varie plus linéairement avec le temps, mais entre dans un régime limité par le taux de réaction, selon la description donnée par l'équation (2.5).

6. La lithographie électronique est effectuée avec un MEB équipé pour que le faisceau d'électrons puisse balayer la surface de l'échantillon. Le motif est ainsi chargé dans le logiciel approprié, ce qui permet de le modifier à volonté.

	Matériau	Concentration en Al	Épaisseur
Protection	GaAs	0.0	29.1 nm
Gaine supérieure	AlGaAs	0.8122	1937.5 nm
Coeur guidant	GaAs	0.0	416.8 nm
	AlGaAs	0.9401	37.8 nm
	GaAs	0.0	718.3 nm
	AlGaAs	0.9401	37.8 nm
	GaAs	0.0	416.8 nm
Gaine inférieure	AlGaAs	0.8122	4843.6 nm
Substrat	GaAs		

Table 4.2 – Hétérostructure verticale caractérisée par diffraction aux rayons X à comparer avec la structure nominale du tableau 4.1.

guides sur chaque barrette ne varie pas de plus de 5 µm afin de pouvoir adapter le temps d'oxydation au mieux.

Étalonnage du four d'oxydation

Ces échantillons étant oxydés dans le « vieux » four qui ne bénéficie pas de contrôle *in situ*, il faut vérifier *a posteriori* que l'oxydation de l'échantillon est suffisante. Dans le cas de la structure OPO, on peut en effet visualiser le contraste optique entre les zones oxydées et les zones non oxydées avec un simple microscope optique. Dans le cas de guides à *double mesa*, le fait que le ruban de confinement ne soit pas centré sur le *mesa* d'oxydation permettait d'arrêter l'oxydation avant la coalescence des deux fronts d'oxydation. Cependant, même avec cette géométrie, dans le cas de la structure « SHG QCL », nous ne voyons pas l'avancée du front d'oxydation : ceci peut être expliqué d'une part par le faible nombre de couches oxydées (qui sont de plus obtenues à partir d'alliages ternaires plutôt que de super-réseaux, ce qui diminue le contraste comme nous l'avons vu au chapitre 3) et d'autre part par le fait que la couche découverte d'$Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ constituant la gaine supérieure a été oxydée sur toute sa surface (voir figure 4.3).

De la même manière, nous ne pouvons pas directement contrôler le bon déroulement de l'oxydation de nos guides d'ondes *simple mesa*. Nous avons donc dû procéder à un étalonnage du système d'oxydation afin d'oxyder à coup sûr les échantillons fabriqués. Cet étalonnage a été réalisée en deux étapes.

Dans un premier temps, nous avons fabriqué un échantillon sur lequel nous avons gravé des *mesas* rectangulaires de grandes dimensions (220 µm × 350 µm), et que nous avons clivé en plusieurs sous-échantillons oxydés à différentes températures pendant des temps variables. Le débit de gaz porteur est toujours réglé

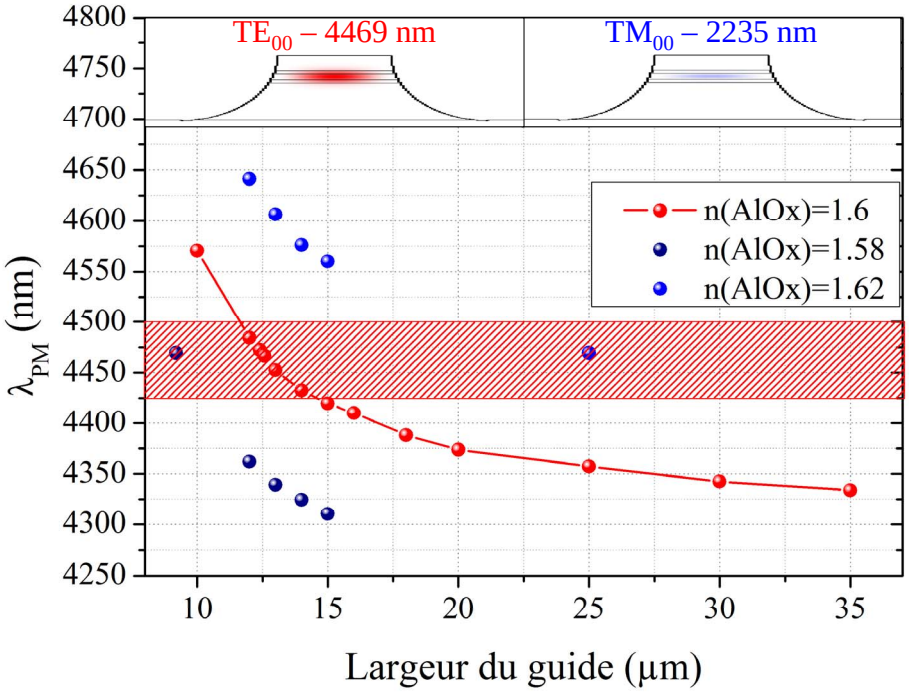
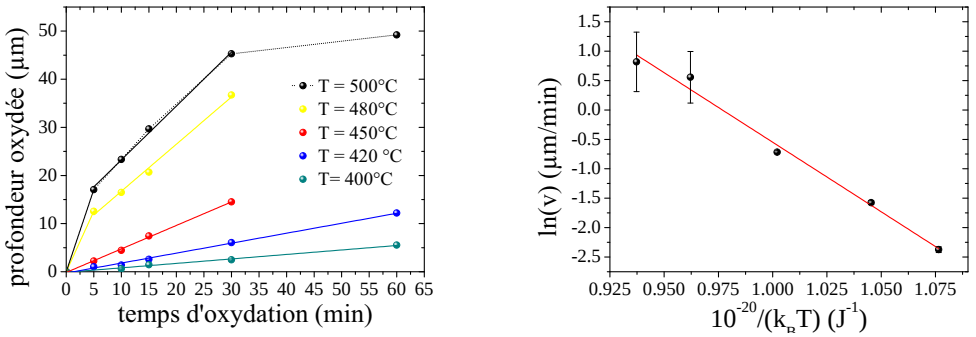


Figure 4.7 – Longueur d'onde de l'onde de pompe accordée en phase pour la SHG dans des guides à *simple mesa* fabriqués à partir de l'hétérostructure décrite dans le tableau 4.2. Les points rouges sont calculés en prenant l'indice de l'AlOx égal à 1,6 dans les simulations FDFD 2D, les points bleu clair et bleu foncé correspondent respectivement à un indice de l'AlOx pris égal à 1,62 et 1,58. La zone hachurée en rouge est un rappel de la zone spectrale couverte par les QCLs disponibles au *III-V Lab*. Les deux encarts en haut de la courbe représentent les profils transverses des modes fondamentaux accordés en phase dans un guide de 15 µm de large.



(a) Profondeur d'oxydation (b) Loi d'Arrhénius

Figure 4.8 – Étalonnage du « vieux » four d'oxydation pour la structure « SHG QCL ». (a) Profondeur d'oxydation en fonction du temps passé par l'échantillon dans l'enceinte chauffée, et de la température du four. Les points sont des données expérimentales, les lignes pleines des ajustements linéaires de ces données permettant d'évaluer la vitesse d'oxydation. Pour les oxydations à 480 et 500°C, deux régressions linéaires ont été effectuées pour tenir compte du changement de profil. (b) Tracé du logarithme de la vitesse d'oxydation en fonction de l'inverse de la température. Pour les trois températures d'oxydation les plus basses, les barres d'erreurs sont plus petites que la largeur des points.

manuellement à 2 L/min, et l'eau contenue dans le bulleur est toujours chauffée à 70°C. Les échantillons ainsi oxydés sont ensuite clivés, et l'étendue de la zone oxydée est mesurée au microscope optique, en observant la tranche de l'échantillon clivé. On obtient alors la courbe d'étalonnage représentée en figure 4.8a, de laquelle on peut déduire l'énergie d'activation de l'oxydation dans cette structure $E_a = 1{,}47$ eV, d'après la loi d'Arrhénius (2.6) représentée en figure 4.8b. Sur la courbe d'étalonnage de la figure 4.8a, on constate que pour des températures d'oxydation supérieures à 450°C, on quitte rapidement le régime linéaire dans lequel il est facile de prédire le temps d'oxydation nécessaire pour une largeur de guide donnée. Par ailleurs, le fonctionnement du système d'oxydation (chargement et déchargement manuel, robinet à tourner pour déclencher l'injection de gaz humide) ne permet pas d'obtenir des résultats reproductibles si le temps d'oxydation est inférieur à 5 minutes, ce qui exclut une température d'oxydation trop élevée. D'autre part, un temps d'oxydation élevé conduit à des pertes de propagation élevées, ce qui exclut une température d'oxydation faible. On décide alors de réaliser les oxydations entre 450°C et 470°C.

Dans un deuxième temps, pour chaque échantillon gravé, une ou deux des barrettes clivées à partir de cet échantillon ont joué le rôle d'échantillons de référence pour vérifier la vitesse d'oxydation obtenue dans les conditions expérimentales au

moment de la fabrication et pour la géométrie des guides d'ondes gravés. La mesure de la profondeur oxydée dans ces échantillons d'étalonnage permet de reporter de nouveaux points sur la courbe 4.8a : si ces points sont en accord avec l'étalonnage précédent, la vitesse d'oxydation est considérée comme fiable, et les échantillons destinés à la SHG peuvent être oxydés. Lors de cette deuxième étape d'étalonnage, le manque de reproductibilité observé aux hautes températures nous a conduit à réduire la température d'oxydation à 430°C. Pour oxyder des guides d'ondes de 21 µm de largeur, il faut ainsi laisser l'échantillon pendant $\sim$ 35 minutes dans le four d'oxydation. Un cliché MEB d'un échantillon à la fin du processus de fabrication est ainsi donné en figure 4.9.

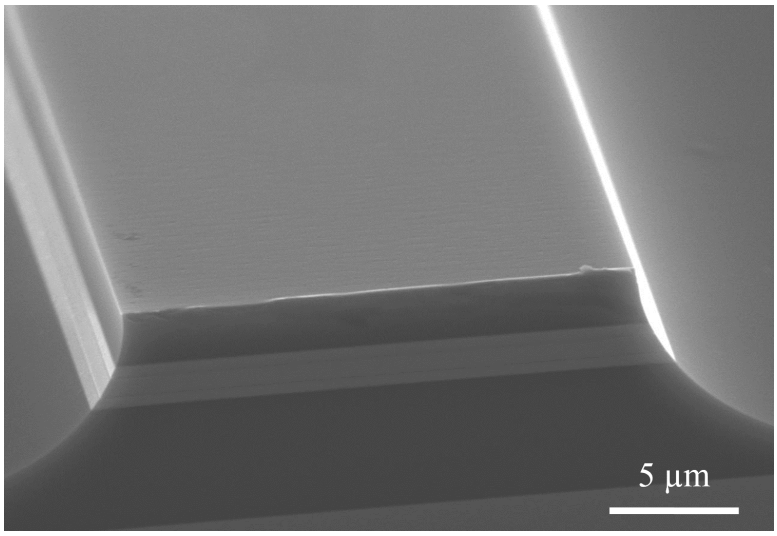


Figure 4.9 – Cliché MEB d'un guide d'ondes *simple mesa* en fin de fabrication.

4.2.2 Génération de second harmonique

La démonstration expérimentale de la SHG à partir d'un QCL dans nos guides d'ondes GaAs/AlOx a eu lieu au sein du *III-V Lab*, où nous disposions d'un créneau de deux jours par semaine pour utiliser un banc de caractérisation de guides d'ondes [7]. Compte tenu de la double utilisation de ce banc de mesures, le développement du montage expérimental a été progressif, et le QCL utilisé pour pomper le dispositif a dû être changé à plusieurs reprises car ces lasers développés sur place n'ont pas toujours eu une durée de vie suffisante pour la durée des manipulations.

Ces changements de laser, et les nombreuses manipulations des échantillons occasionnées par le partage du banc de mesures ont donné lieu à la fabrication de

7. Ces deux jours correspondaient aux jours d'absence d'un apprenti utilisant ce banc pour des caractérisations de multiplexeurs.

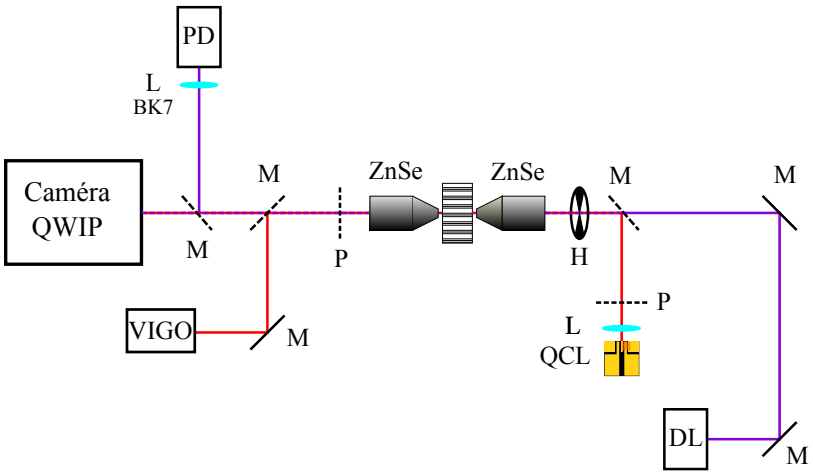


Figure 4.10 – Montage expérimental utilisé au *III-V Lab* pour la caractérisation linéaire et non linéaire des guides d'ondes. M : miroir, L : lentille, P : polariseur, H : hacheur, DL : diode laser *Nanoplus* émettant à 2.12 µm, PD : photodiode InGaAs, VIGO : détecteur ultra-rapide pour le MIR. Les éléments en pointillés sont amovibles. La photodiode est reliée à un amplificateur trans-impédance et une détection synchrone non représentés sur ce schéma.

beaucoup d'échantillons avec les tailles de guides mentionnées ci-dessus pour remplacer des échantillons abimés ou devenus obsolètes. Nous ne mentionnerons donc que les échantillons et les lasers ayant permis de réaliser des mesures pertinentes.

Montage expérimental

Le montage expérimental vers lequel nous avons finalement convergé est schématisé en figure 4.10. Pour l'alignement du montage, nous utilisons deux sources laser : le QCL de pompe autour de 4,5 µm, et une diode laser *Nanoplus* émettant autour de 2,12 µm, la même que celle utilisée pour la caractérisation des échantillons « OPO ». Les deux faisceaux lasers sont alignés sur le même axe optique à l'aide d'une série de trous. Sur cet axe optique, on place l'échantillon, collé sur un porte-échantillon monté verticalement afin d'injecter le QCL avec la polarisation TE souhaitée. Par ailleurs, on centre aussi sur l'axe optique les objectifs d'injection et de collection, dont les lentilles internes sont fabriquées en ZnSe, matériau transparent aussi bien à 4,5 µm qu'à 2,2 µm. La caméra QWIP située après l'objectif de collection permet de visualiser aussi bien le faisceau à 2 µm que la radiation issue du QCL. On utilise donc cette caméra afin de positionner l'échantillon et les objectifs de sorte à coupler la radiation issue du QCL dans un guide d'ondes. Si les deux faisceaux laser sont bien colinéaires, il suffit alors d'ajuster les distance entre

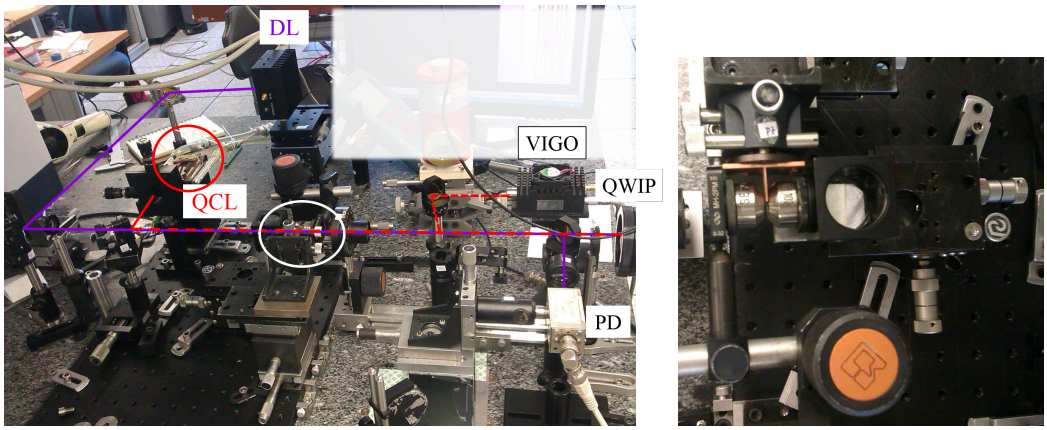
les objectifs et l'échantillon pour obtenir le mode guidé à 2,12 µm. Cependant, l'alignement des miroirs n'est pas aussi robuste que l'on pourrait le souhaiter, et il est souvent nécessaire de ré-ajuster l'axe optique du faisceau dans le proche IR pour que le couplage dans le mode fondamental soit optimisé à la fois dans le proche et le moyen infrarouge. Quand les éléments optiques sont alignés de sorte à être couplé à la fois à 4,5 et 2,12 µm, on peut aligner les deux détecteurs utilisés, chacun dédié exclusivement à une plage de longueur d'onde : un détecteur ultra-rapide *VIGO System* (modèle PCI-21E-12/VPAC-1000F) qui fonctionne dans le moyen IR, et la photodiode InGaAs déjà utilisée précédemment, reliée à un amplificateur trans-impédance et une détection synchrone (*Princeton Applied Research*, modèle 5210) contrôlée par un hacheur à basse fréquence.

Par rapport au montage expérimental utilisé au laboratoire MPQ, la présence de cette caméra permet d'assurer un bon couplage du faisceau issu du QCL dans le guide d'ondes. Cependant, la taille du mode observé à travers l'objectif de collection est proche de la limite de résolution de la caméra, et un mode guidé se traduit à l'écran par l'illumination de quelques pixels. Il est alors difficile d'affirmer avec certitude que le mode excité est bien le mode TE_{00}, même si on peut distinguer les modes pairs des modes impairs dans les guides les plus larges.

D'autre part, ce banc de mesures a partiellement été réalisé avec du matériel récupéré sur d'autres manipulations. Malgré de nombreuses améliorations au fur et à mesure de son développement, la zone de couplage dans les guides d'ondes (en photo en figure 4.11) n'était pas optimisée. Par rapport aux plates-formes d'injection dont nous bénéficions dans notre laboratoire (dans l'équipe DON comme dans l'équipe QUAD), le porte-échantillon ne possède pas de réglages de son inclinaison, et les vis micrométriques permettant d'ajuster la position de l'objectif d'injection pouvaient être grippées. Ces paramètres, non critiques pour les manipulations effectuées par les chercheurs du *III-V Lab* sur ce banc de mesure, ont compliqué les réglages et les ajustements fins de l'injection du faisceau laser dans le guide d'ondes.

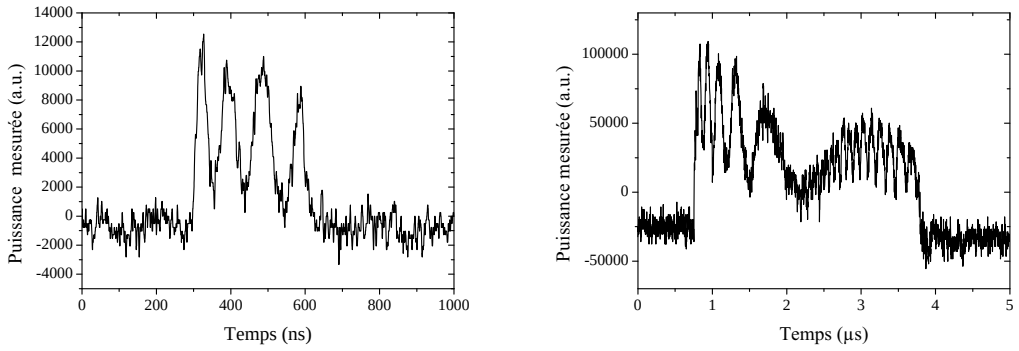
Mesures de pertes

Mesures des pertes dans le moyen infrarouge Le laser à cascade quantique étant opéré en mode *impulsionnel*, la longueur d'onde d'émission varie légèrement pendant la durée d'une impulsion. En prenant volontairement des impulsions longues, le *chirp* du laser est tel que la longueur d'onde d'émission varie sur plusieurs intervalles spectraux libres de la cavité formée par le guide d'ondes, et la puissance mesurée par le détecteur VIGO en fonction du temps présente des franges Fabry-Pérot, comme sur les mesures présentées en figure 4.12. Ces franges, déjà visibles pour des impulsions de 300 ns, sont très marquées pour des impulsions de 3 µs.



(a) Montage expérimental (b) Zone de couplage

Figure 4.11 – Photographies du montage expérimental. (a) Vue globale. La zone de couplage est entourée en blanc. (b) Zoom sur la zone de couplage montrant les deux objectifs sur leur monture à proximité de l'échantillon collé sur un porte-échantillon en cuivre.



(a) Impulsion de 300 ns (b) Impulsion de 3 µs

Figure 4.12 – Franges Fabry-Pérot observées dans le profil temporel de l'impulsion issue du QCL après passage dans un de nos guides d'ondes. Le balayage spectral (*chirp*) est d'autant plus important que l'impulsion laser est longue, mais non régulier dans le temps.

Une première série de mesures a été réalisée dans un échantillon de 2 mm de longueur dont les guides d'ondes avaient une largeur comprise entre 20 et 25 µm. Le spectre d'émission du laser de pompe était alors centré autour de 4456 nm. Une deuxième série de mesures quelques mois plus tard a été réalisée dans des guides de 14 à 21 µm de large et de 1,5 mm de long, avec un laser de pompe dont le spectre d'émission s'étend de 4466 à 4472 nm.

Si les pertes mesurées peuvent s'élever jusqu'à 4,5 voire 6 cm^{-1} dans les pires cas, dans la première série de mesures, on peut trouver des guides présentant des pertes aussi faibles que 0.22 cm^{-1}, ce qui confirme que l'on a dépassé le pic d'absorption de l'AlOx [161], et que les pertes de propagation sont vraisemblablement dues à la rugosité des interfaces entre couches oxydées et non oxydées, conformément aux observations faites précédemment dans d'autres hétérostructures. Les valeurs de pertes plus élevées peuvent alors être attribuées soit à des échantillons de plus faible qualité, soit à la multimodalité des guides d'ondes, ce qui, ajouté à la faible accordabilité des QCLs, conduit à une surestimation du coefficient de pertes. Dans les calculs d'efficacité de conversion paramétrique, on prendra donc une valeur des pertes moyennes à la FF de 1 cm^{-1}. Il est à noter que ces pertes dans le MIR sont plus faibles que celles mesurées par Ravaro *et al.* [161], vraisemblablement grâce à la réduction du nombre de couches d'oxyde d'aluminium dans nos guides d'ondes.

Tentatives de mesures des pertes dans le proche infrarouge Sur le banc de mesures utilisé pour l'OPO, qui offre plus de flexibilité que le banc du *III-V Lab*, nous avons essayé de mesurer les pertes de ces guides d'ondes autour de 2 µm, à l'aide de la diode laser *Nanoplus*. Cependant, que la méthode de mesure utilisée soit le contraste des franges Fabry-Pérot ou la transmission directe, les valeurs obtenues sont peu réalistes (voire non physiques) à cause de la forte multimodalité des guides. Ainsi, le contraste des franges obtenues en balayant le courant injecté dans la diode laser est très faible, et ne permet pas de mesurer un coefficient de pertes de manière fiable. En effet, la faible plage d'accordabilité de cette diode ne nous permet pas de rechercher une zone spectrale où les peignes correspondant aux différents modes guidés seraient mieux en phase. Par ailleurs, les pertes de propagation obtenues en cherchant à faire des mesures en transmission, outre le fait que la faible largeur spectrale de la source oblige à se placer sur un point arbitraire du spectre en transmission, traduisent aussi la propagation simultanée de plusieurs modes guidés dans le guide d'onde. Ainsi, le profil spectral observé avec la caméra peut exhiber plusieurs lobes, et les valeurs obtenues en ne tenant compte que du recouvrement du faisceau gaussien avec le mode fondamental conduisent à des valeurs de coefficients de pertes non physiques, même après avoir travaillé longuement sur l'optimisation du couplage du faisceau laser dans le guide d'ondes.

Une raison pour laquelle de nombreux modes sont excités dans ce guide large

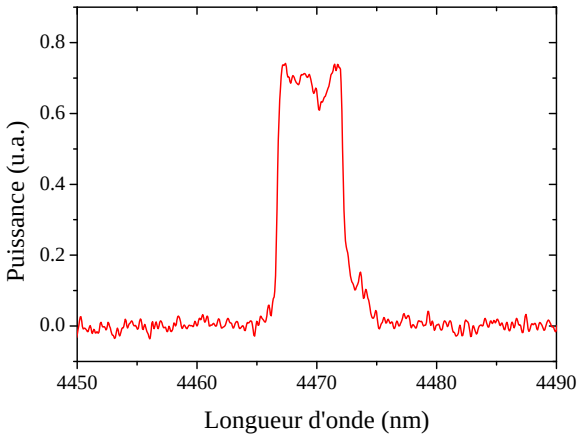


Figure 4.13 – Spectre d'émission du QCL utilisé pour la génération de second harmonique dans nos guides d'ondes, mesuré à l'aide d'un FTIR. Le laser est opéré à 20°C, et piloté par des impulsions de courant de 300 ns à une fréquence de 100 kHz, et dont l'intensité est ajustée de manière à obtenir la puissance moyenne maximale.

est liée à l'objectif d'injection qui focalise fortement le faisceau laser – le banc de mesures est optimisé pour des guides beaucoup plus étroits. Pour faire ces mesures, il aurait donc fallu fabriquer un échantillon avec des guides d'ondes *ad hoc* pour la mesure des pertes, c'est-à-dire plus étroits (au risque de rajouter des pertes par rugosité), ou monter une nouvelle plate-forme d'injection utilisant des lentilles cylindriques pour adapter la forme du faisceau au profil spatial du mode fondamental. Cependant, les mécanismes à l'origine des pertes dans cette zone spectrale sont bien compris (cf. partie 2.1.2), et après avoir vérifié la bonne qualité des échantillons dans le MIR, on peut raisonnablement estimer les pertes de propagation dans le NIR autour de 1 cm^{-1}.

Mesures d'optique non linéaire

Le laser que nous avons utilisé pour ces mesures est un QCL DFB basé sur une croissance InGaAs/AlInAs sur InP à compensation de contraintes. Ce laser est opéré en régime pulsé, avec des impulsions de 300 ns, à une fréquence de 100 kHz. Dans ce régime d'impulsions, la puissance moyenne émise dépasse les 3 mW quand la température du laser est régulée à 20°C, et le spectre d'émission à ce point de fonctionnement optimal est présenté en figure 4.13.

Nous utilisons ce laser pour pomper un échantillon de 1,5 mm de longueur, sur lesquels les guides gravés ont une largeur comprise entre 14 et 21 µm. Compte tenu de la longueur de l'échantillon et de la durée des impulsions, le mode d'opération du laser peut être vu comme un régime quasi-continu avec un rapport cyclique de

3%[8].

Après un alignement soigneux de la branche de détection dans le proche IR, on peut alors observer un signal en sortie de la photodiode dans des guides dont la largeur est comprise entre 14 et 15,5 µm. Il est à noter que la longueur d'onde de coupure de la photodiode est située à 2,4 µm, et que la radiation issue de l'objectif de collection est focalisée sur la photodiode par une lentille en BK7, matériau qui n'est plus transparent à 4,5 µm. Pour vérifier que ce faible signal, qui disparaît lorsque l'on bloque le faisceau lumineux à la FF, est bien le signal de SH recherché, plusieurs tests sont effectués.

On vérifie d'abord la polarisation de ce signal grâce à un polariseur de Glan-Taylor placé juste après l'objectif de collection. Le signal détecté possède une polarisation TM perpendiculaire à celle du QCL, conformément au schéma d'accord de phase. Par ailleurs, avec l'aide de l'équipe *Optique* de Thales Research and Technology (TRT), nous avons essayé de mesurer le spectre ou la longueur d'onde dominant ce signal. Dans un premier temps, on peut vérifier avec un filtre *Spectrogon* LP-3000 laissant passer les ondes de longueur d'onde supérieure à 3 µm, que la présence de ce filtre après l'objectif de collimation coupe toute la puissance optique polarisée TM. Dans un deuxième temps, on essaie d'aligner un spectromètre (*Spectral Products*, modèle SM301) à la place de la photodiode. Cependant, l'alignement se révèle non concluant, même en essayant de détecter un signal issu d'un mode guidé excité par la diode *Nanoplus* plutôt qu'un signal de SH. Nous n'avons donc pas pu vérifier la longueur d'onde du signal que nous attribuons à la SHG (le spectromètre aurait permis une mesure avec une résolution comprise entre 10 et 20 nm) au delà du fait qu'elle est inférieure à 3 µm.

Enfin, pour vérifier que cette radiation est produite par le doublage en fréquence de la radiation émise par le QCL, on trace la puissance mesurée par la photodiode en fonction de la puissance efficace à la FF injectée dans le guide d'ondes. Ces mesures sont toujours réalisées avec le montage représenté en figure 4.10, mais on y ajoute les deux polariseurs représentés en pointillés : le premier, adapté pour le MIR, est situé immédiatement après la lentille de collimation du QCL ; le second, transparent dans le NIR, est placé après l'objectif de collection. L'angle du second polariseur est fixé de sorte que seule la radiation polarisée TM en sortie du guide soit détectée. On fait en revanche varier l'angle θ du premier polariseur afin de modifier la puissance efficace de FF injectée dans le guide d'onde : d'après la loi de Malus, celle-ci varie en $\cos^4\theta$[9]. La courbe alors obtenue est représentée en

8. Des impulsions de 300 ns ont une extension spatiale de 90 m dans le vide soit environ 30 m dans du GaAs, ce qui est considérablement plus long que nos guides d'ondes, qui ne fonctionnent donc pas en régime impulsionnel.

9. La puissance de pompe immédiatement après le polariseur varie en $\cos^2\theta$, mais la polarisation du champ électrique est alors inclinée d'un angle θ par rapport à la polarisation TE optimale pour l'accord de phase.

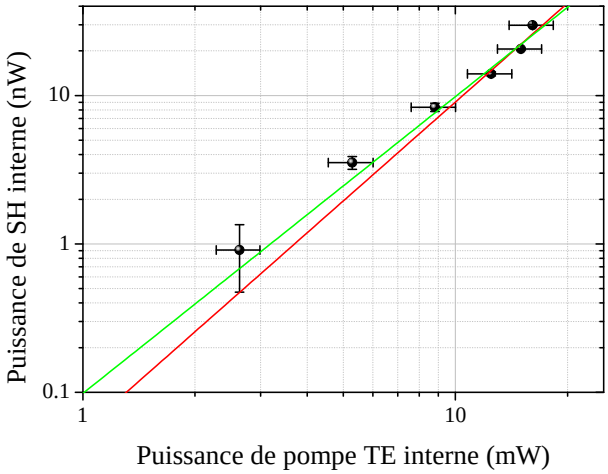


Figure 4.14 – Puissance de SH à l'intérieur du guide en fonction de la puissance de FF injectée dans le mode fondamental TE_{00} du guide d'ondes. Les puissances affichées sont les puissances crêtes, et on a retiré la moyenne du bruit aux mesures présentées ici. La droite rouge est le meilleur ajustement de la fonction $y = ax^b$ où les données expérimentales sont pondérées par l'inverse de la barre d'erreur verticale, conduisant à $b = 2.2 \pm 0.5$. La droite verte est un ajustement rigoureusement quadratique, à partir duquel on extrait l'efficacité de conversion.

figure 4.14. On y retrouve la dépendance $\mathcal{P}_{\mathrm{SH}} \propto \mathcal{P}_{\mathrm{FF}}^2$ confirmant la SHG.

Pour obtenir les puissances à l'intérieur de l'échantillon à partir des valeurs affichées par la détection synchrone et l'angle du polariseur, nous avons effectué un étalonnage précautionneux du banc de mesure. Outre la transmission de chacun des éléments optiques, nous avons vérifié la linéarité de la polarisation du QCL en plaçant un puissance-mètre *OPHIR* (tête de mesure 1Z02370) après le premier polariseur. Avec la courbe obtenue en figure 4.15, on peut à la fois vérifier la bonne qualité de la polarisation linéaire et obtenir une dépendance explicite de la puissance efficace polarisée TE après le polariseur.

Par ailleurs, pour estimer la puissance de pompe couplée à l'intérieur du guide d'ondes, nous devons estimer le recouvrement entre le faisceau focalisé par l'objectif et le mode guidé. Or, à la fois les dimensions du faiseau émis par le QCL et les caractéristiques des objectifs sont inconnues. L'image du faisceau laser obtenue avec un analyseur de faisceau *Pyrocam* permet de vérifier que le faisceau laser collimaté est symétrique, mais les dimensions mesurées par l'analyseur de faisceau sont peu précises et très bruitées. Pour caractériser à la fois le faisceau laser et l'objectif d'injection, on construit alors le montage représenté en figure 4.16. Dans ce montage, la caméra QWIP est utilisée dans un régime de fonctionnement « à l'infini », c'est-à-dire que seuls les objets situés à l'infini (donc les faisceaux

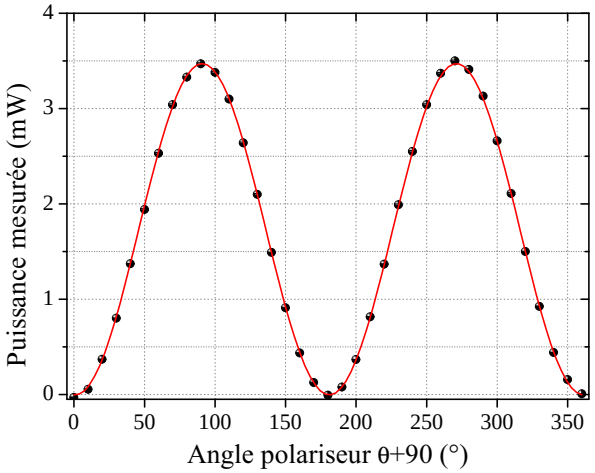


Figure 4.15 – Puissance moyenne du laser en pompe après le polariseur en fonction de l'angle du polariseur. L'angle mesuré sur le polariseur vaut $90° + \theta$, où $\theta = 0°$ correspond à la polarisation TE. La courbe rouge est une fonction $A \sin^2 [B(\theta - \theta_0)]$ ajustée aux données expérimentales.

collimatés) sont vus nettement avec la caméra. On ajuste ainsi la distance entre la lentille de collimation et le QCL, puis on construit un téléscope avec l'objectif de distance focale inconnue et une lentille en germanium de distance focale 0,5 pouce (et de diamètre 2 pouces pour être sûr de collecter toute la lumière), prêtée par l'équipe *QUAD*. De nouveau, la distance entre l'objectif et la lentille est ajustée de sorte à obtenir un faisceau collimaté en sortie. On construit alors après le télescope un montage de mesure par « lame de couteau » pour remonter au profil spatial du faisceau dans la direction transverse avec puis sans télescope. On relève donc la valeur de la puissance transmise pour différentes position de la lame, et la dérivée discrète de ces mesures donne l'allure du faisceau représentée en figure 4.17 et ajustée avec un profil gaussien, avant et après le télescope. Le rapport entre les *waists* mesurés est lié au rapport des distances focales de la lentille et de l'objectif : on peut donc en déduire la distance focale de l'objectif d'injection (5,2 ± 0,8 mm), et le *waist* du faisceau focalisé sur la facette d'entrée (5,1 ± 1 µm).

Enfin, pour calculer le profil spatial du mode guidé à la FF (ou à la SH), on ajuste conventionnellement la valeur de l'indice optique de l'AlOx de sorte que l'accord de phase soit obtenu dans des guides de 15 µm de large. En effet, en prenant la valeur générique n(AlOx) =1,6, la condition d'accord de phase est vérifiée dans des guides de largeur 12,5 µm (voir figure 4.7). Cependant, nous avons déjà vu que la largeur permettant de vérifier l'accord de phase varie fortement quand l'indice de l'AlOx varie. Ainsi, on obtient un accord de phase parfait dans

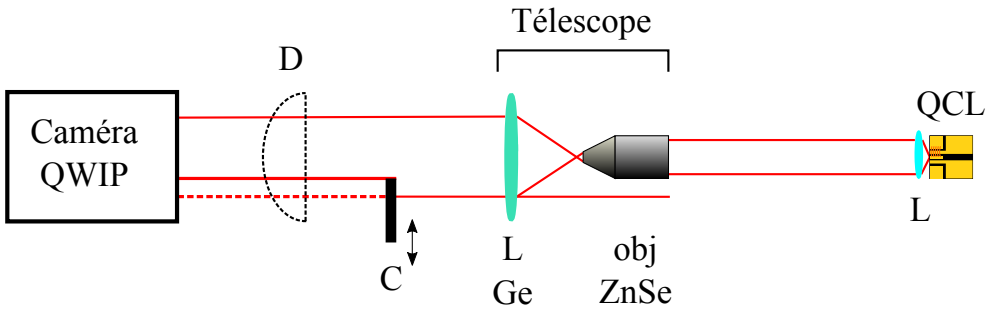
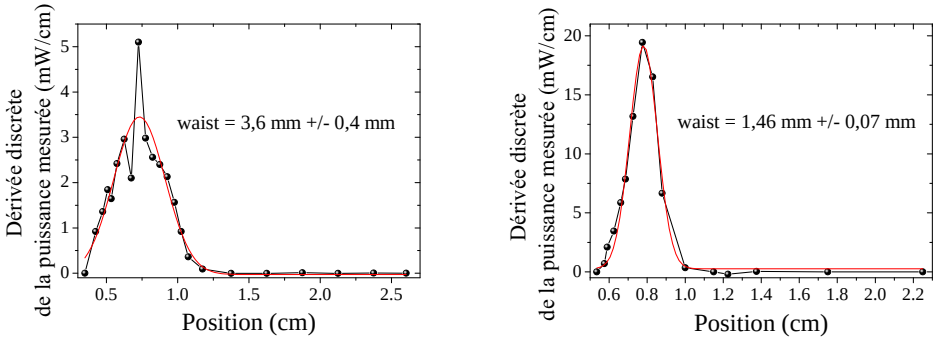


Figure 4.16 – Montage expérimental utilisé pour la caractérisation de l'objectif d'injection. L : lentille, C : lame de couteau montée sur une platine de translation, D : puissance-mètre *OPHIR*. La caméra QWIP est réglée de sorte à visualiser nettement à l'écran les objets situés à l'infini. La lentille en germanium, l'objectif et la lentille de collimation du QCL sont chacun montés sur une platine tri-axe.



(a) Avec le télescope (b) Sans le télescope

Figure 4.17 – Profils transversaux des faisceaux (a) avec et (b) sans le télescope formé par l'objectif en ZnSe et la lentille en Ge mesurés avec la méthode de la lame de couteau. Les points noirs sont les points expérimentaux, les lignes noires, de simples guides visuels, et les lignes rouges sont des profils gaussiens ajustés aux données expérimentales pour obtenir les dimensions du faisceau dans chacun des cas considérés.

des guides de largeur 15 µm avec un indice optique de l'AlOx qui vaut 1,6075. C'est donc cet indice optique qui est utilisé pour calculer le profil spatial du mode TE_{00} intervenant dans l'intégrale de recouvrement entre le faisceau de pompe gaussien et le mode guidé.

L'efficacité de conversion, estimée à partir de l'ajustement des données de la figure 4.14 à l'aide d'un modèle rigoureusement quadratique, vaut $\eta_{\mathrm{SHG}} = \frac{P_{\mathrm{SH}}}{P_{\mathrm{FF}}^2} = 0,098 \pm 0,005$ nW.mW^{-2}, soit une efficacité de conversion normalisée à la longueur de l'échantillon $\eta_{\mathrm{norm}} = \frac{\eta_{\mathrm{SHG}}}{L^2} = (0,44 \pm 0,02)\%$ W^{-1}cm^{-2}. L'efficacité théorique est donnée par la formule (1.60). Pour calculer la susceptibilité quadratique $d_{\mathrm{eff}} = d_{14}$ intervenant dans l'efficacité de conversion normalisée en l'absence de pertes η_{norm}^0, on utilise la règle de Miller [10] [38] à partir des coefficients de susceptibilité quadratique mesurés par Shoji *et al.* pour la conversion de fréquence 2,12 µm $\leftrightarrow$ 1,06 µm [39] et du modèle d'indice de Gehrsitz [94] : on trouve alors $d_{14} \simeq 91$ pm/V [11]. Nous utilisons cette valeur pour calculer numériquement l'intégrale de recouvrement non linéaire Γ à partir des simulations des deux modes fondamentaux accordés en phase (avec un indice de l'AlOx ajusté à 1.6075) dans un guide de 15 µm de large. En supposant de plus des pertes de 1 cm^{-1} à la fois à la FF et au SH, on obtient une efficacité de conversion normalisée $\eta_{\mathrm{norm,théo}} = 92\%$ W^{-1}cm^{-2}, très supérieure à la valeur obtenue expérimentalement.

4.2.3 Pistes d'amélioration de l'efficacité de conversion

Pour expliquer cette faible efficacité de conversion, une première cause possible pourrait être un accord de phase imparfait. En effet, s'il a été possible de trouver une valeur de l'indice de l'AlOx dans la plage d'erreur communément admise permettant d'obtenir un accord de phase parfait dans un guide de 15 µm, rien ne garantit que cette valeur soit la valeur réelle de l'indice optique dans nos guides. Comme la largeur des guides nous permettant d'ajuster la longueur d'onde d'accord de phase pour la SHG varie de manière discrète, et que nous avons détecté la génération de SH seulement dans les guides les plus étroits de notre échantillon, l'hypothèse d'un désaccord de phase est réaliste.

Cependant, la courbe donnant l'efficacité du processus de SHG en fonction de la longueur d'onde de pompe possède une grande acceptance spectrale dans nos guides : sur la figure 4.18, on a tracé l'efficacité η_{SHG} en fonction de la longueur d'onde de pompe pour l'hétérostructure décrite dans le tableau 4.2, en ne tenant compte que du confinement vertical. La faible dispersion du GaAs entre 2,25 et

10. La règle de Miller établit que, dans les conditions de la symétrie de Kleinman, le rapport $\frac{d_{ijk}(-\omega_3;\omega_1,\omega_2)}{(n_i(\omega_3)^2-1)(n_j(\omega_1)^2-1)(n_j(\omega_2)^2-1)}$ est constant.

11. En faisant le même calcul à partir du coefficient de susceptibilité quadratique mesuré dans la référence [39] pour l'interaction 1,064 µm $\leftrightarrow$ 0,532 µm, on obtient $d_{14} \simeq 87$ pm/V, ce qui est du même ordre de grandeur, conformément à la règle de Miller.

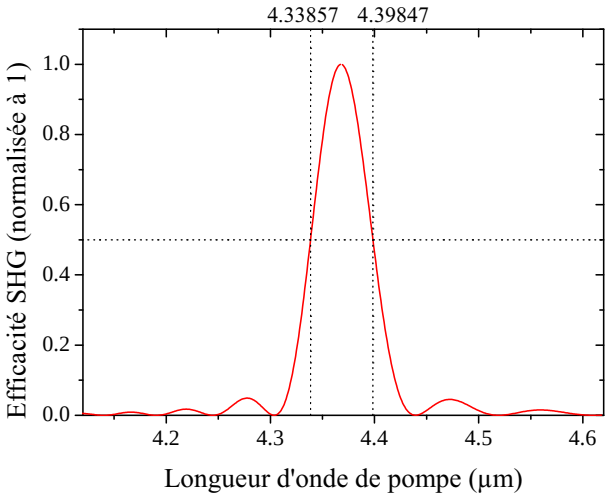


Figure 4.18 – Efficacité du processus de SHG dans des guides d'ondes de longueur 1,5 mm fabriqués à partir de la structure décrite dans le tableau 4.2 en fonction de la longueur d'onde de pompe. Cette courbe a été obtenue par simulation FDFD 1D du profil du mode (en négligeant le confinement dans la direction latérale), ce qui explique le décalage de la longueur d'onde d'accord de phase.

4,5 µm conduit alors à une largeur à mi-hauteur de la courbe d'efficacité de 59 nm. Par ailleurs, en reprenant l'équation (1.60), avec des pertes de l'ordre de 1 cm^{-1} à la FF et au SH, une perte de deux ordres de grandeur sur l'efficacité correspond alors à un désaccord de phase de 38 cm^{-1}, soit $3,8.10^{-3}$ μm^{-1}.

Or, si on conserve la valeur « générique » de l'indice optique de l'AlOx, le désaccord de phase obtenu dans un guide d'ondes de 15 µm de largeur pour le processus de SHG à partir d'un QCL émettant à 4469 nm vaut $2,5.10^{-3}$ μm^{-1}, ce qui correspond « seulement » à une réduction d'un facteur 3,86 de l'efficacité de conversion. Une première piste d'amélioration serait alors de jouer finement sur la taille du guide d'ondes, mais ce paramètre n'est apparemment pas suffisant pour expliquer la faible efficacité de conversion mesurée.

Une deuxième explication possible pour cette faible efficacité de conversion se cacherait dans l'évaluation de la puissance de pompe injectée dans le mode fondamental TE_{00}. En effet, nos guides larges permettent la propagation de nombreux modes guidés, et la résolution de la caméra QWIP ne permet pas de discerner le profil spatial du mode se propageant dans le guide. L'hypothèse effectuée lors du traitement des données, selon laquelle toute la puissance pouvant être couplée dans le mode fondamental y est effectivement injectée, est sans doute discutable. La puissance de pompe à l'intérieur du guide est donc vraisemblablement surestimée dans la figure 4.14.

	Matériau	**Epaisseur 1**	**Épaisseur 2**
Protection	GaAs	30 nm	30 nm
Gaine supérieure	$Al_{0.8}Ga_{0.2}As$	3000 nm	3000 nm
Coeur guidant	GaAs	285 nm	182 nm
	AlOx	33 nm	33 nm
	GaAs	665 nm	618 nm
	AlOx	33 nm	33 nm
	GaAs	665 nm	618 nm
	AlOx	33 nm	33 nm
	GaAs	285 nm	182 nm ?
Gaine inférieure	$Al_{0.8}Ga_{0.2}As$	5000 nm	5000 nm
Substrat	GaAs		

Table 4.3 – Dessin de nouvelles hétérostructures verticales optimisées pour la SHG à partir d'un QCL émettant à 4,469 µm dans des guides de 5 µm de largeur.

Pour remédier à ce problème, on peut d'abord envisager une mise en forme du faisceau laser à l'aide d'un télescope cylindrique, afin d'ajuster la forme de celui-ci au plus proche du profil du mode TE_{00} : le recouvrement spatial sera alors excellent (on peut atteindre un recouvrement supérieur à 98%), au détriment du recouvrement du faisceau laser avec les modes d'ordre supérieur. Cependant, un tel telescope doit être construit avec des optiques fonctionnant dans le MIR, typiquement fabriquées en ZnSe ou CaF_2, et les lentilles commerciales disponibles « sur catalogue » dans ces matériaux ne permettent pas d'obtenir la compacité exigée par notre montage expérimental.

Une autre solution consiste à dessiner une nouvelle hétérostructure permettant d'obtenir l'accord de phase pour la génération de second harmonique à partir du QCL utilisé au *III-V Lab* dans des guides plus étroits. Dans ce cas, on peux se limiter à des guides monomodes, ce qui exclut l'injection de puissance lumineuse dans des modes d'ordres supérieurs [12]. On cherche donc à dessiner une hétérostructure permettant d'obtenir l'accord de phase à 4,469 µm dans des guides de 5 µm de large.

Il s'avère alors que si l'on se limite à 2 couches d'AlOx, la dispersion introduite par le guide d'ondes est trop importante pour être compensée par la modulation de l'indice optique. On introduit donc une troisième couche d'AlOx, et l'on converge vers les deux structures décrites dans le tableau 4.3. La structure 2 permet d'obtenir une intégrale de recouvrement non linéaire Γ légèrement supérieure à la structure 1,

12. Comme précédemment, on autorisera en fait la propagation du mode TE_{01} car il est facilement discernable du mode fondamental, même avec la faible résolution de notre caméra.

mais au prix d'une plus grande sensibilité à une erreur systématique sur les épaisseurs épitaxiées. Les courbes d'accordabilité en fonction de la largeur du guide d'ondes sont en revanche très similaires. Par ailleurs, en plus d'un dispositif plus adapté à notre montage expérimental, une hétérostructure optimisée permet d'améliorer l'efficacité de conversion théorique d'un facteur ~ 3, grâce à un meilleur confinement des ondes.

4.3 Comparaison avec d'autres dispositifs

La SHG comme moyen d'étendre la plage spectrale d'émission des QCLs a été étudiée depuis une quinzaine d'années. Dans le but d'obtenir des dispositifs intégrés, la configuration la plus étudiée est la SHG à l'intérieur de la cavité laser, même si certaines démonstrations expérimentales s'appuient sur un pompage optique de l'hétérostructure [164]. La première démonstration expérimentale de SHG intracavité dans un QCL sur phosphure d'indium (InP) a été rapportée en 2003 [165], suivie deux années plus tard par la plate-forme GaAs [166]. Cependant, les QCLs basés sur le GaAs ne permettent pas d'atteindre des longueurs d'ondes suffisamment courtes pour générer un SH entre 2 et 3 µm ; nous nous limiterons donc aux QCLs sur InP.

La faible dispersion aux grandes longueurs d'onde facilitant la vérification de la condition d'accord de phase, les premières démonstrations de SHG intracavité ont été réalisées à partir de lasers émettant autour de 8,5 à 11 µm et opérant à température cryogénique comme à température ambiante. Après des premières démonstrations dans des structures non optimisées pour vérifier la condition d'accord de phase [165, 167], différentes stratégies d'accord de phase ont été implémentées : accord de phase modal [168, 169], quasi-accord de phase [170], ou même accord de phase de type Cerenkov [171]. Quasiment toutes ces démonstrations ont en commun l'utilisation de non linéarités *résonantes*, c'est-à-dire que les transitions non linéaires s'appuient sur des niveaux d'énergie *réels*. Ce schéma permet d'atteindre des niveaux records de non linéarité ($\chi^{(2)} \sim 10^4$ pm/V), mais ont des répercussions sur les pertes de propagation puisque les énergies des photons se propageant dans le guide d'ondes correspondent à des transitions optiques, donc des raies d'absorption.

Plus récemment, des dispositifs permettant la génération de second harmonique à plus faible longueur d'onde ont été démontrés [164, 172, 173], quasiment tous basés sur un accord de phase par QPM, toujours résonnant. Dans ces dispositifs, une couche contenant des puits quantiques résonnants pour la non linéarité est epitaxiée au sommet de la zone active du laser, puis gravée de sorte à remplir la condition de quasi-accord de phase. Un schéma typique de ces dispositifs est présenté en figure 4.19. Par ailleurs, une proposition théorique d'accord de phase

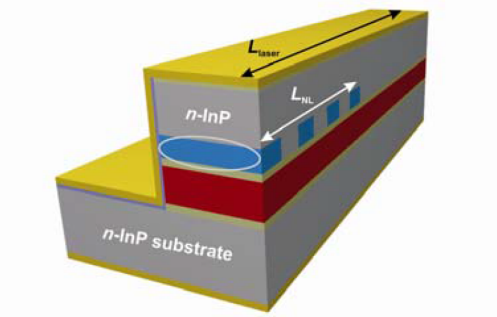


Figure 4.19 – Schéma de principe du dessin des échantillons permettant la SHG intracavité d'un QCL par QPM. La zone active pour le QCL est colorée en rouge, la zone contenant la non linéarité (2 puits quantiques répétés 50 fois) est dessinée en bleu, les zones claires de part et d'autre de la zone active étant de fines gaines en GaInAs. La longueur L_{cav} de la cavité laser est alors distincte de la longueur L_{NL} de la zone non linéaire, et ces deux zones sont distinctes spatialement, ce qui permet une conception quasiment indépendante de ces deux zones. Tiré de [175].

modal pour la SHG dans la plage spectrale 1,5 - 2,5 µm a été publiée par Cho et Belyanin en 2010 [174], mais n'a pas, à notre connaissance, été suivie d'une réalisation expérimentale.

Ces dispositifs ont l'avantage d'être totalement intégrés, mais nécéssitent des procédures de conception et de fabrication poussées pour obtenir un émetteur fonctionnel à la fois à la longueur d'onde de pompe et au second harmonique. Cependant, il est à noter que la dissociation de la zone non linéaire et de la zone active permettent de relâcher certaines contraintes dans le cas d'un accord de phase par QPM, contrairement à l'accord de phase modal. Notre dispositif permet néanmoins de dissocier complètement les deux types de contraintes, au prix d'un processus non linéaire réalisé en dehors de la cavité.

Les caractéristiques de différents dispositifs décrits dans la littérature ainsi que du dispositif étudié pendant cette thèse sont récapitulées dans le tableau 4.4. Parmi les dispositifs émettants à des longueurs d'onde inférieures à 3 µm, l'efficacité de conversion décroît avec la longueur d'onde. Ainsi, si la puissance en sortie de notre convertisseur de fréquence est faible, les faibles pertes de propagation nous permettent d'atteindre une efficacité de conversion légèrement supérieure à l'efficacité de conversion du dispositif de la référence [164], le seul dont la longueur d'onde d'émission est comparable à notre dispositif. Sans battre de record, ce dispositif remplit donc honorablement sa fonction, et l'optimisation de la structure verticale évoquée ci-dessus pourrait permettre de s'approcher l'efficacité de conversion théorique, comparable à celle du dispositif de Vizbaras *et al.* [172], à température ambiante et à une longueur d'onde légèrement inférieure. Cependant, l'intégration de ce dispositif passif avec le QCL de pompe restera un

défi : l'intégration monolithique par hybridation est compliquée par le fait que le guide d'ondes semi-conducteur a été tourné de 90° par rapport au QCL sur le montage expérimental. Un dispositif intégralement sur puce devra alors intégrer des éléments de polarisation. Il sera alors peut-être plus simple d'envisager un conditionnement compact, mais conservant la dissociation physique des éléments actifs et passifs.

Enfin, contrairement à la fluorescence paramétrique, la SHG n'est que peu accordable : plus que d'obtenir une source accordable, le dispositif démontré permet alors de faire la liaison entre les QCLs et les diodes lasers. Or, cette liaison est déjà comblée par de développement des ICLs qui sont déjà commercialisées comme intermédiaires entre les deux types de laser précédents. Chez *nanoplus* par exemple, les lasers commercialisés sont des diodes bipolaires entre 760 et 3000 nm, des ICLs entre 3000 et 6000 nm, et des QCLs entre 6000 et 14000 nm [176].

Cependant, le principe d'association de nos guides d'ondes non linéaires avec des QCLs n'est pas limité à certaines longueurs d'ondes, ni à un processus paramétrique particulier. Notre dispositif nous a donc permis de réaliser une démonstration de principe permettant par exemple d'envisager la démonstration de sources accordables dans le MIR par FP pompée par un QCL.

Dispositif	$\lambda_{\mathbf{SH}}$	**T**	**Longueur**	**Pertes de propagation**	$\eta_{\mathbf{norm}}$ **externe**	$\mathcal{P}_{\mathbf{SH,max}}$
Owschimikow *et al.* [165]	3.6 µm	10 K	1-3 mm	$\alpha_{2\omega} < 10$ cm^{-1}	<0.08 %W^{-1}cm^{-2}	30 nW
	4.7 µm				<0.02 %W^{-1}cm^{-2}	15 nW
Malis *et al.* [169]	4.45 µm	10 K	1.5 mm	N.P.	75.6 %W^{-1}cm^{-2}	2 mW
Vizbaras *et al.* [172]	2.65 µm	80 K	1 mm	$\alpha_{\omega} = 50.24$ cm^{-1}	2780 %W^{-1}cm^{-2}	1.22 mW
	2.73 µm	RT	200 µm	N.P.	192.5 %W^{-1}cm^{-2}	9 µW
Liu *et al.* [164]	2.25 µm	RT	3 mm	N.P.	0.002 %W^{-1}cm^{-2}	0.2 W
Jang *et al.* [173]	2.95 µm	RT	400 µm	$\alpha_{\omega} = 9.5$ cm^{-1}	4.7 %W^{-1}cm^{-2}	35 µW
Ce travail	2.23 µm	RT	1.5 mm	$\alpha_{\omega} \sim 1$ cm^{-1} $\alpha_{2\omega} \sim 1$ cm^{-1}	0.09 ± 0.004 % W^{-1}cm^{-2}	21.6 nW

Table 4.4 – Comparatif des performances de notre dispositif avec celles de dispositifs disponibles dans la littérature. T : température d'opération, RT : température ambiante, N.P. : non précisé. L'efficacité de conversion normalisée est calculée à partir des puissances à l'*extérieur* du dispositif, en utilisant la longueur de la zone non linéaire L_{NL} dans le cas des dispositifs basés sur un quasi-accord de phase. De même, la puissance maximale au SH est la puissance crête mesurée à l'*extérieur* de la cavité.

Conclusion générale

Dans ce manuscrit, j'ai récapitulé le travail que j'ai effectué pendant les trois années passées dans l'équipe *DON* du laboratoire Matériaux et Phénomènes Quantiques. Ce travail de thèse a porté sur la démonstration, la caractérisation et l'amélioration d'un oscillateur paramétrique optique monolithique en guide d'ondes AlGaAs/AlOx.

Nous avons ainsi démontré le premier OPO intégré dans le proche infrarouge, à partir d'un guide d'ondes basé sur un accord de phase par biréfringence de forme. Celle-ci est obtenue au moyen de fines couches d'oxyde d'aluminium, créées par oxydation sélective de couches d'AlGaAs riches en aluminium, et insérées dans le cœur en GaAs du guide d'ondes. Malgré le fait que les pertes de propagation à la longueur d'onde de pompe restent relativement élevées (~ 3 cm^{-1}), l'efficacité de ce schéma d'accord de phase, déjà démontrée dans le passé [102], a été confirmée : nos guides d'ondes peuvent présenter des efficacités normalisées supérieures à $1500\%\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$ et une accordabilité de ~ 1700 nm pour une variation $\Delta\lambda_p \sim 35$ nm. Nous avons de plus mis en évidence la présence de plusieurs accords de phase réalisables dans ce dispositif, permis par la largeur des guides d'ondes. Le dépôt de miroirs de Bragg diélectriques de haute qualité conçus pour une cavité DROPO sur les facettes de ces guides d'ondes a alors permis d'atteindre le seuil d'oscillation de l'OPO autour de 210 mW à la dégénérescence. La puissance maximale intracavité de l'onde signal (et complémentaire) est limitée à 200 nW par les dommages thermiques infligés au miroir d'entrée à forte puissance de pompe. Cette faible puissance limite aussi le développement du spectre en sortie de l'OPO.

La faible puissance en sortie de l'OPO est liée à la fois à la valeur du seuil d'oscillation et à la puissance maximale injectable dans le guide d'ondes, la première étant relativement élevée par rapport à la seconde. Suite à la première démonstration de l'oscillation paramétrique optique en guide d'ondes (Al)GaAs/AlOx, notre nouvel objectif a donc été d'abaisser le seuil d'oscillation et d'augmenter la puissance injectable. À cet effet, plusieurs pistes ont été explorées et menées plus ou moins loin. Afin d'améliorer le contrôle de la qualité de nos échantillons oxydés, nous nous sommes dotés d'un nouveau système d'oxydation. Par ailleurs, nous avons cherché à réduire les pertes de propagation de nos guides d'ondes à la

longueur d'onde de pompe. Bien que l'origine de ces pertes soit encore peu claire, l'implantation de défauts cristallins dans le GaAs du cœur au cours de la réaction d'oxydation semble probable. Nous avons donc cherché à les réduire en empêchant la diffusion d'espèces oxydantes dans le GaAs adjacent aux couches oxydées par l'insertion de barrières de GaInP. Si les barrières de 10 nm se sont avérées inefficaces, les résultats préliminaires obtenus avec les barrières de 20 nm semblent plus prometteurs mais nécessitent des mesures complémentaires pour valider la solution technologique. Afin de réduire le seuil d'oscillation indépendamment d'une quelconque modification des guides d'ondes, nous avons également dessiné et déposé une cavité DP-DRO sur des guides d'ondes non modifiés, et observé une réduction du seuil d'oscillation en deçà de 200 mW, malgré des miroirs de qualité moyenne et un dessin non optimisé. Le caractère prometteur de cette solution encourage la poursuite des efforts pour réussir à déposer de manière reproductible des miroirs de bonne qualité sur les facettes de nos échantillons. En plus de diminuer le seuil d'oscillation, nous avons cherché à augmenter la puissance maximale que l'on peut injecter dans le guide d'ondes en améliorant le transfert thermique au niveau des miroirs par le dépôt d'une couche « thermalisante » protectrice. Pour une première démonstration de principe, le dépôt de BCB a été validé en ce qui concerne les pertes de propagation. Les simulations numériques ne montrant pas de décalage de l'accord de phase, la protection des guides d'ondes avec une couche de BCB pendant et après le dépôt des miroirs peut à présent être tentée.

Parallèlement à l'étude de l'OPO, un projet annexe a été conduit, toujours dans l'optique de générer une radiation autour de 2 µm. À partir d'une structure dessinée pour le doublage en fréquence d'un laser à cascade quantique émettant à 4548 nm, nous avons pu démontrer la génération de second harmonique à partir d'un QCL émettant autour de 4,47 µm dans des guides simple ruban très larges ($\sim$ 15 µm). Cette démonstration en régime impulsionnel a atteint une efficacité normalisée $\eta_{\text{norm}} = (0.44 \pm 0.02)\%\text{W}^{-1}\text{cm}^{-2}$. Cette valeur, sans constituer un record, est à notre connaissance comparable à l'état de l'art compte tenu de la longueur d'onde générée et du fait que le dispositif opère à température ambiante. Celle-ci est en revanche très en deçà de la valeur théorique ; les limitations peuvent être liées à la fois au montage expérimental, à la discrétisation de l'accord de phase et à la largeur des guides. La source laser étant pompée électriquement, ce type de guide d'ondes permet d'envisager un dispositif monolithique, où le QCL et le convertisseur de fréquence seraient intégrés sur la même puce par hybridisation [13].

La première démonstration d'un OPO en guide d'ondes AlGaAs/AlOx obtenue pendant cette thèse ouvre la voie à de nombreux travaux.

13. Les QCL ont aussi été développés sur la plate-forme GaAs [177], mais les longueurs d'ondes atteignables avec ces QCLs sont trop élevées pour notre utilisation.

À court terme, le travail sur la réduction des pertes de propagation, à l'aide du système d'oxydation installé il y a un peu plus d'un an et de l'OPO massif construit autour d'un cristal de PPLN (voir annexes A et B), doit être poursuivi, afin de pouvoir abaisser le seuil d'oscillation, et ainsi de relâcher les exigences sur le laser de pompe, voire d'envisager la démonstration d'un SROPO. Cependant, aux courtes longueurs d'ondes où les guides étudiés sont largement multi-modaux, les méthodes de mesure de pertes mises en œuvre semblent atteindre leur limite. Afin de dépasser cette limitation, une nouvelle méthode inspirée de la méthode des franges Fabry-Pérot a très récemment été proposée par Pressl *et al.* [178]. Cette méthode se sert de la transformée de Fourier du spectre en transmission du guide d'ondes afin d'identifier le mode d'intérêt et de remonter à ses caractéristiques (pertes, dispersion).

Par ailleurs, le contrôle *in situ* de l'oxydation humide est limité par la forme évasée des guides d'ondes liée à l'oxydation humide. En effet, cette forme nous contraint à sur-oxyder les couches d'AlAs située à proximité de la gaine supérieure afin d'oxyder complètement celles situées à proximité de la gaine inférieure. Or, des travaux réalisés dans l'équipe *DON* sur des hétérostructures moins complexes ont montré que la gravure physique par ICP-RIE permet d'obtenir des résultats comparables voire meilleurs que la gravure humide, même avec la solution de BCK. Si cette faible rugosité peut être reproduite sur nos hétérostructures complexes, cette méthode permettra à la fois de mieux contrôler la largeur des guides fabriqués, et d'éviter la sur-oxydation des guides. Ceci conduira alors à une réduction des défauts introduits par l'oxydation, que ce soit une rugosité additionnelle ou l'introduction de défauts cristallins liés à une mauvaise évacuation des produits de la réaction d'oxydation. Malgré un protocole de gravure déjà existant, cette modification de la procédure de fabrication de nos guides d'ondes n'est *a priori* pas complètement acquise, en particulier en présence de couches de GaInP, et ce développement intéressant peut s'avérer être un défi technologique.

De plus, la réduction des pertes de propagation sera indissociable de la compréhension de l'origine de ces pertes. L'étude MET prévue pour tenter d'observer d'éventuels défauts cristallins n'a pas pu être menée au cours de cette thèse en raison de déficiences du microscope. Cependant, elle s'avère indispensable pour valider notre hypothèse.

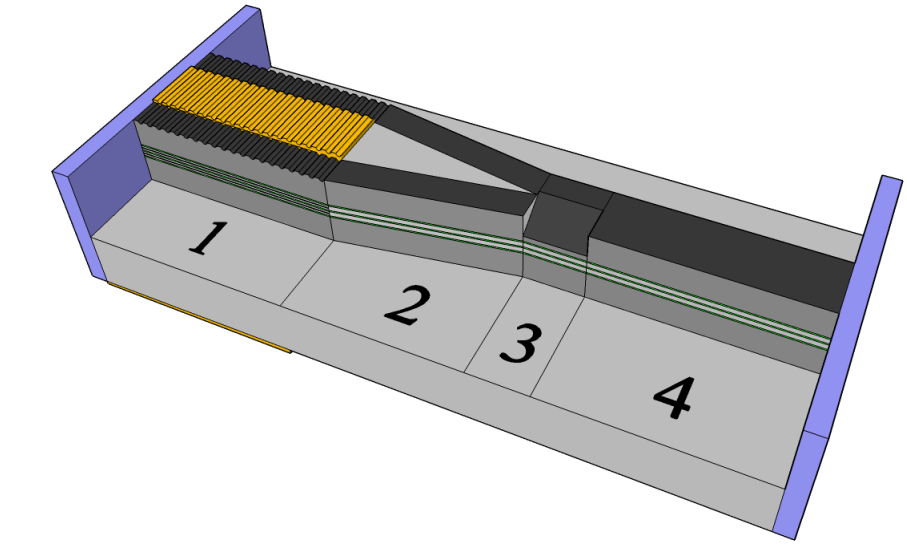
En ce qui concerne la fabrication de la cavité optique et le dépôt des miroirs diélectriques, nous avons pu constater que la méthode utilisée manque de reproductibilité à cause du grand nombre d'étapes critiques nécessaires pour obtenir une cavité de bonne qualité. La principale difficulté, à la fois dans l'homogénéité du dépôt et dans l'étape de *lift-off* qui suit, vient du fait que la surface d'adhérence des miroirs est réduite et non homogène (couches oxydées et non oxydées, résine...). Le dépôt de BCB, ou d'un autre matériau qui s'avèrerait plus adapté, peut se

poser comme une solution sur ce plan, en « enterrant » nos guides d'ondes : la zone intéressante de la surface de dépôt ne serait alors plus située au sommet de l'échantillon et l'étape de *lift-off* serait supprimée. Pour que le BCB apporte une réelle plus-value à l'étape de dépôt, il faudrait cependant que son épaisseur soit suffisante : en l'absence de *lift-off*, la hauteur de la couche protectrice n'est plus limitée par la hauteur des « murs » diélectriques non soutenus, mais par l'épaisseur maximale permettant le clivage des facettes avant le dépôt des miroirs. Cette piste, ébauchée au cours de cette thèse, nécessite donc une étude approfondie avec des tests de dépôt.

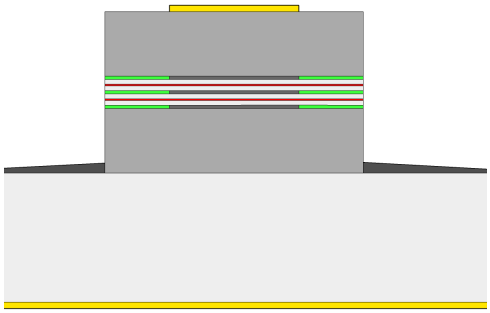
À long terme, le vrai défi technologique qui reste à relever demeure néanmoins la démonstration d'un OPO pompé électriquement. Le schéma d'un simple guide d'ondes intégrant à la fois le convertisseur de fréquence en cavité et une zone active comme laser de pompe, comme dans les références [62, 63], n'est pas envisageable car l'oxyde d'aluminium est un isolant électrique. Afin d'intégrer dans la même structure le laser de pompe et l'OPO, il faudrait donc cascader les deux composants. Un exemple d'une telle structure est proposée sur le schéma de principe de la figure 4.20a. Sur ce schéma, le dispositif est composé de alors quatre parties avec des fonctionnalités distinctes : une section diode laser de pompe, dont l'hétérostructure verticale est schématisée en figure 4.20b, un *taper* adiabatique pour focaliser le faisceau guidé du laser de pompe, une section « lame demi-onde », permettant de convertir le faisceau laser TE en un faisceau de pompe TM [179, 180], et enfin le convertisseur de fréquence dont l'hétérostructure est schématisée en figure 4.20c. La section correspondant au laser de pompe est plus large que le guide d'ondes dans lequel s'effectue la conversion de fréquence. Cela permet en effet d'oxyder totalement les couches d'AlAs du convertisseur sans atteindre la coalescence des fronts d'oxydation dans la section de la diode laser : la partie utile de la diode est alors la section non oxydée (les couches oxydées sont représentées en vert sur les figures 4.20b et 4.20c). De plus, l'intégration d'une diode laser au guide d'ondes nécessite l'ajout de couches actives (puits ou boîtes quantiques), mais de tels émetteurs autour de 1 µm sont déjà bien connus et maîtrisés.

Avec cette configuration, il faudrait idéalement que les miroirs dichroïques de la cavité OPO soient déposés de part et d'autre du convertisseur de fréquence. Cependant, avec le protocole de dépôt actuellement utilisé, il n'est pas possible de déposer les miroirs dans une encoche qui serait pratiquée entre le convertisseur de polarisation et le convertisseur non linéaire. Dans la configuration de principe proposée en figure 4.20a, les miroirs sont donc déposés à chaque extrémité du système complet. Dans le cadre d'une cavité simplement ou doublement résonante, ces miroirs ne doivent pas réfléchir l'onde de pompe : la cavité laser serait alors plutôt définie au moyen d'un miroir distribué sur la section du laser de pompe.

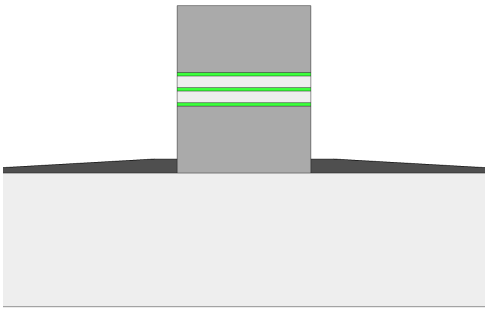
Une solution alternative pourrait consister à optimiser chaque élément indé-



(a) Vision d'ensemble



(b) Section diode laser



(c) Section OPO

Figure 4.20 – Schéma de principe d'un OPO pompé électriquement avec un accord de phase basé sur la biréfringence de forme GaAs/AlOx. Sur l'ensemble des sous-figures, le bleu-violet représente les miroirs diélectriques, le jaune doré les contacts métalliques, le vert les couches oxydées et le rouge les couches actives. Le substrat est en GaAs et les couches grises sont des alliages AlGaAs dont la proportion en aluminium est d'autant plus importante que la couche est sombre. (a) Vision d'ensemble du dispositif. 1) Diode laser, 2) Taper de focalisation, 3) Convertisseur de polarisation TE $\rightarrow$ TM, 4) OPO. Les zones sombres au sommet du dispositif permettent de visualiser l'étendue du front d'oxydation à l'intérieur du cœur guidant. (b) Coupe verticale du dispositif dans la zone correspondant à la diode laser. Le cœur guidant n'est pas complètement oxydé, ce qui permet d'injecter des porteurs de charge grâce aux deux contacts électriques situés au sommet et en bas de la structure. (c) Coupe verticale du dispositif dans la zone correspondant à l'OPO. Il s'agit de la structure étudiée au cours de cette thèse.

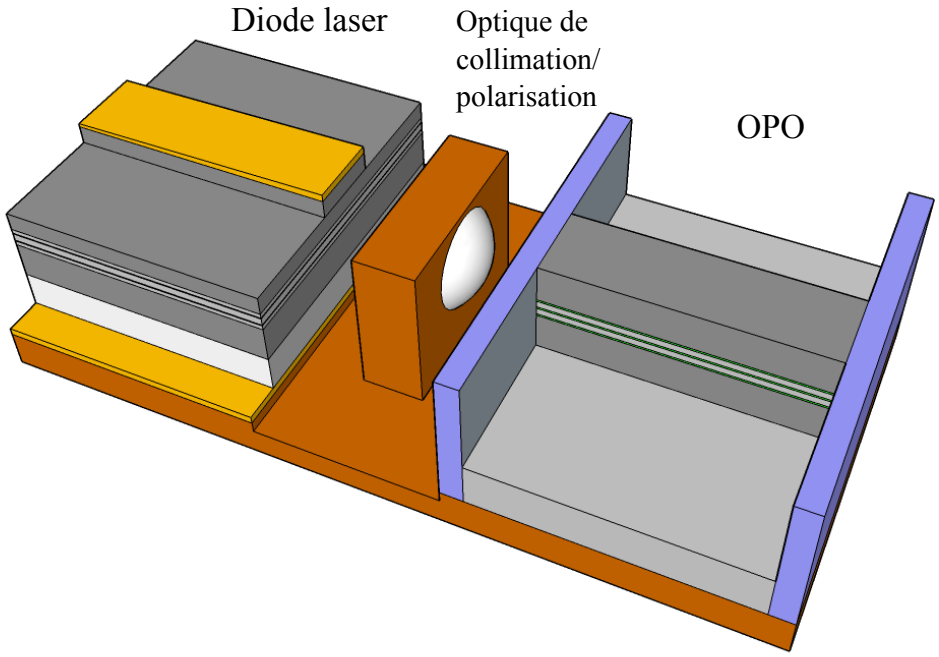


Figure 4.21 – Schéma de principe d'un OPO intégré avec le laser de pompe pompé électriquement. Pour les structures semi-onductrices, le code couleur suivi est le même que celui de la figure 4.20.

pendamment des autres (et ainsi dissocier les cavités optiques) et à les intégrer de manière monolithique sur une même puce semi-conductrice, comme sur l'exemple présenté en figure 4.21 ; l'alignement des différents éléments optiques deviendrait alors crucial et l'étape d'hybridation pourrait s'avérer technologiquement difficile. Quelle que soit la solution technologique choisie, l'OPO démontré au cours de cette thèse est donc une brique fondamentale permettant d'envisager la démonstration d'un OPO pompé électriquement, qui constituerait une rupture technologique importante pour la recherche en photonique.

Annexes

Annexe A

Installation d'un nouveau système d'oxydation avec contrôle *in situ*

Nous avons vu dans la partie 2.1.2 que les pertes de propagation dans nos guides d'ondes sont fortement liées à l'oxydation du dispositif. Si le bon fonctionnement de ce dernier exige une oxydation complète des couches d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$, il faut donc en revanche éviter la sur-oxydation de ces mêmes couches. Pour cela, un contrôle fin de la réaction d'oxydation est nécessaire afin de la stopper au moment exact où les deux fronts d'oxydation se rejoignent.

Cependant, la vitesse de progression du front d'oxydation dépend de nombreux paramètres : il importe donc de contrôler chacun d'eux avec précision. De plus, prévoir *a priori* la vitesse d'oxydation nécessiterait de connaître exactement la valeur de ces paramètres, et la manière dont ils sont reliés à la vitesse d'oxydation. Un contrôle *in situ* de la progression d'oxydation est donc la meilleure alternative à de nombreuses étapes coûteuses d'étalonnage, et apporte de meilleures garanties de résultats que ces dernières.

Dans le cadre du projet DOLPHIN financé par le Labex *Science and Engineering for Advanced Materials and devices* (SEAM), nous avons eu l'opportunité de nous doter d'un système d'oxydation avec contrôle *in situ*. Ce projet vise au développement des technologies de fabrication d'oxydes d'aluminium 2D ou 3D en vue de démontrer des dispositifs photoniques : des guides d'ondes AlGaAs/AlOx à faibles pertes dans le proche et le moyen IR (2D) et des composants diélectriques pour le térahertz (3D). Pour le volet « oxydes d'aluminium 2D » de ce projet, le financement incluait l'achat d'un système d'oxydation à l'état de l'art.

Le but de cet annexe est de décrire les principales composantes du nouveau système d'oxydation, et d'exposer les raisons qui nous ont conduits à privilégier certains équipements plutôt que d'autres.

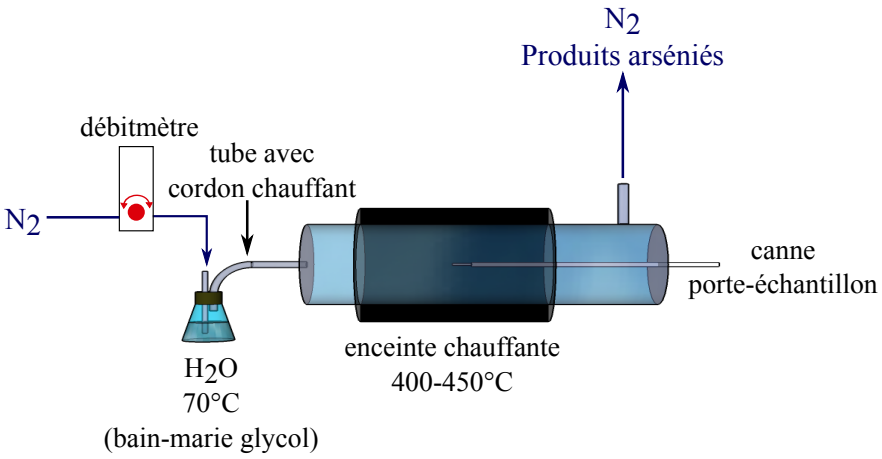


Figure A.1 – Schéma de l'ancien système d'oxydation.

A.1 Cahier des charges

Pour réaliser cette réaction d'oxydation au laboratoire MPQ, nous ne possédions jusqu'ici qu'un four très simple, composé d'un tube de quartz entouré d'une résistance chauffante comme représenté en figure A.1. Dans ce système, le gaz humide nécessaire à la réaction est créé en faisant buller du diazote dans un bécher rempli d'eau déminéralisée, elle-même maintenue à la température souhaitée. Ce gaz est injecté dans le four tubulaire par une extrémité, et évacué à l'autre extrémité du four. Le débit d'azote est réglé manuellement à l'aide d'un robinet. Quand le four est chaud, et avant l'injection de gaz humide, l'échantillon est chargé manuellement à l'aide d'une canne, également en quartz. À la fin du processus d'oxydation, le robinet contrôlant l'arrivée d'azote est fermé, et l'échantillon est déchargé du four. Ce système est complètement « aveugle », et nécessite une longue phase d'étalonnage pour chaque nouvelle croissance à oxyder. De plus, l'activation/la désactivation manuelle de la réaction par l'ouverture/fermeture du robinet d'azote rend ce protocole peu reproductible pour des temps d'oxydation inférieurs à 5 minutes. Or, il a été établi que les pertes de propagation dans nos guides d'ondes diminuent quand le temps d'oxydation diminue [181].

Par ailleurs, la transformation d'$Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ en AlOx modifie le profil d'indice de l'hétérostructure — c'est d'ailleurs l'effet recherché. Ceci a pour conséquence un changement du spectre de réflectivité de l'échantillon. À certaines longueurs d'ondes bien choisies, on peut donc maximiser le contraste optique entre les zones oxydées et les zones non oxydées [1] [182]. Ceci est bien sûr valable quelle que soit la température,

1. Ces longueurs d'ondes peuvent se trouver dans le visible, et ce changement de réflectivité peut être utilisé pour calibrer le four de manière non destructive pour l'échantillon en cas

les longueurs d'onde maximisant le contraste étant simplement décalées. On peut donc réaliser un suivi *in situ* de l'avancée de la réaction d'oxydation en observant l'échantillon sous une lumière monochromatique bien choisie.

Un tel suivi implique une enceinte thermique munie d'un hublot et un système optique permettant d'imager nos guides d'ondes avec la résolution nécessaire pour visualiser la coalescence des fronts d'oxydation. De plus, pour pouvoir contrôler avec précision les paramètres liés aux gaz, ainsi que le début et la fin de la réaction, notre système d'injection de gaz devait aussi être amélioré. Un four avec un suivi optique *in situ*, alors à l'état de l'art, existe à la plateforme technologique du LAAS. Après de premiers essais concluants sur l'utilisation d'un tel four pour améliorer le niveau de pertes optiques dans nos guides d'ondes effectués par Marc Savanier pendant sa thèse [64], nous nous sommes largement inspirés de ce four existant et de l'expérience acquise par ses utilisateurs pour définir le cahier des charges de notre propre équipement. Le schéma global du système d'oxydation est rappelé en figure A.2. En ce qui concerne le protocole expérimental, une différence majeure de cet équipement par rapport au four tubulaire dont nous nous servions jusque là est le chargement de l'échantillon qui a lieu dans le four à froid. Pour éviter toute opération de recuit éventuel préalable à l'oxydation, la montée en température du four doit donc être la plus rapide possible. Par ailleurs, en plus du gaz humide, nous nous réservons la possibilité d'injecter un gaz de dilution sec dans la chambre d'oxydation. Le choix des différents gaz sera discuté dans la partie A.2.2.

Les principales exigences de notre système d'oxydation sont alors les suivantes :

- Opération nominale à 450°C sous flux de gaz humide, les oxydations ayant lieu entre 400 et 450°C. On souhaite que le four puisse monter jusqu'à 600°C afin de pouvoir conserver une marge de sécurité et garder la possibilité de faire des recuits post-oxydation.
- Oxydation (et visualisation) de plaques de diamètre 1 pouce, uniformité de la température sur l'ensemble de la surface de l'échantillon.
- Vannes d'entrée et débits des gaz contrôlés électroniquement. On souhaite pouvoir contrôler le débit du gaz porteur, comme ceux des gaz de purge. Pour créer le gaz humide, on souhaite pouvoir contrôler la température de l'eau injectée dans le gaz, ainsi que son débit.
- Rampe de montée en température de 100°C/min. Pour éviter un recuit de l'échantillon avant l'oxydation, le gaz humide est injecté dans la chambre à 100°C. On cherche donc à atteindre le régime stationnaire en température le plus rapidement possible après le début de l'oxydation.
- Oxydation à basse pression, typiquement 500 mbar. Pour la stabilité de l'observation optique, le pompage sous vide ne doit pas avoir d'à-coups.

d'absence de contrôle *in situ*, en observant l'échantillon partiellement oxydé sous une lumière blanche de microscope optique standard.

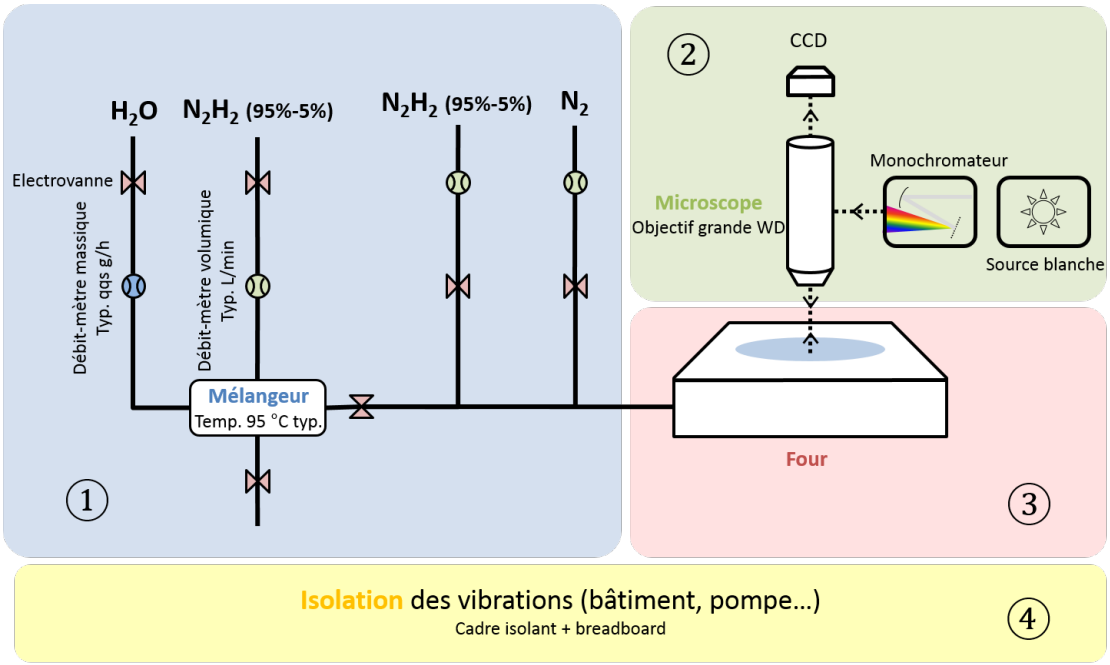


Figure A.2 – Schéma de principe du four d'oxydation présenté en figure 3.1. On a représenté en bleu la partie contrôle des gaz, en vert le système optique, en rouge l'enceinte thermique et en jaune le support du système d'oxydation.

- Résolution du système optique : 1 µm. Les longueurs d'onde d'observation étant situées autour de 800 nm, le système optique doit travailler le plus proche possible de la limite de diffraction et à une distance suffisante pour visualiser l'échantillon *à l'intérieur* du four, tout en conservant une température qui n'excède pas 40°C. Le hublot et l'ensemble des optiques du système doivent être transparents dans le visible et le proche infrarouge.

Comme pour le système du LAAS, l'enceinte thermique a été conçue et fabriquée par *AET Technologies*, et le matériel du panneau de gaz a été commandé à *Bronkhorst*. Nous avons en revanche conçu puis assemblé le système optique directement au laboratoire MPQ. Le budget total de ce système s'élève à environ 150 k€ HT.

A.2 Partie thermique et contrôle des gaz

A.2.1 Enceinte thermique

La nature particulière de l'enceinte thermique dont nous avions besoin nous a conduit à nous tourner vers AET Technologies, société spécialisée dans la conception, la fabrication et la maintenance d'enceintes thermiques, qui avait déjà

fabriqué le four d'oxydation du LAAS [2]. Les problématiques liées à l'oxydation étaient donc connues et le retour d'expérience directement exploitable.

Par rapport au four fabriqué pour le LAAS, les principales différences au niveau du cahier des charges concernait la taille des plaques que nous souhaitions oxyder (avec un impact direct sur la taille du hublot) et l'augmentation de la rampe en température maximale souhaitée. La solution technique retenue pour le chauffage est similaire à celle équipant le four du LAAS : des éléments chauffants en graphite sont placés sous le support de la plaque à oxyder. Ces éléments sont facilement remplaçables, précaution indispensable car les fortes rampes de températures comme celles que nous souhaitons effectuer et l'environnement humide réduisent leur temps de vie. Ils garantissent néanmoins une bonne homogénéité thermique sur l'ensemble de la plaque à oxyder. La régulation de la température s'effectue au moyen d'un thermocouple placé sur la face arrière des éléments chauffants. L'enceinte du four d'oxydation à proprement parler est un bâti métallique rectangulaire contenant ces éléments chauffants situés immédiatement sous le support de l'échantillon. L'ouverture de l'enceinte se fait au moyen d'une porte coulissante constituant la face supérieure du bâti. Comme pour le système d'oxydation du LAAS, le chargement/déchargement de l'échantillon se fait donc dans le four froid.

Sur cette enceinte sont prévues une entrée de gaz et une évacuation vers la pompe. Pour éviter les à-coups pendant le fonctionnement à basse pression, la pompe installée par AET Technologies est une pompe dite « proportionnelle ». Deux circuits de pompage mènent à cette pompe. Le premier ne présente aucune régulation : c'est le circuit de pompage primaire, utilisé pour atteindre le vide le plus poussé possible à l'intérieur de la chambre ($5{,}7.10^{-2}$ mbars). Le deuxième circuit est emprunté par les gaz évacués lorsque l'on cherche à contrôler activement la pression à l'intérieur du four : une vanne à ouverture proportionnelle permet de réguler le taux de pompage en fonction de la pression mesurée au moyen d'un manomètre dans le four. De plus, pour éviter que nos petits échantillons ne soient déplacés voire aspirés lors du pompage de la chambre d'oxydation sous vide, le circuit de pompage primaire n'est jamais directement ouvert : les gaz évacués empruntent d'abord le circuit de régulation, le temps d'ouvrir progressivement la vanne. Quand cette vanne est ouverte à 100%, ce circuit est fermé au profit du premier.

Pour assurer le contrôle *in situ* de l'avancée du front d'oxydation, l'enceinte thermique est munie d'un hublot sur sa face supérieure. Pour des raisons d'homogénéité de température, ce hublot est de taille supérieure au support de plaque. Le hublot est refroidi sur son périmètre par un circuit d'eau. Si la déperdition

2. Entre notre premier contact et notre commande, AET a aussi fabriqué un deuxième four à destination de clients chinois, les parties optique et contrôle des gaz étant aussi intégrées dans la prestation d'AET.

Figure A.3 – Vue de l'enceinte thermique du système d'oxydation avec le système optique positionné au dessus. L'arrivée de gaz a lieu par le tuyau recouvert d'isolant thermique et d'aluminium au premier plan, l'évacuation se fait par le côté opposé, non visible sur ce cliché.

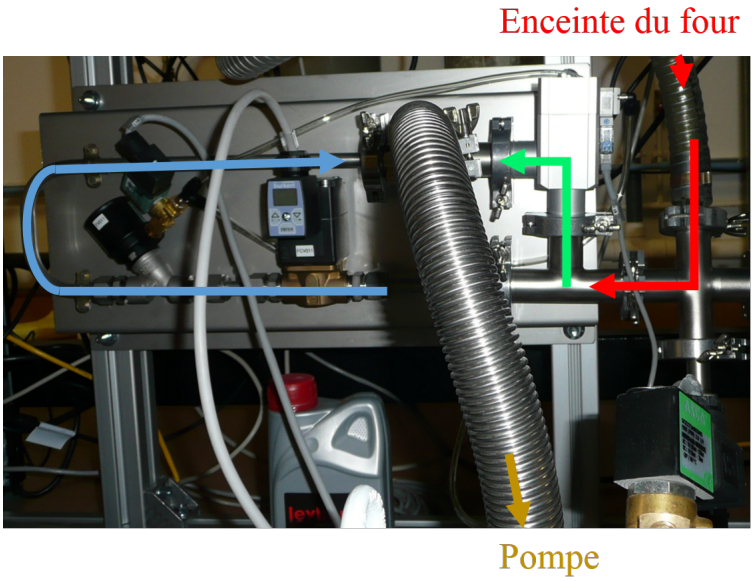


Figure A.4 – Platine de pompage. Les gaz évacués du four arrivent par le tuyau souple venant du haut de la photographie (flèches rouges) et empruntent soit le circuit de pompage primaire souligné par la flèche verte, soit le circuit de régulation de la pression le long de la flèche bleu. Dans tous les cas, les gaz sont ensuite évacués via la pompe par un tuyau en métal partant vers le bas du cliché (flèche jaune foncé).

de chaleur à travers le hublot peut en être augmentée, ce refroidissement s'avère nécessaire pour la préservation des joints entre le four et le hublot, ainsi que pour le bon fonctionnement des optiques placées au dessus du hublot. La distance entre le porte-échantillon et le hublot est imposée par la double contrainte de bonne circulation des gaz au sein de l'enceinte (en particulier au niveau de l'échantillon à oxyder) d'une part, et par la distance de travail du système optique pour le contrôle *in situ* d'autre part. Nous reviendrons en section A.3.4 sur les propriétés optiques de ce hublot, cruciales pour l'efficacité du contrôle.

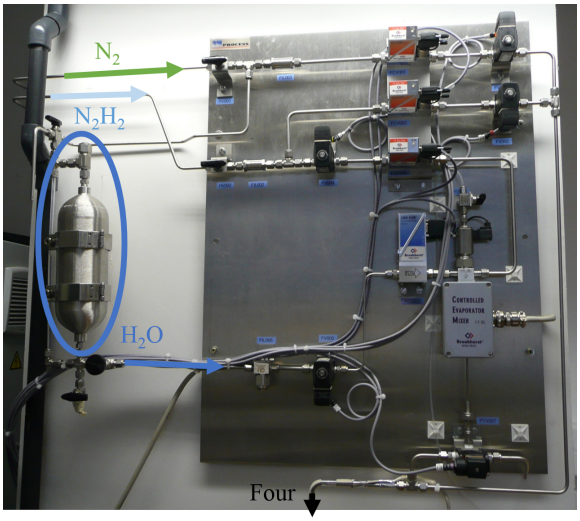
A.2.2 Contrôle des gaz

Pour une bonne reproductibilité de la réaction d'oxydation, un contrôle précis des flux gazeux injectés dans la chambre d'oxydation (composition, débit, température, taux d'humidité) est nécessaire. Comme mentionné dans le carré bleu de la figure A.2, nous pouvons injecter trois types de gaz différents dans notre four. Une photo et un schéma explicite du système d'injection des gaz sont visibles en figure A.5.

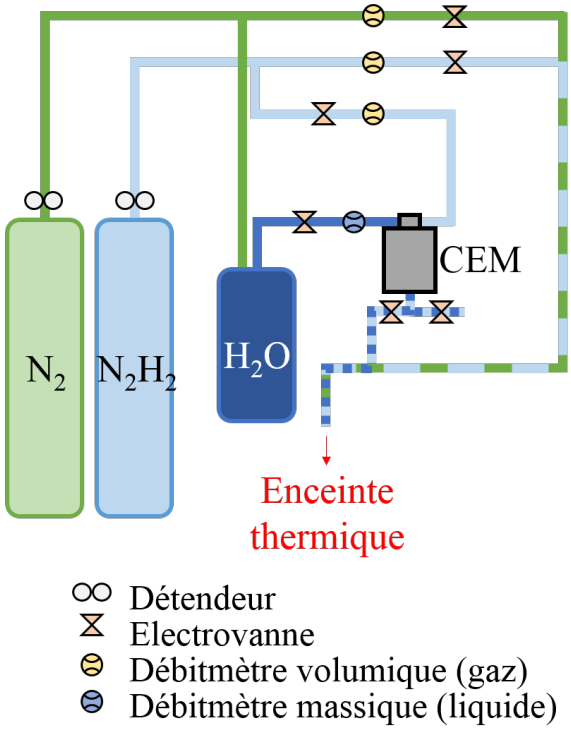
Comme cela apparaît sur cette figure, chacune des lignes de gaz est contrôlée par un débitmètre et une électrovanne. Les trois débitmètres sont identiques, à la calibration près. Il s'agit du produit *Mass Flow Controller for Gases F-201CV* commercialisé par Bronkhorst. Chaque débitmètre est calibré pour le gaz qu'il régule [3]. Compte tenu de nos besoins, tous nos débitmètres sont dimensionnés pour un débit maximum de 1 L/min. Si les débitmètres sont identiques, les différentes lignes de gaz ne jouent pas du tout le même rôle dans le processus d'oxydation :

- La ligne principale de N_2 pur est directement reliée à l'enceinte du four. Elle n'a pas de rôle direct dans la réaction d'oxydation, mais permet de maintenir une atmosphère sèche et vierge d'oxygène dans le four en dehors des temps d'oxydation et de la mise sous vide primaire.
- Le gaz intervenant directement pour la réaction d'oxydation est du N_2H_2 à $95\% - 5\%$. Le choix d'utiliser du N_2H_2 plutôt que du diazote pur repose sur le fait qu'une étape d'hydrogénation après l'oxydation peut permettre d'évacuer les produits arséniés restants, et ainsi de réduire le niveau de pertes de nos guides [139]. L'ajout d'un peu d'hydrogène dans l'enceinte durant l'oxydation pourrait donc faciliter l'évacuation des produits de la réaction. À partir de la bouteille de N_2H_2, deux lignes distinctes conduisent au four :
  — Une première ligne conduit directement au four : elle permet d'injecter

3. En cas d'absence de calibration, ou de changement de gaz souhaité par l'utilisateur (le remplacement du N_2H_2 par du N_2 par exemple), le débitmètre restera opérationnel en temps que régulateur, mais la valeur du débit affichée ne sera plus garantie.



(a)



(b)

Figure A.5 – Photographie et schéma explicatif du panneau de contrôle des gaz injectés dans le système. La ligne verte représente la ligne de N_2 qui est utilisée pour purger l'enceinte ou le réservoir d'eau maintenu sous pression. La ligne bleu clair représente les tuyaux dédiés au N_2H_2 qui peut être soit injecté directement dans le four, soit humidifié au préalable dans le CEM (*Controlled Evaporator Mixer*), auquel est aussi relié l'arrivée d'eau, dont le trajet est tracé en bleu foncé. Lorsque différents conduits de gaz se rejoignent, les lignes sont bicolores, voire tricolores.

du N_2H_2 sec directement dans le four, pour éventuellement diluer le gaz humide. On appellera le gaz transitant par cette ligne *gaz de dilution*.
— La deuxième ligne passe par le système d'évaporation et de mélange contrôlé (CEM), élément qui mélange l'eau et le gaz pour créer le gaz humide. Le N_2H_2 qui transite par cette ligne est donc humidifié : l'ouverture de l'électrovanne permettant l'injection de ce gaz dans le four démarre donc la réaction d'oxydation. On appellera le gaz transitant par cette ligne le *gaz porteur*.

Pour humidifier le gaz porteur, nous utilisons de l'eau déionisée. Pour un bon fonctionnement du débitmètre, cette eau doit arriver avec une pression de 2 bars. Nous utilisons donc un réservoir sous pression, qui nous permet de plus de nous affranchir d'un asservissement en eau courante déionisée. Comme cela apparaît sur la figure A.5, la mise sous pression du réservoir est assuré par une branche de la ligne de diazote pur. Le débit d'eau injectée dans le CEM est contrôlé par un débitmètre Bronkhorst *LIQUI-FLOW Mass Flow Meter*, dimensionné pour des débits d'eau allant de 0,2 à 10 g/h. L'élément clé pour créer un gaz humide homogène est ensuite le CEM. Le CEM produit le même type de gaz humide que le bulleur utilisé dans notre ancien système d'oxydation, mais de manière plus reproductible, et celui-ci est combiné à un système de contrôle fin des différents débits. Le principe de fonctionnement du CEM est décrit en figure A.6. C'est cet élément qui a orienté notre choix vers l'entreprise Bronkhorst pour nous fournir les différents équipements pour ce système. C'est en effet à notre connaissance la seule firme à commercialiser un système compatible avec nos débits et opérant à une température suffisamment élevée.

Le CEM possède deux entrées — une pour l'eau et une pour le gaz porteur — et deux sorties. La première sortie mène à l'enceinte d'oxydation. Pour éviter la condensation du gaz humide sur les parois du tube reliant le CEM au four, un cordon chauffant longe ce tube, le tout étant recouvert d'une feuille d'isolant thermique. La seconde sortie est une simple purge, qui permet de préparer un mélange stable, sans devoir l'injecter dans l'enceinte pendant la phase de stabilisation (montée en température du CEM jusqu'à 95°C, stabilisation du débit d'eau et de gaz porteur).

L'ensemble des débitmètres, CEM, électrovannes et réservoir d'eau ont été reliés entre eux et livrés par Bronkhorst sur un support plan. Pour l'intégration du système au laboratoire MPQ, et la connexion de ce système de contrôle aux bouteilles de gaz d'un côté, et au four de l'autre, nous avons fait appel à la société *Fluides Concept*.

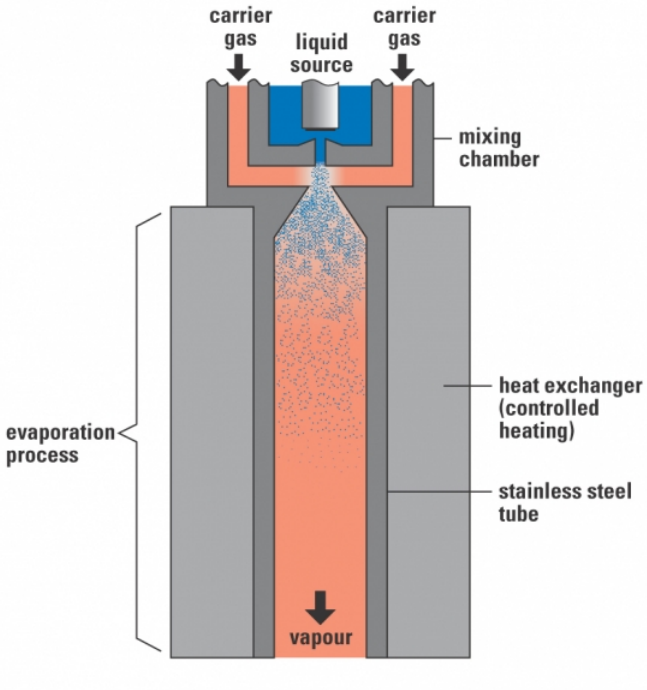


Figure A.6 – Principe de fonctionnement du CEM. Tiré de [183].

A.3 Système optique

Le contrôle *in situ* étant le principal intérêt de ce système d'oxydation, le système optique associé doit avoir les meilleures performances possibles pour ne pas être un facteur limitant lors des observations. Nous avons donc cherché à développer un système présentant le moins d'aberrations possibles, pour avoir une résolution permettant de visualiser le front d'oxydation au micromètre près, à des longueurs d'onde autour de 800 nm. Les blocs primaires du système optique sont représenté figure A.7, et seront détaillés dans la suite de cette partie.

A.3.1 Microscope : zoom et objectif

Le premier point à prendre en compte dans la conception du système optique est le fait que celui-ci est destiné à imager un échantillon situé *à l'intérieur* d'un four à haute température. Le microscope doit donc travailler à grande distance de l'objet observé. Cette contrainte sur l'objectif est forte et limite beaucoup le nombre d'objectifs envisageables pour notre système.

Si l'on rajoute à cette première contrainte le fait que l'observation est réalisée à travers une vitre, il faut choisir un objectif à longue distance de travail corrigé en aberration pour une certaine épaisseur de verre. Au cours des discussions avec AET Technologies, il est rapidement apparu que le hublot aurait une épaisseur au

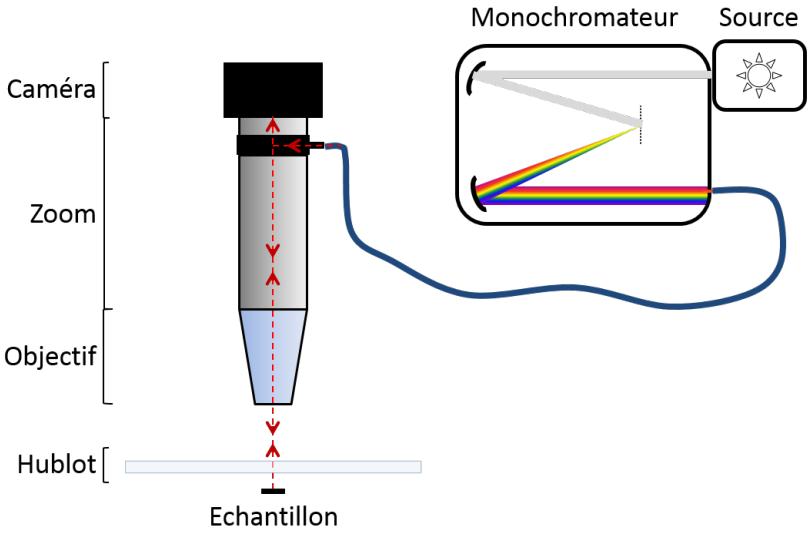


Figure A.7 – Schéma de principe du système optique.

Objectif	O.N.	W.D. (mm)	f' (mm)	T(700-1000 nm) (%)
G Plan Apo 20×	0,28	29,42	10	57-37
G Plan Apo 50×	0,50	13,89	4	55-27

Table A.1 – Caractéristiques des deux objectifs Mitutoyo remplissant les critères de distance de travail et de correction des aberrations. Les distances focales f' sont données pour une longueur d'onde $\lambda = 550$ nm. O.N. = ouverture numérique, W.D. = distance de travail (*working distance*), T = transmission.

moins égale à 3 mm, alors que les objectifs à grande distance de travail corrigés en aberrations commercialement disponibles n'étaient en général conçus que pour des épaisseurs de verre autour de 1 mm. Le fabricant japonais *Mitutoyo* propose cependant dans son catalogue deux objectifs à grande distance de travail corrigés des aberrations chromatiques pour des épaisseurs de verre de 3,5 mm, de grossissement ×20 et ×50. Les principales caractéristiques de ces objectifs sont données dans le tableau A.1.

L'objectif G Plan Apo 20× équipait déjà le four du LAAS : nous savions donc par les tests effectués par Marc Savanier pendant sa thèse que le grossissement permis par cet objectif n'est pas tout à fait suffisant pour imager correctement nos guides. Un rapide calcul montre que la résolution d'un tel objectif à 800 nm est en effet en deçà de notre objectif de 1 μm. En revanche, l'objectif G Plan Apo 50× permet tout juste d'atteindre cette résolution [4]. Malgré une transmission un

4. La résolution théorique de l'objectif est donné par la relation $R = \frac{0.6\lambda}{O.N.}$ où λ est la longueur

peu plus faible dans la plage qui nous intéresse, nous arrêtons donc notre choix sur l'objectif G Plan Apo 50×, après confirmation de la part d'AET Technologies qu'une distance de travail inférieure à 14 mm est atteignable sans que l'objectif ne dépasse les 40°C [5]. Pour refroidir l'objectif en deçà de cette température, une buse de soufflage d'air comprimé est prévue pour être fixée à l'extrémité de l'objectif.

L'objectif choisi est conjugué à l'infini : il faut donc une lentille auxiliaire afin d'imager l'échantillon sur la caméra [6]. Afin de visualiser à la fois l'échantillon dans son ensemble (pour le positionnement du microscope) et les détails que l'on souhaite imager tout en gardant une taille raisonnable de pixels pour la caméra, un zoom est nécessaire. Pour relâcher la contrainte sur la taille des pixels de la caméra, celui-ci doit avoir un facteur de grossissement maximal le plus élevé possible, mais aussi une plage de zoom la plus étendue possible. Mitutoyo ne commercialisant plus de système de zoom, la compatibilité avec l'objectif doit également être prise en compte. Selon ces critères, un zoom commercialisé par *Navitar* est prometteur : avec les différents adaptateurs requis, une plage de zoom s'étendant de 0,96 à 11,6× est atteignable. De plus, le traitement surfacique des optiques assure une transmission supérieure à 50% jusqu'à 950 nm. Cependant, ce zoom équipant déjà le système d'oxydation du LAAS, nous savions qu'en dépit de ces performances théoriques, le zoom maximal n'est pas utilisable dans notre type de système, vraisemblablement à cause d'un excès d'aberrations.

Nos recherches nous ont donc conduit à nous tourner vers un zoom commercialisé par *Leica Microsystems*, le Z16 APO (A). Ce dernier a une plage de zoom s'étalant de 0,57 à 7,2×. S'il n'est pas explicitement conçu pour transmettre la lumière autour de 800 nm, il fonctionne sous lumière blanche, et est corrigé pour les aberrations chromatiques. De plus, les microscopes Leica sont très modulaires, ce qui permet de construire un système compatible avec les éléments d'autres fournisseurs, et de n'acheter que les éléments dont nous avons strictement besoin. Ce zoom avait aussi été préalablement testé par AET Technologies pour le système d'oxydation à destination de leur client chinois. Contrairement au zoom Navitar, aucun problème de netteté n'a été rencontré. En revanche, quelques problèmes de luminosité ont émergé, la transmission du zoom n'étant pas optimale à 800 nm.

A.3.2 Éclairage

Pour contre-balancer cette faible transmission, une source lumineuse de forte intensité a été choisie. Pour notre système, il nous faut cependant une source

d'onde considérée, et O.N. l'ouverture numérique. Pour l'objectif 20×, la résolution optique à 800 nm est alors de 1,7 μm, et pour l'objectif 50×, elle vaut 960 nm.

5. Cette température est la température maximale d'opération garantie par *Mitutoyo*.

6. Le grossissement mentionné dans le nom de l'objectif est donné pour une lentille auxiliaire de focale 200 mm.

lumineuse accordable, qui ait donc une forte intensité sur l'ensemble de la plage de longueur d'onde souhaitée, de 700 à 1000 nm. En effet, la longueur d'onde où le contraste de réflectivité est le plus élevé entre la zone oxydée et la zone non oxydée dépend à la fois du dépôt multicouche que l'on observe et de la température d'observation. Nous optons donc pour un système composé d'une source de lumière blanche à haute puissance, et d'un monochromateur, qui nous permet aussi si besoin d'observer l'échantillon sous lumière blanche.

Oriel Instruments, une branche du groupe *Newport*, propose un tel système déjà assemblé, avec une étendue spectrale de 350 à 2400 nm à partir d'une lampe halogène quartz-tungstène de 250 W. Si le système d'*Oriel Instruments* présente de bonnes caractéristiques, et l'avantage d'être pré-assemblé, il est relativement cher. Or, *Spectral Products* propose aussi ce genre de lampe, et des monochromateurs 1/8 m qui permettent d'assembler un système équivalent, pour des tarifs beaucoup moins élevés. Dans le système *Spectral Products* que nous avons choisi, la source lumineuse est une lampe tungstène-halogène qui émet 150 W sur un spectre de corps noir à 3400 K [7]. La sortie de cette lampe est focalisée directement à l'entrée du monochromateur. Ce dernier permet de sélectionner une longueur d'onde comprise entre 200 et 1000 nm avec les deux réseaux installés par défaut. Pour moduler la résolution spectrale, nous disposons d'un jeu de fentes de tailles variables pour équiper l'entrée et la sortie du monochromateur. Les fentes les plus fines permettent d'obtenir une résolution spectrale inférieure au nanomètre, mais le choix des fentes que nous utilisons pour notre système (0,6 mm de large) résulte du compromis entre finesse spectrale et luminosité. La sortie du monochromateur est ensuite dirigée vers la colonne du microscope au moyen d'une fibre monocœur de diamètre 1 mm. Cette fibre largement multimode permet une faible sensibilité à l'alignement au couplage dans la fibre, sans souffrir des problèmes d'homogénéité d'éclairage rencontrés par AET Technologies lors de leurs essais avec des fibres multi-cœurs. Précisons que l'éclairage est co-axial : la sortie de la fibre optique est envoyée dans l'axe du microscope ; les lumières incidentes et réfléchies parcourent donc le même chemin dans le zoom et l'objectif.

A.3.3 Caméra

La lumière réfléchie n'est en revanche pas réinjectée dans la fibre, mais envoyée vers une caméra de type CCD. Nos critères principaux de choix de cette caméra sont sa sensibilité dans le proche infrarouge (jusqu'à 1 µm), et la taille de ses pixels afin de ne pas être limité par la résolution de la caméra. Les temps typiques de la réaction d'oxydation que l'on cherche à suivre sont de l'ordre de la minute,

7. Un corps noir émettant à cette température a un spectre d'émission centré autour de $\lambda \simeq 850$ nm.

on ne cherche donc pas une caméra CCD particulièrement rapide.

Le marché des caméras CCD est important : une étude et plusieurs tests avaient déjà été réalisés au LAAS par Rémy Bossuyt [184] avant de converger vers la caméra XCG-H280E commercialisée par *Sony*. Cette caméra a des pixels de $4,54 \times 4,54$ µm^2. Cette taille de pixel étant suffisante au vu de la résolution optique de notre système, et les oxydations de Marc Savanier avec le système du LAAS n'ayant pas révélé de problème lié à la caméra, nous avons choisi de conserver ce modèle à la sensibilité améliorée dans le proche infrarouge. Cette caméra a une monture standard de type C, pour laquelle l'adaptateur au zoom Leica rajoute un grossissement de 0,63, ce qui diminue donc un peu la puissance effective du zoom.

A.3.4 Hublot

Le dernier élément de ce système optique, mais pas le moindre, est le hublot au travers duquel on observe l'échantillon. Au LAAS, l'objectif de microscope est corrigé pour les aberrations chromatiques introduites par une lame de verre de 3,5 mm d'épaisseur, mais le hublot équipant l'enceinte thermique mesure 8 mm d'épaisseur ! Dans notre système, la taille réduite des échantillons à oxyder par rapport à ceux fabriqués au LAAS a cependant permis de diminuer cette épaisseur. Le support à échantillons ayant un diamètre de 2 pouces dans notre enceinte thermique, le diamètre du hublot a pu être réduit à 68 mm. Un hublot plus petit permet de diminuer les contraintes (de pression notamment) s'exerçant sur le verre, et un hublot d'épaisseur 3,3 mm [8] a donc pu être monté sur l'enceinte thermique par AET Technologies. En ce qui concerne le matériau de ce hublot, les principales contraintes étaient liées à la résistance à la chaleur et à la transmission optique du matériau dans le visible et le proche infrarouge. Selon ces critères, AET Technologies nous a proposé un hublot en BOROFLOAT® 33, un verre borosilicaté fabriqué par *Schott*, dont la transmission optique est représentée en figure A.8. Par ailleurs, ce matériau résiste à des températures allant jusqu'à 450°C pendant une longue période, et jusqu'à 500°C pendant un temps limité d'après le fabricant. Or, si la température à l'intérieur du four peut atteindre 600°C, le hublot est refroidi à sa périphérie par une circulation d'eau afin que les joints assurant l'étanchéité entre le hublot et l'enceinte ne fondent pas. La température de 450°C n'est donc jamais atteinte au niveau du hublot, d'autant plus que dans les conditions normales de fonctionnement, la température à l'intérieur de l'enceinte n'excède pas 450°C. Un hublot en BOROFLOAT® 33 de 3,3 mm d'épaisseur a donc été monté sur notre enceinte thermique pour permettre la visualisation de l'échantillon.

8. L'épaisseur de 3,3 mm au lieu de celle plus « attendue » de 3,5 mm est liée aux standards commerciaux du fournisseur d'AET Technologies pour le hublot.

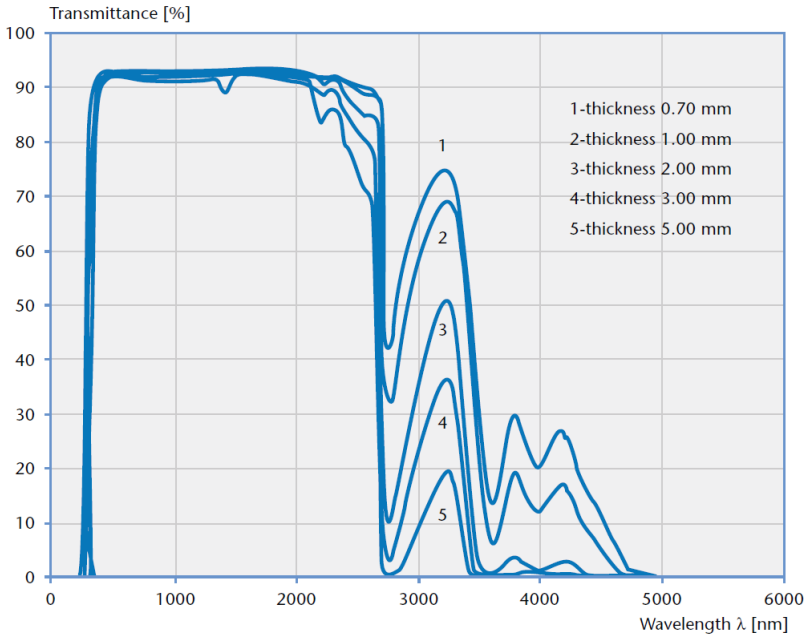


Figure A.8 – Spectre en transmission d'une lame de BOROFLOAT® d'épaisseur variable. Tiré de [185].

A.4 Logiciels et interfaces de contrôle

Pour contrôler l'ensemble du système, nous avons choisi de séparer physiquement le contrôle des paramètres de la réaction et le suivi optique. Le premier logiciel faisait partie de la prestation d'AET Technologies qui a inclus avec le contrôle du four celui de la préparation et de l'injection des gaz. Le suivi optique est formellement moins abouti, et le contrôle optique est mené à l'aide des différents logiciels fournis avec les équipements (zoom, caméra, monochromateur). Le réglage des différents paramètres d'observation et la visualisation de la réaction en temps réel nécessitent donc d'ouvrir plusieurs fenêtres. Un logiciel intégrant toutes ces fonctionnalités pourrait être le bienvenu, mais cette solution a eu l'avantage de la rapidité de mise en service.

Interface du four

Le logiciel fourni par AET Technologies pour le contrôle du four d'oxydation se compose de plusieurs pages, les quatres premières étant les seules utilisées au quotidien :

- **Alarmes :** Recensement des différents problèmes pouvant bloquer ou gêner la bonne opération du four : vannes mal ouvertes, débit d'eau de refroidissement ou d'air comprimé insuffisants, problème électrique, système de

chauffage ou capteur défectueux. Quand une de ces alarmes est activée, le four est automatiquement arrêté sans attendre la fin du programme d'oxydation en cours.

- **Programme :** Écriture ou chargement d'une « routine » d'oxydation, programmation de chacune des étapes du processus d'oxydation qui permet la reproductibilité de la réaction. Une « routine » typique d'oxydation est donnée dans le tableau A.2. Les changements de paramètres sont mis en évidence en bleu. Dans la programmation de la séquence d'oxydation, l'étape d'oxydation est volontairement programmée pour une durée très longue : on forcera ainsi systématiquement le passage à l'étape suivante en fonction du contrôle visuel effectué par l'opérateur.
- **Supervision :** état en temps réel du four (éléments chauffants et préparation des gaz). Cette page, dont une reproduction est donnée en figure A.9, permet de contrôler manuellement les températures cibles des éléments chauffants, les débits de gaz, le pompage et l'ouverture/fermeture des différentes vannes. Essentiellement graphique, elle s'articule autour d'un schéma du système {enceinte chauffante + préparation/injection des gaz + pompe}. Cette page permet aussi de contrôler l'enregistrement des données en temps réel dans un fichier externe.
- **Graphiques :** Tracé en fonction du temps des différentes grandeurs contrôlées lors d'une routine d'oxydation (températures, débits, pression).
- **Batch :** Sauvegardes pour une aide à distance en cas de problème.
- **Configuration :** Réglage des boucles de rétroaction en température, et autres réglages modifiables uniquement par un administrateur (non nécessaires pour une utilisation routinière).

L'installation de ce système d'oxydation avec contrôle *in situ* ouvre la voie au développement de structures contenant de l'AlOx. Outre les guides d'ondes AlGaAs/AlOx dont il est question dans cette thèse, de nouveaux dispositifs contenant d'épaisses couches d'AlOx sont en cours de développement, en prolongement du projet Dolphin. Ce développement est rendu possible grâce au contrôle fin apporté par l'automatisation du four et à la visualisation en direct de la progression du front d'oxydation.

Étape	Durée	Four	CEM	Injection[1]	Gaz Humide	Gaz Sec	Pression
Standby	00:00:10	20°C	20°C	Non	-	-	Vide primaire
Chauffage CEM	00:01:00	20°C	95°C	Non	-	-	Vide primaire
Régulation pression	00:05:00	20°C	95°C	Non	N_2H_2 0.6 L.min^{-1}	N_2 0.5 L.min^{-1}	500 mbars
Ouverture eau[2]	00:01:00	20°C	95°C	Non	N_2H_2 0.6 L.min^{-1} H_20 0 g.h^{-1}	N_2 0.5 L.min^{-1}	500 mbars
Réglage débit eau	00:01:00	20°C	95°C	Non	N_2H_2 0.6 L.min^{-1} H_20 4 g.h^{-1}	N_2 0.5 L.min^{-1}	500 mbars
Chauffage four	20°C/min	100°C	95°C	Non	N_2H_2 0.6 L.min^{-1} H_20 4 g.h^{-1}	N_2 0.5 L.min^{-1}	500 mbars
Rampe 1	20°C/min	380°C	95°C	Oui	N_2H_2 0.6 L.min^{-1} H_20 4 g.h^{-1}	N_2H_2 1.0 L.min^{-1}	500 mbars
Rampe 2	10°C/min	400°C	95°C	Oui	N_2H_2 0.6 L.min^{-1} H_20 4 g.h^{-1}	N_2H_2 1.0 L.min^{-1}	500 mbars
Rampe 3	5°C/min	420°C	95°C	Oui	N_2H_2 0.6 L.min^{-1} H_20 4 g.h^{-1}	N_2H_2 1.0 L.min^{-1}	500 mbars
Oxydation	01:00:00	420°C	95°C	Oui	N_2H_2 0.6 L.min^{-1} H_20 4 g.h^{-1}	N_2H_2 1.0 L.min^{-1}	500 mbars
Fin	00:01:00	20°C	20°C	Non	-	-	Vide primaire
Refroidissement	01:00:00	20°C	20°C	Non	-	N_2 1.0 L.min^{-1}	Vide primaire

Table A.2 – Routine typique d'une oxydation à 420°C. Les durées sont données en heures, minutes, secondes. [1]Injection du gaz humide vers le four. [2]Cette étape est nécessaire car il y a toujours quelques fluctuations de débit à l'ouverture de la vanne du réservoir d'eau.

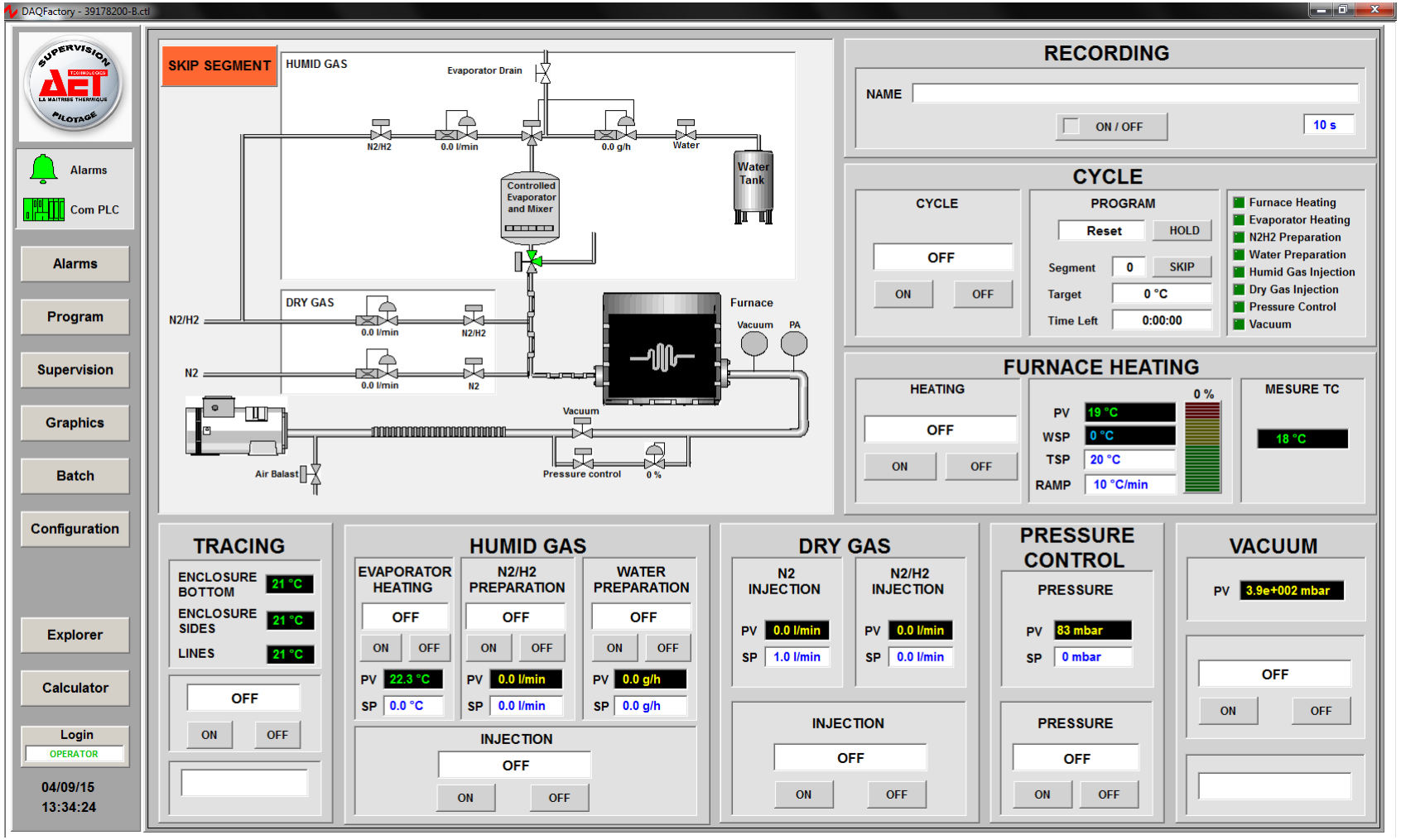


Figure A.9 – Capture d'écran de la page de supervision du four d'oxydation.

Annexe B

Développemement d'un OPO PPLN massif autour de 2 µm

Lors de la caractérisation de nos échantillons, la précision des valeurs mesurées pour les pertes ou la réflectivité des miroirs est limitée par la faible plage d'accordabilité de la diode laser utilisée autour de 2,12 µm. De plus, la caractérisation non linéaire de nos guides d'ondes est limitée à des expériences de fluorescence pompée autour de 1 µm, et nous souhaitons les compléter par des expériences de SHG et de DFG qui nécessitent une source cohérente à proximité de la dégénérescence des ondes signal et complémentaire. Nous avons donc souhaité acquérir une source accordable autour de 2 µm afin de pouvoir caractériser les guides d'ondes de manière plus précise et plus complète.

L'occasion de développer cette source s'est présentée au début de ma thèse, dans le cadre d'un projet bilatéral franco-japonais mené avec l'équipe du Pr. Minamide du *RIKEN Advanced Science Institute* à Sendai (Japon). Dans cet annexe, je présenterai donc brièvement ce projet, la source paramétrique que j'ai conçue dans ce cadre, et l'OPO effectivement monté au laboratoire MPQ compte tenu des moyens disponibles.

B.1 Le projet Sakura : motivation et dessin de la cavité

B.1.1 Cahier des charges de la source

Le but du projet Sakura était la génération d'ondes terahertz (THz) par DFG dans des guides d'ondes de 4-dimethylamino-N-methyl-4stilbazolium-tosylate (DAST) à partir de deux faisceaux continus autour de 1,55 µm. L'équipe du Pr. Minamide avait en effet déjà démontré la génération d'ondes THz par DFG dans des cristaux de DAST à partir de faisceaux continus autour de 1,06 µm [186]

et de faisceaux en régime impulsionnel autour de 1,3 µm [187, 188]. Au sein de l'équipe *DON*, ce projet s'inscrivait dans un cadre de développement de sources THz basées sur l'optique non linéaire : ce projet a été mené en marge du projet européen TREASURE visant à la démonstration d'une source THz par DFG dans des micro-anneaux pompés électriquement.

Dans le cadre du projet Sakura, nous souhaitions donc développer une source cohérente en régime continu émettant un faisceau à deux longueurs d'onde distinctes. Plus précisément, le cahier des charges pour cette source était le suivant :

- Accordabilité : chacune des deux longueurs d'ondes disponibles en sortie de la source doit pouvoir être accordable indépendamment, afin de pouvoir ajuster finement la condition d'accord de phase dans le DAST.
- Largeur de raie : sans avoir d'exigence chiffrée, la largeur de raie la plus fine possible est souhaitable afin d'éviter tout recouvrement spectral non désiré entre les ondes en interaction dans le cristal de DAST.
- Puissance : d'après leurs estimations, les chercheurs de l'équipe japonaise estiment qu'une puissance de 0,8 W, équitablement répartie entre les deux composantes spectrales, est nécessaire à l'entrée du cristal de DAST afin de pouvoir envisager des expériences de DFG en guides d'ondes.
- Longueur d'onde d'émission : afin de pouvoir être utilisée aussi bien dans ce projet que pour la caractérisation des guides d'ondes AlGaAs/AlOx, cette source doit pouvoir fonctionner aussi bien autour de 1,55 µm que 2 µm, avec le maximum d'accordabilité possible.

B.1.2 Dessin de la cavité

Pour satisfaire à ces exigences, après avoir dans un premier temps envisagé d'étendre au régime continu l'OPO à deux cristaux de KTP utilisé dans la référence [187] [1], nous nous sommes tournés vers une configuration de cavité « papillon » à deux cristaux de niobate de lithium polarisé periodiquement (PPLN), chacun pompé par un faisceau issu du laser de pompe, selon un dessin proposé par Samanta et Ebrahim-Zadeh [189]. Un schéma de cette cavité est donné en figure B.1. Le fait de conserver deux cristaux distincts permet de réaliser deux conditions d'accord de phase indépendantes, et donc d'accorder les deux ondes signal indépendamment l'une de l'autre. De plus, le fait de pomper chaque cristal par un faisceau de pompe propre permet de minimiser les effets de couplage quand les deux cristaux opèrent à des conditions d'accord de phase proches [190], tout en réduisant les indésirables effets de *jitter* que produiraient deux lasers distincts.

Afin de bénéficier d'un maximum de stabilité et d'accordabilité sans saut de

1. En raison de la faible non-linéarité du KTP, du *walk-off* engendré par la biréfringence du matériau, le seuil d'oscillation de cet OPO en régime continu est hors de notre portée.

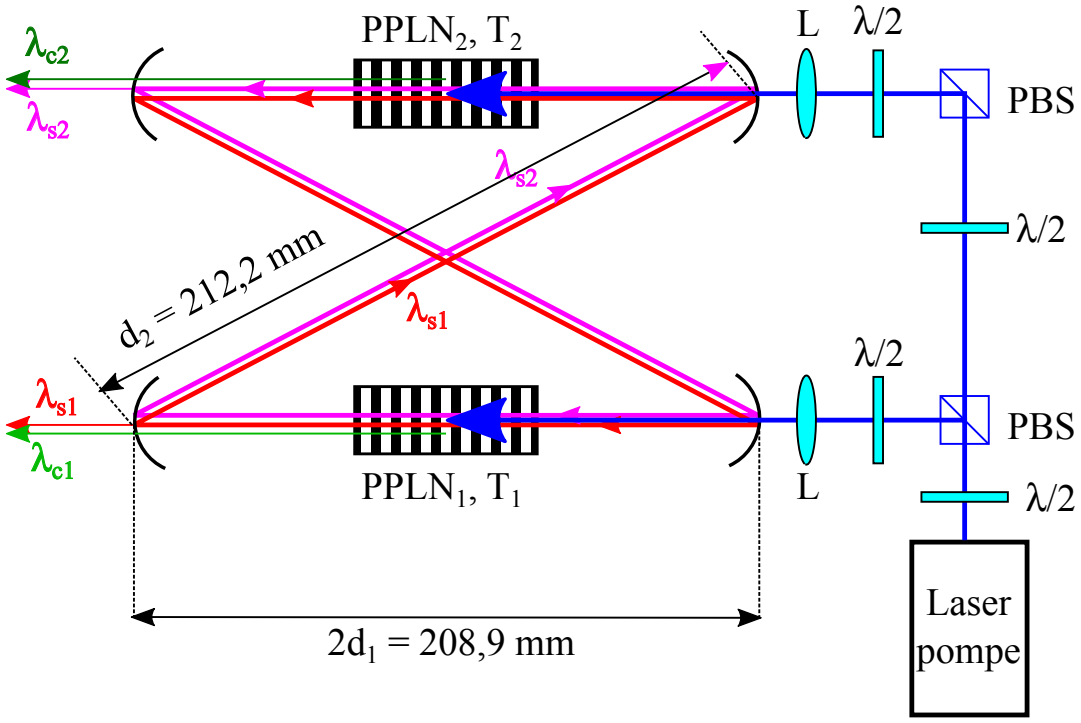


Figure B.1 – Schéma de la cavité à deux cristaux envisagée pour le projet Sakura. La température de chaque cristal de PPLN est réglable indépendemment de l'autre. À l'intérieur de la cavité optique formée de quatre miroirs sphériques identiques, toutes les ondes sont polarisées perpendiculairement au plan du schéma. $\lambda/2$: lame demi-onde optimisée à 1030 nm, PBS : cube séparateur de polarisation, L : lentille mince.

mode, et compte tenu du fait que nous disposons d'un laser continu émettant jusqu'à 22 W à 1030 nm (laser VersaDisk commercialisé par *ELS Elektronik Laser System GmbH*), nous avons opté pour une cavité simplement résonante. Pour calculer les dimensions de la cavité de sorte que celle-ci soit stable et résonante pour l'onde signal, on applique le formalisme des matrices ABCD. Afin de simplifier le problème, on peut utiliser la symétrie de la cavité, en particulier le fait que le *waist* du faisceau signal est identique dans les deux cristaux de la cavité : l'onde signal doit donc être reproduite au bout d'une demi-cavité. Avec le formalisme des matrices ABCD, la conservation du rayon de courbure après un (demi-)tour de cavité conduit à la série d'équations suivantes [191, 192] :

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \left(1-\frac{2d_{1\mathrm{opt}}}{R}\right)\left(1-\frac{2d_2}{R}\right) - \frac{2d_{1\mathrm{opt}}}{R} & \left[1-\frac{2d_{1\mathrm{opt}}}{R}\right]\left[2d_{1\mathrm{opt}} + d_2\left(1-\frac{2d_2}{R}\right)\right] \\ -\frac{2}{R}\left(2-\frac{2d_2}{R}\right) & \left(1-\frac{2d_{1\mathrm{opt}}}{R}\right)\left(1-\frac{2d_2}{R}\right) - \frac{2d_{1\mathrm{opt}}}{R} \end{pmatrix} \tag{B.1}$$

$$\frac{\pi^2 w_s^4}{\lambda_s^2} = \frac{B^2}{1-m^2}\ ,\ m = \frac{A+D}{2} \tag{B.2}$$

$$\frac{\pi^2 w_s^4}{\lambda_s^2} = f^2 \frac{d_{1\mathrm{opt}} - f}{d_{2\mathrm{opt}}/2 - f} - (d_{1\mathrm{opt}} - f)^2 \tag{B.3}$$

où $f = R/2$ est la distance focale des miroirs concaves, w_s est le *waist* de l'onde signal au centre des cristaux, L la longueur de chaque cristal et $d_{1\mathrm{opt}} = d_1 - L/2\,(1-1/n)$ et $d_{2\mathrm{opt}} = d_2$ sont les distances optiques associées aux distances d_1 et d_2 définies sur la figure B.1. Il est à noter que cette formule est très similaire à celle de Vainio *et al.* [193], dont la cavité entière équivaut à une demi-cavité de notre OPO à deux cristaux : en remplaçant d_2 par $d_2/2$, on retrouve alors la même formule, correspondant à deux situations formellement identiques.

Si on voulait procéder comme dans la référence [193], en annulant la dérivée de $d_{2\mathrm{opt}}$ par rapport à $d_{1\mathrm{opt}}$ pour maximiser la robustesse de la cavité, l'angle d'incidence sur les miroirs atteindrait environ 30°. Pour éviter les effets d'astigmatisme que cela impliquerait, on s'impose un angle d'incidence sur les miroirs de 5° ; on a donc $d_2 = d_1/(\cos 5°)$. Les distances sont alors fixées en fonction du *waist* du signal au centre du cristal, et nous ne tiendrons pas compte des effets d'astigmatisme dans nos calculs.

Pour un SROPO pompé par un faisceau gaussien focalisé à l'intérieur de la cavité, dans le cas de faibles pertes dans la cavité et en négligeant l'absorption du milieu non linéaire, la puissance de pompe au seuil d'oscillation est donnée

par [70] [2] :

$$\mathcal{P}_{\text{p,seuil}} = \frac{2\epsilon_0 c n_s^2 \lambda_p^3}{\pi^2 d_{\text{eff}}^2 L(1-\delta^2)\overline{h}_m(B,\xi)}\,(1-R_s) \tag{B.4}$$

avec

$$\delta = \frac{\omega_s - \omega_c}{\omega_p} \qquad \text{Écart à la dégénérescence} \tag{B.5a}$$

$$\xi = \frac{L}{b} \qquad \text{Paramètre de focalisation} \tag{B.5b}$$

$$b = b_{p,s,c} = \frac{2\pi n_{p,s,c} w_{p,s,c}^2}{\lambda_{p,s,c}} \qquad \text{Paramètre confocal} \tag{B.5c}$$

Dans les équations ci-dessus, la longueur d'onde est toujours mesurée dans le vide. L'équation (B.4) n'est valable que dans le cas où le paramètre confocal b est optimisé de sorte que $b_p = b_s = b_c$, ce qui revient à dire que le paramètre de focalisation ξ est le même pour toutes les ondes en interaction. $\overline{h}_m(B,\xi)$ est une fonction du paramètre B, qui prend en compte un éventuel *walk-off* dans les cristaux biréfringents dans le cas le plus général, et du paramètre de focalisation [3]. Il n'existe pas de dépendance explicite de cette fonction mais son maximum est atteint pour $(B = 0, \xi = 2,84)$ où l'on a $\overline{h}_m = 1,068$ et on a $\overline{h}_m(B = 0, \xi = 1) \simeq 0,9$.

Afin d'avoir le même paramètre confocal pour le signal et pour la pompe, la cavité est dessinée telle que $\xi = 1$ à 25°C : avec les lentilles de focale 150 mm dont nous disposons pour le laser de pompe et les caractéristiques de ce dernier, on a en effet $w_p = 64$ µm et $b_p = 53,50$ mm, à comparer à une longueur du cristal non linéaire de 50 mm. On peut alors calculer les dimensions de la cavité, en utilisant des miroirs de rayon de courbure 100 mm et des cristaux de 5% MgO:PPLN de 50 mm de longueur [4] :

$$d_1 = 104,43 \text{ mm} \tag{B.6a}$$

$$d_2 = 212,2 \text{ mm} \tag{B.6b}$$

Pour la construction de la cavité, nous utilisons deux cristaux de 5% MgO:PPLN commercialisés par *HCPhotonics* de 50 mm de longueur et dont les facettes sont traitées anti-reflet pour la pompe à 1030 nm, entre 1391 et 2000 nm pour le signal d'une part et entre 2500 et 3930 nm pour le complémentaire d'autre part. Les quatre miroirs concaves identiques ont été achetés auprès d'*Optoprim* et fabriqués

2. Par rapport à la formule donnée pour une cavité à deux miroirs dans la référence [70], on a remplacé le facteur $2(1-R_s) \simeq (1-R_s^2)$ par $(1-R_s^4) \simeq 2(1-R_s^2) \simeq 4(1-R_s)$ (réflectivité proche de 1) afin de tenir compte des 4 miroirs de notre cavité.

3. Dans notre cas, on utilise le coefficient d_{33} du $LiNbO_3$: toutes les ondes en interaction sont polarisées dans la même direction et arrivent sur le cristal avec une incidence normale : il n'y a donc pas de *walk-off* et $B = 0$.

4. Ces valeurs sont des standards commerciaux.

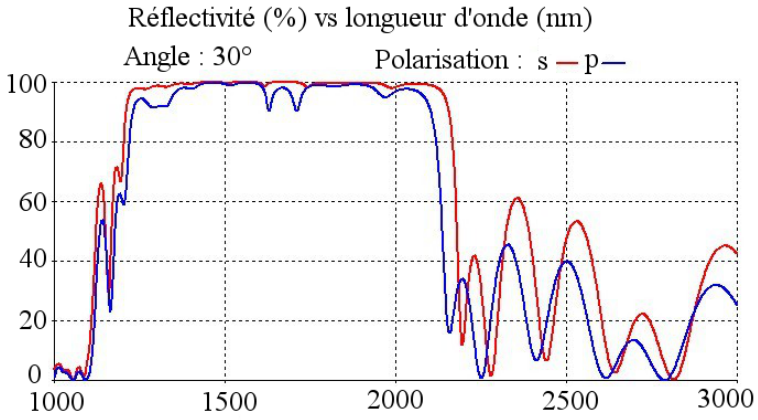


Figure B.2 – Spectre en réflectivité des miroirs concaves utilisés pour la cavité de l'OPO sous un angle d'incidence de 30°.

par *Union Optics*. Ils ont un rayon de courbure de 100 mm, et sont traités anti-reflet à 1030 nm et haute réflectivité entre 1300 et 2100 nm. Le spectre en réflectivité est donné à la figure B.2. Néanmoins, ces miroirs sont optimisés pour un angle d'incidence de 30°, et l'utilisation d'un faible angle d'incidence décale légèrement les spectres de réflectivité.

B.1.3 Performances attendues

Accordabilité

Dans cet OPO, on vérifie une condition de quasi-accord de phase, et les trois ondes en interaction sont polarisées selon la direction z du cristal de $LiNbO_3$ afin d'exploiter le coefficient de susceptibilité quadratique maximal. La courbe d'accordabilité de l'OPO s'obtient donc en résolvant le système formé par les deux équations traduisant la conservation de l'énergie et la conservation du vecteur d'onde selon l'équation (1.73). Le cristal de *HCPhotonics* utilisé permet de choisir parmi 7 périodes de retournement du $\chi^{(2)}$ différentes, de 28,5 à 31,5 µm. Les courbes d'accordabilité en fonction de la température du cristal, calculées pour chacune des périodes de retournement Λ, sont représentées en figure B.3. Pour ces calculs, l'indice utilisé pour le $LiNbO_3$ dopé à 5% par du MgO est calculé à partir de la formule de Sellmeier proposée par Gayer *et al.* [194] et on tient compte de l'expansion thermique du cristal selon la référence [195]. Cet OPO permet alors d'obtenir une source à la fois autour de 1,55 µm ou autour de 2 µm selon la valeur de Λ utilisée. Chacun des accords de phase étant indépendant, ces courbes d'accordabilité sont valables pour chacun des deux cristaux placés dans la cavité.

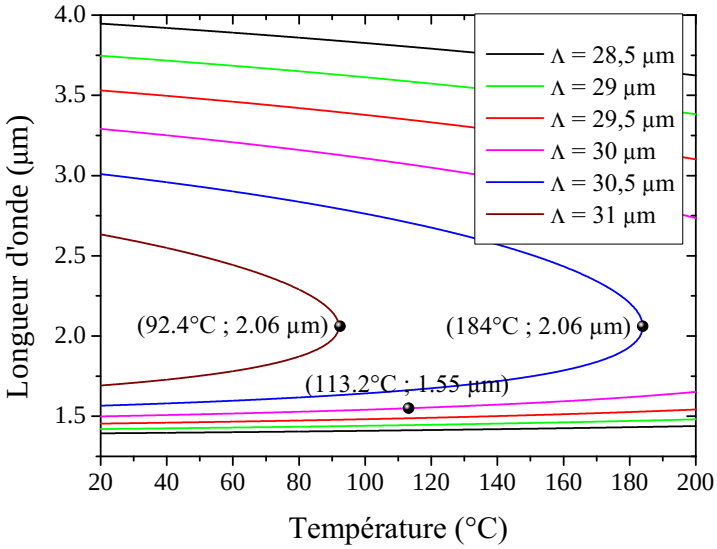


Figure B.3 – Courbes d'accordabilité en fonction de la température calculées pour un cristal de PPLN avec différentes périodes de retournement du $\chi^{(2)}$. La longueur d'onde de pompe est fixée à 1030 nm. Pour $\Lambda = 31{,}5$ µm, la température correspondant à la dégénérescence est inférieure à 20°C. Les deux points correspondant à la dégénérescence ainsi que le point de fonctionnement pour le projet Sakura sont mis en évidence.

Puissance en sortie

La puissance de seuil d'une cavité contenant un seul cristal est donnée par la formule (B.4). Dans le cas d'une cavité à deux cristaux, si on néglige les pertes de propagation à l'intérieur du cristal de PPLN et que l'on considère que le traitement anti-reflet est parfait (c'est-à-dire que le cristal ajouté n'ajoute pas de pertes à l'intérieur de la cavité), cette formule s'applique pour chacun des deux processus paramétriques accordés en phase dans chaque cristal. Le seuil d'oscillation, pour une réflectivité des miroirs de la cavité de 98%, est donné en figure B.4. Il est à noter qu'en raison du quasi-accord de phase, $d_{\text{eff}} = \frac{2}{\pi} d_{33}$.

À partir du seuil d'oscillation, on peut calculer la puissance de signal disponible en sortie de l'OPO. D'après [70], l'ensemble de la puissance signal couplée à l'extérieur de l'OPO, en négligeant les pertes de propagation dans les cristaux de PPLN, est donnée par :

$$\mathcal{P}_s \simeq \frac{\lambda_p}{\lambda_s} \eta \left(\mathcal{P}_p\right)_{\text{in}} \tag{B.7a}$$

$$\eta = 1 - \left[\frac{1}{N_{SRO}} + \int_0^{\ln N_{SRO}} e^{-x} \cos^2 \Gamma(x) dx\right] \tag{B.7b}$$

$$\frac{\sin \Gamma(x)}{\Gamma(x)} = \frac{e^x}{N_{SRO}} \tag{B.7c}$$

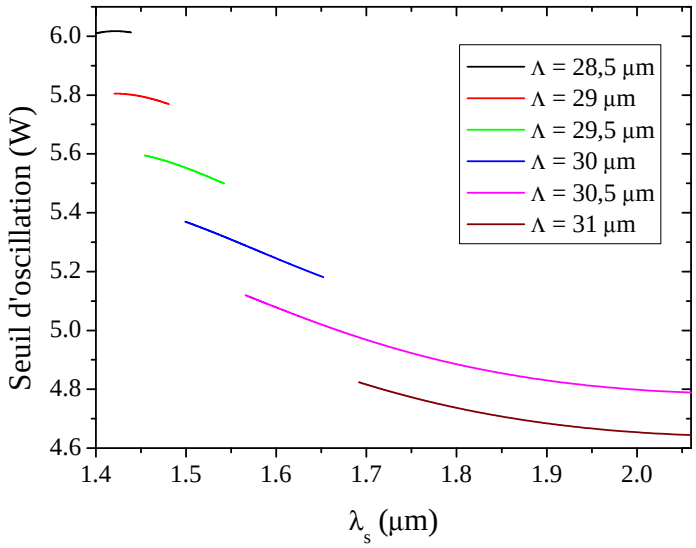


Figure B.4 – Seuil d'oscillation d'un SROPO formé par un cristal de PPLN placé dans une cavité à quatre miroirs identiques de réflectivité $R_s = 98\%$. La longueur d'onde de pompe est fixée à $\lambda_p = 1030$ nm, et la température du cristal varie de 20 à 200°C pour chaque période de retournement. L'absorption du cristal de PPLN étant négligée, ce seuil d'oscillation est aussi valable pour chacun des processus paramétriques de la configuration à deux cristaux.

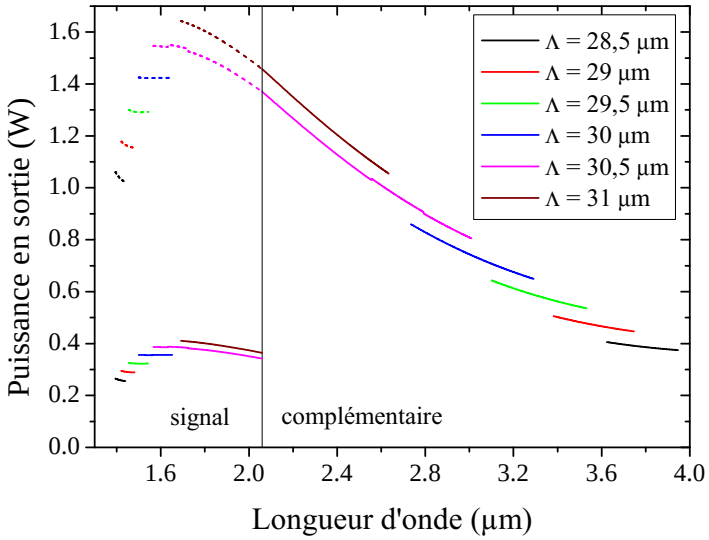


Figure B.5 – Puissance en sortie de l'OPO en fonction de la longueur d'onde pour différentes périodes de polarisation, quand la température du cristal varie de 20 à 200°C. La puissance de pompe est fixée à 9 W, et sa longueur d'onde vaut 1030 nm. Les lignes pleines correspondent à la puissance de sortie après le premier miroir, et les lignes pointillées correspondent à la puissance totale de signal perdue en un tour complet de la cavité.

$$N_{SRO} = \frac{(\mathcal{P}_p)_{\text{in}}}{\mathcal{P}_{\text{p,seuil}}} \tag{B.7d}$$

En appliquant ces formules dans le cas de notre OPO, on obtient donc la puissance totale couplée en dehors de la cavité pour chacune des ondes signal produites dans la cavité. Comme les quatre miroirs sont identiques et que la transmission de chacun des miroirs est faible, la puissance de l'onde signal perdue au niveau de chaque miroir est un quart de la puissance calculée avec la formule (B.7a). Selon ce raisonnement, la puissance de l'onde signal considérée juste après son miroir de sortie en fonction de la longueur d'onde de signal considérée est donnée en figure B.5 pour une puissance de pompe de 9 W, ce qui est environ la moitié de la puissance de pompe totale disponible pour pomper chacun des deux cristaux. On peut alors voir qu'à 1,55 µm, notre laser est à peine suffisant pour atteindre le niveau de puissance souhaité dans le cadre du projet Sakura. En revanche, pour les activités d'optique non linéaire de l'équipe *DON*, sur nos guides d'ondes GaAs/AlOx, le niveau de puissance attendu est tout à fait satisfaisant.

Tous les calculs précédents sont réalisés en négligeant l'absorption du cristal de PPLN. Or, il est connu que les cristaux de 5%MgO:$LiNbO_3$ présentent un pic d'absorption autour de 2,8 µm [196, 197]. Le seuil d'oscillation sera donc beaucoup

plus élevé autour de $\lambda_c \sim 2,8$ µm, ce qui correspond à une onde signal autour de 1,6 µm : on s'attend donc à une perte d'efficacité locale autour de cette longueur d'onde.

B.2 Cavité linéaire à un cristal

Le laser de pompe prévu pour cet OPO est un laser Versadisk Yb:YAG commercialisé par *ELS Elektronik Laser System GmbH* dont les spécifications prévoient une émission de 22 W en régime continu à 1030 nm, et une largeur de raie inférieure à 5 MHz. Ce laser était alors inutilisé depuis plusieurs années, et la remise en service n'a permis que d'atteindre une puissance de 9 W dans le meilleur des cas ; la compagnie ayant depuis disparu du circuit commercial, nous n'avons pas pu retrouver le niveau de puissance théorique. Si l'oscillation paramétrique reste théoriquement possible dans une cavité à deux cristaux, l'alignement en est compliqué par la marge réduite dont nous disposons pour se placer dans un régime où la puissance de pompe est supérieure au seuil d'oscillation.

Afin de monter la cavité optique de manière progressive, nous avons donc commencé par essayer de monter une cavité linéaire, en prévoyant par la suite de monter une cavité « papillon » à un seul cristal puis une cavité à deux cristaux. Pour cette première étape, nous avons collaboré avec C. Kumar, post-doctorant à l'ICFO (*Institut de Ciencies Fotoniques*, Barcelone) dans l'équipe de M. Ebrahim-Zadeh, avec lequel nous avons mis au point le protocole d'alignement de la cavité optique, après avoir modifié quelques points du dessin.

Le première étape consiste à vérifier la taille du *waist* du faisceau de pompe focalisé après la lentille de focalisation en amont de la cavité. L'expérience suggère que ce *waist* doit valoir au plus ~ 80 µm après le miroir d'entrée, soit ~ 60 µm en son absence pour anticiper l'effet de ce dernier sur le faisceau de pompe [5]. Or, avec la lentille mince de focale 150 mm initialement prévue pour cet OPO, le *waist* mesuré au plus proche du point de focalisation vaut ~ 128 µm. Contre-intuitivement, c'est en substituant à cette lentille une lentille mince de focale 200 mm que l'on a pu réduire le *waist* de la pompe focalisée à ~ 64 µm [6]. Pour cette lentille, on mesure une distance focale effective d'environ 24 cm. Toutes ces mesures de *waist* ont été réalisées grâce à une lame de couteau coupant transversalement le faisceau. On relève les positions X_{90} et X_{10} de la lame lorsque la puissance du faisceau après la lame vaut respectivement 90% et 10% de la puissance totale. Le

5. Cela revient à prévoir un paramètre minimal de focalisation $\xi \sim 0.6$ pour la pompe.

6. L'évolution contre-intuitive de la taille du *waist* en fonction de la distance focale de la lentille laisse à penser que le laser n'est peut-être plus aussi bien collimaté en sortie de cavité qu'il devrait l'être.

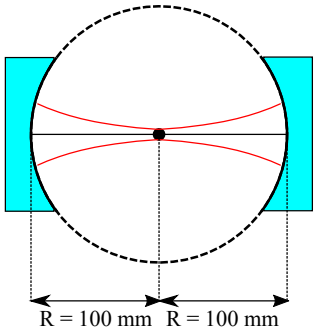


Figure B.6 – Schéma d'une cavité concentrique avec le profil du mode gaussien dans la cavité. Les miroirs de la cavité (en bleu) ont un rayon de courbure de 100 mm, la cavité a donc une longueur (optique) de 200 mm.

waist du faisceau est alors donné par [7] $w = [(X_{90} - X_{10})]/1,28$.

Afin de réduire le *waist* du signal à l'intérieur de la cavité, ce qui abaisse le seuil d'oscillation, nous construisons une cavité concentrique, c'est-à-dire que nous visons une longueur optique de la cavité autour de 200 mm comme sur la figure B.6.

En tenant compte de ces modifications, le protocole d'alignement de l'OPO est alors décrit ci-dessous. Pour plus de clarté, les notations seront empruntées à la figure B.7.

- **Alignement du faisceau laser** le long d'un axe optique défini par deux trous T1 et T2 le plus éloignés possibles (figure B.7a).
- **Positionnement de la lame demi-onde** sur l'axe optique. Cette lame étant plane, il s'agit juste de vérifier que le faisceau passe à peu près au centre de la lame, et qu'il n'est pas dévié : le faisceau direct passe toujours par le trou T2, et la réflexion sur la face d'entrée de la lame passe aussi par le trou T1 [8]. On ajuste ensuite l'angle de la lame $\lambda/2$ afin que la pompe soit polarisée verticalement, selon l'axe z du cristal de PPLN. Cette lame demi-onde permet, une fois la cavité alignée, de faire varier la puissance de pompe effective pour la conversion non linéaire sans faire varier la puissance

7. Si on note l'intensité du faisceau gaussien $I(x) = I_0 \exp\left[-2(x - x_c)^2/w^2\right]$, où x_c est la position du centre du faisceau, la puissance après la lame de couteau est donnée par la fonction $\mathcal{P}(X) = \mathcal{P}_{\text{tot}}/2\left[\text{erf}\left(\sqrt{2}(X - x_c)/w\right)\right]$ où X est la position de la lame de couteau et erf est la fonction erreur définie par $\text{erf}(x) = 2/\sqrt{\pi}\int_0^x \exp(-t^2)dt$. En résolvant les équations $\mathcal{P}(X_{90}) = 0.9\mathcal{P}_{\text{tot}}$ et $\mathcal{P}(X_{10}) = 0.1\mathcal{P}_{\text{tot}}$, on peut alors montrer que $0,64 \times w \simeq (X_{90} - x_c) = (x_c - X_{10})$.

8. Malgré un traitement anti-reflet de toutes les optiques à 1030 nm (sauf la lentille mince de focalisation qui a été changée), les puissances de pompe sont telles qu'il est possible d'utiliser les réflexions aux interfaces pour l'alignement.

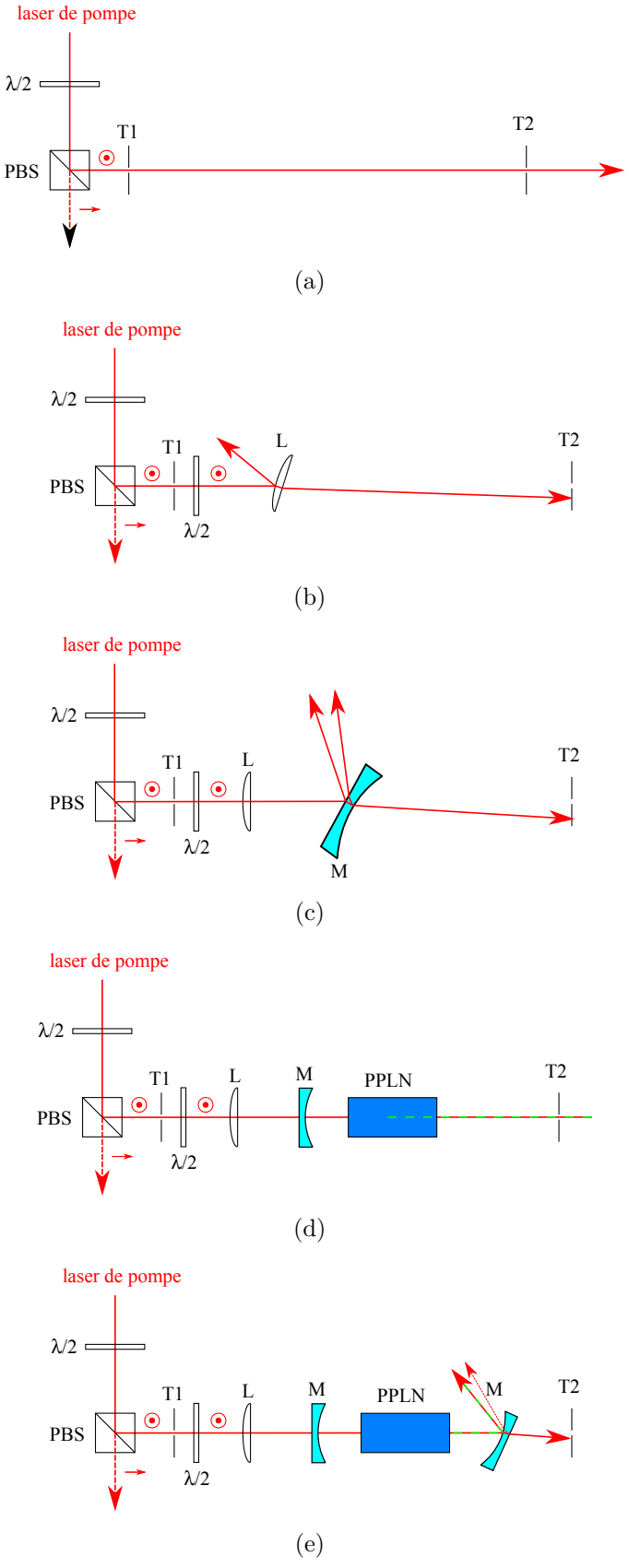


Figure B.7 – Procédure d'alignement de la cavité linéaire à un cristal. T : trou, L : lentille, M : miroir, $\lambda/2$: lame demi-onde, PBS : cube séparateur de polarisation. Les mauvais alignements sont volontairement exagérés pour plus de visibilité.

totale de pompe injectée dans le cristal.

- **Positionnement et alignement de la lentille de focalisation de la pompe**. Cette lentille est placée sur une platine de translation pour pouvoir réaliser des ajustement fins par la suite. Comme la lentille dont nous disposons est plano-convexe, on utilise la face courbe comme face d'entrée. Avant l'alignement de celle-ci, le faisceau lumineux est dévié comme sur la figure B.7b. La position de la lentille est alors ajustée de sorte à ce que le faisceau laser ne soit pas dévié, c'est-à-dire qu'il passe toujours par T2. L'orientation de la lentille est ensuite ajustée de sorte que la réflexion du faisceau laser sur la face d'entrée repasse par T1.
- **Positionnement et alignement du miroir d'entrée**. On veut que le *waist* de la pompe soit situé au centre du cristal. Or, dans une cavité concentrique, la distance optique entre le miroir d'entrée et le centre du cristal de PPLN est égale au rayon de courbure du miroir, 100 mm ici. Comme nous avons évalué la distance focale effective de la lentille de focalisation à $\sim$ 240 mm (pour notre faisceau de pompe), la distance entre la lentille de focalisation et le miroir d'entrée doit être de 240 - 100 = 140 mm (cf. figure B.8). En pratique, il faut prendre une distance légèrement supérieure, autour de 175 mm, pour tenir compte de la divergence introduite par le miroir d'entrée sur le faisceau de pompe. Une fois le miroir positionné à la bonne distance de la lentille de focalisation, il faut le centrer sur l'axe optique. Pour cela, on utilise les deux faisceaux réfléchis par chacune des deux faces du miroir (qui sont plus facilement visibles si l'incidence sur le miroir est légèrement oblique, voir figure B.7c) : quand le miroir est centré verticalement, ces deux réflexions sont à la même hauteur, et quand il est centré horizontalement, elles sont situées selon le même axe vertical. Quand les deux réflexions sont spatialement confondues, on peut ajuster l'angle d'incidence du faisceau sur le miroir tel que le faisceau réfléchi soit spatialement confondu avec le faisceau incident.
- **Positionnement et alignement du cristal**. Avant de placer le cristal sur le chemin optique, il faut vérifier que le *waist* du faisceau de pompe est bien situé à $\sim$ 100 mm du miroir d'entrée. L'indice optique du $LiNbO_3$ vaut $\sim$ 2 dans le NIR ; en considérant que la distance optique est donnée par le produit de la distance géométrique et de l'indice optique, la distance entre le miroir et le centre du cristal de PPLN a donc été prise d'environ 75 mm (50 mm en air libre et 25 mm dans le cristal) [9]. On peut alors placer

9. Ce raisonnement est en fait erroné car la matrice ABCD de la cavité fait apparaître la longueur optique de la cavité $L_{\mathrm{opt,cav}} = L_{\mathrm{cav}} + L\,[(1/n) - 1]$ où L est la longueur du cristal de PPLN et L_{cav} la distance (géométrique) entre les deux miroirs. Cette formule traduit le fait que le faisceau gaussien est légèrement défocalisé par la réfraction à l'entrée du cristal. La distance

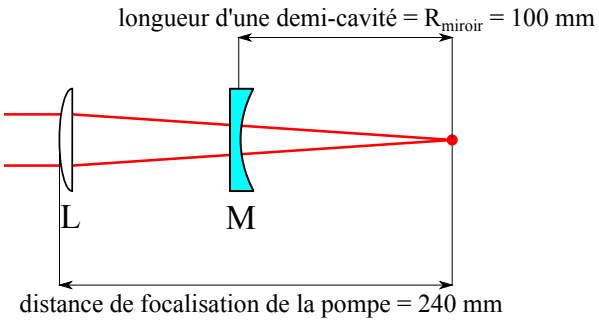


Figure B.8 – Schéma de principe pour déterminer la distance entre la lentille de focalisation de la pompe et le miroir d'entrée de la cavité afin que la pompe soit focalisée au centre de la cavité optique, comme le signal. Les distances exprimées ici sont des distances optiques, mais le seul élément épais d'indice optique supérieur à 1 est le cristal de PPLN, situé après le miroir ; la distance lentille-miroir est donc inchangée par le passage aux distances géométriques.

le cristal à faible puissance du laser de pompe afin d'éviter tout dommage thermique. Si les réflexions sont visibles, on peut les utiliser pour ajuster l'inclinaison du cristal sur l'axe optique. Sinon, on utilise le trou T2 et on ajuste l'inclinaison du cristal telle que le faisceau de pompe n'est pas dévié. À ce stade de l'alignement, on peut normalement déjà observer une faible radiation verte (voir figure B.7d) : il s'agit du doublage en fréquence du laser de pompe, bien que la condition d'accord de phase ne soit pas nécessairement vérifiée. On peut alors utiliser cette radiation pour ajuster précisément la position verticale du cristal qui doit maximiser la puissance dans le visible. Horizontalement, on se place à une position telle que $\Lambda = 31$ µm (pour laquelle la dégénérescence a lieu à une température proche de 100°C), et on maximise la radiation verte [10].

- **Positionnement et alignement du miroir de sortie**. La cavité est symétrique, le miroir de sortie est donc positionné à environ 50 mm de la face de sortie du cristal. De même que pour le miroir d'entrée, on peut utiliser les deux réflexions pour positionner le centre du miroir sur l'axe optique ainsi que cela apparaît sur la figure B.7e. En raison de la différence de traitement des deux faces du miroir, il peut être difficile de voir ces deux réflexions. Dans ce cas, on peut utiliser le trou T2 en aval de la cavité pour

entre le miroir d'entrée et le centre du cristal ($L_{\mathrm{cav}}/2$) devrait donc être de $\sim 112{,}5$ mm pour construire une cavité concentrique. La cavité que nous avons construite est néanmoins stable mais le *waist* de l'onde signal n'est pas minimal comme prévu initialement. Ceci explique aussi la distance accrure que nous avons dû mettre entre la lentille et le miroir d'entrée.

10. Le passage d'une période de polarisation à l'autre donne lieu à un phénomène d'interférences qui permet de connaître de proche en proche la « piste » utilisée.

vérifier que le faisceau lumineux n'est pas dévié. L'inclinaison du miroir peut ensuite être ajustée soit grâce au faisceau de pompe soit à l'aide du rayonnement vert : chacun de ces deux faisceaux doit revenir sur lui-même.

- **Alignement fin de la cavité**. On fixe la température du cristal à 75°C, ce qui permet d'opérer à proximité de la dégénérescence où le gain est maximal, tout en conservant une marge suffisante sur la tolérance des calculs (longueur d'onde de pompe, température effective dans le cristal...). À puissance de pompe maximale (et en ayant retiré les trous d'alignement), on cherche alors à maximiser le recouvrement entre les faisceaux verts incident et réfléchi sur chacun des miroirs. Lorsque le recouvrement est quasiment parfait, on voit apparaître des franges d'interférences, puis, lorsque le seuil d'oscillation est atteint, une radiation rouge, issue de la SFG entre l'onde signal et l'onde de pompe ainsi qu'entre l'onde complémentaire et l'onde de pompe, devient visible.

Lorsque le seuil d'oscillation est atteint, on peut alors « facilement » améliorer l'alignement en plaçant un puissance-mètre précédé d'un filtre bloquant la pompe à la sortie de la cavité. Pour maximiser la puissance en sortie de l'OPO, on peut agir sur l'inclinaison des miroirs en alternance avec la position du cristal (horizontalement surtout), et éventuellement sur la position de la lentille de focalisation. Il est possible de jouer sur l'ensemble de ces paramètres car notre laser de pompe délivre une puissance relativement faible : le risque d'endommagement du cristal non linéaire est quasiment nul.

Le dessin avec les dimensions de la cavité finalement construite est donné en figure B.9. Nous avons ensuite essayé de construire la cavité « papillon », mais la faible puissance de pompe ne nous a pas permis d'obtenir l'oscillation dans cette cavité. Outre le fait que la faible puissance de pompe ne nous permettait pas d'atteindre les puissances de signal requises avec la configuration à deux cristaux dans le cadre du projet Sakura, plusieurs circonstances nous ont conduit à conserver la configuration linéaire. D'une part, l'achat d'un nouveau laser de pompe n'a pu être financé qu'après la fin des projets Sakura et Treasure, ce qui a rendu caduque la nécessité d'une source *dual-λ* pour des applications THz. D'autre part, la configuration linéaire répond parfaitement à nos besoins pour les applications en optique non linéaire au sein de l'équipe *DON*. Nous nous sommes donc attachés à caractériser l'OPO construit, en particulier à proximité de la dégénérescence, en vue de son utilisation pour caractériser nos échantillons.

B.3 Caractérisation de l'OPO et limites

Afin de mesurer la puissance en sortie de l'OPO (dans la configuration linéaire à un cristal), on place un filtre *long-wavelength pass* (filtre BLP01-1064R com-

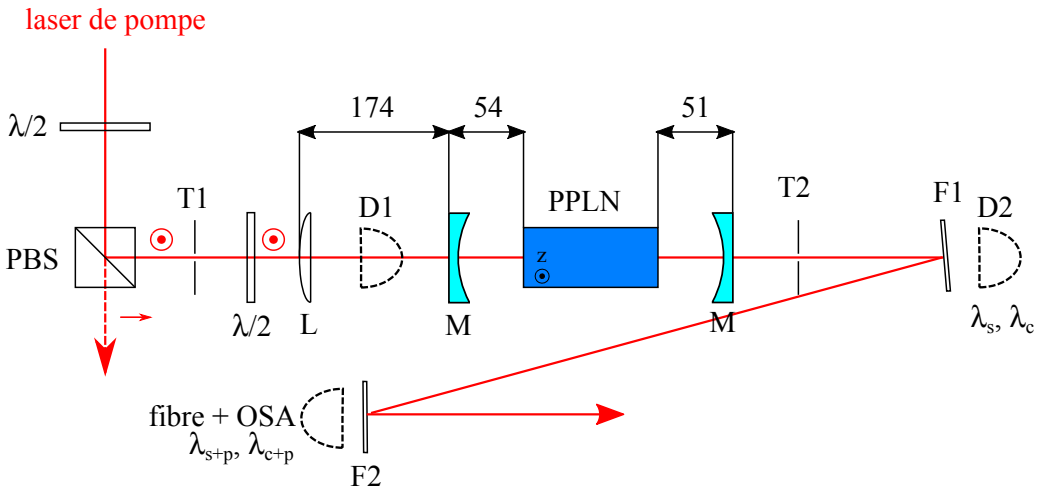


Figure B.9 – Schéma de la cavité linéaire construite avec les dimensions après optimisation de l'alignement. Le trajet du faisceau de pompe est tracé en rouge. La lentille de focalisation L est placée sur une platine de translation parallèle à l'axe optique du résonateur, de même que les deux miroirs de la cavité. La monture de la lentille bénéficie des deux autres degrés de translation ; celles des miroirs M permettent de contrôler les deux rotations selon les axes perpendiculaires à l'axe optique. La monture du cristal bénéficie des trois degrés de translation et permet le contrôle en température du cristal. $\lambda/2$: lame demi-onde à 1030 nm, F1-F2 : filtres, T1-T2 : trous, D1-D2 : détecteurs utilisés lors de la caractérisation de l'OPO. Les dimensions de la cavité sont données en mm.

mercialisé par *Spectrogon*, filtre F1 sur le schéma de la figure B.9) en sortie de cavité. Ce filtre réfléchit le faisceau de pompe ainsi que les signaux « parasites » produits par SFG entre le signal et la pompe et le complémentaire et la pompe (radiation rouge) et transmet les ondes signal et complémentaire. On peut alors mesurer directement la puissance en sortie de l'OPO avec le détecteur D2 (détecteur thermique PM2 de *Coherent*), et en déduire le seuil d'oscillation. Une courbe typique de la puissance de sortie en fonction de la puissance de pompe (mesurée avant le premier miroir, à la position D1, avec le détecteur thermique PM45 de *Coherent*) est représentée en figure B.10a. Comme le gain paramétrique dépend de la proximité de la dégénérescence, donc de la température du cristal, la puissance maximale atteignable en sortie varie en fonction de la température : cette variation est reportée en figure B.10b. Dans ces mesures, la puissance maximale de la pompe est inchangée : la variation de la puissance maximale en sortie de l'OPO traduit donc une variation du seuil d'oscillation avec la température (d'après l'équation (B.7a)). Cette dernière est représentée en figure B.10c pour des températures proches de la dégénérescence. Pour l'ensemble des mesures de seuil, le laser est toujours opéré à puissance maximale, et on fait varier la puissance injectée dans le cristal en changeant l'angle de la lame demi-onde située avant le cube séparateur de polarisation.

On peut aussi mesurer la courbe d'accordabilité de l'OPO en fonction de la température. Cependant, notre analyseur de spectre optique (OSA), le modèle AQ6370 de *Yokogawa*, ne permet de mesurer que des longueur d'ondes comprises entre 600 et 1700 nm ; on ne peut donc pas mesurer directement les longueurs d'onde des ondes signal et complémentaire proches de la dégénérescence. Pour réaliser cette mesure, on va donc utiliser les faisceaux parasites rouges de fréquence $\omega_s + \omega_p$ et $\omega_c + \omega_p$. Ces fréquences sont dans la plage spectrale couverte par l'OSA. Pour éviter d'envoyer une puissance trop importante dans l'entrée fibrée de l'OSA, on place donc un deuxième filtre sur le trajet du faisceau réfléchi par le premier filtre, afin de ne laisser passer que les ondes de longueur d'onde inférieure à 750 nm (filtre FF01-750SP de *Spectrogon*, F2 sur le schéma de la figure B.9). La densité optique de ce filtre ne permet pas de couper l'intégralité du faisceau de pompe et on peut ainsi observer 3 pics dans le spectre affiché par l'OSA, correspondant respectivement à $(1/\lambda_p + 1/\lambda_s)^{-1}$, $(1/\lambda_p + 1/\lambda_c)^{-1}$ et λ_p comme représenté schématiquement en figure B.11. À partir de ces trois pics, on reconstruit ainsi la courbe d'accordabilité présentée en figure B.12 selon la méthode décrite dans [198].

La courbe d'accordabilité est beaucoup plus limitée que nos prévisions théoriques, ce qui apparaît aussi dans la variation de la puissance de sortie en fonction de la température en figure B.10b. Ceci, conjugué au fait que les puissances de seuil

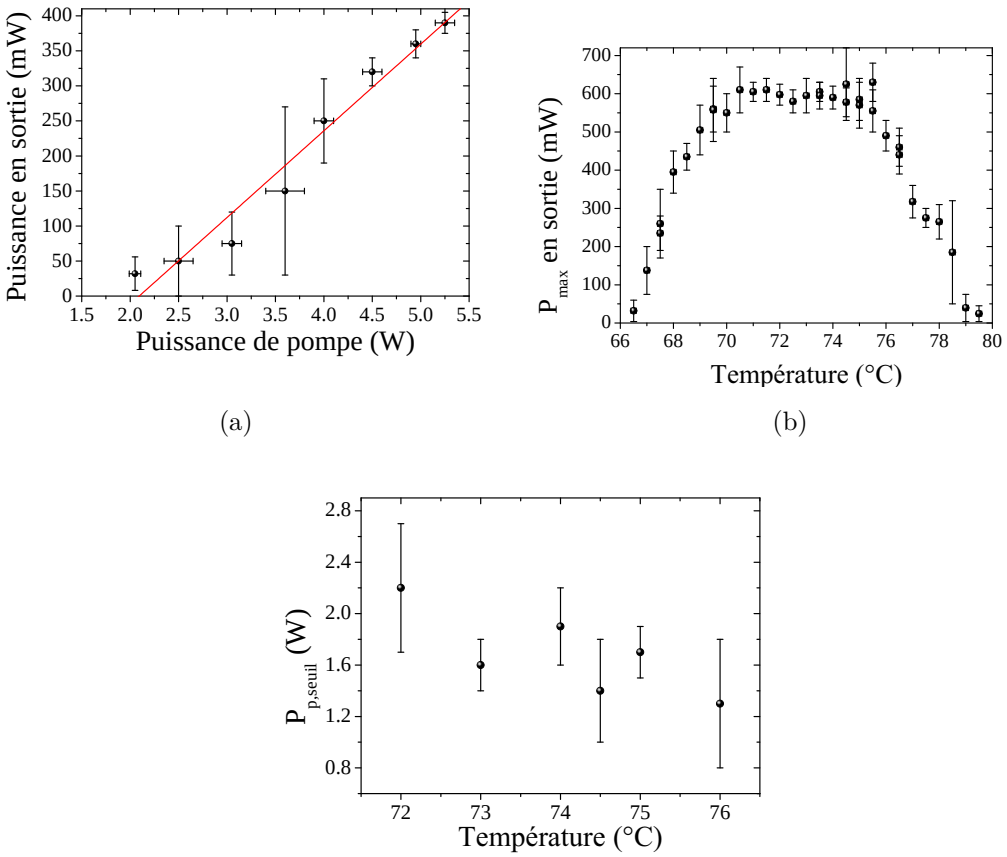


Figure B.10 – Caractéristiques de l'OPO en termes de puissance de sortie et de puissance de seuil. Toutes les courbes sont prises pour une période de polarisation de 31 µm pour laquelle la dégénérescence se situe légèrement en deçà de 80°C. (a) Puissance en sortie de l'OPO en fonction de la puissance de pompe. La température du cristal est fixée à 74,5°C. (b) Puissance en sortie de l'OPO en fonction de la température du cristal. La puissance de pompe est fixée à sa valeur maximale $P_p \simeq 5{,}2$ W. (c) Puissance de seuil de l'OPO en fonction de la température du cristal.

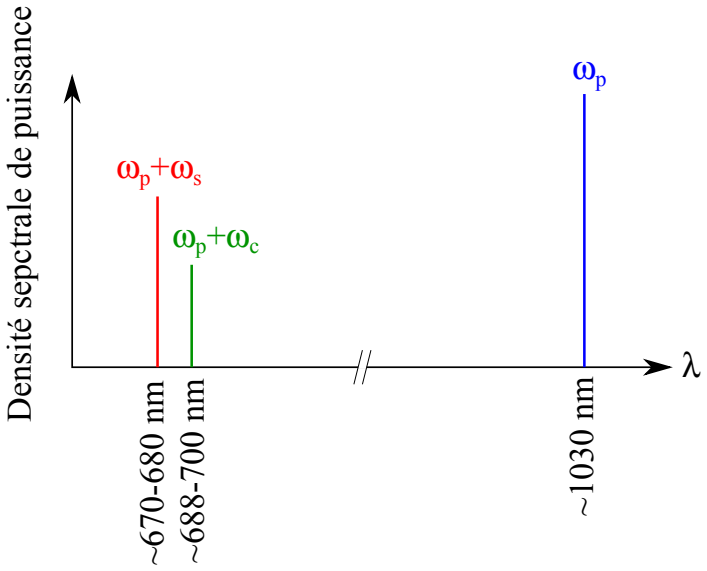


Figure B.11 – Pics présenté par le spectre affiché par l'OSA à partir du signal transmis par le filtre F2. Ce signal contient une partie de la pompe, ainsi que les deux radiations créées par SFG entre la pompe et le signal d'une part, et la pompe et le complémentaire d'autre part. Sur ce schéma, l'intensité relative des différents pics a été respectée, sans que ceux-ci soient à l'échelle néanmoins. À proximité de la dégénérescence, les deux pics rouge et vert se confondent, et deviennent indistinguables.

d'oscillation mesurées sont inférieures au prédictions [11], nous conduit à supposer que l'OPO est en réalité doublement résonant : en effet, les miroirs étant optimisés pour un angle d'incidence de 30°, leur utilisation sous incidence normale décale la courbe de réflectivité, et il existe donc une plage de température proche de la dégénérescence où les ondes signal et complémentaire sont réfléchies par les miroirs. L'accordabilité réduite de l'OPO correspondrait alors à cette plage sur laquelle le traitement des miroirs conduit à une cavité doublement résonante. Le fait de ne pas pouvoir sortir de cette plage signifie que l'on n'atteint pas le seuil d'oscillation d'un SROPO, vraisemblablement à cause de la puissance du laser de pompe qui est largement en deçà des spécifications.

De plus, ce laser n'est pas stable spectralement, et la puissance délivrée fluctue rapidement : les performances de l'OPO en sont nécessairement affectées, ce qui compromet son utilisation pour caractériser nos guides d'ondes. Cependant, à la fin de cette thèse, nous avons pu nous équiper d'un nouveau laser commercialisé par *Azur Light System* délivrant 20 W à 1030 nm. Ce laser à fibre bénéficie d'une largeur

11. Par rapport aux calculs présentés en figure B.4, la cavité linéaire permet de réduire le seuil d'oscillation d'un facteur 2. Néanmoins, les valeurs mesurées restent en deçà des valeurs théoriques alors que les hypothèses d'absence de perte de propagation et de faible réflectivités sont déjà des hypothèses fortes.

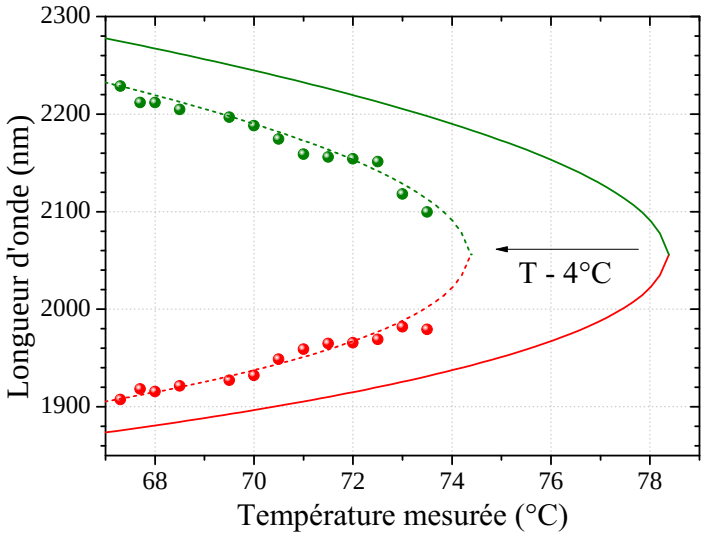


Figure B.12 – Courbe d'accordabilité de l'OPO en fonction de la température du cristal. La longueur d'onde du laser de pompe est mesurée à 1028 nm. Les points expérimentaux sont représentés par des ronds, la couleur noire (resp. rouge) étant choisie pour l'onde signal (resp. complémentaire). La ligne pleine correspond aux simulations de courbes d'accordabilité avec cette longueur d'onde de pompe. Pour approcher cette courbe des données expérimentales, on applique une translation horizontale de 4°C de cette courbe simulée (ligne pointillée). Cet écart en température correspond vraisemblablement à un échauffement du centre du cristal, ce qui conduit à un écart entre la température mesurée et la température réelle.

de raie inférieure à 50 kHz et d'une stabilité en puissance dans une plage de ± 0,3%. Dans les prochains mois, avec ce nouveau laser de pompe, cet OPO va permettre de mener plusieurs expériences de caractérisation de nos guides d'ondes AlGaAs/AlOx et d'autres dispositifs développés par l'équipe *DON*. Ainsi, une expérience de mesure de l'indice effectif des modes guidés est en cours de construction et, combinée à cet OPO, permettra de valider nos simulations numériques au-delà de 2 µm sans devoir recourir à un ajustement basé sur la longueur d'onde d'accord de phase. Par ailleurs, pour nos guides d'ondes AlGaAs/AlOx, cette nouvelle source permettra des mesures de pertes à grandes longueurs d'onde. En optique non linéaire, elle pourra aussi être utilisée pour des mesures de SHG et DFG, complémentaires de la fluorescence paramétrique pour la caractérisation de nos guides : la puissance générée en sortie devrait en effet être supérieure à celle obtenue par FP [12] et devrait donc permettre d'obtenir plus d'informations, telles que l'image des modes et la présence d'accords de phase « parasites » par exemple.

Ces expériences non linéaires dans des domaines spectraux jusqu'alors peu explorés dans l'équipe *DON* sont donc désormais envisageables grâce au développement de cette source et sa mise en fonction prochaine.

12. Dans le cas de la SHG la puissance générée autour de 1 µm est proportionnelle au carré de la puissance de pompe, et dans le cas de la DFG, la puissance de complémentaire générée autour de 2 µm est proportionnelle à la puissance de signal et à la puissance de pompe en entrée.

Annexe C

Liste des publications

Articles de revue

- M. Savanier, **C. Ozanam**, L. Lanco, X. Lafosse, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Near-infrared optical parametric oscillator in a III-V semiconductor waveguide », *Applied Physics Letters*, **103**(26):261105, 2013.
- **C. Ozanam**, M. Savanier, L. Lanco, X. Lafosse, G. Almuneau, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Towards an AlGaAs/AlOx near-IR integrated optical parametric oscillator », *Journal of the Optical Society of America B*, **31**(3):542, 2014.
- **C. Ozanam**, M. Savanier, A. Lemaître, G. Almuneau, M. Carras, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « AlGaAs guided-wave second-harmonic generation at 2.23 µm from a quantum cascade laser », *Applied Optics*, **53**(25):5615, 2014.
- **C. Ozanam**, A. Bharti, A. Lemaître, X. Lafosse, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Threshold reduction in an AlGaAs/AlOx near-IR integrated optical parametric oscillator », en préparation.

Chapitre de livre

- M. Savanier, **C. Ozanam**, F. Ghiglieno, L. Lanco, X. Lafosse, A. Lemaître, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Technological challenges for efficient AlGaAs nonlinear sources on chip », in *Optoelectronics - Avanced Materials and Devices*, S. L. Pyshkin and J. M. Ballato (Eds.), ISBN : 980-953-307-616-9, InTech, disponible sur http://www.intechopen.com, 2013.

Actes de conférences internationales

- **C. Ozanam**, M. Savanier, L. Lanco, X. Lafosse, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo*, « Near-infrared OPO in an AlGaAs/AlOx

waveguide » (invité, keynote presentation), *SPIE Photonics West*, San Francisco (USA), Proceedings of SPIE 8993, 2014.

- **C. Ozanam***, M. Savanier, A. Lemaitre, G. Almuneau, M. Carras et G. Leo, « Second harmonic generation from a QCL in an AlGaAS waveguide », *SPIE Photonics Europe*, Bruxelles (Belgique), 9136-41, 2014.
- **C. Ozanam***, M. Savanier, L. Lanco, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Near-infrared CW OPO in an AlGaAs waveguide », *SPIE Photonics Europe*, Bruxelles (Belgique), 9136-74, 2014.
- **C. Ozanam**, L. Lanco, X. Lafosse, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci, et G. Leo*, « Guided-wave AlGaAs optical parametric oscillator » (invité), *ECIO-MOC2014*, Nice (France), Th2AI2, 2014.
- **C. Ozanam***, L. Lanco, X. Lafosse, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci, et G. Leo, « AlGaAs guided-wave optical parametric oscillator : results and perspectives » (invité), *CLEO:2015*, San Jose (USA), SF1D.1, 2015.

Actes de conférences nationales

- M. Savanier*, **C. Ozanam**, X. Lafosse, L. Lanco, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Cavité optique intégrée pour la conversion de fréquence optique en guide d'ondes AlGaAs », Société Française d'Optique - *JNCO2013*, Cherbourg, 2013.
- M. Savanier*, **C. Ozanam**, X. Lafosse, L. Lanco, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Fabrication d'une cavité optique intégrée pour l'oscillation paramétrique optique en guides d'ondes GaAs/AlOx », Société Française d'Optique - *JNOG2013*, Paris, 2013.
- **C. Ozanam***, M. Savanier, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Near-infrared OPO in an AlGaAs/AlOx waveguide », *GDR OXYFUN*, Autrans, 2014.
- **C. Ozanam***, M. Savanier, L. Lanco, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo, « Near-infrared CW OPO in an Al-GaAs waveguide », Journée thématique « Rupture en optoélectronique » - chaire PSA/UPSud, Orsay, 2014.
- **C. Ozanam**, A. Bharti, X. Lafosse, I. Favero, S. Ducci et G. Leo*, « Oscillateur paramétrique optique en guides d'ondes AlGaAs/AlOx », Société Française d'Optique - *JNCO2015*, Rennes, 2015.

Séminaires invités

- **C. Ozanam**, « Near-infrared OPO in an AlGaAs/AlOx waveguide », Tera-Photonics Laboratory, RIKEN Institute, Sendai, 25 novembre 2013.

- **C. Ozanam**, « Near-infrared OPO in an AlGaAs/AlOx waveguide », Prof. Kondo's laboratory, Tokyo University, Tokyo, 26 novembre 2013.

Bibliographie

[1] T. H. Maiman : Stimulated optical radiation in ruby. *Nature*, **187**(4736):493, 1960.

[2] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys et R. O. Carlson : Coherent light emission from GaAs junctions. *Physical Review Letters*, **9**(9):366, 1962.

[3] M. I. Nathan, W. P. Dumke, G. Burns, F. H. Dill et G. Lasher : Stimulated emission of radiation from GaAs p-n junctions. *Applied Physics Letters*, **1**(3):62, 1962.

[4] R. Slavík, F. Parmigiani, J. Kakande, C. Lundström, M. Sjödin, P. A. Andrekson, R. Weerasuriya, S. Sygletos, A. D. Ellis, L. Grüner-Nielsen, D. Jakobsen, S. Herstrøm, R. Phelan, J. O'Gorman, A. Bogris, D. Syvridis, S. Dasgupta, P. Petropoulos et D. J. Richardson : All-optical phase and amplitude regenerator for next-generation telecommunications systems. *Nature Photonics*, **4**(10):690, 2010.

[5] A. Politi, M. J. Cryan, J. G. Rarity, S. Yu et J. L. O'Brien : Silica-on-silicon waveguide quantum circuits. *Science*, **320**(5876):646, 2008.

[6] L. Pavesi : Will silicon be the photonic material of the third millenium ? *Journal of Physics : Condensed Matter*, **15**(26):R1169, 2003.

[7] H. Rong, A. Liu, R. Jones, O. Cohen, D. Hak, R. Nicolaescu, A. Fang et M. Paniccia : An all-silicon Raman laser. *Nature*, **433**(7023):292, 2005.

[8] H. Rong, R. Jones, A. Liu, O. Cohen, D. Hak, A. Fang et M. Paniccia : A continuous-wave Raman silicon laser. *Nature*, **433**(7027):725, 2005.

[9] H. Rong, S. Xu, O. Cohen, O. Raday, M. Lee, V. Sih et M. Paniccia : A cascaded silicon Raman laser. *Nature Photonics*, **2**(3):170, 2008.

[10] M. A. Foster, A. C. Turner, J. E. Sharping, B. S. Schmidt, M. Lipson et A. L. Gaeta : Broad-band optical parametric gain on a silicon photonic chip. *Nature*, **441**(7096):960, 2006.

[11] B. Kuyken, X. Liu, R. M. Osgood, R. Baets, G. Roelkens et W. M. J. Green : A silicon-based widely tunable short-wave infrared optical parametric oscillator. *Optics Express*, **21**(5):5931, 2013.

[12] D. Liang, G. Roelkens, R. Baets et J. E. Bowers : Hybrid integrated platforms for silicon photonics. *Materials*, **3**(3):1782, 2010.

[13] D. Liang et J. E. Bowers : Recent progress in lasers on silicon. *Nature Photonics*, **4**(8):511, 2010.

[14] L. S. Rothman, I. E. Gordon, Y. Babikov, A. Barbe, D. Chris Benner, P. F. Bernath, M. Birk, L. Bizzocchi, V. Boudon, L. R. Brown et al. : The HITRAN2012 molecular spectroscopic database. *Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer*, **130**:4, 2013.

[15] P. Werle, F. Slemr, K. Maurer, R. Kormann, R. Mücke et B. Jänker : Near-and mid-infrared laser-optical sensors for gas analysis. *Optics and lasers in engineering*, **37**(2):101, 2002.

[16] J. Hodgkinson et R. P. Tatam : Optical gas sensing : a review. *Measurement Science and Technology*, **24**(1):012004, 2012.

[17] Q. Gaimard, M. Triki, T. Nguyen-Ba, L. Cerutti, G. Boissier, R. Teissier, A. Baranov, Y. Rouillard et A. Vicet : Distributed feedback GaSb based laser diodes with buried grating : a new field of single-frequency sources from 2 to 3 µm for gas sensing applications. *Optics Express*, **23**(15):19118, 2015.

[18] L. Dong, Y. Yu, C. Li, S. So et F. K. Tittel : Ppb-level formaldehyde detection using a CW room-temperature interband cascade laser and a miniature dense pattern multipass gas cell. *Optics Express*, **23**(15):19821, 2015.

[19] C. Lin, M. Grau, O. Dier et M.-C. Amann : Low threshold room-temperature continuous-wave operation of 2.24-3.04 µm GaInAsSb/AlGaAsSb quantum-well lasers. *Applied Physics Letters*, **84**(25): 5088, 2004.

[20] L. Shterengas, G. Belenky, T. Hosoda, G. Kipshidze et S. Suchalkin : Continuous wave operation of diode lasers at 3.36 µm at 12°C. *Applied Physics Letters*, **93**(1):011103, 2008.

[21] K. Vizbaras et M.-C. Amann : Room-temperature 3.73 µm GaSb-based type-I quantum-well lasers with quinternary barriers. *Semiconductor Science and Technology*, **27**(3):032001, 2012.

[22] F. Xie, C. Caneau, H. P. LeBlanc, N. J. Visovsky, S. C. Chaparala, O. D. Deichmann, L. C. Hughes, C. Zah, D. P. Caffey et T. Day : Room temperature CW operation of short wavelength quantum cascade lasers made of strain balanced $Ga_xIn_{1-x}As/Al_yIn_{1-y}As$ material on InP substrates. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **17**(5):1445, 2011.

[23] N. Bandyopadhyay, Y. Bai, S. Tsao, S. Nida, S. Slivken et M. Razeghi : Room temperature continuous wave operation of $\lambda \sim 3 - 3.2$ µm quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, **101**(24):241110, 2012.

[24] J. M. Wolf, A. Bismuto, M. Beck et J. Faist : Distributed-feedback quantum cascade laser emitting at 3.2 µm. *Optics Express*, **22**(2):2111, 2014.

[25] O. Cathabard, R. Teissier, J. Devenson, J. C. Moreno et A. N. Baranov : Quantum cascade lasers emitting near 2.6 µm. *Applied Physics Letters*, **96**(14):141110, 2010.

[26] W. W. Bewley, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, C. D. Merritt, J. Abell, I. Vurgaftman et J. R. Meyer : High-power room-temperature continuous-wave mid-infrared interband cascade lasers. *Optics Express*, **20**(19):20894, 2012.

[27] L. Li, Y. Jiang, H. Ye, R. Q. Yang, T. D. Mishima, M. B. Santos et M. B. Johnson : Low-threshold InAs-based interband cascade lasers operating at high temperatures. *Applied Physics Letters*, **106**(25):251102, 2015.

[28] I. Vurgaftman, R. Weih, M. Kamp, J. R. Meyer, C. L. Canedy, C. S. Kim, M. Kim, W. W. Bewley, C. D. Merritt, J. Abell et S. Höfling : Interband cascade lasers. *Journal of Physics D : Applied Physics*, **48**(12): 123001, 2015.

[29] B. G. Lee, M. A. Belkin, R. Audet, J. MacArthur, L. Diehl, C. Pflügl, F. Capasso, D. C. Oakley, D. Chapman, A. Napoleone, D. Bour, S. Corzine, G. Höfler et J. Faist : Widely tunable single-mode quantum cascade laser source for mid-infrared spectroscopy. *Applied Physics Letters*, **91**(23):231101, 2007.

[30] Y. Yao, A. J. Hoffman et C. F. Gmachl : Mid-infrared quantum cascade lasers. *Nature Photonics*, **6**(7):432, 2012.

[31] N. Bandyopadhyay, M. Chen, S. Sengupta, S. Slivken et M. Razeghi : Ultra-broadband quantum cascade laser, tunable over 760 cm^{-1}, with balanced gain. *Optics Express*, **23**(16):21159, 2015.

[32] R. S. Jacobsen, K. N. Andersen, P. I. Borel, J. Fage-Pedersen, L. H. Frandsen, O. Hansen, M. Kristensen, A. V. Lavrinenko, G. Moulin, H. Ou, C. Peucheret, B. Zsigri et A. Bjarklev : Strained silicon as a new electro-optic material. *Nature*, **441**(7090):199, 2006.

[33] C. Schriever, C. Bohley, J. Schilling et R. B. Wehrspohn : Strained silicon photonics. *Materials*, **5**(12):889, 2012.

[34] K.-Y. Wang, M. A. Foster et A. C. Foster : Wavelength-agile near-IR optical parametric oscillator using a deposited silicon waveguide. *Optics Express*, **23**(12):15431, 2015.

[35] M. Pu, L. Ottaviano, E. Semenova, L. K. Oxenløwe et K. Yvind : Ultra-low threshold power on-chip optical parametric oscillation in AlGaAs-on-insulator microresonator. *In CLEO:2015 Postdeadline Paper Digest*, page JTh5A.9. Optical Society of America (OSA), 2015.

[36] C. Diederichs, J. Tignon, G. Dasbach, C. Ciuti, A. Lemaître, J. Bloch, P. Roussignol et C. Delalande : Parametric oscillation in vertical triple microcavities. *Nature*, **440**(7086):904, 2006.

[37] I. Shoji, T. Kondo et R. Ito : Second-order nonlinear susceptibilities of various dielectric and semiconductor materials. *Optical and Quantum Electronics*, **34**(8):797, 2002.

[38] R. C. Miller : Optical second harmonic generation in piezoelectric crystals. *Applied Physics Letters*, **5**(1):17, 1964.

[39] I. Shoji, T. Kondo, A. Kitamoto, M. Shirane et R. Ito : Absolute scale of second-order nonlinear-optical coefficients. *Journal of the Optical Society of America B*, **14**(9):2268, 1997.

[40] Ioffe Physico-Technical Institute : New semiconductor materials. characteristics and properties. Archive électronique : http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/.

[41] J. Václavík et D. Vápenka : Gallium phosphide as a material for visible and infrared optics. *EPJ Web of Conferences*, **48**:00028, 2013.

[42] M. Moser, R. Winterhoff, C. Geng, I. Queisser, F. Scholz et A. Dörnen : Refractive index of $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ grown by metalorganic vapor phase epitaxy. *Applied Physics Letters*, **64**(2):235, 1994.

[43] R. Ferrini, G. Guizzetti, M. Patrini, A. Parisini, L. Tarricone et B. Valenti : Optical functions of InGaP/GaAs epitaxial layers from 0.01 to 5.5 eV. *The European Physical Journal B - Condensed Matter*, **27**(4):449, 2002.

[44] W. Sohler et H. Suche : Optical parametric oscillation in Ti-diffused $LiNbO_3$ optical waveguide resonators. *In Integrated Optics and Optical Fiber Communication*, page WB1. Optical Society of America, 1981.

[45] M. L. Bortz, M. A. Arbore et M. M. Fejer : Quasi-phase-matched optical parametric amplification and oscillation in periodically poled $LiNbO_3$ waveguides. *Optics Letters*, **20**(1):49, 1995.

[46] M. A. Arbore et M. M. Fejer : Singly resonant optical parametric oscillation in periodically poled lithium niobate waveguides. *Optics Letters*, **22**(3):151, 1997.

[47] L. Arizmendi : Photonic applications of lithium niobate crystals. *Physica Status Solidi A : Applications and Materials Science*, **201**(2):253, 2004.

[48] W. Sohler, H. Hu, R. Ricken, V. Quiring, C. Vannahme, H. Herrmann, D. Büchter, S. Reza, W. Grundkötter, S. Orlov, H. Suche, R. Nouroozi et Y. Min : Integrated optical devices in lithium niobate. *Optics & Photonics News*, **19**(1):24, 2008.

[49] S. V. Rao, K. Moutzouris et M. Ebrahimzadeh : Nonlinear frequency conversion in semiconductor optical waveguides using birefringent, modal and quasi-phase-matching techniques. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, **6**(6):569, 2004.

[50] S. J. B. Yoo, R. Bhat, C. Caneau et M. A. Koza : Quasi-phase-matched second-harmonic generation in AlGaAs waveguides with periodic domain inversion achieved by wafer-bonding. *Applied Physics Letters*, **66**(25):3410, 1995.

[51] S. Janz, Y. Beaulieu, A. Fiore, P. Bravetti, V. Berger, E. Rosencher et J. Nagle : Surface emitted second-harmonic generation from a quasi-phase matched waveguide in an $Al_xGa_{1-x}As/Al_2O_3$ microcavity. *Optics Express*, **2**(12):462, 1998.

[52] J.-P. Bouchard, M. Têtu, S. Janz, D.-X. Xu, Z. R. Wasilewski, P. Piva, U. G. Akano et I. V. Mitchell : Quasi-phase matched second-harmonic generation in an $Al_xGa_{1-x}As$ asymmetric quantum-well waveguide using ion-implantation-enhanced intermixing. *Applied Physics Letters*, **77**(26):4247, 2000.

[53] M. B. Oron, S. Pearl, P. Blau et S. Shusterman : Efficient second-harmonic generation and modal dispersion effects in orientation-patterned GaAs waveguides. *Optics Letters*, **35**(16):2678, 2010.

[54] J. P. Van Der Ziel : Phase-matched second-harmonic generation in GaAs optical waveguides by focused laser beams. *Applied Physics Letters*, **25**(4):238, 1974.

[55] S. Ducci, L. Lanco, V. Berger, A. De Rossi, V. Ortiz et M. Calligaro : Continuous-wave second-harmonic generation in modal phase matched semiconductor waveguides. *Applied Physics Letters*, **84**(16):2974, 2004.

[56] K. Moutzouris, S. V. Rao, M. Ebrahimzadeh, A. De Rossi, V. Berger, M. Calligaro et V. Ortiz : Efficient second-harmonic generation in birefringently phase-matched $GaAs/Al_2O_3$ waveguides. *Optics Letters*, **26**(22):1785, 2001.

[57] A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, P. Bravetti et J. Nagle : Phase matching using an isotropic nonlinear optical material. *Nature*, **391**(6666): 463, 1998.

[58] G. Leo, V. Berger, C. OwYang et J. Nagle : Parametric fluorescence in oxidized AlGaAs waveguides. *Journal of the Optical Society of America B*, **16**(9):1597, 1999.

[59] A. De Rossi, V. Berger, M. Calligaro, G. Leo, V. Ortiz et X. Marcadet : Parametric fluorescence in oxidized aluminium gallium arsenide waveguides. *Applied Physics Letters*, **79**(23):3758, 2001.

[60] J. A. Giordmaine et R. C. Miller : Tunable coherent parametric oscillation in $LiNbO_3$ at optical frequencies. *Physical Review Letters*, **14**(24):973, 1965.

[61] M. B. Oron, P. Blau, S. Pearl et M. Katz : Optical parametric oscillation in orientation patterned GaAs waveguides. *Proceedings of SPIE*, **8240**: 82400C, 2012.

[62] F. Boitier, A. Orieux, C. Autebert, A. Lemaître, E. Galopin, C. Manquest, C. Sirtori, I. Favero, G. Leo et S. Ducci : Electrically injected photon-pair source at room temperature. *Physical Review Letters*, **112**(18):183901, 2014.

[63] A. Andronico, I. Favero, S. Ducci, J. M. Gérard et G. Leo : Tunable quantum dot parametric source. *Optics Express*, **21**(19):22367, 2013.

[64] M. Savanier : *Guides d'ondes AlGaAs oxydés pour la conversion de fréquences optiques*. Thèse de doctorat, Université Paris Diderot - Paris 7, 2013.

[65] P. Franken, A. Hill, C. Peters et G. Weinreich : Generation of optical harmonics. *Physical Review Letters*, **7**(4):118, 1961.

[66] R.W. Boyd : *Nonlinear Optics*. Elsevier Science, 3e édition, 2008.

[67] D. Kleinman : Nonlinear dielectric polarization in optical media. *Physical Review*, **126**(6):1977, 1962.

[68] A. Yariv : *Quantum Electronics*. John Wiley & Sons, Incorporated, 3e édition, 1989.

[69] J. Manley et H. Rowe : Some general properties of nonlinear elements-Part I. General energy relations. *Proceedings of the IRE*, **44**(7):904, 1956.

[70] R. L. Sutherland : *Handbook of Nonlinear Optics*. Optical Science and Engineering. Taylor & Francis, 2003.

[71] L. G. Helt, M. Liscidini et J. E. Sipe : How does it scale ? Comparing quantum and classical nonlinear optical processes in integrated devices. *Journal of the Optical Society of America B*, **29**(8):2199, 2012.

[72] P. G. Kwiat, K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko et Y. Shih : New high-intensity source of polarization-entangled photon pairs. *Physical Review Letters*, **75**(24):4337, 1995.

[73] M. Savanier, C. Ozanam, L. Lanco, X. Lafosse, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo : Near-infrared optical parametric oscillator in a III-V semiconductor waveguide. *Applied Physics Letters*, **103**(26):261105, 2013.

[74] G. Bava, I. Montrosset, W. Sohler et H. Suche : Numerical modeling of Ti:$LiNbO_3$ integrated optical parametric oscillators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **23**(1):42, 1987.

[75] J. A. Giordmaine et R. C. Miller : Optical parametric oscillation in $LiNbO_3$. *In* P. L. Kelley, B. Lax et P. E. Tannenwald, éditeurs : *Physics of Quantum Electronics*, page 31, 1966.

[76] J. Bjorkholm, A. Ashkin et R. Smith : Improvement of optical parametric oscillators by nonresonant pump reflection. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **6**(12):797, 1970.

[77] J. Bjorkholm : Analysis of the doubly resonant optical parametric oscillator without power-dependent reflections. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **5**(6):293, 1969.

[78] E. Rosencher et B. Vinter : *Optoelectronics*. Cambridge University Press, 2002.

[79] G. Colucci, D. Romano, G. P. Bava et I. Montrosset : Analysis of integrated optics parametric oscillators. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **28**(3):729, 1992.

[80] H. Ito, H. Naito et H. Inaba : Generalized study on angular dependence of induced second-order nonlinear optical polarizations and phase matching in biaxial crystals. *Journal of Applied Physics*, **46**(9):3992, 1975.

[81] T. Y. Fan, C. E. Huang, B. Q. Hu, R. C. Eckardt, Y. X. Fan, R. L. Byer et R. S. Feigelson : Second harmonic generation and accurate index of refraction measurements in flux-grown $KTiOPO_4$. *Applied Optics*, **26**(12):2390, 1987.

[82] B. R. West et A. S. Helmy : Analysis and design equations for phase matching using Bragg reflector waveguides. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **12**(3):431, 2006.

[83] J. Han, P. Abolghasem, B. J. Bijlani et A. S. Helmy : Continuous-wave sum-frequency generation in AlGaAs Bragg reflection waveguides. *Optics Letters*, **34**(23):3656, 2009.

[84] L. A. Eyres, P. J. Tourreau, T. J. Pinguet, C. B. Ebert, J. S. Harris, M. M. Fejer, L. Becouarn, B. Gerard et E. Lallier : All-epitaxial fabrication of thick, orientation-patterned GaAs films for nonlinear optical frequency conversion. *Applied Physics Letters*, **79**(7):904, 2001.

[85] A. Grisard, E. Lallier et B. Gérard : Quasi-phase-matched gallium arsenide for versatile mid-infrared frequency conversion. *Optical Materials Express*, **2**(8):1020, 2012.

[86] K. L. Vodopyanov, O. Levi, P. S. Kuo, T. J. Pinguet, J. S. Harris, M. M. Fejer, B. Gerard, L. Becouarn et E. Lallier : Optical parametric oscillation in quasi-phase-matched GaAs. *Optics Letters*, **29**(16):1912, 2004.

[87] Y. Dumeige et P. Féron : Whispering-gallery-mode analysis of phase-matched doubly resonant second-harmonic generation. *Physical Review A : Atomic, Molecular, and Optical Physics*, **74**(6):063804, 2006.

[88] P. S. Kuo, J. Bravo-Abad et G. S. Solomon : Second-harmonic generation using -quasi-phasematching in a GaAs whispering-gallery-mode microcavity. *Nature Communications*, **5**:3109, 2014.

[89] S. Mariani, A. Andronico, A. Lemaître, I. Favero, S. Ducci et G. Leo : Second-harmonic generation in AlGaAs microdisks in the telecom range. *Optics Letters*, **39**(10):3062, 2014.

[90] P. Yeh : *Optical Waves in Layered Media*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2005.

[91] C. Gu et P. Yeh : Form birefringence dispersion in periodic layered media. *Optics Letters*, **21**(7):504, 1996.

[92] A. De Rossi, V. Berger, G. Leo et G. Assanto : Form birefringence phase matching in multilayer semiconductor waveguides : tuning and tolerances. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **41**(10):1293, 2005.

[93] J. P. Van Der Ziel : Phase-matched harmonic generation in a laminar structure with wave propagation in the plane of the layers. *Applied Physics Letters*, **26**(2):60, 1975.

[94] S. Gehrsitz, F. K. Reinhart, C. Gourgon, N. Herres, A. Vonlanthen et H. Sigg : The refractive index of $Al_xGa_{1-x}As$ below the band gap : Accurate determination and empirical modeling. *Journal of Applied Physics*, **87**(11):7825, 2000.

[95] J. P. Van Der Ziel et A. C. Gossard : Optical birefringence of ultrathin $Al_xGa_{1-x}As$-GaAs multilayer heterostructures. *Journal of Applied Physics*, **49**(5):2919, 1978.

[96] J. M. Dallesasse, N. Holonyak, A. R. Sugg, T. A. Richard et N. El-Zein : Hydrolyzation oxidation of $Al_xGa_{1-x}As$-AlAs-GaAs quantum well heterostructures and superlattices. *Applied Physics Letters*, **57**(26):2844, 1990.

[97] F. Sfigakis, P. Paddon, V. Pacradouni, M. Adamcyk, C. Nicoll, A. R. Cowan, T. Tiedje et J. F. Young : Near-infrared refractive index

of thick, laterally oxidized AlGaAs cladding layers. *Journal of Lightwave Technology*, **18**(2):199, 2000.

[98] A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, S. Crouzy, N. Laurent et J. Nagle : Δn=0.22 birefringence measurement by surface emitting second harmonic generation in selectively oxidized GaAs/AlAs optical waveguides. *Applied Physics Letters*, **71**(18):2587, 1997.

[99] A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, P. Bravetti, N. Laurent et J. Nagle : Phase-matched mid-infrared difference frequency generation in GaAs-based waveguides. *Applied Physics Letters*, **71**(25):3622, 1997.

[100] P. Bravetti, A. Fiore, V. Berger, E. Rosencher, J. Nagle et O. Gauthier-Lafaye : 5.2-5.6-μm source tunable by frequency conversion in a GaAs-based waveguide. *Optics Letters*, **23**(5):331, 1998.

[101] A. Fiore, S. Janz, L. Delobel, P. Van Der Meer, P. Bravetti, V. Berger, E. Rosencher et J. Nagle : Second-harmonic generation at λ=1.6 μm in AlGaAs/Al_2O_3 waveguides using birefringence phase matching. *Applied Physics Letters*, **72**(23):2942, 1998.

[102] M. Ravaro, M. Le Du, J.-P. Likforman, S. Ducci, V. Berger, G. Leo et X. Marcadet : Estimation of parametric gain in GaAs/AlO_x waveguides by fluorescence and second harmonic generation measurements. *Applied Physics Letters*, **91**(19):191110, 2007.

[103] E. Guillotel, M. Ravaro, F. Ghiglieno, C. Langlois, C. Ricolleau, S. Ducci, I Favero et G. Leo : Parametric amplification in GaAs/AlOx waveguide. *Applied Physics Letters*, **94**(17):171110, 2009.

[104] L. Scaccabarozzi, M. M. Fejer, Y. Huo, S. Fan, X. Yu et J. S. Harris : Enhanced second-harmonic generation in AlGaAs/Al_xO_y tightly confining waveguides and resonant cavities. *Optics Letters*, **31**(24):3626, 2006.

[105] H. Ishikawa et T. Kondo : Birefringent phase matching in thin rectangular high-index-contrast waveguides. *Applied Physics Express*, **2**(4):042202, 2009.

[106] T. W. Kim, T. Matsushita et T. Kondo : Phase-matched second-harmonic generation in thin rectangular high-index-contrast AlGaAs waveguides. *Applied Physics Express*, **4**(8):082201, 2011.

[107] A. Di Falco, C. Conti et G. Assanto : Quadratic phase matching in slot waveguides. *Optics Letters*, **31**(21):3146, 2006.

[108] J. B. Khurgin, M. W. Pruessner, T. H. Stievater et W. S. Rabinovich : Suspended AlGaAs waveguides for tunable difference frequency generation in mid-infrared. *Optics Letters*, **33**(24):2904, 2008.

[109] T. H. Stievater, R. Mahon, D. Park, W. S. Rabinovich, M. W. Pruessner, J. B. Khurgin et C. J. K. Richardson : Mid-infrared

difference-frequency generation in suspended GaAs waveguides. *Optics Letters*, **39**(4):945, 2014.

[110] M. Ravaro : *Nonlinear GaAs/AlOx waveguides for parametric down-conversion.* Thèse de doctorat, Université Paris Diderot - Paris 7, 2008.

[111] E. Guillotel : *Caractérisation optique et structurale de guides d'ondes non-lineaires GaAs/AlOx.* Thèse de doctorat, Université Paris Diderot - Paris 7, 2010.

[112] M. Ohashi, T. Kondo, R. Ito, S. Fukatsu, Y. Shiraki, K. Kumata et S. S. Kano : Determination of quadratic nonlinear optical coefficient of $Al_xGa_{1-x}As$ system by the method of reflected second harmonics. *Journal of Applied Physics*, **74**(1):596, 1993.

[113] K. D. Choquette, K. M. Geib, C. I. H. Ashby, R. D. Twesten, O. Blum, H. Q. Hou, D. M. Follstaedt, B. E. Hammons, D. Mathes et R. Hull : Advances in selective wet oxidation of AlGaAs alloys. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **3**(3):916, 1997.

[114] M. Savanier, A. Andronico, A. Lemaître, E. Galopin, C. Manquest, I. Favero, S. Ducci et G. Leo : Large second-harmonic generation at 1.55 µm in oxidized AlGaAs waveguides. *Optics Letters*, **36**(15):2955, 2011.

[115] K. J. Knopp, R. P. Mirin, D. H. Christensen, K. A. Bertness, A. Roshko et R. A. Synowicki : Optical constants of $(Al_{0.98}Ga_{0.02})_xO_y$ native oxides. *Applied Physics Letters*, **73**(24):3512, 1998.

[116] O. Durand, F. Wyckzisk, J. Olivier, M. Magis, P. Galtier, A. De Rossi, M. Calligaro, V. Ortiz, V. Berger, G. Leo et G. Assanto : Contraction of aluminum oxide thin layers in optical heterostructures. *Applied Physics Letters*, **83**(13):2554, 2003.

[117] E. Guillotel, C. Langlois, F. Ghiglieno, G. Leo et C. Ricolleau : TEM characterization of oxidized AlGaAs/AlAs nonlinear optical waveguides. *Journal of Physics D : Applied Physics*, **43**(38):385302, 2010.

[118] G. Leo, C. Caldarella, G. Masini, A. De Rossi, G. Assanto, O. Durand, M. Calligaro, X. Marcadet et V. Berger : X-ray and optical characterization of multilayer AlGaAs waveguides. *Applied Physics Letters*, **77**(24):3884, 2000.

[119] B. E. Deal et A. S. Grove : General relationship for the thermal oxidation of silicon. *Journal of Applied Physics*, **36**(12):3770, 1965.

[120] C. I. H. Ashby : Dynamics of wet oxidation of high-al-content III-V materials. *In Symposium D/I - III-V and IV-IV Materials & Processing Challenges for Highly Integrated Microelectronics and Optoelectronics*, volume **535** de *MRS Proceedings*, page 179. Materials Research Society - Cambridge University Press (CUP), 1998.

[121] W. Nakwaski, M. Wasiak, P. Mackowiak, W. Bedyk, M. Osinski, A. Passaseo, V. Tasco, M. T. Todaro, M. De Vittorio, R. Joray, J. X. Chen, R. P. Stanley et A. Fiore : Oxidation kinetics of AlAs and (AlGa)As layers in GaAs-based diode laser structures : comparative analysis of available experimental data. *Semiconductor Science and Technology*, **19**(3):333, 2003.

[122] P.-C. Ku et C. J. Chang-Hasnain : Thermal oxidation of AlGaAs : modeling and process control. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **39**(4): 577, 2003.

[123] I. Suárez, G. Almuneau, M. Condé, A. Arnoult et C. Fontaine : Optimal control of AlAs oxidation via digital alloy heterostructure compositions. *Journal of Physics D : Applied Physics*, **42**(17):175105, 2009.

[124] C. I. H. Ashby, J. P. Sullivan, N. A. Missert, P. P. Newcomer, H. Q. Hou, B. E. Hammons, M. J. Hafich et A. G. Baca : Interfacial arsenic from wet oxidation of $Al_xGa_{1-x}As$/GaAs : Its effects on electronic properties and new approaches to MIS device fabrication. *In Symposium M - Control of Semiconductor Surfaces and Interfaces*, volume **448** de *MRS Proceedings*, page 285. Materials Research Society - Cambridge University Press (CUP), 1996.

[125] A. R. Sugg, N. Holonyak, J. E. Baker, F. A. Kish et J. M. Dallesasse : Native oxide stabilization of AlAs-GaAs heterostructures. *Applied Physics Letters*, **58**(11):1199, 1991.

[126] S.-K. Cheong, B. A. Bunker, T. Shibata, D. C. Hall, C. B. DeMelo, Y. Luo, G. L. Snider, G. Kramer et N. El-Zein : Residual arsenic site in oxidized $Al_xGa_{1-x}As$ (x=0.96). *Applied Physics Letters*, **78**(17):2458, 2001.

[127] T. Langenfelder, St. Schröder et H. Grothe : Lateral oxidation of buried $Al_xGa_{1_x}As$ layers in a wet ambient. *Journal of Applied Physics*, **82**(7):3548, 1997.

[128] J.-H. Kim, D. H. Lim, K. S. Kim, G. M. Yang, K. Y. Lim et H. J. Lee : Lateral wet oxidation of $Al_xGa_{1-x}As$-GaAs depending on its structures. *Applied Physics Letters*, **69**(22):3357, 1996.

[129] R. Regener et W. Sohler : Loss in low-finesse Ti:$LiNbO_3$ optical waveguide resonators. *Applied Physics B : Photophysics and Laser Chemistry*, **36**(3):143, 1985.

[130] A. De Rossi, V. Ortiz, M. Calligaro, L. Lanco, S. Ducci, V. Berger et I. Sagnes : Measuring propagation loss in a multimode semiconductor waveguide. *Journal of Applied Physics*, **97**(7):073105, 2005.

[131] C. Ozanam, M. Savanier, L. Lanco, X. Lafosse, G. Almuneau, A. Andronico, I. Favero, S. Ducci et G. Leo : Toward an AlGaAs/AlOx

near-infrared integrated optical parametric oscillator. *Journal of the Optical Society of America B*, **31**(3):542, 2014.

[132] J. P. R. Lacey et F. P. Payne : Radiation loss from planar waveguides with random wall imperfections. *IEE Proceedings J (Optoelectronics)*, **137**(4):282, 1990.

[133] F. P. Payne et J. P. R. Lacey : A theoretical analysis of scattering loss from planar optical waveguides. *Optical and Quantum Electronics*, **26**(10):977, 1994.

[134] J. H. Schmid, A. Delâge, B. Lamontagne, J. Lapointe, S. Janz, P. Cheben, A. Densmore, P. Waldron, D.-X. Xu et K. P. Yap : Interference effect in scattering loss of high-index-contrast planar waveguides caused by boundary reflections. *Optics Letters*, **33**(13):1479, 2008.

[135] L. Lin et J. Robertson : Defect states at III-V semiconductor oxide interfaces. *Applied Physics Letters*, **98**(8):082903, 2011.

[136] W. Wang, C. L. Hinkle, E. M. Vogel, K. Cho et R. M. Wallace : Is interfacial chemistry correlated to gap states for high-k/III-V interfaces ? *Microelectronic Engineering*, **88**(7):1061, 2011.

[137] A. Stesmans, S. Nguyen et V. V. Afanas'ev : AsGa+ antisites identified by electron spin resonance as a main interface defect system in thermal GaAs/native oxide structures. *Applied Physics Letters*, **103**(16):162111, 2013.

[138] C. I. H. Ashby, J. P. Sullivan, K. D. Choquette, K. M. Geib et H. Q. Hou : Wet oxidation of AlGaAs : the role of hydrogen. *Journal of Applied Physics*, **82**(6):3134, 1997.

[139] S. S. Shi, E. L. Hu, J.-P. Zhang, Y.-I. Chang, P. Parikh et U. Mishra : Photoluminescence study of hydrogenated aluminum oxide-semiconductor interface. *Applied Physics Letters*, **70**(10):1293, 1997.

[140] J. A. Kash, B. Pezeshki, F. Agahi et N. A. Bojarczuk : Recombination in GaAs at the AlAs oxide-GaAs interface. *Applied Physics Letters*, **67**(14):2022, 1995.

[141] M. O. Manasreh, D. W. Fischer et W. C. Mitchel : The EL2 defect in GaAs : Some recent developments. *Physica Status Solidi B : Basic Solid State Physics*, **154**(1):11, 1989.

[142] A. Hida, Y. Mera et K. Maeda : Identification of arsenic antisite defects with EL2 by nanospectroscopic studies of individual centers. *Physica B : Condensed Matter*, **308-310**:738, 2001.

[143] P. Baldi, M. Sundheimer, K. El Hadi, M. P. De Micheli et D. B. Ostrowsky : Comparison between difference-frequency generation and

parametric fluorescence in quasi-phase-matched lithium niobate stripe waveguides. *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, **2**(2):385, 1996.

[144] H. A. Macleod : *Thin-Film Optical Filters, Fourth Edition*. Series in Optics and Optoelectronics. CRC Press, 2010.

[145] H. K. Pulker : Optical coatings deposited by ion and plasma PVD processes. *Surface and Coatings Technology*, **112**(1-3):250, 1999.

[146] J. Song, S. Bouchoule, G. Patriarche, E. Galopin, A. M. Yacomotti, E. Cambril, Q. Kou, D. Troadec, J.-J. He et J.-C. Harmand : Improvement of the oxidation interface in an AlGaAs/Al_x O_y waveguide structure by using a GaAs/AlAs superlattice. *Physica Status Solidi A : Applications and Materials Science*, **210**(6):1171, 2013.

[147] L. J. Chou, K. C. Hsieh, A. Moy, D. E. Wohlert, G. Pickrell et K. Y. Cheng : Improving the Al-bearing native-oxide/GaAs interface formed by wet oxidation with a thin GaP barrier layer. *Applied Physics Letters*, **72**(21):2722, 1998.

[148] S.-C. Lee et W.-I. Lee : $Ga_{0.5}In_{0.5}$ P barrier layer for wet oxidation of AlAs. *Japanese Journal of Applied Physics*, **39**(Part 1, No. 5A):2583, 2000.

[149] S. Adachi, H. Kato, A. Moki et K. Ohtsuka : Refractive index of $(Al_xGa_{1-x})_{0.5}In_{0.5}P$ quaternary alloys. *Journal of Applied Physics*, **75**(1):478, 1994.

[150] J. M. Olson, R. K. Ahrenkiel, D. J. Dunlavy, B. Keyes et A. E. Kibbler : Ultralow recombination velocity at $Ga_{0.5}In_{0.5}P$/GaAs heterointerfaces. *Applied Physics Letters*, **55**(12):1208, 1989.

[151] F. A. Kish, S. J. Caracci, N. Holonyak, K. C. Hsieh, J. E. Baker, S. A. Maranowski, A. R. Sugg, J. M. Dallesasse, R. M. Fletcher, C. P. Kuo, T. D. Osentowski et M. G. Craford : Properties and use of $ln_{0.5}(Al_xGa_{1-x})_{0.5}P$ and Al_xGa_{1-x} as native oxides in heterostructure lasers. *Journal of Electronic Materials*, **21**(12):1133, 1992.

[152] J. C. Ferrer, Z. Liliental-Weber, H. Reese, Y. J. Chiu et E. Hu : Improvement of the interface quality during thermal oxidation of $Al_{0.98}Ga_{0.02}As$ layers due to the presence of low-temperature-grown GaAs. *Applied Physics Letters*, **77**(2):205, 2000.

[153] V. Berger : Second-harmonic generation in monolithic cavities. *Journal of the Optical Society of America B*, **14**(6):1351, 1997.

[154] J. Chilwell et I. Hodgkinson : Thin-films field-transfer matrix theory of planar multilayer waveguides and reflection from prism-loaded waveguides. *Journal of the Optical Society of America A*, **1**(7):742, 1984.

[155] J.-P. Boilot, F. Chaput, L. Malier, A. Brun, Y. Lévy et J.-P. Galaup : Des hybrides organo-minéraux pour l'optique. *Images de la Physique*, page 44, 1998.

[156] C.J. Brinker, A.J. Hurd, P.R. Schunk, G.C. Frye et C.S. Ashley : Review of sol-gel thin film formation. *Journal of Non-Crystalline Solids*, **147-148**:424, 1992.

[157] F. Ay, A. Kocabas, C. Kocabas, A. Aydinli et S. Agan : Prism coupling technique investigation of elasto-optical properties of thin polymer films. *Journal of Applied Physics*, **96**(12):7147, 2004.

[158] M. H. Ibrahim, N. Mohd Kassim, A. B. Mohammad et M.-K. Chin : Prism coupling measurement of benzocyclobutene (BCB 4024-40) polymer for optical devices application. *Elektrika*, **8**(2):13, 2006.

[159] Md. F. Hossain, H. P. Chan et M. A. Uddin : Study of optical anisotropies in benzocyclobutene thin films for the efficient design of optical waveguide devices. *Optics Express*, **18**(9):8896, 2010.

[160] J. Faist, F. Capasso, D. L. Sivco, C. Sirtori, A. L. Hutchinson et A. Y. Cho : Quantum cascade laser. *Science*, **264**(5158):553, 1994.

[161] M. Ravaro, E. Guillotel, M. Le Dû, C. Manquest, X. Marcadet, S. Ducci, V. Berger et G. Leo : Nonlinear measurement of mid-infrared absorption in AlO_x waveguides. *Applied Physics Letters*, **92**(15):151111, 2008.

[162] J. T. Kloprogge, H. D. Ruan et R. L. Frost : Thermal decomposition of bauxite minerals : infrared emission spectroscopy of gibbsite, boehmite and diaspore. *Journal of Materials Science*, **37**(6):1121, 2002.

[163] E. Benveniste : *Etude du gain des lasers à cascade quantique dans le moyen infrarouge*. Thèse de doctorat, Université Paris-Diderot - Paris 7, 2009.

[164] S. Liu, H. Cai, E. Lalanne, P. Q. Liu, X. Wang, C. Gmachl et A. M. Johnson : Second harmonic generation in quantum cascade lasers pumped by femtosecond mid-infrared pulses. *Applied Physics Letters*, **99**(12):122104, 2011.

[165] N. Owschimikow, C. Gmachl, A. Belyanin, V. Kocharovsky, D. L. Sivco, R. Colombelli, F. Capasso et A. Y. Cho : Resonant second-order nonlinear optical processes in quantum cascade lasers. *Physical Review Letters*, **90**(4):043902, 2003.

[166] C. Pflügl, M. Austerer, W. Schrenk et G. Strasser : Second-harmonic generation in GaAs-based quantum-cascade lasers grown on $<$ 100 $>$ substrates. *Electronics Letters*, **41**(24):1331, 2005.

[167] M. Giovannini, M. Beck, N. Hoyler et J. Faist : Second harmonic generation in (111)-oriented InP-based quantum cascade laser. *Journal of Applied Physics*, **101**(10):103107, 2007.

[168] O. Malis, A. Belyanin, C. Gmachl, D. L. Sivco, M. L. Peabody, A. M. Sergent et A. Y. Cho : Improvement of second-harmonic generation in quantum-cascade lasers with true phase matching. *Applied Physics Letters*, **84**(15):2721, 2004.

[169] O. Malis, A. Belyanin, D. L. Sivco, J. Chen, A. M. Sergent, C. Gmachl et A. Y. Cho : Milliwatt second harmonic generation in quantum cascade lasers with modal phase matching. *Electronics Letters*, **40**(25):1586, 2004.

[170] M. A. Belkin, M. Troccoli, L. Diehl, F. Capasso, A. A. Belyanin, D. L. Sivco et A. Y. Cho : Quasiphase matching of second-harmonic generation in quantum cascade lasers by Stark shift of electronic resonances. *Applied Physics Letters*, **88**(20):201108, 2006.

[171] M. Austerer, H. Detz, S. Schartner, M. Nobile, W. Schrenk, A. M. Andrews, P. Klang et G. Strasser : Čerenkov-type phase-matched second-harmonic emission from GaAs/AlGaAs quantum-cascade lasers. *Applied Physics Letters*, **92**(11):111114, 2008.

[172] A. Vizbaras, M. Anders, S. Katz, C. Grasse, G. Boehm, R. Meyer, M. A. Belkin et M. Amann : Room-temperature $\lambda \approx 2.7$ μm quantum cascade laser sources based on intracavity second-harmonic generation. *IEEE Journal of Quantum Electronics*, **47**(5):691, 2011.

[173] M. Jang, X. Wang, R. W. Adams, M. Troccoli et M. A. Belkin : Room-temperature 2.95 μm quantum cascade laser sources based on intra-cavity frequency doubling. *Electronics Letters*, **47**(11):667, 2011.

[174] Y.-H. Cho et A. Belyanin : Short-wavelength infrared second harmonic generation in quantum cascade lasers. *Journal of Applied Physics*, **107**(5): 053116, 2010.

[175] A. Vizbaras, M. Anders, C. Grasse, S. Katz, G. Boehm, R. Meyer, M. A. Belkin et M.-C. Amann : Short-wavelength InP quantum cascade laser sources by quasi-phase-matched intracavity second-harmonic generation. *Physica Status Solidi C : Conferences and Critical Reviews*, **9**(2):298, 2011.

[176] nanoplus Nanosystems et Technologies GmbH : DFB laser concept. http://nanoplus.com/en/technology/dfb-laser-concept/, 2015.

[177] C. Sirtori, P. Kruck, S. Barbieri, P. Collot, J. Nagle, M. Beck, J. Faist et U. Oesterle : GaAs/$Al_xGa_{1-x}As$ quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, **73**(24):3486, 1998.

[178] B. Pressl, T. Günthner, K. Laiho, J. Gessler, M. Kamp, S. Höfling, C. Schneider et G. Weihs : Modally resolved Fabry-Perot experiment with semiconductor waveguides. *arXiv*, 1507.04233v1, 2015.

[179] J. Z. Huang, R. Scarmozzino, G. Nagy, M. J. Steel et R. M. Osgood : Realization of a compact and single-mode optical passive polarization converter. *IEEE Photonics Technology Letters*, **12**(3):317, 2000.

[180] B.M. Holmes et D.C. Hutchin : Realization of novel low-loss monolithically integrated passive waveguide mode converters. *IEEE Photonics Technology Letters*, **18**(1):43, 2006.

[181] M. Savanier, C. Ozanam, F. Ghiglieno, L. Lanco, X. Lafosse, A. Lemaître, I. Favero, S. Ducci et G. Leo : Technological challenges for efficient AlGaAs nonlinear sources on chip. *In* S. L. Pyshkin et J. M. Ballato, éditeur : *Optoelectronics - Advanced Materials and Devices*, chapitre 3, page 59. InTech, 2013. ISBN : 978-953-51-0922-8.

[182] G. Almuneau, R. Bossuyt, P. Collière, L. Bouscayrol, M. Condé, I. Suarez, V. Bardinal et C. Fontaine : Real-time in situ monitoring of wet thermal oxidation for precise confinement in VCSELs. *Semiconductor Science and Technology*, **23**(10):105021, 2008.

[183] Bronkhorst High-Tech BV : Theory and advantages of 'CEM' vapour control. http://www.bronkhorst.com/en/products/theory/vapour_control/, 2014.

[184] R. Bossuyt : Contrôle in situ du diaphragme de confinement d'un VCSEL réalisé par la technique d'oxydation thermique humide. Mémoire de D.E.A., Conservatoire National des Arts et Métiers, 2007.

[185] SCHOTT : Propriétés optiques. http://www.schott.com/borofloat/french/attribute/optical/index.html?so=france&lang=french, 2014.

[186] M. Tang, H. Minamide, Y. Wang, T. Notake, S. Ohno et H. Ito : Tunable terahertz-wave generation from DAST crystal pumped by a monolithic dual-wavelength fiber laser. *Optics Express*, **19**(2):779, 2011.

[187] K. Suizu, K. Miyamoto, T. Yamashita et H. Ito : High-power terahertz-wave generation using DAST crystal and detection using mid-infrared powermeter. *Optics Letters*, **32**(19):2885, 2007.

[188] H. Ito, K. Suizu, T. Yamashita, A. Nawahara et T. Sato : Random frequency accessible broad tunable terahertz-wave source using phase-matched 4-Dimethylamino-*N*-methyl-4-stilbazolium Tosylate crystal. *Japanese Journal of Applied Physics*, **46**(11):7321, 2007.

[189] G. K. Samanta et M. Ebrahim-Zadeh : Dual-wavelength, two-crystal, continuous-wave optical parametric oscillator. *Optics Letters*, **36**(16):3033, 2011.

[190] I. Breunig, R. Sowade et K. Buse : Limitations of the tunability of dual-crystal optical parametric oscillators. *Optics Letters*, **32**(11):1450, 2007.

[191] D. R. Hall et P. R. Jackson : *The Physics and Technology of Laser Resonators*. Adam Hilger series on optics and optoelectronics. Taylor & Francis, 1990.

[192] F. Bretenaker : Laser physics. Cours du master OMP (M2), 2011-2012.

[193] M. Vainio, J. Peltola, S. Persijn, F. J. M. Harren et L. Halonen : Thermal effects in singly resonant continuous-wave optical parametric oscillators. *Applied Physics B : Photophysics and Laser Chemistry*, **94**(3):411, 2008.

[194] O. Gayer, Z. Sacks, E. Galun et A. Arie : Temperature and wavelength dependent refractive index equations for MgO-doped congruent and stoichiometric $LiNbO_3$. *Applied Physics B : Photophysics and Laser Chemistry*, **91**(2):343, 2008.

[195] O. Paul, A. Quosig, T. Bauer, M. Nittmann, J. Bartschke, G. Anstett et J. A. L'Huillier : Temperature-dependent Sellmeier equation in the MIR for the extraordinary refractive index of 5% MgO doped congruent $LiNbO_3$. *Applied Physics B : Photophysics and Laser Chemistry*, **86**(1):111, 2006.

[196] J. R. Schwesyg, C. R. Phillips, K. Ioakeimidi, M. C. C. Kajiyama, M. Falk, D. H. Jundt, K. Buse et M. M. Fejer : Suppression of mid-infrared light absorption in undoped congruent lithium niobate crystals. *Optics Letters*, **35**(7):1070, 2010.

[197] J. R. Schwesyg, A. Markosyan, M. C. C. Kajiyama, M. Falk, D. H. Jundt, K. Buse et M. M. Fejer : Optical loss mechanisms in magnesium-doped lithium niobate crystals in the 300 to 2950 nm wavelength range. *In Advances in Optical Materials*, page AIThE3. Optical Society of America (OSA), 2011.

[198] V. Kemlin : *Parametric infrared generation : from crystals to devices*. Thèse de doctorat, Université de Grenoble, 2013.