



HAL
open science

Composants hybrides par aboutement InP-Si N /SiO pour la réalisation de lasers à faible largeur de raie et de sources de peignes de fréquences intégrés

Sylvain Boust

► To cite this version:

Sylvain Boust. Composants hybrides par aboutement InP-Si N /SiO pour la réalisation de lasers à faible largeur de raie et de sources de peignes de fréquences intégrés. Optique [physics.optics]. Université de Rennes, 2021. Français. NNT : 2021REN1S044 . tel-03470991

HAL Id: tel-03470991

<https://theses.hal.science/tel-03470991v1>

Submitted on 8 Dec 2021

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.

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1

ECOLE DOCTORALE N° 596

Matière, Molécules, Matériaux

Spécialité : Photonique

Par

Sylvain BOUST

Composants hybrides par aboutement InP-Si₃N₄/SiO₂ pour la réalisation de lasers à faible largeur de raie et de sources de peignes de fréquences intégrés

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 07/06/2021

Unités de recherche : III-V Lab, Institut FOTON

Composition du jury :

Camille-Sophie Brès, *rapporteuse*
Olivier Gauthier-Lafaye, *rapporteur*
Christelle Monat, *examinatrice*
François Balembois, *président du jury*
Marc Vallet, *directeur de thèse*
François Duport, *superviseur industriel*

Professeure associée, EPFL
Directeur de recherche, LAAS CNRS
Professeure, Institut des Nanotechnologies de Lyon
Professeur, Laboratoire Charles Fabry
Professeur, Université de Rennes 1
Ingénieur, III-V Lab Palaiseau

A ma famille,
ma belle-famille,
et à Floriane.

Remerciements

Mon manuscrit ne serait pas terminé sans remercier tous ceux qui m'ont aidé pendant cette thèse ! Pour commencer, je souhaite remercier les laboratoires qui m'ont accueilli pour cette thèse hybride : le III-V Lab et l'Institut FOTON. Notamment je remercie la bienveillance du directeur du III-V Lab Jean-Pierre Hamaide et des administrateurs thalésiens successifs Philippe Bois et Pascale Nouchi.

Je remercie également l'ANRT, la DGA et Lumibird qui ont rendu possible cette thèse.

A présent, je souhaite remercier mon principal encadrant : François Duport ! Même si tu n'as cessé de dire que tu n'avais pas le temps de m'encadrer autant que tu voulais, tu l'as tout de même très bien fait ! Je te remercie pour tes nombreux conseils, j'ai beaucoup progressé en particulier d'un point de vue expérimental grâce à toi ! Merci d'avoir eu la patience de m'expliquer tant de choses et d'avoir suivi avec énergie mes idées ! Merci de m'avoir encouragé et valorisé à juste titre mes travaux. Et merci de m'avoir appris quelques expressions belges et autres !

J'ai eu la chance d'avoir un fabuleux directeur de thèse : Marc Vallet, qui malgré la distance m'a encadré comme il le fallait ! Merci de m'avoir aidé à tout mieux comprendre, et merci pour ta patience incommensurable et ta rigueur pour les nombreuses relectures de publications et évidemment de mon manuscrit ! Je te remercie de m'avoir aidé à surmonter (voire gérer à ma place) tout le côté administratif de ma thèse ! Il est vrai que je n'ai pas passé beaucoup de temps à Rennes hélas, mais il n'est pas trop tard pour corriger ça, j'espère avoir l'occasion de repasser !

Je remercie vivement Frédéric Van Dijk, qui m'a également beaucoup encadré malgré son emploi du temps surchargé. Merci de toujours avoir été là pour m'aider ! J'ai beaucoup aimé discuter autour des manip et plus. En plus de ta bienveillance, je dois souligner que ton pragmatisme m'a beaucoup inspiré, puisses-tu ne pas perdre cette qualité !

Je remercie Olivier Gauthier-Lafaye et Camille-Sophie Brès pour avoir accepté d'être rapporteurs : leurs relectures, retours et conversations scientifiques lors de la soutenance ont été très intéressants. Je remercie également le reste du jury pour leurs questions et remarques à savoir : Christelle Monat et François Balembois. Je remercie ce dernier pour avoir présidé mon jury et m'avoir permis de boucler la boucle entre Supoptique et cette thèse.

Je remercie grandement le reste de mon équipe groupe sources optroniques avec qui j'ai passé de bons moments : Andrzej qui a été mon doctorant mentor, Peppino qui a essayé les plâtres pour moi, Barbara ma bff du labo avec qui j'ai bien discuté, Cécil qui fut un véritable modèle (surtout en réunion), Yasmine qui m'a grandement aidé sur les dernières mesures de ma thèse et à qui je fais confiance pour poursuivre mes travaux, Gil qui a été un stagiaire très sympa, et Michel K. pour son enthousiasme sans faille.

Cette aventure n'aurait pas été la même sans les autres doctorants du III-V Lab, je remercie : Hajar pour toutes nos discussions et son initiation à l'escalade, Théo un bon ami qui m'a tiré vers le haut (scientifiquement parlant et un peu pour l'escalade), Antonin dont l'humour m'aura bien marqué, Claire

évidemment pour sa patience infinie à m'expliquer ce qu'il se passe en salle blanche et dans le couloir B2, merci également à Gregory, Romain, Pierre, Thomas, Mathurin, et Sébastien.

Je suis aussi reconnaissant envers le reste du III-V Lab qui m'a également bien accueilli, je remercie en particulier : Jorge toujours là pour rire et aussi me conseiller, Joan, Alessandro, Phillippe C. pour son travail formidable sur les sous-modules, David, Delphine L., Delphine N., Harry, Catherine, Cosimo, Giancarlo, Maryline, Pascale T., Olivier (merci encore de m'avoir aidé jusqu'à la fin !), Myriam O., Alexandre S., Alexandre G., Alexandre D., Alexandre L., Christophe, Jean-Luc. Un grand merci pour ceux qui étaient au III-V Lab, notamment Milad, Mathilde M. et Clément P. !

Tout comme le III-V Lab, le CEA-Leti avec le LTM a été d'une aide inestimable dans le succès de ma thèse. Bien que les débuts aient été difficiles, les composants finaux ont dépassé mes attentes. Je voudrais remercier en premier Jean-Marc Fédéli qui a fait un travail remarquable et qui a toujours été présent. Puis je remercie Corrado et Houssein : sacré duo de choc, merci pour vos travaux, merci de nous avoir fait confiance, merci pour votre enthousiasme et votre dynamisme ! Je voudrais également remercier le reste de nos collègues avec qui cela a été un plaisir de travailler avec : Quentin W. (un grand merci pour ta relecture !), Sylvain G., Olivier M., et Wilfried R..

Je n'oublie pas mes collègues de TRT que j'ai commencé par connaître par Yes (puis par côtoyer au quotidien après la thèse). Je remercie notamment : Inès qui m'a fait connaître l'offre de stage de François, c'est à dire le début de mon aventure au III-V Lab (rien que ça !), Vincent B. aka l'homme tout le temps en t-shirt (sauf le vendredi), Ghaya qui m'a aidé (en plus de Frédéric !) à investiguer le RIN de mes lasers, Jules le roi des GIFs et mon acolyte d'escalade, merci aussi à Myriam B., Delphin et Léa.

Je voudrais également remercier l'équipe DOP à Rennes qui m'a très bien accueilli les rares fois où je suis venu, et qui ont suivi avec intérêt mes travaux. En plus, je voudrais remercier Marie pour toutes les crêpes mangées à Rennes, et la très longue marche au milieu de la forêt à Ottawa !

Je remercie aussi mes compagnons de Supoptique que je continue de voir avec plaisir : Alex, Clémence, Benjamin, Nicolas, Antoine, Baptiste, Ludivine, Shanjuhan, et Hector. J'en profite pour remercier aussi mes amis de toujours : Léo, Olivier, Louis, Loïc, Fred, Kévin, Germain et Loris.

Pour finir, je remercie vivement toute ma famille, et aussi ma belle-famille de m'avoir supporté pendant cette thèse. Mention spéciale à mon père qui m'a bien conseillé, encouragé à me surpasser, et a relu mon manuscrit ! Enfin, je terminerai par ma dulcinée : je te remercie infiniment ma chère Floriane pour m'avoir accompagné tout au long de cette aventure. Merci d'avoir toujours été là pour me motiver, m'encourager, t'enthousiasmer, et me proposer des sorties et des voyages pour me rafraîchir l'esprit !

Table des matières

Introduction générale.....	9
1. Etude théorique des lasers hybrides.....	13
1.1. Etat de l'art des lasers compacts en bande C	13
1.2. Présentation des différentes sources hybrides	14
1.2.1. Définitions	15
1.2.2. Le couplage entre le composant actif et le composant passif	16
1.2.3. Etat de l'art sur les largeurs de raie de cavité des lasers hybrides	20
1.2.4. Largeur de raie d'une source hybride	21
1.2.4.1. Rappel de la largeur de raie dans le cas d'un simple semiconducteur.....	21
1.2.4.2. Cas d'un semiconducteur à cavité étendue	22
A. Largeur de raie en fonction du désaccord.....	23
B. Largeur de raie en fonction de la longueur de la cavité.....	29
1.2.5. Quelle fonction passive choisir ?.....	31
1.3. Les lasers hybrides DBR	34
1.3.1. Présentation	34
1.3.2. Comportement d'une cavité hybride DBR lors de son pompage	34
1.3.3. Estimation de la puissance de sortie d'une source DBR hybride	39
1.3.4. Notions sur le bruit d'intensité relatif (RIN) d'un laser hybride	41
1.4. Conclusion.....	44
2. Source laser avec circuits en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ à faible confinement	45
2.1. Etudes des composants passifs seuls	45
2.1.1. Conception des guides d'onde faiblement confiné	45
2.1.1.1. Guide d'onde droit.....	45
2.1.1.2. Guide d'onde en virage.....	46
2.1.1.3. Adaptateur de mode.....	47
A. Définition.....	47
B. Simulations et mesures en champ lointain.....	49
C. Mesures de champ proche	51
2.1.2. Fabrication de guides à faibles pertes linéiques	52
2.1.3. Mesures de pertes	56
2.1.3.1. Origine des pertes	57
2.1.3.2. Méthodes de mesure des pertes	57
2.1.3.3. Mesures de pertes selon le procédé de fabrication	58
2.1.4. Réseaux de Bragg	60
2.1.4.1. Rappels théoriques.....	61

2.1.4.2.	Méthode de simulation	65
2.1.4.3.	Conception de réseaux de Bragg spectralement étroits	66
A.	Réseau uniforme.....	66
B.	Réseaux à « ilots ».....	70
C.	Réseaux d'ordre élevé	71
D.	Réseau apodisé	77
2.1.4.4.	Mesures spectrales de réseaux de Bragg spectralement étroits	82
A.	Banc de mesure	82
B.	Mesures	83
2.1.4.5.	Réseaux de Bragg spectralement larges	88
A.	Conception	88
B.	Mesures	88
C.	Perspectives sur les réseaux de Bragg spectralement larges	90
2.2.	Laser hybride DBR.....	91
2.2.1.	Amplificateur optique à semiconducteur réfléchissant (RSOA)	91
2.2.2.	Etude et réalisation du couplage actif/passif	93
2.2.2.1.	L'assemblage de la cavité hybride	94
2.2.2.2.	Mesures de pertes de couplage.....	95
A.	Recouvrement des champs lointains	95
B.	Mesure du photocourant.....	95
2.2.3.	Caractérisation d'un laser hybride monomode.....	97
2.2.3.1.	Mesures de puissance optique	97
2.2.3.2.	Mesures spectrales du module à température constante.....	101
2.2.3.3.	Mesures spectrales du sous-module à courant de Peltier constant	104
2.2.3.4.	Largeur de raie	108
A.	Définitions et méthode de mesure	108
B.	Mesures	110
2.2.3.5.	Mesures de RIN.....	115
2.2.3.6.	Vitesse d'accord	120
2.2.3.7.	Accord thermique	122
2.2.4.	Du laser hybride DBR à une démonstration de laser à verrouillage de mode.....	125
2.3.	Conclusion et perspectives	128
3.	Peigne de fréquences dans un micro-résonateur Si₃N₄/SiO₂ à fort confinement	131
3.1.	Introduction	131
3.1.1.	Les peignes de fréquences optiques	132
3.1.2.	La génération de peignes de fréquences optiques par effet Kerr.....	133
3.1.3.	Les différentes réalisations de peigne de fréquences par effet Kerr.....	137
3.2.	Etude des composants passifs seuls.....	139
3.2.1.	Caractéristiques du guide d'onde	139
3.2.2.	Conception des micro-résonateurs en anneau	141
3.2.3.	Fabrication de guides à faibles pertes linéiques	145
3.2.4.	Caractérisations des micro-résonateurs en anneau	147

Table des matières

3.3.	Injection d'un micro-résonateur $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ à fort coefficient de qualité	150
3.3.1.	Premiers essais avec une source externe	151
3.3.2.	Injection par un laser DFB de puissance	154
3.3.2.1.	Description de la source utilisée	154
3.3.2.2.	Description de l'assemblage InP- $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$	155
3.3.2.3.	Expériences d'injection	156
A.	Premiers tests sur plusieurs tailles de micro-résonateurs.....	156
B.	Mesures d'un peigne chaotique	159
C.	Mesures d'états solitoniques.....	161
D.	Mesures dynamiques d'un peigne de fréquence	164
3.4.	Conclusions et perspectives.....	167
	Conclusion générale.....	170
	Bibliographie.....	173
	Liste des publications	187
	Annexe A Puissance de sortie d'un laser hybride	188
	Annexe B Autres expressions de la largeur de raie	190
	Annexe C Paramètres thermiques.....	191
	Annexe D Construction d'un réseau apodisé sans chirp.....	195
	Annexe E Notions sur la dispersion chromatique.....	197
	Annexe F Liste des notations utilisées	199
	Annexe G Liste des abréviations	201

Introduction générale

Depuis plusieurs décennies, la télédétection grâce à un laser a permis l'étude déportée de la composition atmosphérique [1], des aérosols ou la mesure de vitesse (comme par exemple les jumelles portatives utilisées pour le contrôle routier). Plus connu sous l'acronyme de lidar (« Light Detection and Ranging ») ou encore de ladar (« Laser Detection and Ranging »), cette technique permet entre autres de guider les voitures autonomes grâce à ses cartographies hautement résolues de l'environnement pour ne citer que l'application la plus importante des prochaines années [2], le volume du marché de l'automobile autonome étant en plein essor [3]. Un lidar mesure le temps de parcours d'un signal émis par une source laser, puis réfléchi par une cible (bâtiment, automobile, poussière, espèce chimique, ...) et revenant à l'appareil de mesure. Ce signal est généralement très faible et peut potentiellement parcourir de grandes distances (100 m - 10 km). Afin de s'affranchir du bruit à la détection, ce signal est détecté grâce à un montage hétérodyne ou homodyne. Ce type de détection permet la mesure du décalage Doppler de l'onde réfléchie, donnant alors accès à la vitesse de la cible. Un lidar peut par exemple mesurer la vibration d'un bâtiment ou la vitesse d'un drone. La qualité (pureté) spectrale de la source laser utilisée ainsi que son bruit relatif d'intensité sont des paramètres critiques pour ces systèmes qui vont influencer sur la résolution, la portée ou la sensibilité du lidar. Cette problématique est également présente dans un autre secteur en pleine expansion : celui des communications de données.

Jusque dans les années 2000, les communications étaient basées sur la détection directe de la modulation d'un signal. Mais depuis, pour faire face à l'augmentation exponentielle du trafic des données, les nouveaux protocoles de communications se sont complexifiés et sont passés sur une transmission cohérente des données. En effet, en modulant phase et amplitude, le débit binaire peut être grandement augmenté pour un débit symbole donné et ainsi le volume de données transportées est bien plus élevé [4]. Pour faire face à l'augmentation inexorable du trafic des données [5], amplifiée par la pandémie de la Covid-19 en 2020, les équipementiers (telles que Nokia, Ericsson, Huawei, ...) doivent s'adapter et innover continuellement. Pour y parvenir, une méthode est d'augmenter le nombre de symboles présents dans les diagrammes de constellations, ce qui requiert une grande qualité spectrale de la source laser [6], [7].

Ces deux précédents exemples sur le lidar et la transmission de données ont plusieurs points communs : ce sont deux domaines en plein essor et leur développement exige une bonne qualité spectrale du laser notamment en bande C (1530 nm - 1565 nm) : c'est-à-dire qu'ils nécessitent un laser émettant « précisément » à une fréquence ν . Pour estimer cette qualité d'émission lumineuse, la notion de largeur de raie est utilisée : il s'agit de la largeur totale à mi-hauteur du spectre optique, mesuré sur un temps défini par l'utilisateur [8]. **Un des principaux objectifs dans nos travaux est de réaliser une source laser à faible largeur de raie en bande C.** Pour savoir comment réduire la largeur de raie, il est donc essentiel de rappeler pourquoi la raie spectrale du laser est « large ».

Même en l'absence de bruits « techniques » (liés à l'environnement du laser comme par exemple les vibrations mécaniques, les variations de températures, ou les fluctuations électriques du pompage

électrique), il existe une largeur fondamentale dû aux fluctuations du champ électromagnétique induites par l'émission spontanée. Cette largeur fondamentale a d'abord été expliquée dès 1958 par Schawlow et Townes dans le cas des masers [9], avant même la réalisation du premier laser en 1960 [10]. L'émission spontanée du laser ajoute des « composantes de phase aléatoire » à l'oscillation électromagnétique à la fréquence ν induite par l'émission stimulée. L'amplitude complexe du champ électrique du laser peut alors s'écrire $E + \Delta E$, avec une phase associée $\phi + \Delta\phi$. Pour l'illustrer, nous traçons comme dans [11] les valeurs de l'amplitude complexe du champ électrique du laser au cours du temps en représentation de Fresnel (Fig. 1a). L'émission spontanée étant incohérente, sa phase est aléatoire et donc se diffuse au cours du temps. Dans le plan de Fresnel, cette diffusion de phase se traduit par un cercle, correspondant à un élargissement du spectre (en revanche, à cause de la saturation du gain, l'intensité d'un laser continu tend à revenir à sa valeur originale).

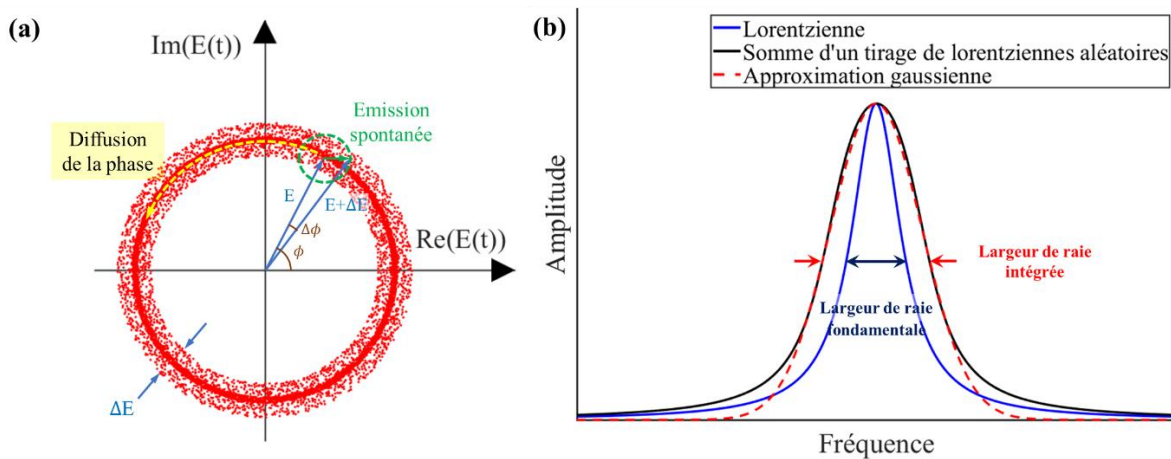


Fig. 1 : (a) Représentation complexe du champ électrique du laser. Chaque point représente l'amplitude du champ à un instant t . Les fluctuations induites par l'émission spontanée se traduisent par une phase ϕ pouvant prendre n'importe quelle valeur, tandis que l'amplitude du champ est bornée dans un intervalle 2Δ . (b) Croquis illustrant la variation aléatoire de la largeur de raie lorentzienne (bleu) aboutissant à une largeur de raie gaussienne (rouge pointillé).

Ainsi la largeur de raie d'un laser continu a une valeur minimale non nulle. La largeur de raie fondamentale (dite intrinsèque) d'un laser a un profil lorentzien. La contribution des bruits « techniques » se traduit par un bruit de fréquence généralement en $1/f$ [12]. L'intégration dans le temps de ces fluctuations engendre un élargissement de la largeur de raie en un profil gaussien (Fig. 1b). En pratique, lors d'une mesure de largeur de raie, les deux contributions conduisent à un profil de voigt [13].

Depuis les travaux fondateurs de 1958, de nombreuses études ont porté sur l'estimation de la largeur de raie. En 1960, M. Lax corrige d'un facteur 2 la formule de Schawlow et Townes pour prendre en compte la stabilisation des fluctuations au-dessus du seuil laser. Cependant, l'histoire retiendra uniquement les noms de Schawlow et Townes pour nommer la formule corrigée (1).

$$\Delta f_{ST} = \frac{\pi h \nu (\Delta f_c)^2}{P} \quad (1)$$

où ν est la fréquence optique, h est la constante de Planck, Δf_c est la largeur spectrale de la cavité laser froide, c'est à dire $\Delta f_c = 1/(2\pi\tau_{ph})$ avec τ_{ph} le temps de vie de photon dans la cavité. P est la puissance intra-cavité transportée par le mode laser, en supposant que la cavité n'a pas de pertes internes. La formule (1) continua de subir des corrections notamment dans les cas des semiconducteurs et des lasers

soumis à une rétroaction optique. Ces points cruciaux pour nos travaux sont abordés dans la suite du manuscrit.

Un autre point commun caractérise les exemples du lidar sur les voitures autonomes, et l’implantation des transmissions cohérentes jusqu’aux datacenters. Ces deux applications nécessitent un laser qui soit peu encombrant, consommant peu de puissance électrique, et facile à produire à grande échelle. Ces critères orientent naturellement vers le choix du laser à semiconducteur. Néanmoins la faible qualité spectrale de ces lasers limite leur usage. Depuis 2010 [14], la photonique intégrée a relevé ce défi : en assemblant un circuit intégré en silicium avec une puce à gain en matériaux III-V (InP, GaAs, etc.), plusieurs laboratoires ont réalisé de telles sources lasers compactes à semiconducteurs et démontré, en 2020, des largeurs de raie inférieures au kilohertz [15], [16]. **Notre principal but est de concevoir ce type de laser à cavité étendue.** Plusieurs plateformes permettant la réalisation de circuits intégrés, nous comparons les principaux matériaux des guides d’onde utilisés dans la littérature dans le Tableau 1. Le guide d’onde idéal doit avoir de faibles pertes de propagation, une faible susceptibilité non-linéaire, une absorption à deux photons négligeable, et une différence d’indice importante entre celui du mode se propageant dans le guide et celui de sa gaine pour permettre des conceptions compactes. Au vu de ces critères, les guides d’onde en nitrure de silicium sur silice ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$) fin et en Hydex semblent correspondre aux meilleurs compromis. Cependant, comme l’Hydex[®] est un matériau dont l’entreprise Finifera détient la propriété, le guide en Si_3N_4 devient le meilleur compromis disponible. Ce matériau présente un autre atout [17], car en augmentant la proportion (en volume) de Si_3N_4 fin dans le guide d’onde par rapport au SiO_2 , nous avons accès à des guides d’onde utilisables pour des applications non-linéaires qui représentent également une possibilité pour l’élaboration de sources laser à grande pureté spectrale, comme nous le verrons dans ce manuscrit.

L’intérêt des matériaux du point de vue non-linéaire peut être classifié grâce à la figure de mérite FOM_1 égale à $n_2/\lambda\beta_{TPA}$, où n_2 est l’indice non-linéaire, β_{TPA} le coefficient d’absorption à deux photons, et λ la longueur d’onde [18]. Cependant, ayant déjà regroupé dans le Tableau 1, les meilleures plateformes dépourvues d’absorption à deux photons, la FOM_1 n’est pas discriminante. Nous nous appuyons donc sur une deuxième FOM_2 égale au rapport du coefficient non-linéaire par les pertes linéiques γ/α [19]. L’AlGaAs sur isolant a la FOM_2 la plus élevée, mais nous préférons utiliser le Si_3N_4 pour sa versatilité.

Ce manuscrit est donc consacré à l’étude des deux types de composants de haute pureté spectrale pouvant potentiellement répondre, entre autres, aux besoins de l’industrie télécom et du lidar embarqué : un laser à cavité étendue monomode grâce à l’emploi du Si_3N_4 fin, et une source de peigne de fréquence par effet Kerr en utilisant le Si_3N_4 épais. Pour débiter, nous expliquerons au **chapitre 1** les raisons pour lesquelles un laser semiconducteur à cavité étendue répond à nos critères de pureté spectrale. Puis au **chapitre 2**, nous verrons comment concevoir une telle cavité laser en photonique intégrée en se focalisant en particulier sur l’élaboration de réseaux de Bragg spectralement fins. Après avoir testé les composants passifs en Si_3N_4 fins fabriqués au CEA-Leti, nous étudierons en détail le comportement des lasers obtenus par aboutement avec des puces à gain InGaAsP fabriquées au III-V Lab. Au **chapitre 3**, nous nous intéresserons à des micro-résonateurs passifs en Si_3N_4 épais, également fabriqués par le CEA-Leti. Nous démontrerons qu’ils permettent de générer des peignes de fréquences optiques lorsqu’ils sont couplés à des lasers DFB, réalisés au III-V Lab. Nous montrerons qu’il est également possible d’affiner la largeur spectrale du laser DFB par réinjection optique. Enfin, dans la **conclusion générale**, nous reprendrons les principaux résultats obtenus et nous discuterons des perspectives de ce travail.

	Matériaux des guides d'onde (cœur/gaine)					
	Si ₃ N ₄ /SiO ₂ fin	Si ₃ N ₄ /SiO ₂ épais	Si/SiO ₂	Hydex®	AlGaAs/SiO ₂	LiNbO ₃ / SiO ₂
Pertes α (dB.m ⁻¹)	0,1-10	1-30	30-300	6	40-130	3-300
Indice de réfraction du cœur n	1,98		3,48	1,7	3,3	2,21
Indice non-linéaire n_2 (m ² W ⁻¹)	9×10 ⁻²⁰	2,5×10 ⁻¹⁹	5×10 ⁻¹⁸	1,2×10 ⁻¹⁹	2,6×10 ⁻¹⁷	1,8×10 ⁻¹⁹
Coefficient d'absorption à 2 photons β_{TPA} (cm.GW ⁻¹)	Négligeable		0,25-0,9*	Négligeable		
$FOM_1 = n_2/(\lambda\beta_{TPA})$	>>1		0,3-5*	>>1		
A_{eff} = épaisseur × largeur (μm ²)	0,07×2,9	0,71×1,65	0,22×0,36**	1,45×1,50	0,4×0,7	0,6×1,3
Coefficient non-linéaire $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda A_{eff})$ (m ⁻¹ W ⁻¹)	0,08	1	300	0,2	660	0,9
$FOM_2 = \gamma/\alpha$ (W ⁻¹)	0,02	1,4	0,4	0,14	22	1,3
Contraste d'indice $n_{cœur} - n_{gaine}$	0,5		2	0,3	1,8	0,7
Compacité	-	+	++	+	++	+
Fenêtre de transparence (μm)	0,4-4,6		1,1-2,5	0,29-7	0,7-17	0,35-5
Références	[20], [21]	[22]	[18], [23], [24]	[25]	[26], [27]	[28], [29]

Tableau 1 : Comparaison des principales plateformes intégrées. La longueur d'onde pour les valeurs données est de 1550 nm. Le Si₃N₄ fin (épais) signifie que l'épaisseur du cœur du guide d'onde est inférieure (supérieure) à 100 nm (600 nm). D'autres plateformes existent : AlN [30], S_xN_y [31], GaN [32], GaP [33], Diamant [34] Ta₂O₅ [35]. La FOM₂ est calculée à partir des valeurs des articles mentionnées. D'autres critères importants non reportés ici sont à prendre en compte dans certains cas, comme la possibilité de concevoir des guides à dispersion anormale, et la possibilité d'incorporer des fonctions actives comme des modulateurs. * dépend si le silicium est amorphe ou cristallin. ** : des guides plus larges existent (1,5μm×1,5μm).

1. Etude théorique des lasers hybrides

Comme nous l'avons évoqué dans l'introduction, il existe un besoin pour une source laser en bande C peu encombrante et de faible largeur de raie. Une telle source pourrait par exemple servir de brique technologique à la création d'un système de détection lidar mobile [36], l'émission cohérente en télécommunications [6], [7], ou la génération de signaux micro-ondes à grande pureté spectrale [37].

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord passer en revue les différents lasers décrits dans la littérature dont les caractéristiques se rapprochent le plus de nos objectifs. Nous recentrerons ensuite notre attention sur l'étude des lasers basés sur le couplage d'un semiconducteur III-V avec un circuit intégré sur plateforme silicium. Puis, nous décrirons les solutions existantes avant de nous focaliser sur une étude approfondie des lasers hybrides réalisés avec un réseau de Bragg. Nous détaillerons les différents mécanismes régissant la largeur de raie d'un laser, afin de déterminer l'architecture type d'un laser à faible largeur de raie répondant à nos critères. Enfin, nous préciserons le fonctionnement d'un laser hybride DBR, qui est un exemple de laser répondant à nos spécifications. Les résultats mêlant ici théorie et simulation serviront de référence pour expliquer les expériences du chapitre 2.

1.1. Etat de l'art des lasers compacts en bande C

Un de nos objectifs est de concevoir une source laser compacte ($< 1 \text{ cm}^3$) à faible largeur de raie ($< 10 \text{ kHz}$) émettant en bande C (1530 nm-1565 nm) en régime continu. Dans le Tableau 2, nous proposons un résumé des performances des différents lasers approchant nos objectifs. Nous centrons notre comparaison sur la puissance optique, la largeur de raie, l'accordabilité et l'encombrement des sources lasers.

Nous n'abordons pas les autres grandes familles de lasers à cause de leur fort encombrement. Si ces derniers candidats sont inadaptés à nos besoins, notons qu'ils présentent les largeurs de raie les plus faibles : par exemple, les largeurs de raie des lasers à gaz peuvent facilement être de l'ordre de la centaine de mHz [38]. Soulignons qu'une autre technique volumineuse, permettant de réduire la largeur de raie à quelques mHz , est de stabiliser la fréquence du laser sur une référence externe, par exemple au moyen d'une cavité à fort coefficient de qualité [39].

Parmi les familles de laser cités dans le Tableau 2, le laser à fibre est une solution pertinente en termes de largeur de raie et de puissance. Il existe de nombreuses solutions commerciales avec des spécifications variés comme nous l'observons dans les trois premières lignes du tableau. Néanmoins, sa compacité et son accordabilité sont limitées. Les semiconducteurs sont eux bien plus compacts, et ont des puissances et des accordabilités satisfaisantes. Toutefois, leurs largeurs de raie restent trop élevées pour nos besoins. Pour améliorer ce dernier point, de nombreuses stratégies ont été développées pour agrandir la cavité laser du semiconducteur. Comme mentionné dans le tableau, les semiconducteurs peuvent être hybridés avec un composant passif comme une fibre à réseau de Bragg, ou un circuit intégré généralement sur plateforme silicium, ou encore avec un résonateur à fort coefficient de qualité. Ces solutions permettent de réduire drastiquement la largeur de raie dans un faible volume. A ce stade de

miniaturisation, l'encombrement dépend de la cavité optique mais aussi de la mise en module. Toutes ces hybridations répondent à nos besoins, mais l'usage de circuits photoniques intégrés se distingue. En effet, il s'agit d'une solution très compacte et très versatile. Le circuit intégré offre une grande liberté de conception, et peut accueillir des fonctions supplémentaires à celle du laser. Par exemple, en plus de refermer la cavité laser initié par un semiconducteur, le circuit intégré peut séparer le signal laser en plusieurs signaux qui à leur tour peuvent être modulés [40]. De plus, la photonique intégrée permet la fabrication de grands nombres de composants simultanément facilitant l'industrialisation de ce type de source.

Les nanolasers sont des sources intéressantes par leurs faibles volumes, mais ils ne sont pas adaptés à nos besoins à cause d'une trop faible puissance optique et une largeur de raie trop importante.

Critères Classe de laser	Puissance optique	Largeur de raie intrinsèque	Accordabilité	Encombrement	Réf.
Laser à fibre	10-40 mW	<100 Hz	8 GHz	10 dm ³	[41]
	30 mW	10 kHz	N.C.	160 cm ³	[42]
	1-15 W	3-50 kHz	100-200 MHz	200-1000 cm ³	[43]
Semiconducteurs (SC)	50-200 mW	5-1000 kHz	0,2-200 GHz	1-5 cm ³	[44]–[46]
SC + fibre	140 mW	<100 Hz	2,5 GHz	1-5 cm ³	[47]
SC + circuit intégré	1-100 mW	100 Hz-10 kHz	10 GHz-15 THz	1-5 cm ³	[15], [16]
SC + miroirs/résonateurs en espace libre	1-10 mW	<100 Hz	<10 GHz	1-5 cm ³	[48], [49]
	10 mW	≤3 Hz	10 GHz	220 cm ³	[50]
Nanolasers*	1 nW-100 μW	0,1 GHz-1 THz	<1 THz	<100 μm ³	[51], [52]

Tableau 2 : Comparaison des différents types de lasers compacts émettant en bande C en régime continu se rapprochant de nos critères. * : Cette catégorie regroupe tous les types lasers dont la taille de la cavité est de l'ordre de la longueur d'onde émise. Pour en savoir davantage sur les différents nanolasers, le lecteur est invité à consulter [53].

Notons que la comparaison des différentes sources à travers ce tableau est limitée, puisqu'elle se restreint à quatre critères sans tenir compte des avantages et inconvénients des différentes technologies. Par exemple, les lasers à cristaux photoniques peuvent facilement contrôler leur polarisation, la forme et la direction de leur faisceau ; tandis que les semiconducteurs dont la cavité est étendue par une fibre à réseau de Bragg sont généralement des lasers trop sensibles aux vibrations de l'environnement.

Parmi les sources lasers répondant à nos besoins, nous avons décidé de choisir l'hybridation des semiconducteurs par des circuits intégrés pour ses nombreux avantages que nous venons de citer. Dans le reste de nos travaux, nous nous baserons sur cette technologie.

1.2. Présentation des différentes sources hybrides

Dans cette partie, nous allons décrire en détail les sources lasers formées par l'hybridation d'un semiconducteur et d'un circuit intégré passif. Puis, nous expliquerons comment ce type de laser parvient à émettre des largeurs de raie bien plus faibles qu'un simple semiconducteur. Enfin nous discuterons des fonctions optiques du circuit intégré permettant de refermer la cavité laser.

1.2.1. Définitions

Une **source hybride** (ou **laser hybride**) est définie par l'association de deux composants, l'un est dit actif, tandis que l'autre est passif. Le composant actif est pompé électriquement pour fournir le gain. Au contraire, le composant passif ne reçoit pas de courant électrique pour la génération de photon. Son rôle est d'obtenir une cavité plus longue et de filtrer les modes longitudinaux de cette dernière. Il peut par exemple être composé d'air et d'un miroir, ce dernier est alors aligné en espace libre avec le composant actif pour former un laser à **cavité étendue** ou à **cavité externe**.

Un **laser à cavité étendue** est l'association d'un milieu à gain (n'émettant seul que spontanément) et d'un composant passif rétro réfléchissant [54]. Un **laser à cavité externe** est composé de manière similaire, mais son milieu à gain est déjà un laser à lui seul. Ces deux types de lasers sont donc des sources hybrides. Néanmoins dans la littérature, la dénomination de laser hybride n'est généralement utilisée qu'en photonique intégrée. Le composant passif est typiquement une puce à base de silicium (Fig. 4c) [16], [55]–[57]. Il peut aussi prendre la forme d'une fibre avec un réseau de Bragg photo-inscrit (Fig. 2a) [47], [58]. Bien qu'il soit dit passif, mentionnons que le composant passif peut être alimenté électriquement pour des fonctions de modulation (par effet thermique ou par injection de porteurs modifiant l'indice de réfraction du matériau) ou de filtrage.

Pour se familiariser avec ces notions, nous pouvons citer d'autres exemples répondant à la définition de laser hybrides :

Un réseau blazé (ou à échelettes) aligné avec un semiconducteur, par exemple en configuration Littrow, permet d'obtenir un laser à cavité étendue [59]. Certains lasers à cascade quantique sont à cavité externe [60]. En revanche, le VECSEL est un cas particulier : bien que son fonctionnement se rapproche de la définition d'un laser à cavité étendue, son acronyme le définit comme une diode laser à cavité externe verticale émettant par la surface [61]. La Fig. 2b) est un exemple d'un laser à cavité externe, où la rétrodiffusion d'un résonateur améliore les performances d'un laser [48]. Le laser intégré hétérogène est un laser à cavité étendue, ce laser hybride est typiquement basé sur la technologie dite du III-V sur silicium (Fig. 2c)). Le matériaux III-V formant le milieu à gain est collé directement sur le silicium qui est lui le composant passif. Nous pouvons citer l'exemple d'un article où un laser à semiconducteur à cavité externe est étudié dans une cavité étendue en espace libre [62].

Les lasers à cavité étendue et ceux à cavité externe ont des fonctionnements similaires, la principale différence est le coefficient de réflectivité du miroir du milieu à gain du côté où se place le composant passif. Cette réflectivité est élevée (20%-90%) lorsqu'il s'agit d'un laser à cavité externe. Tandis que pour le cas d'un laser à cavité étendue, elle fait souvent l'objet d'un traitement anti-réflexion (AR), et devient très faible (< 5%). Pour les modélisations du chapitre 1, nous nous placerons dans ce second cas. Sous certaines conditions de rétrodiffusion [63], nos travaux pourront également s'appliquer pour le cas des lasers à cavités externes.

Dans le chapitre 2, nous étudierons une source hybride formée d'un milieu à gain émettant spontanément seul avec un réseau de Bragg sur puce $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, il s'agira donc un laser à cavité **étendue**. Dans le chapitre 3, nous analyserons une seconde source hybride formée par un laser à semiconducteur avec un micro-résonateur sur puce $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, il s'agira donc d'un laser à cavité **externe**.

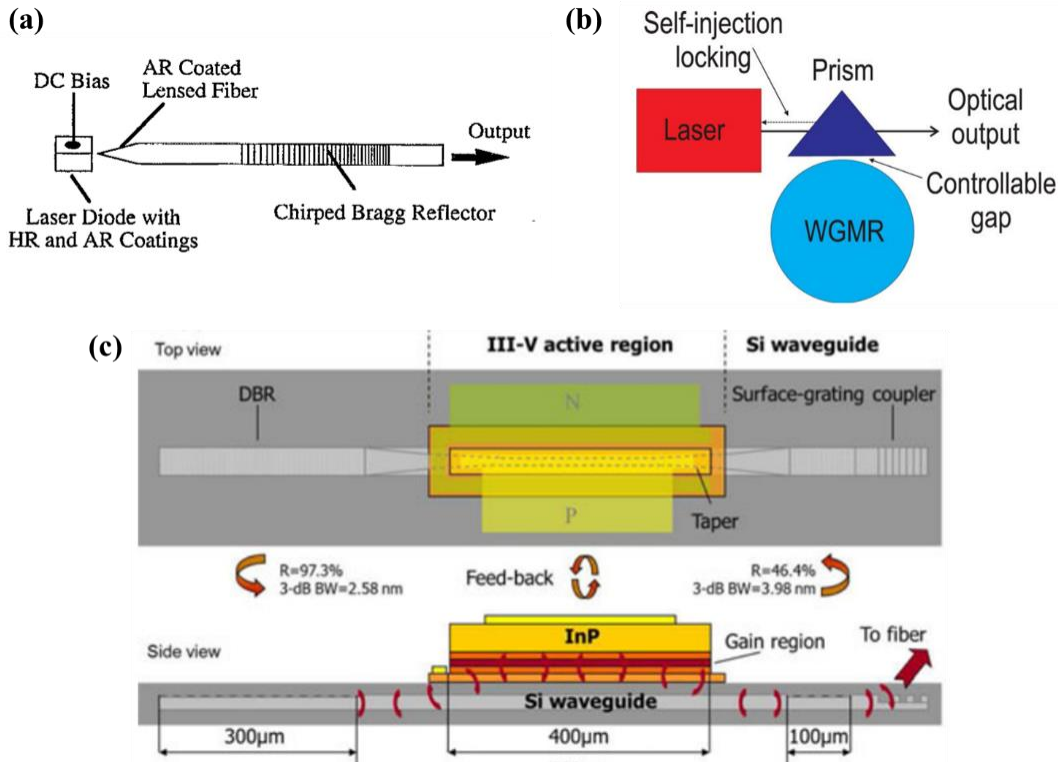


Fig. 2 : (a) Un des premiers lasers hybrides (ou laser à cavité étendue), conçu par l'association d'un milieu à gain avec un traitement anti-réflexion (AR) et d'une fibre à réseau de Bragg en 1993, extrait de [58]. (b) Laser à cavité externe composé d'un DFB couplé à un résonateur de très forte qualité, extrait de [48]. (c) Laser intégré hétérogène composé d'un milieu à gain en matériau III-V (coloré) collé sur Si (gris), extrait de [64].

1.2.2. Le couplage entre le composant actif et le composant passif

Comme discuté précédemment, le principe d'une source hybride est d'obtenir un semiconducteur avec une cavité longue au moyen d'un milieu passif à faibles pertes. Nous rappelons ici brièvement les méthodes pour coupler le composant passif au composant actif, afin de montrer que les formules développées dans ce chapitre ne dépendent pas de la méthode de couplage.

Le couplage entre ces deux composants peut se faire de deux manières : verticalement dans le cas d'un laser intégré hétérogène [64], [65], ou bien par la tranche (couplage dit « butt-coupling » ou encore « edge-coupling ») [66], [67]. Le couplage vertical se fait généralement par couplage évanescent entre un guide de matériau actif possédant le même indice effectif (n_{eff}) et un guide passif placé au-dessous comme il est décrit en Fig. 3 dans le cas d'un laser III-V sur silicium. Le couplage par la tranche se fait par la juxtaposition horizontale des deux composants (Fig. 4). L'alignement peut être réalisé par des micro-lentilles (pouvant alors adapter la taille du mode d'un composant à celui se couplant le mieux dans l'autre composant), ou en plaçant directement les composants côte à côte (« butt-coupling »). Dans ce dernier cas, un liquide (ou un gel) d'indice ou une colle indice peut éventuellement être placé entre les deux composants pour améliorer le couplage [68].

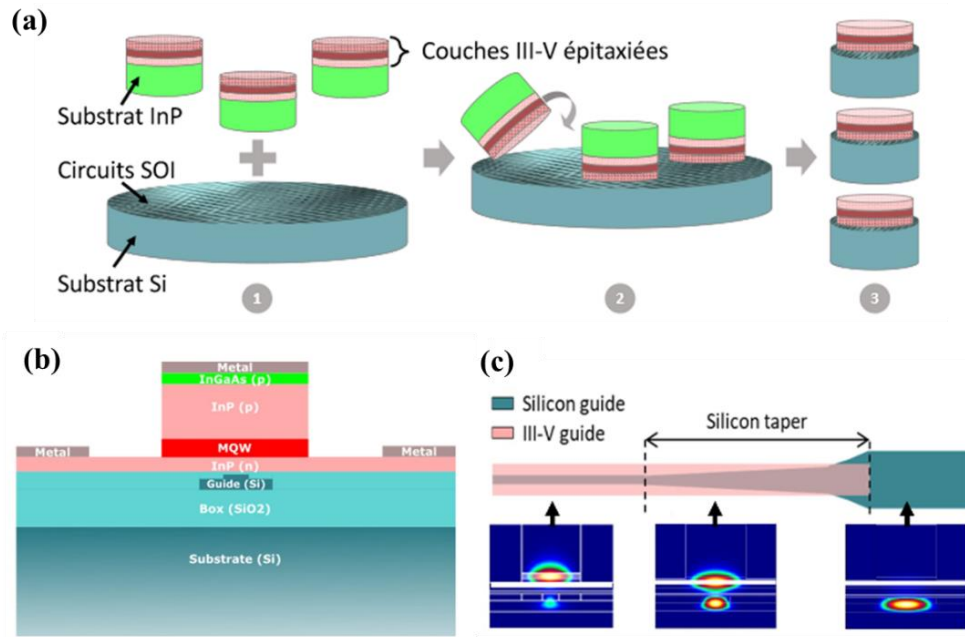


Fig. 3 : Description d'une source hybride dont le couplage est vertical. (a) Etapes de collage de plaques en matériaux III-V sur plaques passives (SOI : silicium sur isolant). Le paramètre de maille des matériaux III-V et celui des SOI étant différent, il est complexe de faire croître sur un matériau sur l'autre. Ainsi le collage est la technique la plus répandue pour coupler les deux matériaux. (b) Vue de coupe de la structure d'un couplage III-V sur SOI. (c) Une technique pour propager le mode d'un guide III-V à un guide silicium est de réaliser un adaptateur de mode (« taper »), permettant alors l'égalité d'indice effectif entre les deux guides. Les illustrations de cette figure sont extraites de [69].

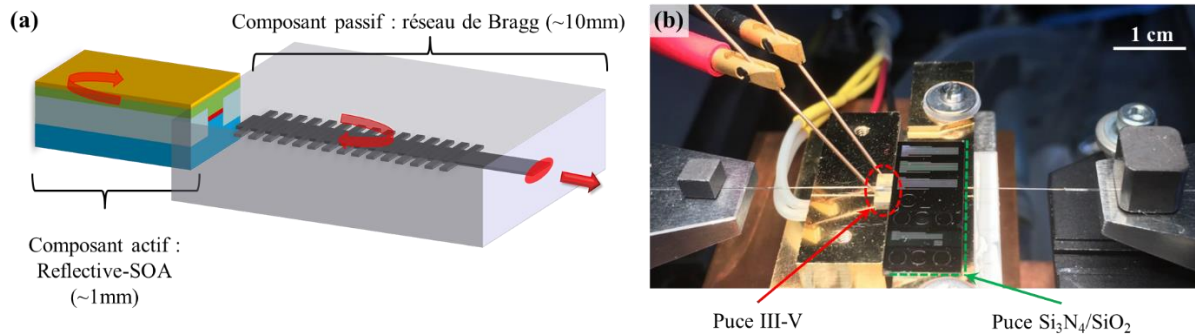


Fig. 4 : Description d'une source hybride développée au laboratoire III-V Lab dont le couplage est par la tranche. (a) Aboutement d'un amplificateur optique sur semiconducteur avec un composant passif contenant dans cet exemple un réseau de Bragg. (b) Alignement d'une puce passive à l'aide vis de translation nanométrique en face d'un composant actif. L'extraction du signal est typiquement réalisée par une fibre lentillée.

Ces deux techniques de couplage qui rencontrent un grand succès (cf. paragraphe 1.2.3), ont chacun leurs avantages et leurs inconvénients. Dans le tableau ci-dessous, nous résumons et commentons leurs caractéristiques. Nous nous plaçons dans l'hypothèse où les sources hybrides couplées par la tranche sont issues de deux composants dont la fabrication est indépendante, leur couplage n'étant effectué qu'à la mise en module finale. Notons que l'aboutement du composant actif pourrait aussi se faire pendant la fabrication du wafer passif. Par exemple, une méthode est de graver des creux dans le wafer silicium pour y placer des composants actifs [70]. Cette méthode n'étant peu répandue pour l'instant, nous n'en tiendrons pas compte dans ce tableau comparatif.

Type de couplage / Critères	Vertical	Par la tranche	Explications
Coût	+	-	<p>Le coût rassemble un trop grand nombre de paramètres pour être exhaustif, nous citons seulement les principales étapes de fabrication en termes de coût. Le couplage vertical présente l'avantage d'avoir un délai de fabrication pour un produit final bien plus court. En effet, un couplage par la tranche nécessite de :</p> <ul style="list-style-type: none"> • Découper le wafer SOI en prenant soin des facettes optiques. • Découper le wafer actif en prenant soin des facettes optiques. • Déposer des traitements Anti-Réflexion ou Haute-Réflexivité. • Assembler sur une même embase deux composants en les alignant parfaitement. Cet alignement est très complexe à maîtriser, puisqu'il est difficilement automatisable. <p>Alors que d'un autre côté, le couplage vertical est plus rapide :</p> <ul style="list-style-type: none"> • Le collage du wafer III-V sur le wafer SOI peut être automatiquement réalisé. • Il n'y a qu'une seule découpe¹ du wafer III-V/SOI, et l'extraction du signal étant verticale, la découpe n'a pas besoin d'être adaptée pour créer les facettes optiques.
Fabrication	+	+	<p>L'avantage du couplage par la tranche est d'offrir une grande liberté sur les étapes de fabrications. Des recuits à très haute température peuvent être réalisés pour purifier le matériau [71]. En revanche, une source dont le couplage est vertical a des limitations. En effet, les étapes de fabrication doivent garantir que les deux composants restent dans un état convenable pour faire le collage, qui est une étape complexe et cruciale pour les performances du composant final.</p> <p>Toutefois, la mise en module nécessitant un alignement précis (bien souvent manuel) lors d'un couplage par la tranche est une étape plus difficile que la mise en module d'une source dont le couplage est vertical.</p>
Conception	-	+	<p>Le couplage vertical nécessite des paramètres de maille proches pour permettre une bonne stabilité. Le choix des matériaux à empiler doit tenir compte de cet aspect. De plus, le point le plus important est qu'il soit possible de concevoir des guides d'onde pour le composant actif et le composant passif partageant le même indice effectif [64]. Cela impose donc des contraintes sur le choix des matériaux. Ainsi, il n'est pas possible de coupler avec peu de pertes un composant III-V en InP avec un composant passif dont le guide est en Si₃N₄/SiO₂.</p> <p>En revanche, le couplage par butt-coupling ne souffre pas de cette limite, la liberté du choix de matériau lors de l'élaboration du</p>

¹ Dans certains processus de fabrication, le wafer III-V peut être aussi découpé en amont pour simplement coller des « vignettes » (die-bonding) sur le wafer SOI. D'autres procédés sont détaillés dans [314].

1.2 Présentation des différentes sources hybrides

			composant passif fait la force des sources hybrides dont le couplage est par la tranche.
Compacité	++	+	Les deux méthodes de couplage donnent dans les deux cas des sources très compactes (en dessous du cm^3). La solution par couplage vertical est légèrement plus compacte, puisque les guides d'onde sont davantage regroupés verticalement. De plus, les pertes de propagation étant plus élevées à cause des matériaux employés (silicium), les cavités sont nécessairement courtes. D'un autre côté, les sources hybrides dont le couplage est réalisé par la tranche peut être réalisé à partir de matériaux à très faible pertes (nitrure de silicium) [20].
Facilité d'utilisation	++	+	Les sources à couplage vertical ont un couplage assez robuste. Il est constant, et ne détériore pas au cours du temps. Cette solution a un autre avantage indéniable : un wafer de composants hybrides peut être automatiquement testés. Grâce à des équipements perfectionnés, un wafer entier peut être testés par une fibre récoltant verticalement le signal. L'avantage des sources à couplage par la tranche est que des tests peuvent être réalisés avant l'aboutement final. En effet, les deux composants n'ont pas besoin d'être solidarisés sur une embase commune pour faire des tests. Avec un banc adapté, le composant passif peut être aligné manuellement. Cela donne une grande liberté en phase de recherche où tous les composants passifs peuvent être testés. Cette solution a cependant un inconvénient : le couplage dynamique souffre d'instabilité, et étant réalisé manuellement, il est impossible de le reproduire exactement sur plusieurs expériences.
Performances	+	+	Les pertes de couplage (entre le composant actif et le SOI) pour un coupleur vertical sont difficiles à mesurer. Par simulation, elles seraient très faibles : la transmission de la puissance du composant actif au SOI serait supérieure à 99 % [72]. En revanche, un coupleur par la tranche peut facilement avoir des pertes de couplage entre 1 et 5 dB [57], [73]. Les performances en termes de perte de couplage lors de l'extraction du signal par une fibre lentillée sont généralement meilleures lors d'une extraction par la tranche que par une extraction verticale. En effet, l'extraction par la tranche permet de concevoir un long adaptateur de mode (« taper ») pour optimiser les dimensions du mode au besoin, alors que l'extraction vertical se fait par un réseau de Bragg [74], [75]. De plus, ce dernier est sensible aux problèmes de fabrication, et sa réponse dépend de la longueur d'onde.

Tableau 3 : Comparaison des avantages et inconvénients des méthodes de couplage des composants actifs et des composants passifs dans les sources hybrides. SOI : silicon on insulator.

A la lecture de ce tableau, la solution basée sur un couplage vertical semble meilleure. Cependant, la réponse est multiple et dépend surtout de l'objectif du composant. Pour réaliser une source avec de faibles contraintes sur la puissance ou la largeur de raie, le couplage vertical a un rapport performance/prix très élevé pour des applications nécessitant des gros volumes de production comme le domaine des télécommunications. En revanche, si le but est d'avoir une très faible largeur de raie, il est nécessaire d'opter pour le couplage par la tranche, car celui permet l'utilisation de composants

présentant de très faibles pertes. Pour résumer, si le concepteur souhaite utiliser de longues cavités avec de faibles pertes, il devra utiliser une source hybride avec un couplage par la tranche au détriment d'un prix plus élevé. **Dans cette thèse, un de nos objectifs est de concevoir un laser à très faible largeur de raie, nous opterons donc pour un laser dont le couplage se fait par la tranche.**

Notons que nous avons comparé des structures relativement simples à industrialiser à court terme. Il est possible que cette comparaison soit mise en défaut par les progrès technologiques de la décennie à venir. Par exemple, début 2020, l'équipe de J. Bowers a réussi à fabriquer une source hybride en couplant verticalement un matériau III-V avec un guide $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ (guide faibles pertes) en intercalant un guide silicium entre ces deux matériaux [76].

1.2.3. Etat de l'art sur les largeurs de raie de cavité des lasers hybrides

Grâce à la maturité des plateformes III-V et silicium (Si), les travaux se sont intensifiés depuis le début des années 2010 [14]. Le vif intérêt des industriels a permis l'émergence de nombreuses sources lasers présentant des largeurs de raie intrinsèques en dessous des 10 kHz, et même en dessous du kHz, tout en ayant une puissance optique de plus de 10 mW. Le Tableau 4 reprend les meilleures sources hybrides en termes de largeur de raie et de puissance optique décrites dans la littérature.

Structure		P_{out} (mW)	Largeur de raie (kHz)	Références
Matériaux	Filtres			
SC+PLC*	Bragg	10	1	RIO laser Planex 2011 [77]
III-V/Si	Bragg	N.C.	1	Santis <i>et al.</i> CLEO 2015 [78]
III-V + Si_3N_4	Anneaux	13	0.29	Fan <i>et al.</i> CLEO 2017 [79]
III-V + SiO_2	Anneaux	10	1	Verdier <i>et al.</i> JLT 2018 [80]
III-V/Si	Bragg	24	0.32	Xiang <i>et al.</i> OL 2019 [66]
III-V/Si	Bragg	37	1	Huang <i>et al.</i> OPTICA 2019 [81]
III-V + Si_3N_4	Anneaux	24	2.2	Rees <i>et al.</i> Opt. Expr. 2020 [15]
III-V/Si	Anneaux	3	0.22	Tran <i>et al.</i> JSTQE 2020 [82]
III-V + Si_3N_4	Anneaux	23	0.04	Fan <i>et al.</i> Opt. Expr. 2020 [16]
III-V + Si_3N_4	Anneaux	100	0.32	Boller <i>et al.</i> MDPI 2020 [83]
III-V + Si_3N_4	Bragg	300	8	Kharas <i>et al.</i> CLEO 2020 [84]

Tableau 4 : Etat de l'art des sources hybrides sur les critères de puissance et de largeur de raie intrinsèque. Le couplage des composants actifs est soit réalisé verticalement (« / »), soit par le côté des puces (« + »). Le matériau du composant passif indiqué est celui du cœur du guide d'onde.* : semiconductor + planar lightwave circuit. RIO, étant un acteur industriel, ne précise pas les matériaux utilisés.

Nous notons que les solutions proposées à partir de cavités hybrides sont variées. Le couplage des composants actifs et passifs peut se faire verticalement ou par le côté des puces. Le filtre du composant passif peut être conçu par différentes techniques : l'incorporation d'un réseau de Bragg ou de micro-résonateurs en anneaux principalement. En 2020, Fan *et al.* ont présenté une solution innovante basée sur deux milieux à gains contrairement aux autres travaux, leur permettant de surclasser la concurrence sur les critères combinés de puissance (100 mW fibrée) et de largeur de raie (320 Hz) [83]. D'autre part, nous relevons qu'une grande majorité des lasers dans ce tableau utilisent le Si_3N_4 . Notamment, nous observons un usage accru du Si_3N_4 ces dernières années reflétant l'attractivité de cette plateforme pour ses faibles pertes entre autres comme nous le mentionnons en introduction de ces travaux.

Néanmoins, rappelons que le Si continue d'être nécessaire, en effet grâce à son indice de réfraction élevé ($n \approx 3,5$), il est l'un des rares matériaux à pouvoir réaliser un couplage vertical avec un guide d'onde

en matériau III-V ($n \approx 3,3$). Il n'est pas possible par exemple de réaliser un couplage vertical III-V/Si₃N₄ directement à cause de la différence d'indice trop élevée. D'autre part, le Si peut être dopé pour réaliser des modulateurs [85] ou des circuits intégrés complexes [86].

Le point commun de toutes ces structures est d'être composées de cavités effectives supérieures à quelques *mm*, voire quelques *cm*. Par longueur effective, nous entendons la longueur déduite de l'intervalle spectrale libre du laser. Ces cavités sont donc bien plus longues que n'importe quels semiconducteurs monolithiques, nous allons expliquer dans la suite comment ces grandes cavités permettent de réduire la largeur de raie.

1.2.4. Largeur de raie d'une source hybride

Comme discuté dans la section précédente, une des motivations pour aller au-delà des semiconducteurs monolithiques grâce aux lasers hybrides est l'affinement de la largeur de raie fondamentale. Nous allons expliquer comment l'augmentation de la longueur de la cavité et la réponse spectrale du miroir réduisent cette largeur de raie.

Afin de bien comprendre l'origine de la formule de largeur de raie d'une source hybride, nous commencerons par rappeler la formule dans le cas d'un semiconducteur, puis nous nous concentrons sur le cas d'une source hybride.

1.2.4.1. Rappel de la largeur de raie dans le cas d'un simple semiconducteur

En 1981, Fleming et Mooradian mesure la largeur de raie d'un laser à semiconducteur [87] en réduisant au mieux les contributions des perturbations externes. Ils confirment la dépendance de la largeur de raie avec l'inverse de la puissance optique du laser, prédite par le modèle de Schawlow-Townes. Cependant ils sont confrontés à des valeurs 50 fois supérieures aux valeurs théoriques. Deux raisons expliquent cette différence.

La première explication est que les lasers à semiconducteurs n'ont pas une inversion de population complète. En effet, si les lasers non-semiconducteurs sont conçus pour que le niveau d'énergie du bas de la transition laser soit vide (garantissant alors l'inversion de population), le niveau du bas d'un semiconducteur (la bande de valence) possède des électrons. Ainsi des photons émis par émission stimulée peuvent être réabsorbés par le semiconducteur générant une paire électron-trou. L'électron excité dans la bande de conduction va alors réémettre un photon par émission stimulée ou spontanée. L'émission spontanée engendre une nouvelle fois une fluctuation du champ laser, élargissant sa largeur de raie. Ainsi le facteur d'émission spontanée n_{sp} est supérieur à celui d'un laser non-semiconducteur, et il doit être pris en compte dans le calcul de largeur de raie.

En 1982, Charles Henry [88] apporte la seconde raison de l'élargissement supplémentaire de la largeur de raie d'un semiconducteur. Lors des fluctuations du champ du laser induit par l'émission spontanée, l'amplitude du champ subit une oscillation de relaxation pour revenir à sa valeur d'origine. Pendant cet événement (de l'ordre de la nanoseconde), la densité de porteurs de charge change au sein du semiconducteur. Par conséquent, l'indice imaginaire n'' des matériaux varie, altérant le gain du laser. D'après les relations de Kramers-Kronig [89, p. 35] l'indice réel n' est également affecté, induisant alors une fluctuation de la phase et donc à nouveau un élargissement de la largeur de raie. Le facteur d'Henry α_H , aussi appelé le coefficient de couplage amplitude-phase, permet de quantifier ces changements : la largeur de raie Schawlow-Townes est multiplié par un facteur $1 + \alpha_H^2$. Dans la suite, nous noterons la largeur de raie Schawlow-Townes Δf_{ST} , et la largeur de raie Schawlow-Townes modifiée par C. Henry Δf_{STH} .

Le facteur α_H est aussi appelé le facteur d'élargissement de largeur de raie, ou encore le facteur de couplage phase-amplitude [88]. En plus d'être défini par le rapport $\alpha_H = \Delta n' / \Delta n''$, il relie le gain différentiel $\partial g / \partial N$ à la variation de l'indice de réfraction par rapport à la densité de porteur injecté $\partial n / \partial N$ [88] :

$$\alpha_H = -2k_0 \frac{\partial g / \partial N}{\partial n / \partial N} \quad (2)$$

En tenant compte de ces deux paramètres, la largeur de raie intrinsèque d'un laser se calcule ainsi :

$$\Delta f_{STH} = \Delta f_{ST} (1 + \alpha_H^2) n_{sp} \quad (3)$$

Nous pouvons remplacer certains termes pour obtenir une équation avec des paramètres plus concrets, et retrouver la même formule énoncée par Henry dans [88]. Ainsi la puissance intra-cavité P_{in} peut s'exprimer en fonction de la puissance sortant d'un côté du laser P_o (en supposant que les deux miroirs du laser sont identiques), des pertes des miroirs α_m et des pertes internes α_i .

$$2P_o = \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} P_{in} \quad (4)$$

D'autre part, le temps de vie de photon est défini à l'aide de la vitesse de groupe v_g [90] :

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = v_g (\alpha_i + \alpha_m) \quad (5)$$

Le gain g au seuil du laser, valant la somme de toutes les pertes, permet d'écrire $P_{in} = \frac{g}{\alpha_m} 2P_o$, et $\tau_{ph}^{-1} = v_g g$. Ainsi à partir de (1) et (3), nous obtenons :

$$\Delta f_{STH} = \frac{v_g^2 h \nu n_{sp} \alpha_m g (1 + \alpha_H^2)}{8\pi P_o} \quad (6)$$

Nous pouvons observer les facteurs expliquant la difficulté des lasers à semiconducteurs pour atteindre des faibles largeurs de raie. Comme mentionné précédemment, le facteur d'émission spontanée (valant typiquement 2 dans les travaux cités au Tableau 4) et surtout le facteur d'Henry (variant entre 0 et 15 [91], [92]) contribuent à l'élargissement de la largeur de raie. De plus, les semiconducteurs ont généralement un gain important permettant de compenser leur importantes pertes, l'inconvénient est que la largeur de raie est d'autant plus dégradée que le gain au seuil g est fort.

Hormis travailler sur une conception présentant moins de pertes, les possibilités pour réduire la largeur de raie sont limitées. La cavité pourrait être agrandie pour diminuer les pertes miroirs (réparties sur la longueur de la cavité) α_m , mais technologiquement il est complexe d'augmenter la longueur au-delà de 1 cm.

Rapidement la communauté scientifique a compris comment s'affranchir de ce problème : étendre le semiconducteur par une cavité externe à fort coefficient de qualité permet de réduire drastiquement la largeur de raie.

1.2.4.2. Cas d'un semiconducteur à cavité étendue

La cavité hybride présente deux grandes différences par rapport au semiconducteur seul. Premièrement, la cavité hybride est composée d'un milieu actif (c'est-à-dire d'un milieu à gain) de longueur très faible

par rapport au milieu passif. Ainsi nous pouvons considérer que la cavité hybride est constituée d'un milieu à gain soumis à une rétroaction optique. La largeur de raie d'une telle cavité est donc modifiée comme dans le cas d'un laser semiconducteur à cavité externe. La deuxième différence est que le miroir formé par le composant passif est dispersif. Prenant en compte ces deux caractéristiques, la communauté s'est déjà largement penchée sur cette problématique dès les années 1980. Ils ont observé et prédit l'affinement ou l'élargissement de la largeur de raie selon la force de rétroaction engendré par le composant passif [90], [93]–[98].

Le cas des lasers hybrides étudiés dans ce travail correspond au cas où l'élément passif a une rétroaction forte sur le milieu à gain, entraînant le régime de fonctionnement « V » [90, p. 252], [93], [99]. Il s'agit d'un cas où la rétroaction permet un fonctionnement stable et monomode de l'ensemble. Nous rappelons ici le formalisme développé dans les années 1980 entre autres, dans les références [95], [100], [101], et largement repris par la communauté scientifique de nos jours [14], [83]. La méthode consiste à modéliser la cavité hybride (Fig. 5a) en une simple cavité (Fig. 5b) pour revenir au cas d'un semiconducteur monolithique. Pour cela en Fig. 5, nous introduisons une réflexion effective $r_{eff}(\omega)$, tenant compte des différentes fonctions optiques présentes dans le composant passif (ligne à retard, filtres en anneaux, filtres de Bragg, interfaces air/passif, ...), ainsi que des pertes de couplage entre les deux composants et les pertes de propagation dans le composant passif.

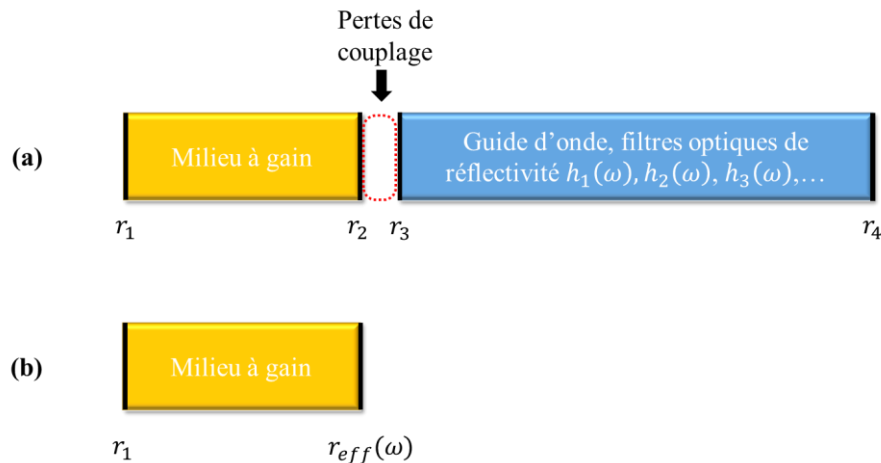


Fig. 5 : (a) Schématisation de l'aboutement d'un composant actif (jaune) avec un composant passif (bleu). (b) Schéma bloc équivalent : hormis la réflectivité du milieu à gain r_1 , toutes les réflectivités sont rassemblées dans une réflectivité effective r_{eff} , tenant aussi compte des pertes de couplage entre les deux composants, ainsi des pertes de propagation lié à la longueur effective dans le composant passif.

En notant t_c et t_p , les coefficients de transmission effectifs traduisant respectivement les pertes de couplage et de propagation, nous pouvons écrire avec ϕ_{eff} la phase de r_{eff} :

$$r_{eff}(\omega) = |r_{eff}(\omega)|e^{-j\phi_{eff}(\omega)} = t_c^2 \cdot t_p^2 \cdot r_2 \cdot r_3 \cdot r_4 \prod_i h_i(\omega) \quad (7)$$

Avec $t_p = e^{-(\alpha_p + j\beta_p)L_p}$, où α_p sont les pertes de propagation (en dB/m) dans le composant passif, β_p est la constante de propagation dans le composant passif.

A. Largeur de raie en fonction du désaccord

Notre objectif est d'utiliser un simple exemple de cavité hybride que nous pouvons simuler pour illustrer l'expression théorique de la largeur de raie. Prenons le cas d'une cavité hybride formée d'un milieu à

gain d'1 mm parfaitement couplé à un composant passif constitué de 20 mm de guide d'onde suivi d'un réseau de Bragg de 10 mm. L'autre extrémité du milieu à gain non couplé composant passif possède dans notre exemple un traitement haute réflectivité permettant une réflexion $r_1^2 = 0.95$. Avant de se concentrer sur sa largeur de raie, nous simulons par la méthode des matrices de transfert la réflectivité et la phase du réseau d'un réseau de Bragg seul (Fig. 6a)), puis de l'ensemble du composant passif (Fig. 6b)). L'amplitude $R_{eff} = |r_{eff}(\omega)|^2$ est légèrement diminuée, tandis que la pente $\phi_{eff}(\omega)$ de la phase est accentuée par rapport au réseau de Bragg seul.

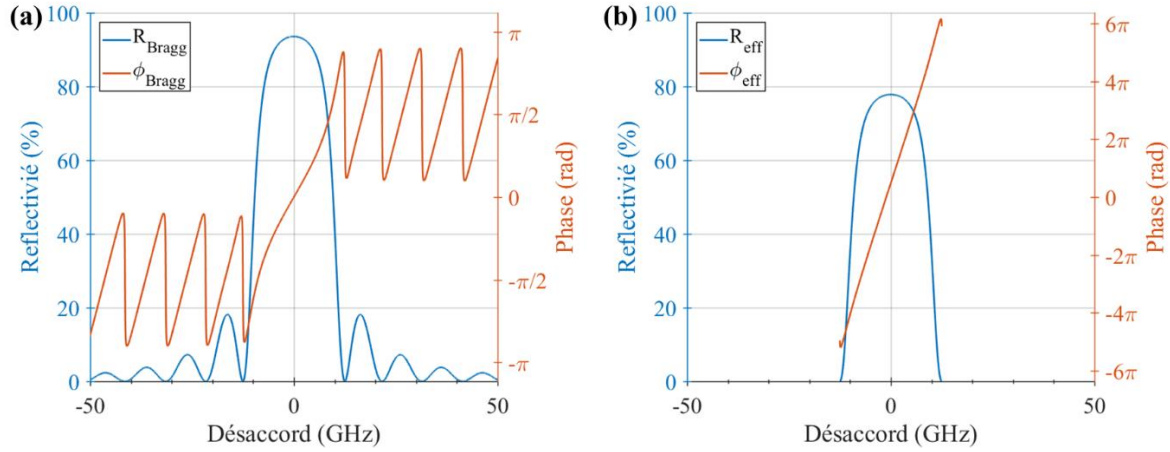


Fig. 6 : (a) Simulation de la réflectivité et de la phase d'un réseau de Bragg seul. (b) Mêmes simulations que (a) en rajoutant un guide d'onde avant le réseau. Dans un souci de visibilité, nous n'avons seulement conservé le lobe central illustrant la zone d'intérêt où l'oscillation laser sera possible dans une cavité. Les matériaux utilisés lors de ces simulations ont des pertes linéiques de 10 dB/m. La méthode de simulation est décrite au chapitre suivant (2.1.4.2).

Avec cette nouvelle notation, nous pouvons à nouveau utiliser l'expression (6) de largeur de Schawlow-Townes modifiée par Henry Δf_{STH} . Toutefois, la puissance de sortie doit être modifiée pour tenir compte de l'asymétrie ($r_1 \neq r_{eff}$) et des pertes ($|r_{eff}|^2 + |t_{eff}|^2 \neq 1$) des miroirs de sortie. Ainsi, la puissance de sortie côté miroir dispersif P_2 se réécrit en fonction de la puissance intra-cavité P_{in} [90, p. 78], [102, p. 61] :

$$P_2 = \frac{|t_{eff}|^2}{1 - |r_{eff}|^2 + \frac{|r_{eff}|}{r_1}(1 - r_1^2)} \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} P_{in} \quad (8)$$

Avec :

$$\alpha_m = \frac{1}{2L_a} \ln \left(\frac{1}{r_1^2 |r_{eff}|^2} \right) \quad (9)$$

Si les pertes dans le composant passif sont négligeables, et permettent d'écrire $|r_{eff}|^2 + |t_{eff}|^2 \approx 1$, nous obtenons :

$$P_2 = \frac{1}{1 + \frac{|r_{eff}|}{r_1} \frac{1 - r_1^2}{1 - |r_{eff}|^2}} \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} P_{in} \quad (10)$$

Par conséquent dans le cas d'un laser aux miroirs de sorties différents, Δf_{STH} s'exprime ainsi [98], [100] :

$$\Delta f_{STH} = \frac{1}{4\pi} \frac{v_g^2 h\nu n_{sp} \alpha_m (\alpha_i + \alpha_m) (1 + \alpha_H^2)}{\left(1 + \frac{|r_{eff}|}{r_1} \frac{1 - r_1^2}{1 - |r_{eff}|^2}\right) P_2} \quad (11)$$

Exprimer la largeur de raie en fonction de la puissance de sortie côté miroir de Bragg P_2 est nécessaire pour confronter l'estimation théorique avec nos mesures, comme nous le verrons dans le chapitre 2. En revanche, pour simuler la largeur de raie en fonction du désaccord ou d'autres paramètres, il est plus aisé de remplacer le terme P_2 par une expression plus explicite :

$$P_2 = |t_{eff}|^2 P_{max} \frac{e^{2(\Gamma \alpha_N N - \alpha_m - \alpha_i)L_a} - 1/|r_{eff}|^2}{e^{2(\Gamma \alpha_N N - \alpha_m - \alpha_i)L_a}} \quad (12)$$

Avec $|t_{eff}|^2$ la transmission effective, P_{max} la puissance intra-cavité maximale, Γ le confinement sur la zone active, α_N le gain différentiel, N la densité de porteurs. Des détails supplémentaires sont fournis dans l'Annexe A sur l'obtention de l'équation (12).

Notons que la formule (11) est déjà dispersive avant d'avoir pris en compte la rétroaction du composant passif (que nous détaillerons dans les paragraphes suivants (13)). En effet, les coefficients de pertes miroirs α_m , et donc le gain au seuil, ainsi que la puissance de sortie P_2 dépendent de la fréquence optique. Cependant, ces facteurs ont un impact limité sur la largeur de raie. Nous pouvons l'observer dans l'exemple suivant où nous choisissons une cavité fictive différente de celle étudiée dans ce paragraphe. Il s'agit d'une cavité monolithique d'1 mm de milieu à gain, possédant un miroir d'amplitude $r_1^2 = 0,95$ et d'un second miroir ponctuel ayant la même réflectivité de Bragg que la Fig. 6a). Le but est de vérifier que la largeur de raie d'un tel composant varie peu en fonction du désaccord, c'est-à-dire nous souhaitons observer l'impact du changement de R_{Bragg} sur Δf_{STH} en considérant les variations de α_m , et P_2 .

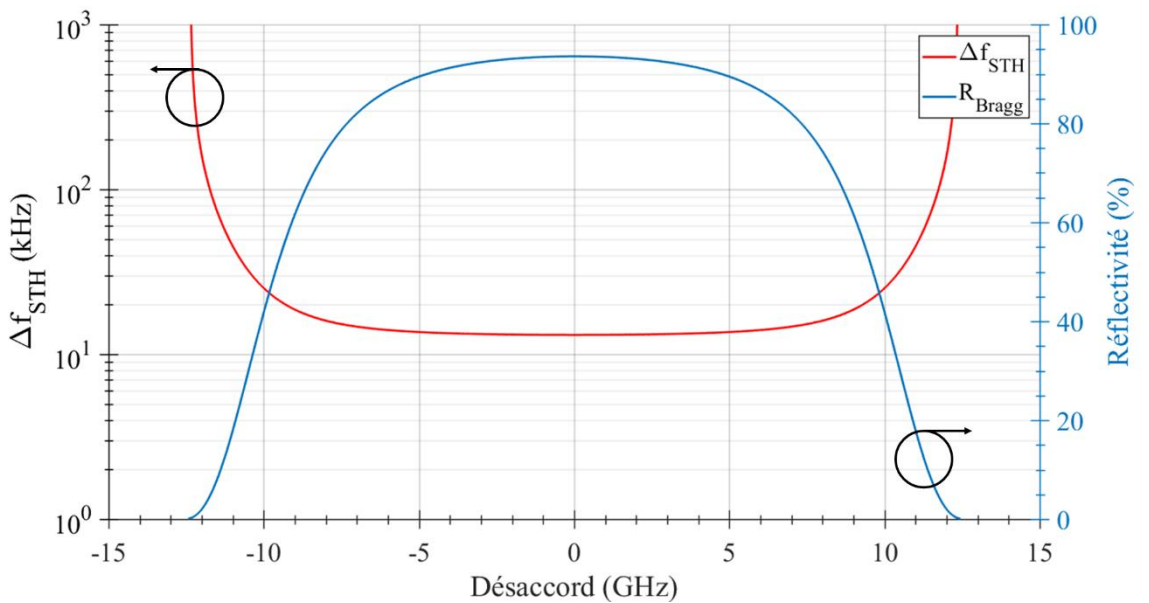


Fig. 7 : Simulation de la largeur de raie (rouge) Schawlow-Townes modifiée par Henry en prenant compte des facteurs dispersifs dans le cas d'une cavité dont le miroir de sortie est un réseau de Bragg (bleu).

En utilisant l'équation (11), nous traçons la largeur de raie de notre exemple en Fig. 7. En général, le mode laser n'existe que pour une réflectivité (courbe bleue) comprise entre son maximum (désaccord nulle) et une réflectivité réduite de moitié. Dans ce régime, la largeur de raie est quasi constante, confirmant notre précédente affirmation. Il est donc légitime d'écrire : $\alpha_m(\omega) = \alpha_m$ et $P_2(\omega) = P_2$. Nous garderons cette notation comme il est fait dans la littérature, mais nous ne ferons pas l'approximation, puisque nous avons déjà pris le temps de modéliser ces paramètres en fonction du désaccord.

Dans le cas d'une source hybride, le caractère dispersif des coefficients α_m et P_2 est d'autant négligeable que la largeur de raie Δf_{STH} est grandement modifiée par le facteur $F^2 = (1 + A + B)^2$. En effet, la largeur de raie fondamentale d'un milieu à gain soumis à un forte rétroaction s'écrit ainsi [95], [100], [101] :

$$\Delta f = \frac{\Delta f_{STH}}{F^2} \quad (13)$$

Avec :

$$A = \frac{1}{\tau_a} \frac{d\phi_{eff}(\omega)}{d\omega} \quad \text{et} \quad B = \frac{\alpha_H}{\tau_a} \frac{d \ln(|r_{eff}(\omega)|)}{d\omega} \quad (14)$$

Les facteurs A et B prennent en compte les particularités des lasers hybrides. La réduction de la largeur de raie est d'autant plus significative que le temps de trajet du photon s'opère davantage dans le composant passif que dans le milieu à gain. Ce phénomène est pris en compte par le facteur A :

$$A = \frac{1}{\frac{2n_a L_a}{c}} \frac{2n_p L_{p,eff}}{c} = \frac{n_p L_{p,eff}}{n_a L_a} \quad (15)$$

Il s'agit du rapport du temps de trajet dans le milieu à gain τ_a avec celui accumulé dans le composant passif. Le facteur A peut être vu comme l'accumulation de phase générée dans le composant passif. La longueur considérée $L_{p,eff}$ est la longueur parcourue par les photons « en fonctionnement laser » dans le composant passif. Par exemple, si un résonateur en anneau est utilisé comme filtre dans le composant passif, $L_{p,eff}$ tient compte des multiples tours d'anneau effectués [15], [83], [103]. De plus, concernant l'anneau résonnant, mentionnons que le couplage de celui-ci avec son guide d'onde d'accès dépend aussi de la longueur d'onde mais sur une échelle plus importante ($\gg 1 THz$).

Comme mentionné précédemment au début de la partie 1.2.4.2, une source hybride se démarque par la dispersion du miroir r_{eff} dans le composant passif. Son impact sur la largeur de raie se manifeste surtout dans le facteur B . Ce coefficient est d'autant plus significatif que le mode laser oscille sur un flanc de la fonction de réflexion du filtre. Notons que l'amplitude de B est proportionnelle au facteur d'Henry α_H . Ainsi, l'élargissement de la largeur de raie lié à ce facteur (6) dans le cas d'un simple semiconducteur en $(1 + \alpha_H^2)$ peut être compensé.

Regardons les modifications induites par le facteur F sur la largeur de raie dans un cas de cavité hybride. Reprenons notre premier exemple : notre cavité est formée par l'association d'un milieu à gain (1 mm) et d'un composant passif. Ce dernier est lui-même composé d'un guide d'onde de 20 mm, puis du réseau de Bragg employé en Fig. 6a. En Fig. 8, nous calculons les coefficients A , B et F d'une telle cavité pour finalement tracer en Fig. 9 le coefficient F^2 qui divisera Δf_{STH} pour obtenir la largeur de raie.

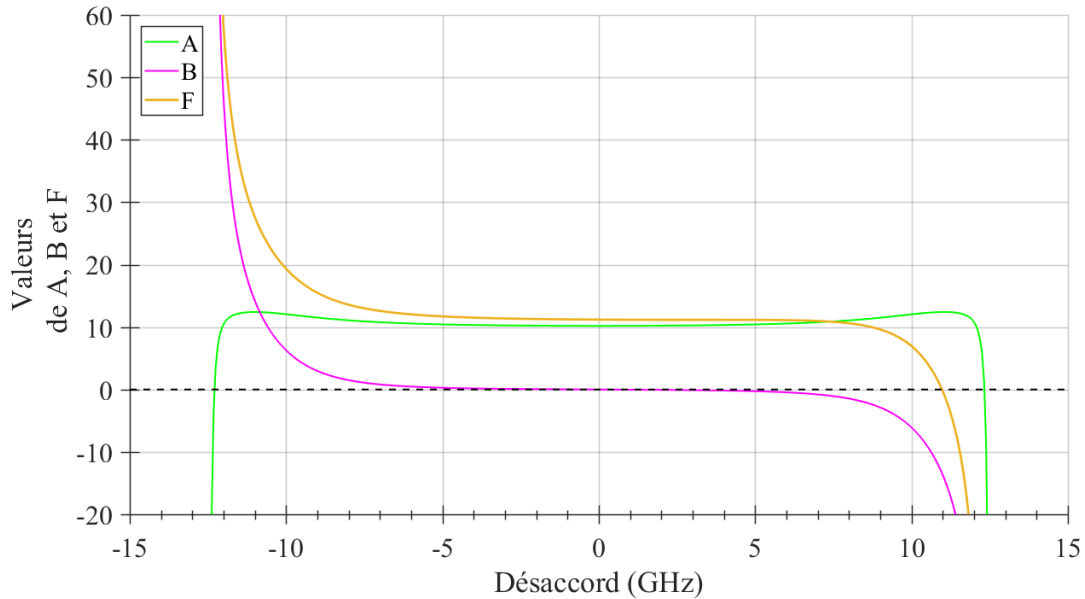


Fig. 8 : Calcul des coefficients A , B et F d'une cavité formée d'un milieu à gain et du réseau de Bragg évoquée en Fig. 6b.

Dans le cas d'un miroir de sortie formé par un réseau de Bragg seul, le déphasage induit n'est que de 2π . Par conséquent, le coefficient A , proportionnel à sa dérivée, varie peu en fonction de la fréquence. Mais dans le cas d'une source hybride, le composant passif est constitué d'un guide d'onde avant le filtre réflecteur. Ce guide engendre une variation de phase largement plus impactante (Fig. 6b). Il est donc essentiel de considérer la totalité du composant passif lors de la prédiction du coefficient A .

De son côté, le coefficient B est d'autant plus important en valeur absolue que la fréquence s'éloigne d'un côté ou de l'autre de la fréquence centrale du filtre de Bragg. Regardons sur la Fig. 9 les valeurs prises par F^2 . Le coefficient A permet d'avoir une réduction notable proche des fréquences centrales du filtre. Pour les fréquences les plus éloignées, le facteur B permet d'obtenir les réductions de Δf les plus fortes. Notons cependant que le régime d'oscillation laser n'est pas stable pour des désaccords extrêmes. Pour un désaccord modéré, la réduction de Δf n'est pas symétrique : un léger désaccord négatif permet facilement la réduction de Δf , tandis qu'un désaccord positif ferait augmenter Δf .

Finissons par comparer $\Delta f = \Delta f_{STH}/F^2$ et Δf_{STH} sur la Fig. 10. Dans cette étude, où nous avons supposé un couplage parfait du composant actif et du composant passif, nous observons une nette réduction de Δf pour les fréquences centrales du filtre (correspondant à des régimes de fréquences le plus couramment utilisés). Pour obtenir les plus faibles largeurs de raie, il est donc nécessaire de placer le mode laser sur le flanc rouge du filtre ($f_{laser} < f_{centre}$).

La forme du facteur F dépend du filtre utilisé dans la cavité hybride. Au chapitre suivant, nous obtiendrons par exemple une forme différente lorsque nous appliquerons ce modèle pour un de nos lasers hybrides (2.2.3.4.B). Par ailleurs, une cavité formée par des filtres en anneaux résonnants engendrerait un facteur F également différent puisque les pentes de la réflectivité et de la phase des filtres en anneaux sont différentes [14].

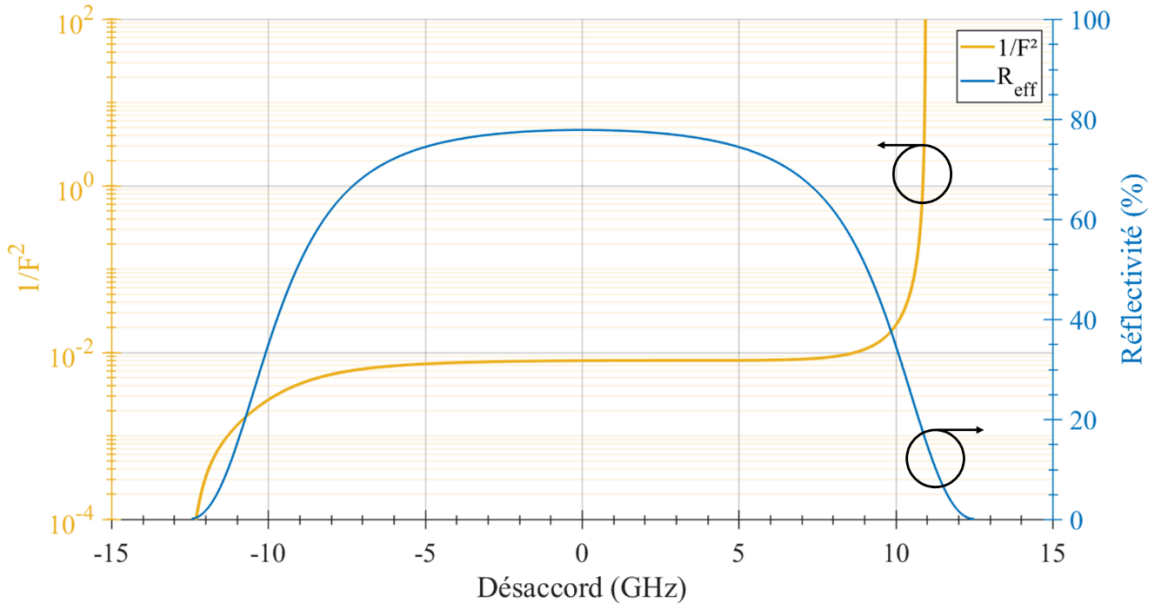


Fig. 9 : Tracés du coefficient $1/F^2$ (jaune) associé à la cavité formée d'un milieu à gain de 1 mm en InP et de la réflectivité effective (bleu) introduite en Fig. 6b. Les divergences observées sur la courbe en $1/F^2$ ne sont pas observables en réalité, car le désaccord nécessaire est trop extrême. Celui est limité par deux facteurs : le 1^{er} est que l'oscillation laser est difficile à obtenir pour de si faibles valeurs de réflectivité. Il est probable d'observer soit une extinction du laser, soit un passage en régime de rétrodiffusion IV. La 2^{de} raison est que l'oscillation laser changera de mode longitudinal lors d'un désaccord trop important dans le cas où la largeur spectrale du filtre est du même ordre de grandeur que l'ISL de la cavité laser.

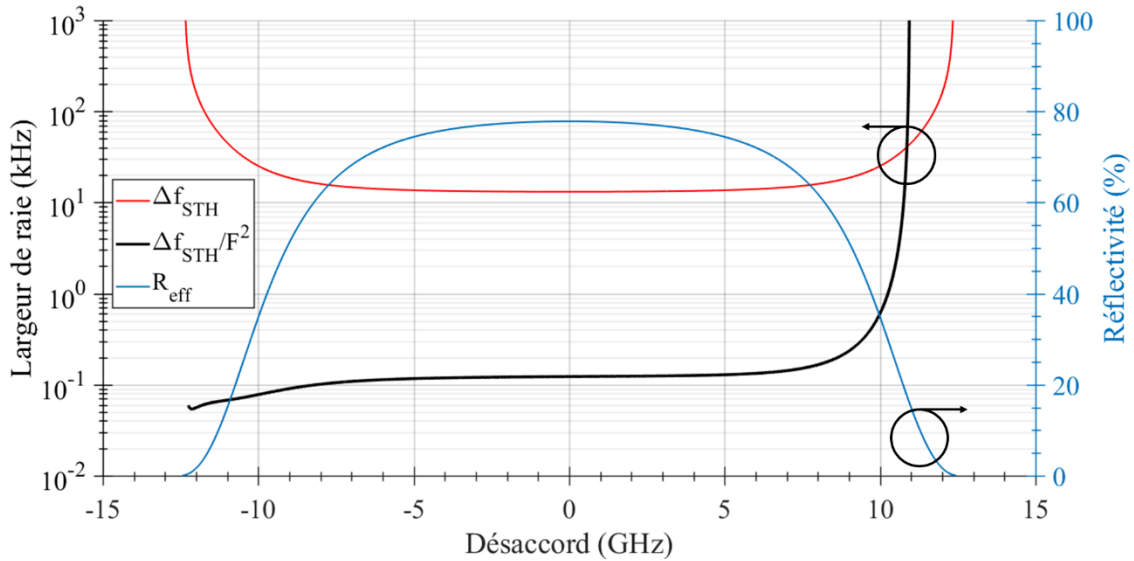


Fig. 10 : Comparaison des largeurs de raie du semiconducteur introduit en Fig. 7 (rouge) et d'un semiconducteur étendue par un composant passif contenant un réseau de Bragg (noir). La réflectivité effective du composant passif est rappelée en bleu.

Pour résumer, plus la longueur du composant passif est grande, plus le déphasage induit est fort, et par conséquent le coefficient A aussi. Pour augmenter le facteur B , il faut maximiser la pente de la réflectivité du miroir du composant passif. Pour accroître la pente de la réflectivité d'un miroir de Bragg, il suffit d'augmenter sa longueur. Néanmoins, il existe des limites à ces augmentations. Même si les pertes de propagation du composant passif sont faibles, nous ne pouvons pas augmenter démesurément la longueur du composant passif par crainte d'engendrer un ISL trop faible et rendre le laser multimode. De plus, allonger le réseau de Bragg pour maximiser B a pour conséquence de maximiser également son coefficient de réflectivité, rendant alors une sortie de laser côté passif drastiquement atténuée.

Ces remarques, notamment sur le coefficient B , nous amènent donc à la remarque suivante sur les largeurs de raie de source hybride mesurées par des fabricants de lasers ou par la communauté scientifique. Les largeurs de raie intrinsèque mesurées sont données comme étant « typique » ou bien souvent comme « meilleure largeur de raie du laser ». Dans ce dernier cas, nous comprenons maintenant que la plus faible largeur de raie est mesurée lorsque le coefficient B est maximisé. En effet, pour une mesure ponctuelle, ce facteur peut être aisément contrôlé par une section de phase ajustant le mode laser sur le flanc rouge du filtre du laser. Notons qu'il est toutefois bien plus ardu, voire impossible, de contrôler le facteur B de façon précise lors de l'utilisation commerciale de ce type de laser.

B. Largeur de raie en fonction de la longueur de la cavité

Maintenant que la formule de largeur de raie a été établie dans le cas d'une source hybride, nous nous proposons d'étudier l'influence de la longueur de la cavité sur la largeur de raie si la crainte de rendre la cavité multimode n'est pas une contrainte. Nous choisissons de faire varier les pertes de propagation du composant passif, la longueur du composant passif L_{passif} , et la longueur du composant actif L_{actif} . Nous ne simulerons pas les variations de Δf en fonction des pertes de composant actif. En effet, les pertes actives peuvent varier en fonction de nombreux paramètres comme la température ou le procédé de fabrication : cette étude complexe sort du cadre de nos travaux.

Dans la Fig. 11, nous augmentons la longueur du guide passif avant d'atteindre le miroir de Bragg pour différentes valeurs de pertes de propagation. Notons que si lors de ces simulations, la longueur du composant passif est simplement ajustée en contrôlant la longueur de la ligne à retard, il convient de rappeler en pratique que les filtres ont en plus leur propre longueur effective. Ces longueurs peuvent grandement varier selon le filtre utilisé (réseaux de Bragg, un ou plusieurs anneaux résonnants, ...).

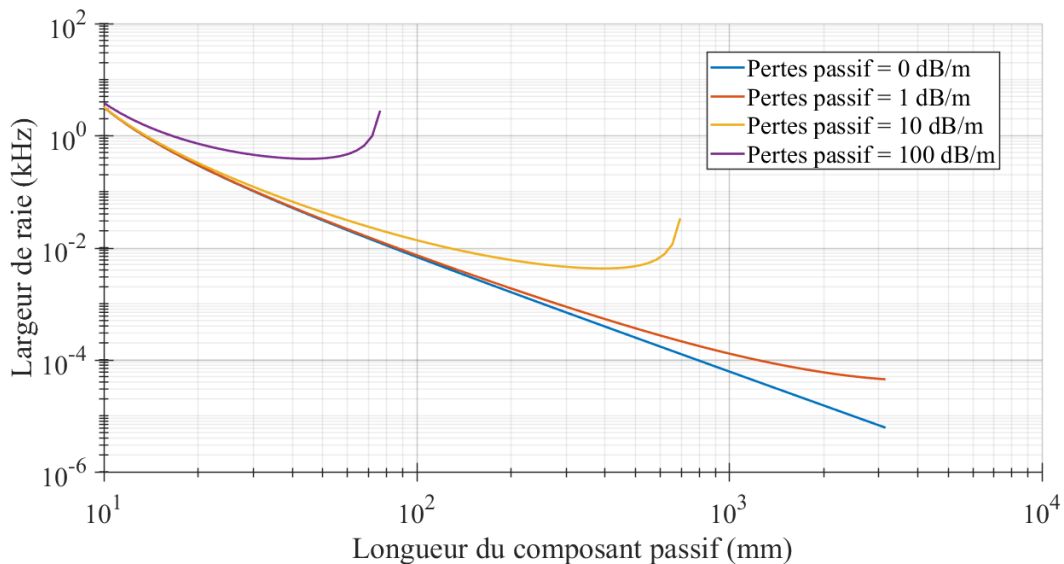


Fig. 11 : Evolution de la largeur de raie d'une source hybride composé d'un milieu à gain d'1 mm abouté à un composant passif de longueur variable. La longueur utilisée sur l'axe des abscisses correspond à l'addition d'une ligne à retard variable et d'un miroir de Bragg d'une longueur de 10 mm.

En allongeant la cavité, nous retrouvons la dépendance de la largeur de raie en $1/L_{passif}^2$ [98] si les pertes de propagation sont faibles. Lorsque L_{passif} devient trop important, l'amplitude de R_{eff} est fortement atténuée d'autant plus si les pertes de propagation dans le milieu passif sont élevées. Par conséquent, à partir d'une certaine longueur de composant passif, l'amplitude de R_{eff} est si faible que la puissance du laser chute significativement jusqu'à l'extinction du laser. Ce graphique (Fig. 11) montre

que la largeur de raie fondamentale d'un laser hybride peut être théoriquement fortement réduite à condition de maîtriser les pertes de propagation dans le composant passif. En pratique, la fabrication de composant passif avec des pertes de propagation est aisément réalisable en dessous de 10 dB/m [20]. Si les pertes de couplage entre les composants actifs et passifs sont maîtrisées ($< 1 \text{ dB}$), une largeur de raie intrinsèque en dessous des 10 Hz est envisageable.

Soulignons que nous quantifions dans le cas des sources hybrides intégrées une notion commune sur la largeur de raie : cette dernière est réduite en augmentant le temps de vie de photon dans la cavité. Une longue cavité avec peu de pertes est donc avantageuse.

Sur la Fig. 12, nous pouvons également observer l'évolution de la largeur de raie pour différentes longueurs de composants actifs pour des pertes de propagation fixes (pour les deux composants). Nous retrouvons la réduction de la largeur de raie avec L_{passif} . Cependant cette diminution est rapidement stoppée si le gain du composant actif n'est pas suffisant pour compenser les pertes de la cavité. En « fin de courbe », les pertes miroirs sont très élevées ce qui réduit la puissance laser jusqu'à son extinction. Dans cette configuration, la largeur de raie ré-augmente sensiblement.

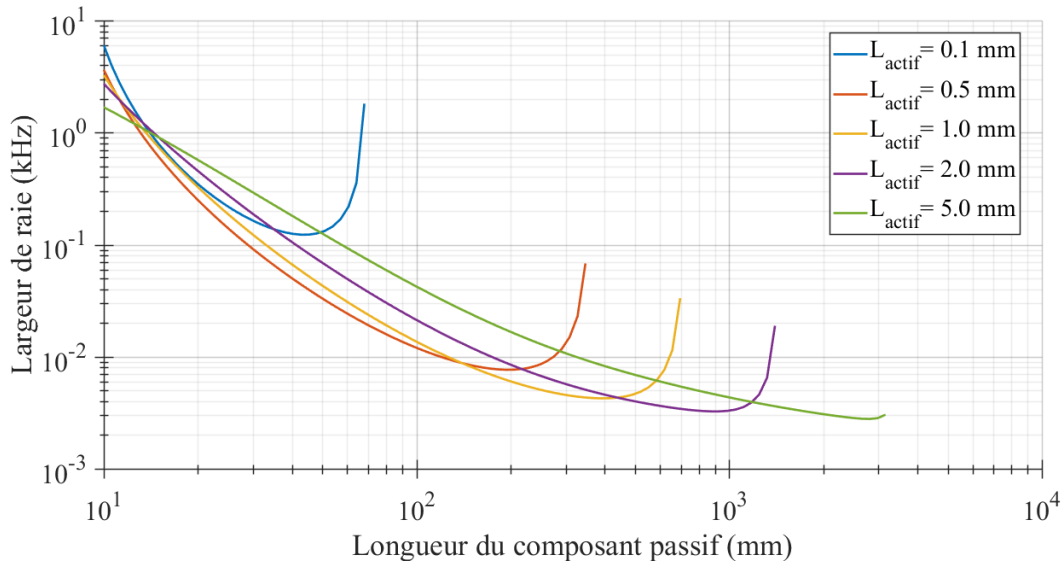


Fig. 12 : Evolution de la largeur de raie de la source hybride décrite en Fig. 11 en fonction de la longueur du composant passif pour différentes longueurs de composant actif. Les pertes de propagation du composant passif sont de 10 dB/m . La densité de courant est constante sur les différents composants actifs, en revanche les pertes additionnels par effet Joule ne sont pas prises en compte.

A présent, étudions la variation de L_{actif} , ce qui fait fluctuer : les pertes miroirs α_m , les coefficients A et B , et la puissance du laser. Pour ces simulations nous supposons que les milieux à gain sont pompés de manière à garantir une densité de courant constante. Sur la Fig. 13, nous traçons la largeur de raie en fonction de L_{actif} pour différents L_{passif} . Hormis la 1^{ère} courbe pour $L_{passif} = 10 \text{ mm}$ (correspondant à un composant passif composé d'un guide de 10 mm suivi d'un réseau de Bragg de 10 mm), nous observons la présence d'un minimum pour la largeur de raie dépendant de L_{passif} , montrant que pour obtenir la plus faible largeur de raie, L_{actif} ne doit pas être agrandi de manière trop importante. Les « débuts de courbe » commencent abruptement, car une longueur L_a minimale est requise pour fournir le gain et permettre l'oscillation laser. Ainsi, plus L_{passif} est grand, plus la cavité a des pertes importantes à compenser, et donc L_{actif} doit être plus long.

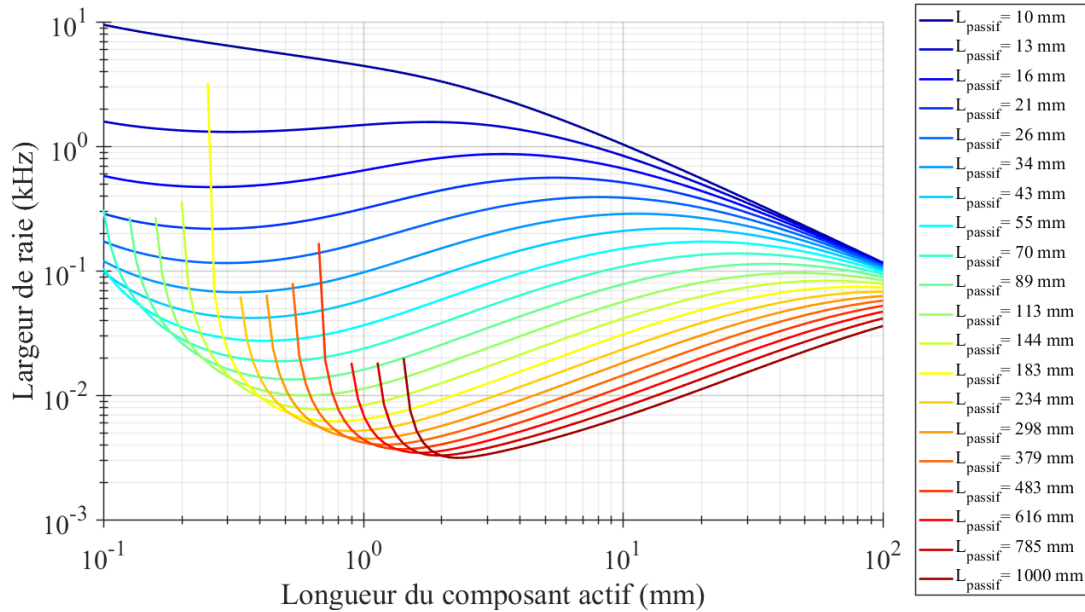


Fig. 13 : Evolution de la largeur de raie de la source hybride décrite en Fig. 11 en fonction de la longueur du milieu à gain pour différentes longueurs de composant passif (pertes de propagation de 10 dB/m).

1.2.5. Quelle fonction passive choisir ?

Comme discuté précédemment, un laser hybride est constitué d'un composant actif et d'un composant passif. Le composant actif a pour rôle de fournir le milieu à gain. Le composant passif a lui un double rôle : fournir un miroir (ou les deux miroirs selon la conception) de la cavité laser, et filtrer les modes longitudinaux pour garantir le fonctionnement monomode du laser. Ce double rôle peut être accompli par différentes conceptions, parmi ceux-ci deux grandes familles de filtres s'illustrent : les résonateurs à anneaux et les réseaux de Bragg. Rappelons qu'un milieu à gain associé à un réseau de Bragg est aussi simplement appelé un laser à réflecteur de Bragg réparti (DBR). L'objectif ici est de rappeler les grandes caractéristiques de ces deux filtres afin d'avoir les éléments de base pour comprendre les conceptions de composants passifs les plus complexes. Pour cela nous comparons dans le Tableau 3 ces deux filtres dans les situations les plus simples Fig. 14a), un laser à anneaux et un laser à réseau de Bragg Fig. 14b).

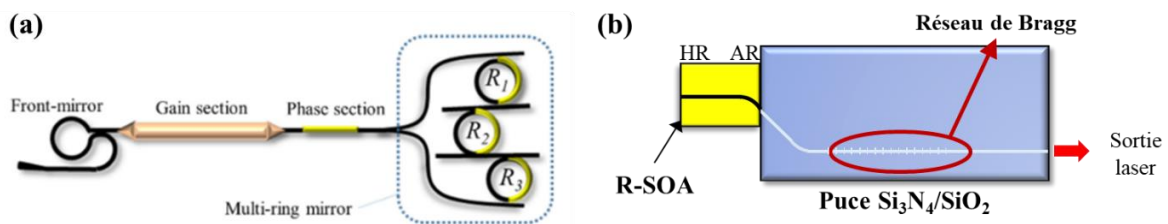


Fig. 14 Schémas de deux lasers hybrides typiques. (a) Exemple d'un laser hétérogène [82] : le gain est fourni par une section en InP, un miroir sélectif en fréquence est composé de 3 anneaux en silicium, et le miroir de sortie est une boucle de Sagnac en silicium. (b) Exemple d'un laser DBR [104] : le RSOA fournit le gain et un miroir de la cavité, et le réseau de Bragg assure le filtre en fréquence et le miroir de sortie.

Notons qu'il existe d'autres types de filtres (Mach Zehnder, miroir de Sagnac), et tous peuvent être utilisés au sein d'une même cavité.

Milieu à gain + ... Critères	Réseau de Bragg	Filtre en anneaux	Explications
Largeur spectrale du filtre	+	++	Concevoir les plus grandes cavités laser implique de pouvoir filtrer des modes longitudinaux très resserrés ² . Or la <i>FWHM</i> du filtrage d'un réseau de Bragg est limitée entre autres par le processus de fabrication. En revanche, l'effet Vernier de plusieurs anneaux en séries permet de réduire plus facilement la <i>FWHM</i> du filtre.
Taux de réjection du filtre	++	+	En cascade des anneaux [105], des taux de réjection de l'ordre de 100 dB peuvent être atteints, alors qu'une solution à base de réseaux de Bragg cascades [106] n'a démontré « que » 85 dB de réjection. Dans la majorité des conceptions de laser des taux de réjection si élevés ne sont pas nécessaires. Ce taux de réjection est celui « statique », correspondant au taux de réjection du filtre seul qui est différent du taux de réjection « dynamique » du laser. Un taux de réjection statique de 30 dB est typiquement suffisant pour un fonctionnement monomode. En termes de réjection, les deux méthodes sont donc suffisamment performantes. Toutefois, un réseau de Bragg présente l'avantage d'être plus robuste aux aléas de fabrication, et ne nécessite pas de contrôle particulier contrairement aux contrôles d'un effet Vernier pour une solution à anneaux.
Accordabilité quasi-continue	-	++	Grâce à la flexibilité des filtres en anneaux ajustables par des chaufferettes, les lasers à anneaux sont très largement accordable (120 nm [15]), tandis que les lasers DBR ne peuvent excéder une accordabilité de 2 nm.
Accordabilité continue	++	+	Cependant, l'accordabilité d'un laser DBR se fait sur le même mode longitudinal en modifiant le courant de pompe et la température du réseau de Bragg (via une chaufferette), tandis que l'accord en fréquence d'un laser à anneaux se fait sur des modes différents. Un laser DBR est donc plus adapté pour l'accordabilité continue, nous proposerons une démonstration expérimentale au chapitre suivant (2.2.3.7).
Facilité de conception et d'utilisation	++	+	Un laser DBR est constitué seulement d'un réseau de Bragg pour le filtrage, et il n'a pas forcément besoin d'être contrôlé par une chaufferette. En revanche, un laser à anneaux contient plusieurs anneaux dont les facteurs de couplages sont affectés par les étapes de fabrication. De plus ces derniers ont besoin d'être contrôlé par plusieurs chaufferettes pour réaliser l'effet Vernier. D'autre part, les filtres à réseaux de Bragg ou à anneaux ont une périodicité (ISL_{filtre}) qui doit être supérieure à la largeur

² dans le cas d'une conception d'un laser monomode. Il peut arriver au contraire de souhaiter de concevoir la réponse du filtre le plus large possible pour créer un peigne de fréquence (cf. 2.1.4.5 et 2.2.4). Dans ce cas, le réseau de Bragg (par rapport à des anneaux) permet plus facilement la conception d'un tel filtre.

			spectrale de l'émission spontanée du milieu à gain pour garantir un fonctionnement monomode (Fig. 15). Les réseaux de Bragg ont l'avantage d'avoir un grand ISL_{filtre} de l'ordre de plusieurs centaines de nm, alors que l' ISL_{filtre} d'un filtre à anneaux peut être limité à quelques dizaines de nm.
--	--	--	---------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------

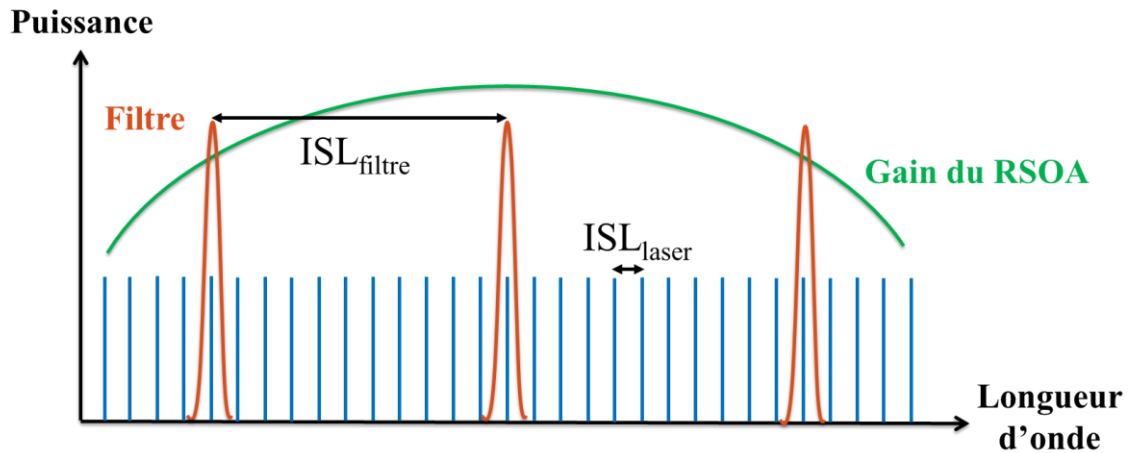


Fig. 15 : Principe de sélection de mode pour une cavité laser. Les modes longitudinaux (bleus) sont sélectionnés par des filtres (orange) permettant l'émission laser. La périodicité du filtre (ISL_{filtre}) doit être supérieure à la largeur spectrale du gain (vert) du laser pour permettre une émission monomode.

Notons que nous ne comparons pas les performances telles que la puissance optique ou la largeur de raie, puisque ces critères sont bien plus affectés par les matériaux utilisés, les pertes de ces matériaux, et les pertes de couplage entre le composant actif et le composant passif. Nous pouvons seulement souligner qu'à processus de fabrication et matériaux choisis identiques, la cavité d'un laser à anneaux pouvant être plus longue grâce à son meilleur filtrage, la largeur de raie devrait théoriquement être plus faible qu'un laser à réseaux de Bragg.

Grâce à cette rapide comparaison des deux types d'architecture de filtrage les plus communes, nous avons un aperçu des possibilités selon le besoin. Si le laser souhaité doit couvrir une large gamme de longueur d'onde, une solution à base d'anneaux est obligatoire, tandis que si l'accordabilité n'est pas la priorité, un simple réseau de Bragg est conseillé.

Un des objectifs de la photonique intégrée est de miniaturiser des expériences qui ont débuté en espace libre ou à l'aide de fibres. Cette partie est une étape vers ce but : l'idée est de commencer par maîtriser les briques de base comme l'anneau résonnant et le réseau de Bragg. Puis ces fonctions de filtrages pourront être combinées pour concevoir un laser encore plus performant [83]. Ensuite, une fois la brique « laser » maîtrisée, le composant passif peut faire l'objet de nombreuses fonctions optiques additionnelles. À terme, toute une expérience pourra être implantée dans une puce passive : un signal laser dans celle-ci peut être séparé dans plusieurs guides d'onde, puis passé dans des modulateurs avant de se recombiner [40] ou l'élaboration d'un radar photonique intégré [107].

Dans la quête de maîtriser les briques de base, nous allons dans la suite nous focaliser essentiellement aux caractéristiques d'un laser DBR, qui présente l'avantage d'être la solution la plus simple à industrialiser.

1.3. Les lasers hybrides DBR

L'objectif de cette partie est de présenter le fonctionnement d'un laser hybride DBR. Nous évoquerons notamment l'évolution du laser en fonction du courant d'injection qualitativement, puis nous estimerons sa puissance optique qualitativement, et enfin nous décrirons sa dynamique grâce à l'évaluation de son bruit relatif d'intensité (RIN).

1.3.1. Présentation

En photonique intégrée, un laser hybride DBR est constitué d'un milieu à gain et d'un circuit intégré passif contenant un réseau de Bragg. Le milieu à gain est généralement un SOA (Semiconductor Optical Amplifier). Lors de son pompage électrique, il fournit une émission de photons spontanée. Très souvent, un traitement Haute-Réflexivité (HR) est réalisé sur une des facettes optiques, et un traitement Anti-Réflexion (AR) sur l'autre facette. Le SOA se nomme alors un RSOA (Reflective-SOA), et émet principalement d'un seul côté. Celui-ci est couplé à un réseau de Bragg qui referme la cavité laser (Fig. 16a). Les modes longitudinaux pouvant alors osciller sont sélectionnés par le réseau de Bragg (Fig. 16b).

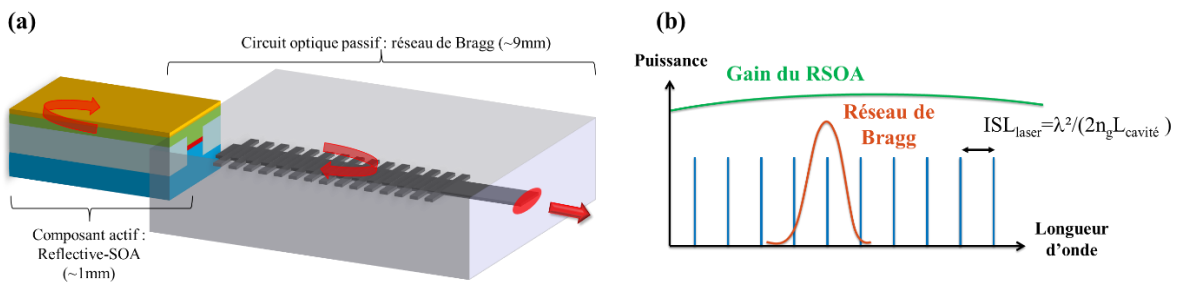


Fig. 16 : (a) Exemple de laser DBR formé par l'aboutement d'un amplificateur optique sur semiconducteur avec une facette réfléchissante (RSOA) et d'un réseau de Bragg. (b) Principe de sélection de mode par une cavité hybride formée d'un RSOA et d'un réseau de Bragg. Les paramètres n_g (indice de groupe) et L_{cavite} (longueur géométrique de la cavité) sont à pondérer par les matériaux, nous détaillerons la formule au chapitre suivant (56).

1.3.2. Comportement d'une cavité hybride DBR lors de son pompage

En photonique intégrée, l'augmentation de la puissance optique via le courant injecté entraîne deux processus modifiant la longueur d'onde du laser. D'une part, le nombre de porteurs dans le milieu à gain augmente, et d'autre part la température de ce dernier augmente par effet Joule. Le premier a pour conséquence de diminuer l'indice du milieu à gain (cette réduction s'observe notamment par la valeur positive du facteur d'Henry (2) dans notre cas). La longueur optique de la cavité est légèrement réduite, ce qui diminue la longueur d'onde d'émission laser. Cependant, très rapidement, ce premier effet devient négligeable devant l'élévation de la température. Celle-ci dilate les matériaux, mais surtout augmente l'indice de réfraction des matériaux via l'effet thermo-optique. Au bilan, la longueur optique de la cavité augmente avec le courant, engendrant une augmentation de la longueur d'onde émise par le laser.

Néanmoins dans le cas d'une source hybride, la réflectivité du réseau de Bragg (R_{Bragg}) est stable. Etant sur un composant distinct qui ne subit pas l'augmentation de la température du milieu à gain, la bande de longueur d'onde de R_{Bragg} ne varie pas. Par conséquent, la longueur d'onde du mode laser ne peut varier que dans la bande de réflectivité du réseau de Bragg. Une variation trop importante de la longueur d'onde peut avoir plusieurs conséquences. La plus notable est celle du saut de mode, l'oscillation laser ayant lieu sur un mode longitudinal.

Lorsque la longueur d'onde du mode laser λ_{laser} se désaccorde par rapport au centre de R_{Bragg} , que nous notons λ_{Bragg} , la puissance de ce mode augmente puisque la réflectivité du miroir $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$

de sortie diminue. Cette augmentation de puissance est possible tant que le gain fourni par le RSOA est capable de compenser les pertes de la cavité. Si $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ devient trop faible par exemple lorsque λ_{laser} est très désaccordé par rapport à λ_{Bragg} , la puissance de sortie du laser diminue. Il existe donc une réflectivité optimale selon le milieu à gain permettant de maximiser la puissance de sortie. Notons que cette réflectivité n'est pas celle minimisant la largeur de raie, puisque la largeur de raie est d'autant réduite que les pertes miroirs sont minimisées.

Le désaccord $|\lambda_{laser} - \lambda_{Bragg}|$ est « environ » périodique, puisqu'au-delà d'un certain désaccord, un saut de mode apparaît changeant donc λ_{laser} . Les changements de puissance évoqués au paragraphe précédent se répètent et donnent un profil particulier : la courbe de puissance du laser P en fonction du pompage électrique I , communément appelé la « $P(I)$ », est marquée par des discontinuités (« kinks ») à chaque saut de mode. Ce profil de $P(I)$ dépend du rapport entre la largeur spectrale ($FWHM_{Bragg}$) de R_{Bragg} et l'intervalle spectral libre de la cavité (ISL_{laser}) comme nous le schématisons sur la Fig. 17. En effet, les sauts de mode se font différemment selon ce rapport. Il est intéressant d'estimer pour quel désaccord se produisent ces sauts, car non seulement le profil de la $P(I)$ est affecté mais comme nous l'observerons expérimentalement la largeur de raie et le RIN (bruit d'intensité relatif) du laser le sont aussi.

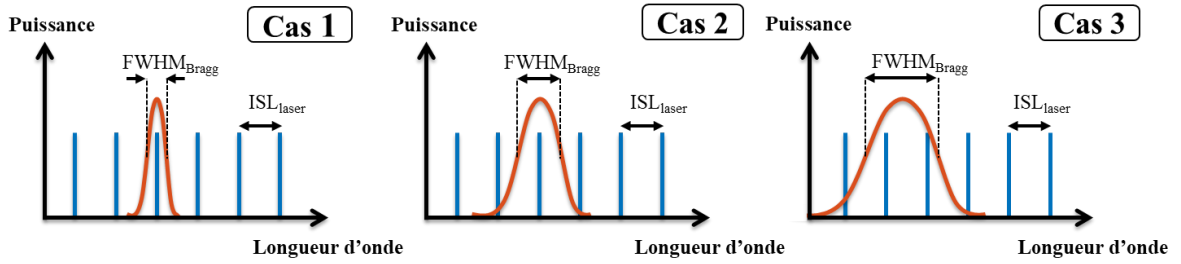


Fig. 17 : Principe de sélection de mode longitudinaux (traits bleus) par un réseau de Bragg (orange). Selon les cas 1, 2 ou 3, la largeur à mi-hauteur de la réflectivité de Bragg est respectivement plus petite, environ égale, ou plus grande que l'ISL du laser.

Quand le désaccord $|\lambda_{laser} - \lambda_{Bragg}|$ augmente, le laser peut osciller sur un autre mode adjacent s'il respecte les deux conditions sur l'oscillation laser lors du parcours de la cavité : le gain doit être égal aux pertes, et la phase doit être un multiple de 2π . Dans le cas d'une cavité hybride, ces deux conditions s'écrivent ainsi [95] :

$$g = \frac{1}{2L_a} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_{Bragg}} \right) + \alpha_a + \alpha_p \frac{L_p}{L_a} \quad (16)$$

$$\forall N \in \mathbb{N}, \quad 2k_0(n_a L_a + 2n_p L_p) - \phi_{Bragg} - \alpha_H g L_a = 2\pi N \quad (17)$$

avec g le gain, L_a la longueur du composant actif, L_p la longueur du composant passif, R_1 la réflectivité du miroir côté HR du RSOA, α_a les pertes du composant actif, α_p les pertes du composant passif, k_0 le vecteur d'onde dans le vide, et α_H le facteur d'Henry.

En pratique, il est plus aisé de regrouper la réponse du composant passif comprenant la longueur L_p et ses pertes α_p avec la réflectivité R_{Bragg} que nous exprimons avec R_{eff} comme décrit en Fig. 5 :

$$g = \frac{1}{2L_a} \ln \left(\frac{1}{R_1 R_{eff}} \right) + \alpha_a \quad (18)$$

$$\forall N \in \mathbb{N}, 2k_0 n_a L_a - \phi_{eff} - \alpha_{Hg} L_a = 2\pi N \quad (19)$$

Les points d'intersection de ces deux courbes en fonction du désaccord $|\lambda_{laser} - \lambda_{Bragg}|$ permettent de déterminer les modes pouvant osciller. Un saut de mode peut se produire si le mode laser cesse d'être solution de la condition de phase, ou si le gain du mode adjacent est plus faible que le mode laser. A la lumière de ce système d'équation, nous pouvons estimer le comportement du laser selon les cas évoqués sur la Fig. 17.

- **Cas 1 : $FWHM_{Bragg} < ISL_{laser}$**

Dans ce cas, R_{Bragg} est trop étroit par rapport à l'intervalle spectral libre de la cavité. Ainsi, il existe des régimes de fonctionnement où le filtre se trouvera entre deux modes longitudinaux du laser, amenant à une chute de puissance. Si le maximum de R_{Bragg} est inférieur à la réflectivité optimale R_{opt} (donnant le maximum de puissance), la $P(I)$ permet d'identifier ce cas : son profil est régulier en arche comme dans [66]. Si $\max(R_{Bragg}) > R_{opt}$, la forme de la $P(I)$ est moins régulière. Dans tous les cas, l'oscillation laser s'arrête lorsque que le désaccord $|\lambda_{laser} - \lambda_{Bragg}|$ induit une réflectivité $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ trop faible. L'oscillation laser redémarre sur un mode longitudinal adjacent lorsque celui se retrouve dans la plage réfléchi par le réseau grâce à l'augmentation du courant.

A fort courant d'injection, le RSOA est capable de fournir un gain important permettant au laser d'osciller alors que $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ est très faible ($< 5\%$). La rétrodiffusion de R_{Bragg} dans le RSOA est si faible que le laser peut changer de régime de rétrodiffusion « V » à « IV » [63]. Le laser devient multimode et finit par perdre sa cohérence, nous décrivons ce phénomène lors des mesures au chapitre suivant (2.2.3.2).

Grâce au système d'équations (18) et (19), nous traçons sur la Fig. 18 les conditions sur le gain et la phase d'une cavité hybride DBR dont la $FWHM_{Bragg}$ est légèrement inférieure à l' ISL_{laser} . Nous superposons aussi une droite horizontale symbolisant le gain maximum que le RSOA puisse fournir. Lorsque le courant d'injection du RSOA varie, l'indice n_a varie légèrement par effet thermique, cela se traduit par une translation verticale des courbes de phases. En prenant en compte l'ensemble de ces courbes (pertes, phases et gain maximum du RSOA), nous définissons une zone d'existence de l'oscillation laser. Nous pouvons relever que la forme des courbes de phase favorise l'effet laser sur le flanc rouge plutôt que le flanc bleu de R_{Bragg} . Dans cet exemple, seul le mode marqué par l'intersection par la courbe des pertes et celle sur la condition de phase ($N = 4250$) peut osciller, car l'autre intersection pour un désaccord de -10 GHz présente une condition de gain trop élevée.

Sur la Fig. 18, nous avons rajouté le tracé du facteur F que nous avons présenté à la partie 1.2.4.2. Tout comme dans les travaux de R. Kazarinov [95], nous observons que les solutions d'oscillation laser ne peuvent exister que si $F > 0$. Sur notre graphique, le désaccord correspondant à $F = 0$ est également le désaccord où la courbe de phase peut être tangente à la courbe de pertes (dernière intersection possible).

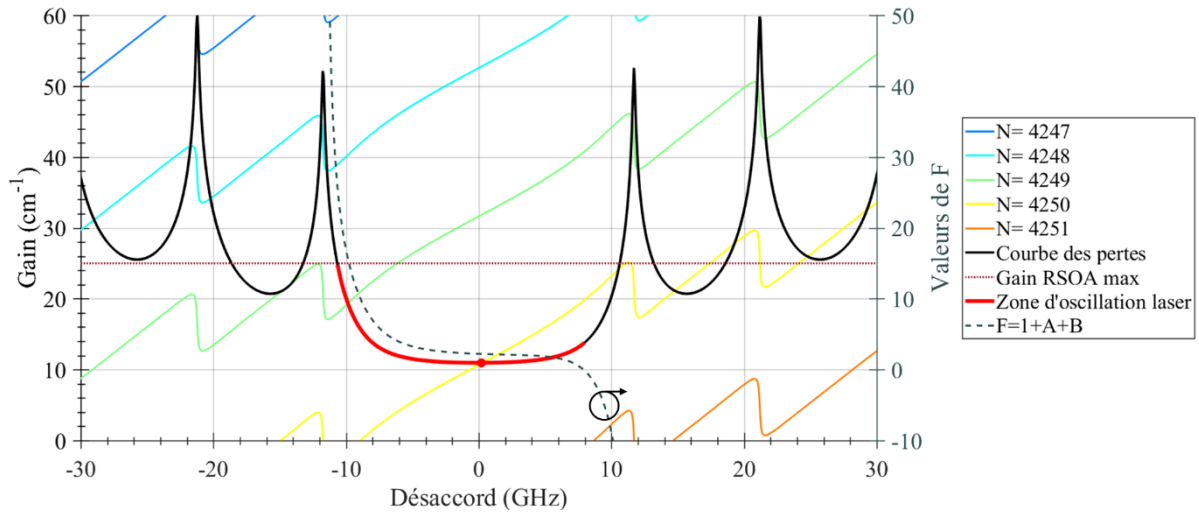


Fig. 18 : Tracé des courbes de phases (couleurs arc-en-ciel) et des pertes (noir) pour une cavité laser composée d'un RSOA de 1 mm d'indice 3,3 abouté directement à un réseau de Bragg de longueur 10 mm avec un indice de 1,54, et un κ de $1,8 \text{ cm}^{-1}$. La cavité laser a un $ISL_{laser}=20,3 \text{ GHz}$, et le réseau de Bragg a une $FWHM_{Bragg}=16,9 \text{ GHz}$. Notons que théoriquement, l'oscillation laser peut apparaître sur les 1^{ers} lobes de R_{Bragg} également. Le coefficient N est le numéro de mode respectant la condition de phase.

- **Cas 2 : $FWHM_{Bragg} \approx ISL_{laser}$**

Ce cas intermédiaire est idéal mais ne se rencontre pas : le laser penchera toujours légèrement vers un des deux autres cas. Il s'agit néanmoins de la conception à viser : le laser est toujours monomode avec un excellent taux de réjection, et le mode principal oscille en permanence.

- **Cas 3 : $FWHM_{Bragg} > ISL_{laser}$**

Dans ce cas, plusieurs modes longitudinaux peuvent potentiellement osciller. Cependant, en traçant le système d'équation (18) et (19), nous notons que deux points d'intersections représentant les modes pouvant osciller ont un gain différent dans la bande de réflectivité centrale. Dans cet exemple, le mode dont le désaccord est nul ($N = 4247$) ici prend l'ascendant sur l'autre solution dont le désaccord vaut $-9,5 \text{ GHz}$ ($N = 4246$). Le mode $N = 4247$ sera le mode laser principal car il subit moins de pertes dans la cavité que le mode $N = 4246$. Cependant cette configuration n'est pas stable, puisque les conditions sur le gain des deux modes sont proches. Le laser pourrait devenir multimode, en particulier lors de l'augmentation du courant qui translate les courbes de phases. Notons qu'en augmentant le courant, deux modes pourront être répartis de manière équidistante de λ_{Bragg} , ils auront donc la même condition sur le gain. Néanmoins, nous observerons lors des mesures (2.2.3.1) que le saut de mode n'intervient pas immédiatement, car le mode se trouve sur le flanc rouge ($\lambda_{laser} > \lambda_{Bragg}$) est plus stable que celui se trouvant sur le flanc bleu ($\lambda_{laser} < \lambda_{Bragg}$) de R_{Bragg} [95].

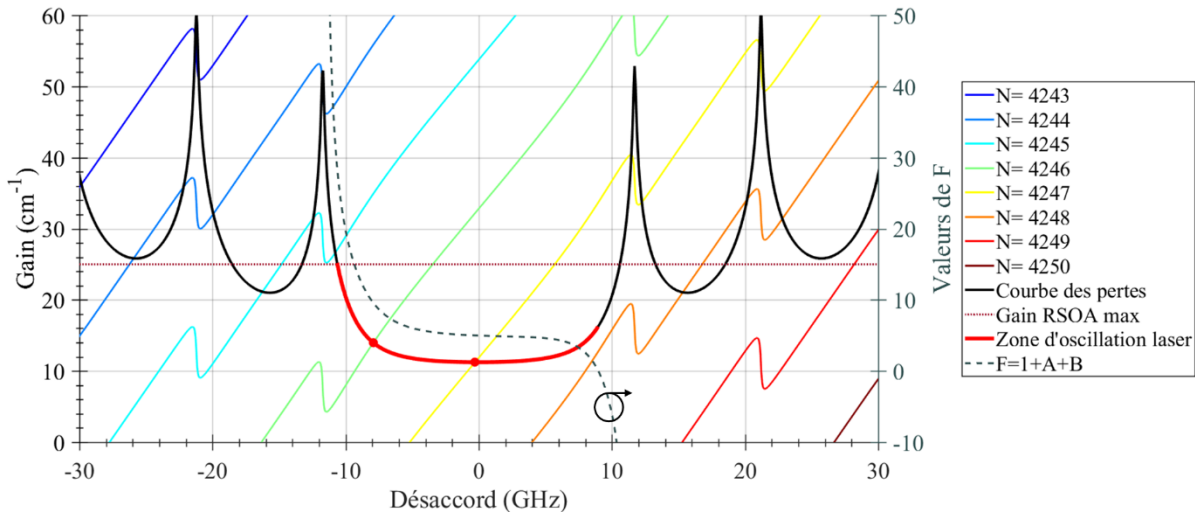


Fig. 19 : Tracé des courbes de phases (couleurs arc-en-ciel) et des pertes (noir) pour une cavité laser composée d'un RSOA de 1 mm d'indice 3,3 abouté à un guide d'onde de 6 mm d'indice 1,54, puis à un réseau de Bragg de longueur 10 mm avec un indice de 1,54, et un κ de $1,8 \text{ cm}^{-1}$. La cavité laser a un $ISL_{laser}=9,0 \text{ GHz}$, et le réseau de Bragg a une $FWHM_{Bragg}=16,9 \text{ GHz}$.

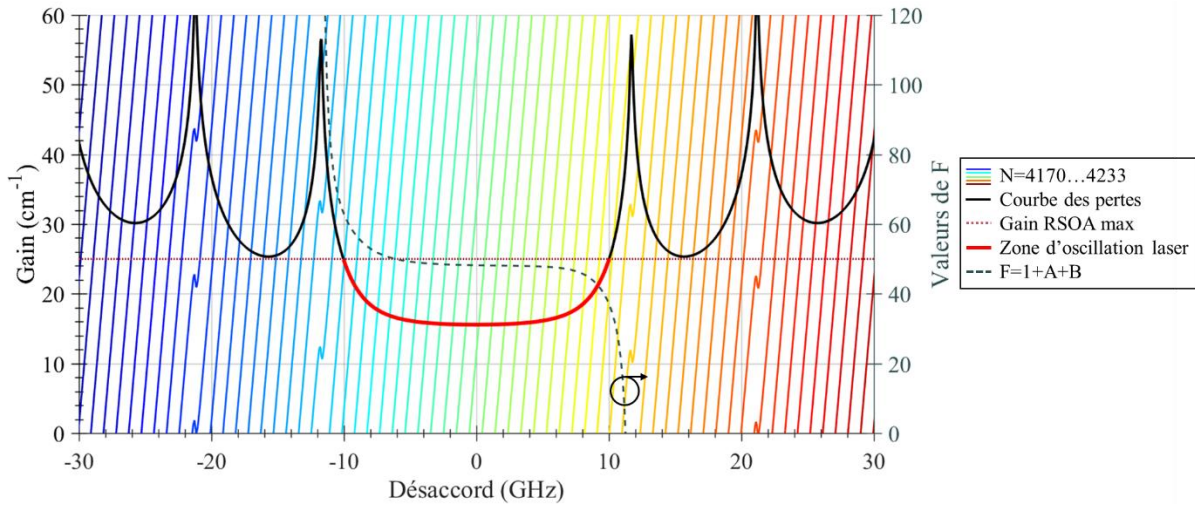


Fig. 20 : Tracé des courbes de phases (couleurs arc-en-ciel) et des pertes (noir) pour une cavité laser composée d'un RSOA de 1 mm d'indice 3,3 abouté à un guide d'onde de 100 mm d'indice 1,54, puis à un réseau de Bragg de longueur 10 mm avec un indice de 1,54, et un κ de $1,8 \text{ cm}^{-1}$. La cavité laser a un $ISL_{laser}=0,93 \text{ GHz}$, et le réseau de Bragg a une $FWHM_{Bragg}=16,9 \text{ GHz}$.

Un 4^{ème} cas existe lorsque $FWHM_{Bragg} \gg ISL_{laser}$ dont nous avons représenté une configuration en Fig. 20. La longueur du composant passif est très grande par rapport au cas précédent, mais le même réseau de Bragg est conservé. Cette conception ne permet pas la réalisation d'un laser monomode, car de nombreux modes présentent les mêmes valeurs de pertes et peuvent éventuellement osciller simultanément. Nous verrons brièvement au chapitre suivant (2.2.4) que cette situation peut être intéressante pour la génération de peignes de fréquences. Ce cas est intéressant car il montre certaines tendances lors de l'allongement de la longueur du composant passif au sein de la cavité :

- La pente des courbes de phase augmente. Par conséquent, le point de tangence entre ces dernières et la courbe des pertes est davantage désaccordé vers le rouge. La zone d'oscillation laser est donc limitée seulement par le gain maximal que peut fournir le RSOA : le laser peut ici osciller autant sur le flanc rouge que sur le flanc bleu du réseau de Bragg.
- L'annulation du facteur F est davantage désaccordé vers le rouge, conformément à la remarque précédente.

- Nous relevons une forte augmentation du facteur F , grâce à l'élévation de $A = n_p L_p / (n_a L_a)$.

Notons que ces tendances sont légèrement visibles en comparant déjà la Fig. 18 à la Fig. 19.

Pour revenir sur la conception d'un laser hybride DBR monomode, il est souhaitable de viser le cas 2. En effet, si le cas 3 est exclu (risque d'oscillation multimode), le cas 1 n'est pas non plus un bon candidat. Ce dernier cas souffre de chutes de puissances aux niveaux des sauts de mode, mais elles peuvent être évitées en contrôlant le désaccord $|\lambda_{laser} - \lambda_{Bragg}|$ (en chauffant le composant passif par exemple à l'aide de chauffettes). L'inconvénient du cas 1 est que le filtre de Bragg est non-optimisé, la réflectivité est trop faible. En effet, il est difficile avec un encombrement limité de concevoir un filtre étroit avec une forte réflectivité, qui est nécessaire pour obtenir de faible largeur de raie. Nous détaillerons la conception de ces filtres au chapitre suivant (2.1.4.3). Nous verrons également comment prédire en conception le rapport entre la $FWHM_{Bragg}$ et l' ISL_{laser} . Nous y expliquerons pourquoi cette prédiction peut s'avérer complexe, mais nous pouvons mentionner les principales raisons ci-dessous :

- La différence entre l'indentation du réseau de Bragg fabriqué et celui conçu est difficile à prévoir. Par conséquent, d'une part la $FWHM_{Bragg}$ subit une incertitude importante, et d'autre part, la longueur de pénétration du réseau de Bragg est difficile à estimer. Cette longueur peut constituer une partie importante de la cavité (entre 20% et 50% selon les conceptions), l' ISL_{laser} est donc soumis à une incertitude non-négligeable.
- Par ailleurs, d'autres sources d'incertitudes peuvent s'ajouter : les pertes de propagation, les indices des matériaux, l'épaisseur du guide d'onde sont des paramètres susceptibles de varier.

Pour contrecarrer ces incertitudes importantes, nous appliquerons plusieurs stratégies. Au chapitre suivant, nous modéliserons les réseaux de Bragg selon les paramètres $FWHM_{Bragg}$ et l' ISL_{laser} (2.1.4.3). Puis nous tirerons bénéfice de la photonique intégrée pour concevoir facilement de nombreuses variations de réseaux de Bragg pour se rapprocher du cas 2 (2.2.3.1). Enfin, nous concevrons des chauffettes au-dessus des réseaux de Bragg. Par effet thermo-optique, la position du réseau de Bragg peut être ajustée pour suivre le mode longitudinal oscillant et éviter les sauts de mode (2.2.3.7).

1.3.3. Estimation de la puissance de sortie d'une source DBR hybride

Dans cette partie, nous proposons d'estimer l'allure des courbes de puissances optiques émises par le laser hybride en fonction du courant d'injection. Pour y parvenir, nous nous appuyons sur les travaux de [90], [108]–[110]. Mentionnons que l'estimation de puissance proposée est empirique et se limite à des températures en degré Celsius positive. Par simplicité, nous supposons que la longueur d'onde du mode oscillant (λ_{laser}) est toujours égale à la longueur d'onde centrale du réseau de Bragg (λ_{Bragg}) quel que soit le courant injecté. Expérimentalement, cela revient à chauffer le réseau de Bragg pour centrer λ_{Bragg} sur λ_{laser} pendant l'augmentation du courant : il n'y a donc pas de saut de mode.

Notre source hybride est composée d'un milieu à gain abouté à un composant passif contenant un réseau de Bragg. L'une des facettes du composant actif forme le miroir de réflectivité R_1 . Comme sur la Fig. 5b, le second miroir de la cavité de réflectivité (transmission) R_{eff} (T_{eff}) prend en compte la réflexion (transmission) du réseau de Bragg, ainsi que toute la réponse du composant passif. A une température T donnée, nous nous intéresserons à la puissance sortant du côté du miroir de sortie coté composant passif que nous noterons P_{out} . Elle s'écrit [108] :

$$P_{out} = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_i + \alpha_m} \mathcal{F}_2 \frac{h\nu}{q} e^{\frac{-(Z_T(P_D - P_{out}) + T)}{T_1}} \left(I - I_0 e^{\frac{Z_T(P_D - P_{out}) + T}{T_0}} \right) \quad (20)$$

Avec η_i l'efficacité quantique interne du milieu à gain, α_m les pertes miroirs, α_i les pertes du milieu à gain, $h\nu$ l'énergie du photon, q la charge de l'électron. Comme pour l'expression (12), nous utilisons la fraction \mathcal{F}_2 de puissance émise par le laser côté composant passif [90, p. 78], [102, p. 61] :

$$\mathcal{F}_2 = \frac{T_{eff}}{1 - R_{eff} + \sqrt{R_{eff}/R_1} (1 - R_1)} \quad (21)$$

P_D est la puissance dissipée par le milieu à gain, elle vaut $P_D = I.V$ avec V la tension du milieu à gain, avec $V = R.I + V_0$ avec R la résistance du milieu à gain et V_0 sa tension de coude. Z_T est l'impédance thermique (en K/W), I_0 est le courant au seuil pour une température de 0°C , T_0 est la *température caractéristique globale* et T_1 est une température caractéristique au-dessus du seuil. Ces paramètres sont plus largement décrits et mesurés dans l'Annexe C. Les valeurs des paramètres retenus pour le tracé des courbes sont résumées dans le Tableau 5.

η_i^*	0,2	Z_T	30 K/W	T_1	70 °C
α_m	5,1 cm^{-1}	R	2,0 Ω	T_0	45 °C
α_i	10 cm^{-1}	V_0	0,85 V	I_0	30 mA
L_a	1 mm	R_1	0,9	R_{eff}	0,4
\mathcal{F}_2	0,9	$h\nu$	0,8 eV	q	1 eV

Tableau 5 : Valeurs des paramètres utilisés dans la modélisation de la puissance d'un laser DBR en Fig. 21. Ces valeurs sont adaptées depuis les mesures de l'Annexe C pour pouvoir approcher les courbes expérimentales. * : le paramètre η_i tient compte des pertes additionnels comme l'extraction de puissance pour pouvoir approcher les courbes expérimentales.

En Fig. 21, nous traçons des courbes de puissance d'un laser hybride à différentes températures. La conception et les mesures de ce laser seront largement décrites au chapitre suivant. Puis, nous avons adapté dans une plage de 20% les paramètres thermiques mesurés pour tracer l'estimation de puissance en se rapprochant des courbes expérimentales grâce à l'équation (20). Cet écart montre que les mesures des paramètres thermiques sont complexes à estimer. Le nombre de mesures que nous avons effectuées n'est pas suffisant pour réduire l'incertitude sur les paramètres thermiques. Pour effectuer la régression, le plus simple est de commencer par fixer les paramètres I_0 et T_0 qui déterminent seul la position du seuil. Puis, nous choisissons les coefficients Z_T , T_1 et la puissance dissipée P_D pour fixer la saturation de la courbe et son extinction.

Comme nous avons choisi une réflectivité R_{eff} constante, nous ne prenons pas en compte les sauts de mode observés par les discontinuités de puissance des courbes expérimentales. Nous n'approchons donc que la valeur moyenne de ces courbes. Nous observons que la concordance entre les courbes simulées et expérimentales varie en fonction de la température. Une explication est que la température mesurée sur l'embase du RSOA n'est pas celle du milieu à gain. Un relevé de température avec une caméra thermique pourrait mesurer la différence de température entre le milieu à gain et son embase.

Les courbes simulées montrent une augmentation de la puissance optique jusqu'à 620 mA, néanmoins les courbes expérimentales semblent saturer plus rapidement. Notons que nous n'avons pas mesuré notre laser au-delà de 400 mA de peur d'endommager le laser ou le module Peltier. Le courant de saturation des courbes expérimentales est plus faible que celui des courbes simulées, car d'une part nous avons supposé α_i et les pertes de couplage RSOA/Bragg constants avec la température, et d'autre part nous avons peut-être mal estimé les paramètres de simulation.

Pour aller plus loin, il serait intéressant de modéliser la variation de la puissance en tenant compte des sauts de mode. Pour y parvenir, il faudrait prendre en compte plusieurs processus :

- La variation des longueurs d'onde des modes longitudinaux en fonction du courant
- Les pertes miroirs vues par le mode selon son désaccord par rapport à λ_{Bragg}
- Le calcul de stabilité de chaque mode. Par exemple, un mode sur le flanc rouge de R_{Bragg} peut osciller à la place d'un mode sur le flanc bleu, même si ce dernier a moins de pertes [95].

Dans nos travaux, nous nous sommes concentrés sur l'observation expérimentale de ces processus dans le chapitre suivant, plutôt que sur cette modélisation théorique.

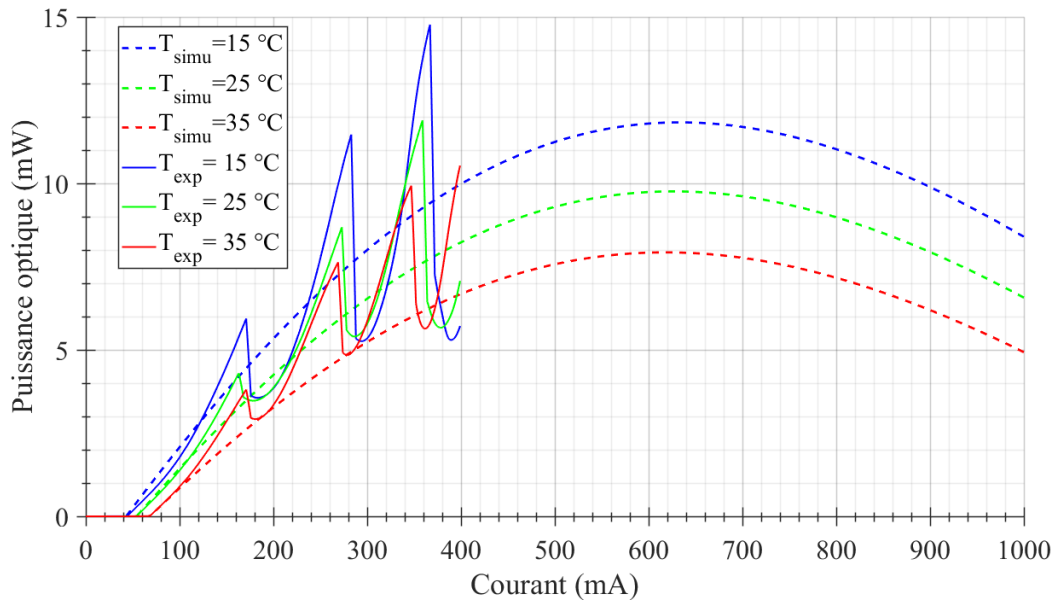


Fig. 21 : Puissance mesurées (traits pleins) et simulées (traits pointillés) d'un laser hybride en fonction du courant pour différentes températures. L'aspect des courbes expérimentales sera commenté au chapitre suivant (2.2.3).

1.3.4. Notions sur le bruit d'intensité relatif (RIN) d'un laser hybride

Les principes de base sur les notions de mesure de bruit d'intensité relatif (RIN en anglais) sont rappelés dans cette partie. L'objectif est de prédire le RIN d'une source hybride pour déterminer si les niveaux de bruits du laser sont compatibles avec les applications visées (lidar et télécommunications principalement). Notamment, nous détaillerons le comportement du laser à sa fréquence de relaxation. Pour finir, nous proposerons une architecture de laser hybride dont le temps de vie de photon τ_{ph} est supérieur au temps de vie des porteurs de charge $\tau_{porteurs}$.

Le RIN évalue les fluctuations relatives de puissance optique d'un laser. Pour chaque fréquence, il est défini par la variance de la puissance optique (sur une bande spectrale de 1 Hz) divisée par le carré de la puissance optique. Il est généralement mesuré pour un écart de fréquence pouvant aller jusqu'à 20 GHz à l'aide d'une photodiode amplifiée et d'un analyseur de spectre électrique. Le RIN est alors égal à la densité spectrale de puissance électrique associée aux fluctuations de P_{out} divisée par le carré de la puissance [90] et s'exprime en dB/Hz :

$$RIN(f) = \frac{S_{\delta P_{out}}(f)}{\langle P_{out} \rangle^2} \quad (22)$$

Après photodétection, le bruit total d'une liaison optique est la combinaison du bruit thermique, du bruit de grenaille et du RIN. Pour des photocourants importants ($\geq 10 \text{ mA}$), le rapport signal sur bruit après photodétection est limité par le RIN du laser utilisé. Il s'agit donc d'un paramètre primordial pour les applications de type lidar ou la transmission de signaux analogiques sur porteuse optique [111]. La dépendance en fréquence du RIN dépend de la dynamique du laser. Dans le cas d'un laser monomode, si $\tau_{ph} \gg \tau_{porteurs}$, les variations de densité des porteurs suivent « adiabatiquement » les variations de densité de photons. Dans ce cas, le RIN ne présente pas de résonance, et le comportement dynamique du laser est dit de classe A [112]. Dans le cas contraire, le RIN peut présenter un maximum avant de diminuer à haute fréquence. Ce maximum est situé à la fréquence dite des oscillations de relaxation, qui dépend du taux de pompage $r = I/I_{seuil}$, de τ_{ph} et de $\tau_{porteurs}$, et s'écrit f_r [112] :

$$f_r = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{r-1}{\tau_{ph}\tau_{porteurs}} - \left(\frac{r}{2\tau_{porteurs}}\right)^2} \quad (23)$$

Le laser est alors dit de classe B. Notons que cette résonance n'apparaît que pour des lasers où $\tau_{ph} \leq \tau_{porteurs}$, ce qui est le cas des lasers à semiconducteurs. L'expression du RIN peut s'exprimer au voisinage de f_r par l'expression suivante [113] :

$$RIN(f) = \frac{4R_{sp}}{\langle N_{ph} \rangle} \frac{\frac{1}{\tau_{porteurs}^2} + (2\pi f)^2 + \frac{(2\pi f_r)^2}{R_{sp}\tau_{porteurs}}}{((2\pi f_r + 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2)((2\pi f_r - 2\pi f)^2 + \Gamma_r^2)} \quad (24)$$

Avec N_{ph} la densité de photon, R_{sp} le taux d'émission spontanée et un coefficient $\Gamma_r = 2\pi * HWHM$ ($HWHM$ est la demi-largeur à mi-hauteur).

Notons qu'en agrandissant la taille de la cavité passive d'un laser hybride, τ_{ph} est augmenté par rapport à un simple laser semiconducteur monolithique. Sachant que $\tau_{porteurs} \approx 400 \text{ ps}$ pour notre type de composant [114], nous pouvons estimer τ_{ph} et déterminer si notre laser est de classe A ou B.

En supposant que les pertes de cavité soient faibles, le temps de vie de photon τ_{ph} est donné par la relation suivante :

$$\tau_{ph} = \frac{n_{g,a}L_a + n_{g,p}L_p}{c} \frac{1}{\alpha_a L_a + \alpha_p L_p + \frac{1}{2} \ln\left(\frac{1}{T^2 R_1 R_2}\right)} \quad (25)$$

Dans le cas d'une cavité hybride dont les paramètres sont résumés dans Tableau 6, le temps de vie de photon est typiquement de $\tau_{ph} \sim 17 \text{ ps}$.

Ainsi nous observons que le rapport $\tau_{ph}/\tau_{porteurs}$ est d'environ 24. Dans cette configuration, ce laser hybride est un laser de classe B. Il est donc soumis à des oscillations de relaxation, visible lors de mesures du RIN. Si ces oscillations ont l'inconvénient de dégrader le RIN du laser, elles nous permettent d'évaluer τ_{ph} sous condition de connaître $\tau_{porteurs}$ et le taux de pompage $r = I/I_{th}$. Avec les paramètres utilisés et d'un taux de pompage de $r = 3$, nous nous attendons à une fréquence de relaxation autour de $2,7 \text{ GHz}$. Nous vérifierons cette estimation dans le chapitre suivant (2.2.3.5).

Indice de groupe du composant actif	$n_{g,a}$	3,3
Longueur du composant actif	L_a	1 mm
Indice de groupe du composant passif	$n_{g,p}$	1,54
Longueur effective du composant passif	L_p	5 mm
Célérité de la lumière dans le vide	c	299 792 458 m/s
Pertes internes du composant actif	α_a	10 cm^{-1} (= 43 dB/cm)
Pertes internes du composant passif	α_p	2.3 m^{-1} (= 10 dB/m)
Réfectivité miroir 1	R_1	0,95
Réfectivité miroir 2	R_2	0,5
Pertes de couplage actif/passif	T	0,5

Tableau 6 : Paramètres d'un exemple de laser hybride typiquement expérimenté dans le chapitre 2. Le composant actif est ici un RSOA en InP, et le composant passif est d'un guide d'onde faiblement confiné en Si₃N₄.

Dans le cas de notre laser hybride de classe B, la mesure de RIN permet d'obtenir le temps de vie de photon, qui est un indicateur sur la largeur de raie d'un laser ($\Delta f \propto 1/\tau_{ph}$). D'autres part, le RIN peut être relié à la largeur de raie Schawlow-Townes Δf_{ST} du laser comme montré par certains travaux [90, pp. 230–231] et [115]. Nous verrons une application au chapitre suivant (2.2.3.5). Mentionnons qu'un laser hybride peut avoir un temps de vie de photon faible ($\sim 20 \text{ ps}$) et avoir une faible largeur de raie ($\sim 10 \text{ kHz}$) grâce au facteur F (13).

Jusqu'à présent, nous avons évoqué le comportement du RIN au voisinage de f_r . Un deuxième maximum dans la courbe de RIN peut apparaître à cause du battement entre le mode laser principal et ses modes secondaires. L'amplitude de cette résonance photon-photon est d'autant importante que le taux de réjection optique n'est pas excellent ($< 60 \text{ dB}$). Dans notre exemple de laser hybride, ce deuxième pic se trouve autour de 14 GHz. Néanmoins la photonique intégrée offre la possibilité d'agrandir la longueur de la cavité pour obtenir des ISL plus faible ($< 2 \text{ GHz}$). La conception d'un filtre rejetant les modes secondaires devient cruciale pour obtenir un faible RIN à basse fréquence.

Si les modes secondaires sont bien rejetés, la conception d'une longue cavité ($\sim \text{cm}$) est intéressante pour deux raisons :

- Une cavité centimétrique permettrait des largeurs de raie inférieurs à 100 Hz d'après nos simulations en Fig. 11.
- Le temps de vie photon pourrait être grandement augmenté et permettre un changement de dynamique en classe A. Le RIN serait très faible et seulement limité par la réjection des modes secondaires.

Par exemple, un tel laser serait possible à certaines conditions grâce à l'hybridation des plateformes InP et Si₃N₄. Deux axes de travail indépendants permettent d'accroître τ_{ph} au-delà de $\tau_{porteurs}$: améliorer la fabrication et optimiser la conception. Côté fabrication, il est possible d'atteindre des pertes de propagation dans le passif de 1 dB/m (voire même à 0,1 dB/m [20]), et les pertes de couplage actif/passif pourraient être améliorées à 2 dB. Côté conception, il faut allonger la cavité tout en garantissant le fonctionnement monomode avec un fort taux de réjection. De plus, une réflectivité du miroir de sortie plus élevée augmenterait τ_{ph} . Sous ces conditions avec $R_2 = 0,8$, $L_p = 50 \text{ cm}$ et $\alpha_p = 5 \text{ dB/m}$, il est possible d'avoir $\tau_{ph} \approx 1,2 \text{ ns}$, et donc un laser de classe A.

Pour résumer cette partie, les mesures de RIN représentent un outil précieux pour analyser le fonctionnement d'un laser. Elles nous permettent d'évaluer les contributions au bruit d'intensité, et donc

nous orienter vers des conceptions faibles bruits. D'autre part, ce type de mesure fournit des estimations de τ_{ph} et sur la largeur de raie comme nous l'observerons lors de nos mesures (2.2.3.5).

1.4. Conclusion

Le but initial était de trouver une source laser en bande C dont les principales spécifications sont la compacité ($< 1 \text{ cm}^3$) et la faible largeur de raie ($< 10 \text{ kHz}$). Après avoir exposé les principales sources lasers existantes, nous avons choisi d'utiliser les sources lasers basés sur l'hybridation d'un semiconducteur avec un circuit intégré passif. Nous avons ainsi décrit les bases de l'hybridation en photonique intégré en expliquant les différentes techniques de couplage entre le milieu à gain et le composant passif. Puis, nous avons exprimé la largeur de raie des sources hybrides pour montrer qu'elles répondent à nos critères de largeurs de raie. Lors de ces études, nous avons expliqué l'avantage d'utiliser un composant passif faibles pertes par rapport à un semiconducteur monolithique.

Dans la suite, nous nous sommes concentrés sur une solution basée sur un réseau de Bragg qui répond à l'ensemble de nos critères. En particulier, nous avons abordé le fonctionnement de ce type de laser selon le rapport entre la largeur spectrale du réseau de Bragg et l'intervalle spectral libre de la cavité. Puis nous avons donné une estimation de la puissance optique dans un cas sans saut de mode, et enfin nous avons terminé par décrire la dynamique du laser.

Maintenant que nous avons décrit le comportement d'une source hybride, nous allons mettre en pratique ces connaissances en concevant et caractérisant ce type de laser dans le chapitre suivant.

2. Source laser avec circuits en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ à faible confinement

L'objectif de ce deuxième chapitre est d'étudier la conception et la caractérisation d'un laser hybride composé d'un amplificateur optique à semiconducteurs (RSOA) en InP abouté à un réseau de Bragg en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$. Nous nous appuyerons sur les concepts et modélisations décrits dans le chapitre précédent afin d'optimiser les performances de la source hybride.

Nous nous concentrerons en premier lieu sur l'étude du composant passif (permettant notamment la conception du réseau de Bragg). En particulier, la propagation dans nos guides d'onde passif sera étudiée et optimisée pour le bon fonctionnement de la cavité hybride. Nous mentionnerons les difficultés technologiques et comment fabriquer de tels composants. Les recettes de fabrication seront évaluées en analysant systématiquement les pertes, enjeu crucial de ces composants. Ensuite, nous détaillerons la conception et la mesure de nombreux réseaux de Bragg qui serviront dans la suite : la réalisation de laser hybride DBR à faible largeur de raie. Nous investiguerons longuement ce type de composant par de nombreuses mesures tout en les comparant aux éléments théoriques développés au chapitre précédent. Nous finirons sur des résultats préliminaires de laser hybride à verrouillage de mode, découlant de nos travaux sur les lasers monomodes.

2.1. Etudes des composants passifs seuls

2.1.1. Conception des guides d'onde faiblement confiné

2.1.1.1. Guide d'onde droit

Dans ce chapitre (et le chapitre 3), nous allons décrire de nombreuses variantes de conception de composants passif reposant toutes sur la propagation d'une onde dans un guide d'onde en nitrure de silicium (Si_3N_4) encapsulé dans de la silice (SiO_2) reposant sur un wafer de silicium (Si) (Fig. 22). L'élément clé différenciant les chapitres 2 et 3 est le facteur de confinement optique Γ . Ce paramètre permet d'estimer la fraction d'énergie guidée dans le cœur du guide. Il est défini comme :

$$\Gamma = \frac{\iint_{\text{cœur}} |E|^2 dS}{\iint_{\mathbb{R}^2} |E|^2 dS} \quad (26)$$

avec E l'amplitude du champ électrique. Dans ce chapitre, le confinement sera faible : $\Gamma < 10\%$. Comme nous pouvons l'observer sur la Fig. 22b, la majorité de la puissance optique se propage dans la gaine du guide (ici le SiO_2). La géométrie aplatie du guide d'onde (« high-aspect-ratio waveguide » en anglais) impose ce faible confinement. Cette forme de guide d'onde est communément nommée « single stripe » [116] en anglais. Ce choix est déterminant pour les raisons suivantes :

- Cette forme de guide permet d'obtenir les plus **faibles pertes de propagation**. Notamment des pertes de 0,1 dB/m ont été mesurées dans [20]. Nous reviendrons en détail sur ce point au paragraphe 2.1.3.
- Le signal optique étant délocalisé autour du cœur du guide d'onde. Le **seuil des effets non-linéaires induits dans le cœur est élevé** : pour un résonateur linéaire de quelques millimètres (similaire à celui que nous utiliserons), nous estimons³ avec l'équation (87) qu'il est de l'ordre de la centaine de W. Ce type de guide d'onde peut donc être utilisé à forte puissance sans risque d'excitation des non-linéarités [21]. Les effets non-linéaires seront largement abordés au chapitre 3.
- Un mode faiblement confiné a un indice de mode effectif n_{eff} très proche de l'indice de la gaine du guide (ici n_{SiO_2}). Par conséquent, la variation d'indice effectif engendrée par un changement de taille de cœur est faible. Ainsi il est aisé de concevoir des réseaux de Bragg avec une **bande spectrale étroite**. *A contrario*, la conception d'un réseau ayant une bande spectrale large est moins évidente. Ce point est abordé en détail dans la partie 2.1.4.

Néanmoins, l'inconvénient de cette géométrie de guide d'onde et d'avoir donc un indice n_{eff} proche de l'indice de gaine est une compacité réduite. En effet, à cause de ce faible contraste d'indice, les virages de guide d'onde nécessitent un **rayon de courbure élevé** pour s'affranchir de pertes additionnelles, ce qui réduit la compacité des conceptions. Des explications supplémentaires sont données dans la partie suivante (2.1.1.2).

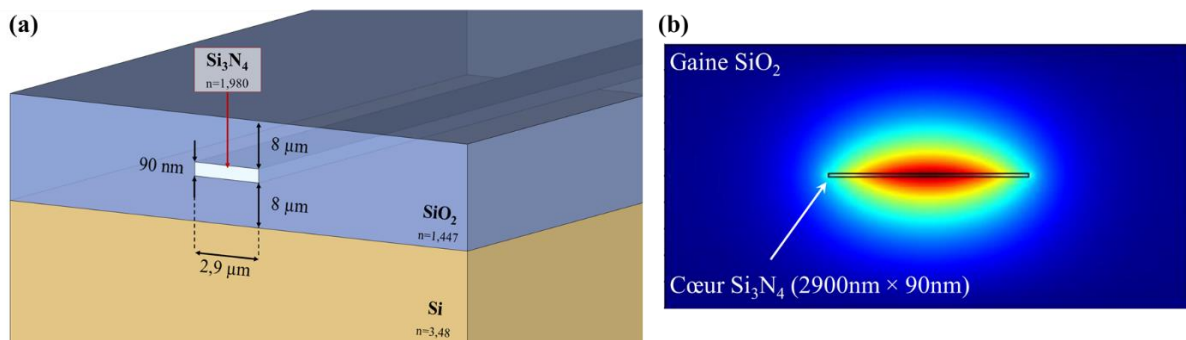


Fig. 22 : (a) Croquis d'un guide d'onde faiblement confiné en Si₃N₄/SiO₂. Les indices de réfraction indiqués sont des indices matériaux à 25°C à 1550 nm. Les dimensions ne sont pas à l'échelle. (b) Simulation (réalisée sur le logiciel Comsol Multiphysics) du mode TE₀₀ existant dans un guide d'onde constitué d'un cœur en nitrure de silicium encapsulé par de la silice. Le confinement de ce mode dans ce guide est : $\Gamma \approx 9,6 \%$.

2.1.1.2. Guide d'onde en virage

La conception de circuits intégrés serait très limitée si celle-ci ne reposait que sur des guides d'onde rectilignes. Nous décrivons dans cette partie la conception de virage pour guide d'onde.

La propagation des ondes dans les guides droits est soumise à des pertes dont les origines seront discutées dans la partie 2.1.3.1. Dans le cas d'un guide d'onde courbé, deux sources de pertes supplémentaires doivent être considérées :

- Des pertes par radiation dans le virage dépendant de son rayon de courbure R et de la différence entre l'indice de mode effectif n_{eff} et de l'indice de gaine n_{gaine} (ici n_{SiO_2}). Le coefficient de perte linéique peut s'approximer de la manière suivante [117], [118] :

³ Pour utiliser l'expression (87), nous utilisons un coefficient de qualité de la cavité de 25000, correspondant à un temps de vie de photon dans la cavité laser d'environ 20 ps.

$$\alpha_{virage} = K. e^{-\beta \left(\frac{2^{n_{eff} - n_{gaine}}}{n_{eff}} \right)^{\frac{3}{2}} R} \quad (27)$$

Avec K une constante dépendant des indices matériaux et de la géométrie du guide et $\beta = 2\pi n_{eff}/\lambda$ la constante de propagation du mode. Dans les travaux de [119, Fig. 5] et de [120], α_{virage} a été simulé dans le cas de notre guide à faiblement confinement (Fig. 22). Ces simulations montrent qu'un rayon de courbure minimal $R = 1 \text{ mm}$ est suffisant pour que les pertes α_{virage} soit négligeable devant les pertes de propagation en guide droit ($1 - 10 \text{ dB/m}$ pour nos fonderies).

- Le raccordement entre le virage et la section de guide droit est la seconde source de pertes additionnelles. Le mode se propageant dans le virage est d'autant plus excentré vers l'extérieur du virage que le rayon de courbure R est faible. Ce mode est alors désaligné par rapport au guide droit lors du raccord virage/guide droit. Ce recouvrement imparfait de mode est dû à une discontinuité des rayons de courbure lors du passage virage ($R = \text{constant}$) au guide droit ($R = \infty$). Au prix d'une conception plus élaboré, cette source de pertes peut être drastiquement réduite : il suffit de remplacer le virage en arc de cercle par un virage adiabatique [121]–[123]. Ce virage peut être une branche de clothoïde (aussi appelé spirale de Cornu), sa particularité réside dans le fait que son rayon de courbure évolue de manière continue et linéaire depuis le guide droit de départ jusqu'au guide droit de fin.

Dans nos conceptions de virages, nous nous appuyons sur des conceptions réalisées par P. Labeye selon ses travaux [122]. Ainsi, nos virages sont conçus de manière adiabatique avec un rayon de courbure minimal de 1 mm . Dans les travaux présentés dans ce manuscrit, ces virages sont utilisés pour la conception de lignes à retard, d'anneaux, de cavités étendues, ou pour incliner légèrement le guide d'onde dans un adaptateur de mode.

2.1.1.3. Adaptateur de mode

Les pertes optiques dues à l'aboutement entre le RSOA et le composant passif ont principalement deux origines. La première résulte du désalignement entre les guides d'onde dans les deux composants. Pour minimiser son impact, il faut veiller au bon alignement lors de l'aboutement. La deuxième résulte des différences entre les modes optiques se propageant dans le RSOA et dans le composant passif. Afin de faciliter l'alignement et minimiser les différences entre les modes optiques des deux composants, un adaptateur de mode peut être conçu.

A. Définition

L'adaptateur de mode (en anglais « taper ») est crucial pour un fonctionnement optimal du futur laser. Placé en début et en fin de guide d'onde sur les bords du composant, il permet d'ajuster la taille du mode (le rayon du faisceau aussi appelé « waist » en anglais) et la divergence du faisceau optique. Dans une cavité hybride (Fig. 23), l'adaptateur de mode côté RSOA est conçu pour que la taille et la divergence du faisceau de sortie du guide d'onde passif soient les plus proches de celles associées au mode optique du RSOA. L'autre adaptateur de mode est généralement conçu pour augmenter la taille du mode au maximum pour faciliter l'extraction de puissance.

Changer les dimensions d'un mode se propageant dans un guide d'onde est une opération récurrente en photonique intégré, notamment pour les structures actives [124], [125]. Si sa conception peut s'avérer complexe pour les puces actives, elle est assez aisée pour les guides passifs. Nous rappelons ici l'essentiel.

Un adaptateur de mode est déterminé par plusieurs caractéristiques : la largeur du guide d'entrée w_{in} , la largeur du guide de sortie w_{out} , sa longueur L_{taper} , et sa forme. Cette dernière sera linéaire dans nos conceptions, mais elle pourrait être exponentielle, parabolique ou en racine carré [126], [127]. Par exemple, comme montré dans [120], une conception exponentielle permet un gain de de place, mais ce n'est pas un facteur déterminant sur des puces passives de l'ordre de 1 cm de longueur ($\gg L_{taper}$). Nous pouvons déjà distinguer deux types d'adaptateur de mode. Le premier type regroupe les adaptateurs dits « standards » qui consiste à élargir le guide d'onde pour élargir le mode optique ($w_{out} > w_{in}$). Le second rassemble les adaptateurs dits « inversés » qui vise à déconfiner le mode optique du cœur du guide d'onde pour également élargir le mode optique ($w_{out} < w_{in}$).

Dans notre cas, sachant w_{in} fixe, nous avons donc deux degrés de liberté : w_{out} et L_{taper} . Ces deux paramètres sont choisis pour que la forme trapézoïdale (Fig. 23) du guide d'onde permette une adaptation continue de la taille du mode optique pour éviter des pertes ou des réflexions parasites. w_{out} est choisi pour obtenir les dimensions du mode recherché, et L_{taper} peut être déterminé par simulation de propagation de mode pour minimiser les pertes optiques le long de l'adaptateur de mode. En réalité, il suffit de choisir $L_{taper} \gg w_{out}$: la variation du guide d'onde est alors si faible au cours de la propagation du mode que les pertes de l'adaptateur du mode sont négligeables.

Notons que le guide d'onde à la sortie du RSOA est incliné (en anglais « tilt ») : l'angle est imposé par la relation de Snell-Descartes (28) pour être aligné à l'inclinaison du guide d'onde du RSOA. Cet angle est essentiel pour éviter les rétro-réflexions parasites. L'indice effectif n_{eff} intervenant dans (28), il faut prêter attention à faire varier l'angle de guide en fonction w_{out} pour une conception optimale.

$$n_{eff,actif} \cdot \sin(\theta_{actif}) = n_{eff,passif} \cdot \sin(\theta_{passif}) \quad (28)$$

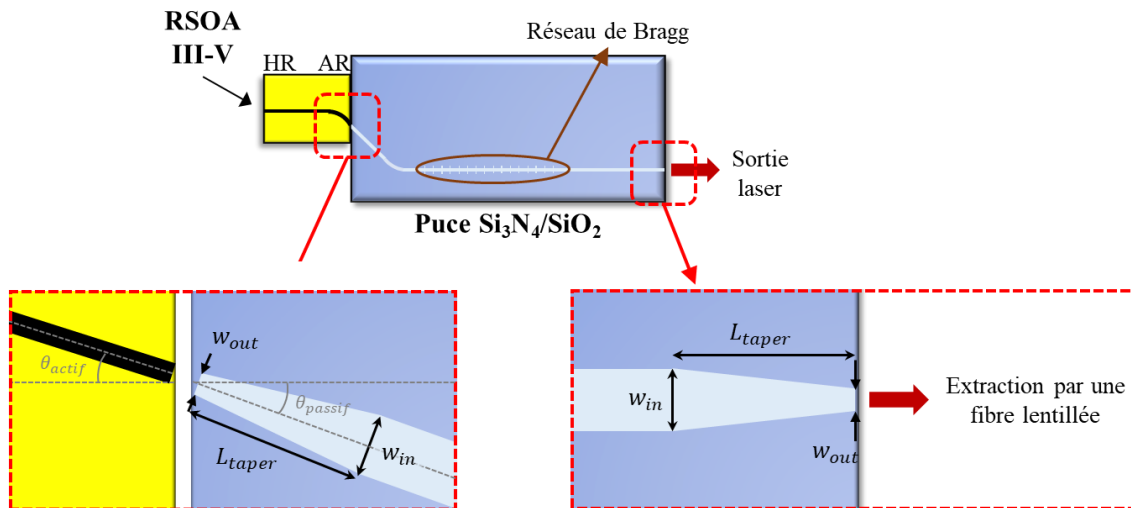


Fig. 23 : Schéma d'un laser hybride où sont détaillés les deux adaptateurs de mode du guide en bord du composant passif. Les dimensions et les angles ne sont pas à l'échelle. Les valeurs typiques des paramètres sont $w_{in} = 2,9 \mu\text{m}$, $w_{out} = 0,8 \mu\text{m}$, $L_{taper} = 500 \mu\text{m}$.

Notons finalement qu'il existe un autre type d'adaptateur de mode basé sur des structures sub-longueurs d'onde [128], qui serait plus efficace que les l'adaptateur de mode standards et ceux inversés. Ils sont en revanche plus complexe à concevoir et à fabriquer.

B. Simulations et mesures en champ lointain

Dans cette partie nous allons nous focaliser sur l'adaptateur de mode pour ajuster la taille et la divergence du mode se couplant dans le composant actif. Bien qu'il eût été préférable d'optimiser la taille et la divergence du mode, nous choisissons de n'optimiser que la divergence. Dans notre laboratoire, les moyens de mesure de champ proche (image du mode optique en sortie de composant) ont une résolution limitée par la diffraction pour les tailles de mode que nous souhaitons mesurer. Au contraire, nous avons la possibilité de mesurer la divergence du mode à la sortie des composants sans être affecté par la diffraction. De plus, comme nous le rappellerons dans la Fig. 28, la divergence du mode optique et sa taille sont liés dans le cas de faisceaux gaussiens.

L'objectif est donc de concevoir un adaptateur de mode donnant une **pleine**⁴ largeur à $1/e^2$ de $29^\circ \times 32^\circ$ (horizontale \times verticale), correspondant à l'émission du RSOA. Pour y parvenir, nous nous appuyons sur la simulation du guide d'onde grâce au logiciel Fimmwave. Pour nos guides d'onde d'épaisseur de 90 nm en Si_3N_4 encapsulé de SiO_2 , nous simulons les divergences pour différentes largeurs de sortie w_{out} à une longueur d'onde de 1550 nm et une température de 25°C (courbe pleine en Fig. 26).

D'après ces simulations, nous devrions choisir $w_{out} \approx 1850$ nm pour approcher au mieux notre objectif. Cependant, notre procédé de fabrication basé sur une lithographie électronique (ou en Deep Ultra-Violet (DUV)) ne reproduit pas exactement le masque écrit par le concepteur : les extrémités des motifs sont inévitablement rognées (comme ceux de notre fin d'adaptateur de mode). Pour pré-compenser ce phénomène, nous choisissons pour nos guides d'onde Si_3N_4 qui seront couplés aux RSOA un adaptateur de mode avec un paramètre $w_{out} = 2000$ nm.

Lors de l'écriture du masque de composants passifs, nous avons ajouté des motifs pour tester différents w_{out} . Nous avons alors mesuré la divergence de ces guides d'onde (Fig. 24). Pour mener cette expérience, nous injectons un laser polarisé rectilignement à 1550 nm par l'autre extrémité du guide d'onde. Nos guides d'onde sont conçus pour présenter un minimum de pertes pour un mode de polarisation Transverse Electrique (TE). Cet état de polarisation sera celui utilisé en régime laser lorsque ce type de guide d'onde sera couplé à un RSOA. Nous ajustons donc la polarisation du laser en entrée de guide d'onde pour maximiser la puissance de sortie du guide d'onde afin d'aligner la polarisation du laser sur la direction de polarisation TE du guide d'onde testé. L'intensité de sortie de guide est analysée en fonction de l'angle de sortie dans un plan contenant l'axe optique. Nous mesurons en particulier l'intensité dans le plan de la puce (dit horizontal dans la suite) et dans le plan orthogonale (dit vertical dans la suite).

Les mesures obtenues sont réunies sur la Fig. 25. Les pertes lors du couplage de l'insertion du signal laser dans le guide passif pouvant varier d'un guide à l'autre, les mesures sont normalisées et centrées pour faciliter leur comparaison. Globalement, nous notons que les mesures sur plan horizontal sont bruitées, tandis que celles sur le plan vertical le sont beaucoup moins. Rappelons que les adaptateurs de mode utilisés sont inversés, le mode est donc très déconfiné à la fin de l'adaptateur du mode. Des fuites de puissance pourraient se propager le long de l'adaptateur de mode jusqu'au bord de puce. Elle pourrait alors interférer avec le mode de sortie de l'adaptateur et provoquer la forme bruitée observée sur le plan horizontal.

Pour comparer les largeurs à $1/e^2$, nous effectuons des régressions gaussiennes (non représentés ici). Notons que le profil du faisceau n'est pas voué à être une simple gaussienne vu que l'onde se propage à

⁴ Par opposition à une **demi**-largeur à $1/e^2$ valant ici $14.5^\circ \times 16^\circ$.

l'intérieur du composant passif dans deux matériaux différents. Toutefois pour extraire les paramètres d'intérêt, ces régressions sont suffisantes. Ces résultats sont comparés aux simulations en Fig. 26.

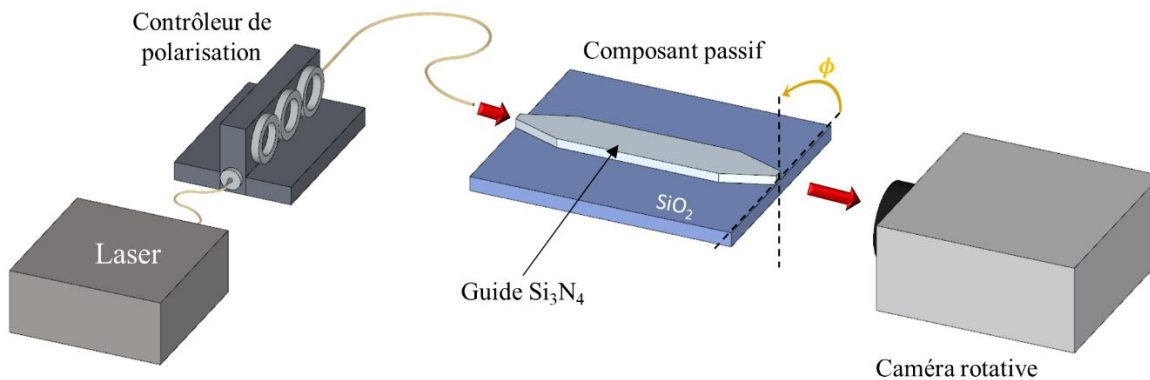


Fig. 24 : Montage de mesure pour acquérir la divergence d'un composant passif. La fente de mesure de la caméra (Ophir Goniometric Radiometers LD 8900R) tourne selon l'angle ϕ pour acquérir le profil d'intensité en sortie du composant. Les dimensions ne sont pas à l'échelle.

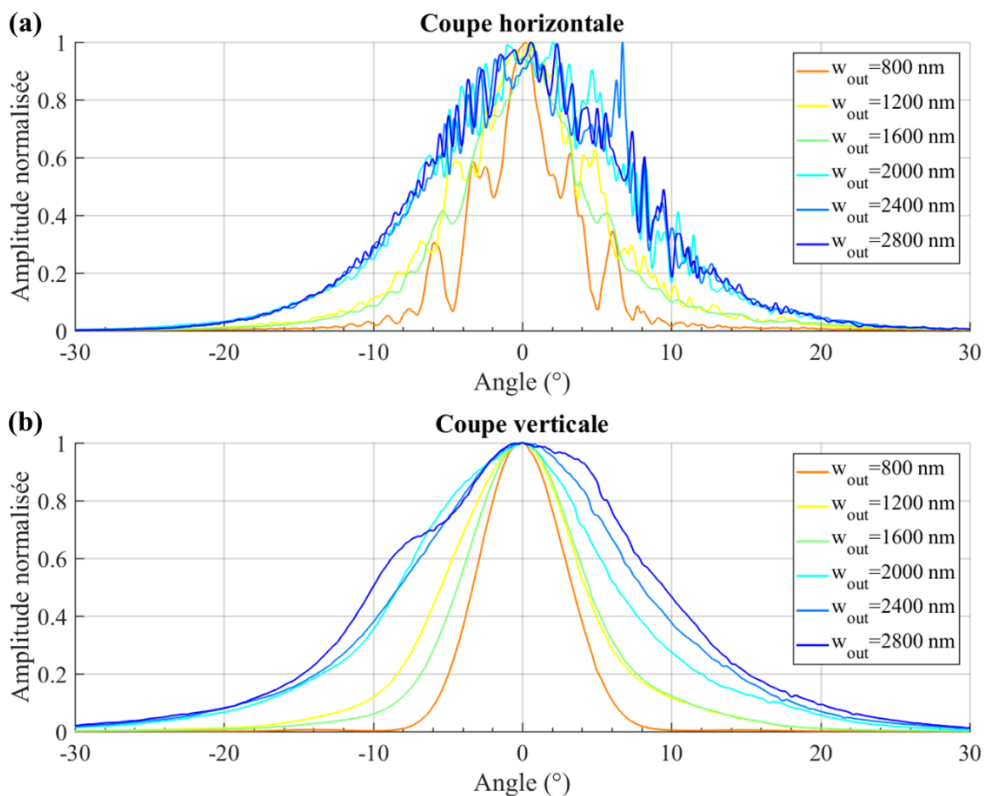


Fig. 25 : Mesures de divergence issue d'un guide passif d'épaisseur de 90 nm pour différents adaptateurs de mode. Le faisceau injecté dans le composant passif est un signal laser TE à 1550 nm. Pour mieux comparer les différents profils, toutes les mesures sont centrées et normalisées.

Hormis la mesure à $w_{out} = 1600$ nm, les mesures de largeur à $1/e^2$ suivent la même tendance que les simulations. L'écart absolu moyen est de $2,0^\circ$ et l'écart relatif moyen est de 10 %. Comme nous l'avions annoncé, la mesure est bien inférieure à la simulation à cause du « rognage » lors de la lithographie. Notons que nous pourrions dans une conception ultérieure choisir un paramètre $w_{out} \approx 2600$ nm. Toutefois, le comportement du mode devrait être simulé pour vérifier que sa taille ne soit pas trop

réduite. En effet, dans ce cas, la tolérance au couplage des guides actif et passif pourrait devenir trop contraignant.

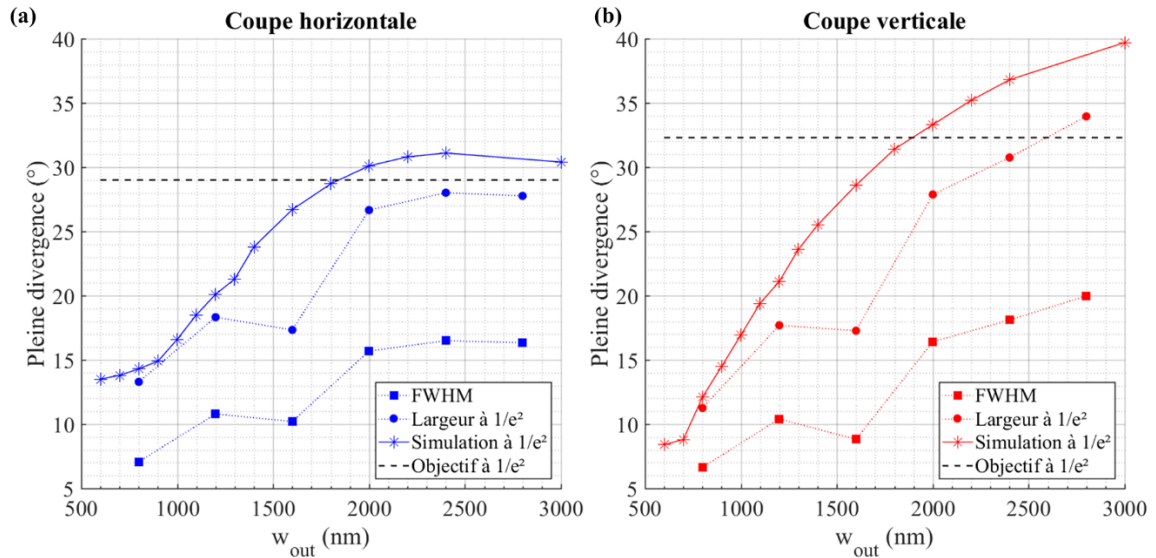


Fig. 26 : Comparaison des valeurs des divergences horizontales (a) et verticales (b) à mi-hauteur et à $1/e^2$ mesurées et simulées (grâce au logiciel Fimmwave). Les valeurs sont des pleines largeurs (par opposition à des demi-largeurs). Les droites horizontales en tiret sont les objectifs à atteindre correspondant aux largeurs à $1/e^2$ du RSOA que nous utiliserons en butt-coupling.

C. Mesures de champ proche

Il est également intéressant d'observer le profil du mode directement en sortie de puce à l'aide d'une mesure de champ proche. Comme la mesure de champ lointain précédemment faite, le champ proche permet de prédire l'adéquation du mode se propageant dans le composant passif avec celui du composant actif en configuration source hybride.

Pour mesurer le champ proche, nous injectons un laser de référence comme dans l'expérience précédente (Fig. 24), puis nous réalisons l'image en sortie de guide grâce à un objectif de microscope. Celle-ci est projetée sur une caméra infrarouge. L'objectif de microscope utilisée a une ouverture numérique (ON) de 0,65, la limite de résolution est donc de $\lambda/(2ON) = 1,2 \mu m$.

Lors de la campagne de mesure de champ proche, nous avons eu seulement la possibilité d'étudier des composants passifs comprenant des adaptateurs de mode dont la largeur de sortie w_{out} varie entre 600 nm et 1000 nm . Nous avons extrait les coupes horizontales et verticales en Fig. 27. Nous observons que plus l'adaptateur de mode est fin (faible w_{out}), plus le mode se déconfiné dans la silice et s'éloigne d'un profil gaussien. De plus avec un faible w_{out} , les coupes verticales sont asymétriques et révèlent donc une possible attraction du substrat. D'autre part, nous notons une légère déformation verticale du mode par rapport à la coupe horizontal (cf. Tableau 7) à cause de la forme particulière du guide d'onde. De manière générale, les profils présentés sont assez larges et permettent une bonne tolérance lors de l'alignement avec une fibre lentillée. En revanche, lorsque w_{out} est trop faible, des pertes supplémentaires (occultées par la normalisation en Fig. 27) dégradent la mesure.

Si les mesures en champ proche donnent de précieuses informations sur le mode en sortie du guide d'onde, elles sont néanmoins complexes à réaliser et sujettes à une importante incertitude (la mise au point de l'objectif du microscope, la conversion du nombre de pixels de la caméra en une distance en μm , et la régression gaussienne de la mesure). Cependant, les profils de nos faisceaux étant quasi-

gaussien, nous pouvons utiliser la relation suivante pour convertir la taille du mode mesuré en champ proche à une divergence [8] (cf. Fig. 28).

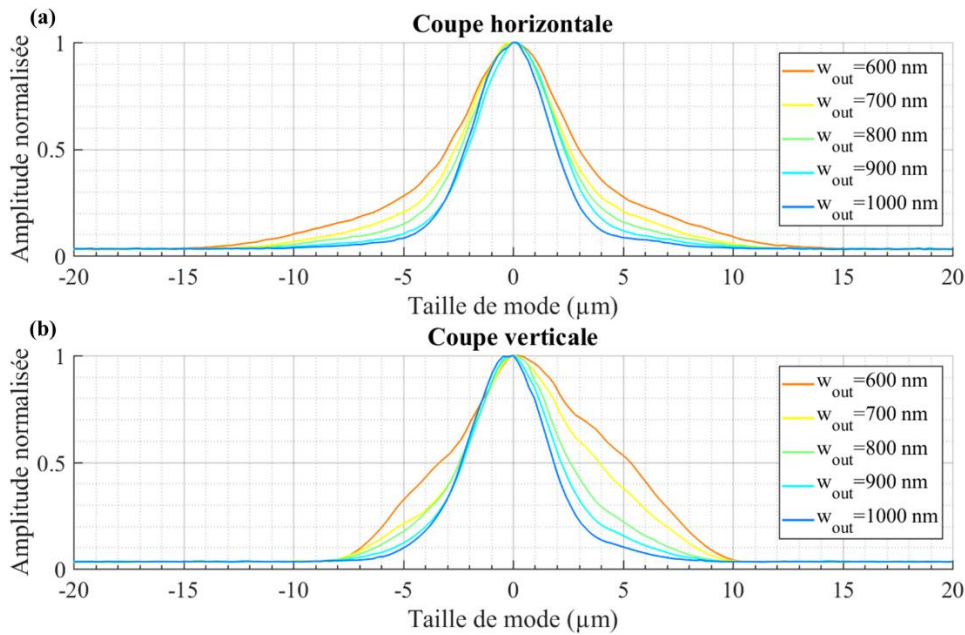


Fig. 27 : Mesures de champ proche issue d'un guide passif d'épaisseur de 90 nm pour différents adaptateurs de mode. Le faisceau injecté dans le composant passif est un signal laser TE à 1550 nm. Pour mieux comparer les différents profils, toutes les mesures sont centrées et normalisées.

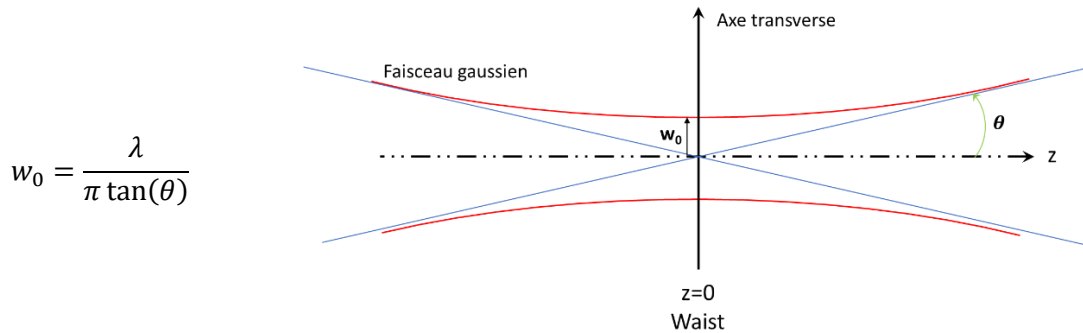


Fig. 28 : Relation reliant le waist w_0 d'un faisceau gaussien et sa divergence θ . Ces paramètres sont des demi-largeurs à $1/e^2$.

Dans le Tableau 7, nous avons vérifié la bonne correspondance entre les mesures de champ proche et de champ lointain avec la formule mentionnée en Fig. 28.

Coupe horizontale pour un adaptateur $w_{out} = 800 \text{ nm}$			
$2w_{0,mesure}$	$2\theta_{theorique}$	$2\theta_{mesure}$	Erreur relative
8,1 μm	13,9°	12,5°	10 %
Coupe verticale pour un adaptateur $w_{out} = 800 \text{ nm}$			
$2w_{0,mesure}$	$2\theta_{theorique}$	$2\theta_{mesure}$	Erreur relative
10,6 μm	10,6°	11,26°	6,6 %

Tableau 7 : Comparaison des mesures de champ proche et de champ lointain extraites après régressions gaussiennes des mesures. Nous relevons que l'erreur sur la coupe horizontale est plus importante que celle sur le plan vertical, ce qui pourrait s'expliquer par le fait que le waist horizontal se rapproche davantage de la limite de résolution que le waist vertical.

2.1.2. Fabrication de guides à faibles pertes linéiques

Une fois la conception achevée, la fabrication des composants passifs est réalisée dans les salles blanches du CEA-Leti. Cette étape n'a pas été directement accomplie par nos soins, mais une étroite collaboration

nous permet d'identifier les étapes clés de la fabrication, que nous détaillons dans cette partie. Des procédés de fabrication similaire ont été en partie décrite dans [20], [116], [120], et également dans [71], [129], [130] pour les guides d'onde Si_3N_4 à fort confinement.

L'objectif de notre plateforme est de fabriquer des composants passifs faibles pertes à partir d'un wafer de 200 mm de diamètre. Cette plaque regroupe un même réticule de 22 mm × 22 mm répété 41 fois. La structure visée est celle schématisée en Fig. 22 et en Fig. 29. Comme nous allons le voir dans la partie suivante (2.1.3.1), la fabrication est une partie critique dans l'obtention de faibles pertes, nous prendrons notamment soin à réduire deux types de pertes : les pertes d'absorption dues à la présence de liens avec l'atome d'hydrogène, et les pertes dues à la rugosité des guides.

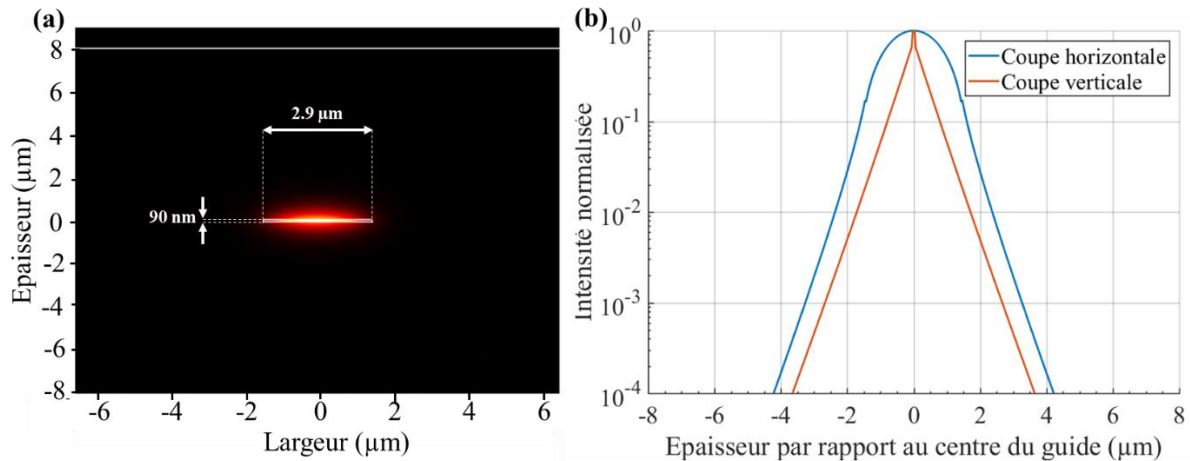
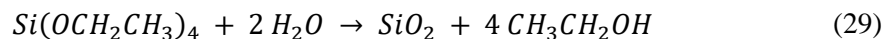


Fig. 29 : (a) Simulation de l'intensité du mode fondamentale TE à 1550 nm par le logiciel Fimmwave par résolution semi-analytique basé sur la méthode dite « film mode matching mode » [131]. (b) Coupes d'intensité normalisées horizontales et verticales de (a).

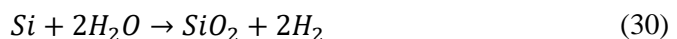
La fabrication commence par un wafer de silicium d'un diamètre de 200 mm et d'1 mm d'épaisseur. Nous avons choisi un wafer de base particulièrement épais pour qu'il soit plus résistant face aux contraintes des différents matériaux déposés. Sur ce wafer, nous faisons croître une couche 8 µm de silice (SiO_2), cette épaisseur permet d'éviter toutes fuites du mode dans le substrat en silicium. Cette épaisseur peut paraître très importante mais le faible confinement des modes dans les guides d'onde le justifie, en effet ceux-ci se propagent essentiellement dans la silice (Fig. 29). Pour obtenir cette couche de silice, deux types de méthode peuvent être utilisés :

- Cet oxyde peut être déposé par PECVD (Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition) en utilisant du TEOS (Orthosilicate de tétraéthyle), selon la réaction sol-gel suivante :



Cependant la silice produite est de qualité insuffisante pour nos besoins. Elle est affectée par une pollution à l'hydrogène avec des liens Si-H et O-H. Ces liaisons présentent des pics d'absorption entre 1,4 et 1,6 µm [132].

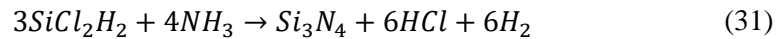
- La silice peut être produite en oxydant le wafer de silicium dans une atmosphère d'oxygène. Cependant ce processus ne permet pas de faire croître des couches épaisses de SiO_2 en un temps raisonnable [133]. A la place d'utiliser cette oxydation sèche, nous procédons à une oxydation par vapeur : l'apport de l'oxygène dans la réaction se fait alors sous forme de vapeur d'eau :



Ce procédé permet alors de déposer une couche de silice épaisse de 8 μm en 7×18 heures.

Une fois la couche de SiO₂ déposée, correspondant à la gaine inférieure du futur guide d'onde, nous pouvons contrôler la rugosité via une mesure à l'AFM (Atomic Force Microscope) et procéder un polissage mécano-chimique (CMP) pour l'améliorer à 0,1 nm en moyenne.

Nous déposons ensuite une couche de 90 nm de Si₃N₄. Pour y parvenir, il existe principalement deux procédés comme rappelés dans les travaux [129], [134] : le dépôt par LPCVD (Low-Pressure Chemical Vapor Deposition) [135]–[137] et le dépôt par PECVD [138], [139]. Le Si₃N₄ déposé par PECVD est généralement de moins bonne qualité à cause des nombreuses liaisons avec l'hydrogène. En effet, les liens N-H et Si-H absorbent la lumière se propageant autour de 1520 nm [20]. L'avantage de la PECVD est de pouvoir être réalisé à des basses températures (400°C) compatibles avec la plateforme CMOS. N'ayant pas cette contrainte, nous ne sommes orientés vers la LPCVD. Ce procédé est opéré à plus haute température (780°C), la proportion d'hydrogène est ainsi réduite améliorant alors les pertes de propagation. Ce procédé nous a permis de déposer du Si₃N₄ en quantité stœchiométrique selon la réaction (31). L'ammoniac (NH₃) fournit l'azote, et le silicium provient du dichlorosilane (SiH₂Cl₂) :



Cette méthode est efficace pour déposer une fine couche de Si₃N₄ comme dans notre cas. En revanche, pour des guides épais nous verrons dans le chapitre suivant (3.2.3) que les contraintes induites par la différence de matériaux peuvent provoquer des fissures.

Nous procédons ensuite la lithographie. Dans ces travaux, nous avons testé la lithographie électronique (e-beam lithography) ou celle par rayons ultra-violet (Deep Ultra-Violet (DUV)). L'avantage de la lithographie électronique est sa résolution, la plus petite dimension que nous pouvons concevoir correctement est de 30 nm , tandis que la lithographie par DUV ne donne accès à une dimension minimale de 200 nm avec l'équipement utilisé (DUV-248 nm). En revanche, la lithographie électronique est très contraignante : le procédé est long et coûteux, et il n'est pas adapté pour l'écriture de grand réticule ni à une production industrielle. En effet, notre dessin de composants de 22 mm × 22 mm est bien plus vaste que le champ d'écriture de la lithographie électronique valant au maximum 0,6 mm × 0,6 mm . Il faut alors effectuer la lithographie en plusieurs fois, ce qui provoque des erreurs de raccordement des champs (erreurs de « stitching »). De plus, pour pouvoir réaliser ce type de lithographie, il peut être nécessaire de déposer auparavant (et de retirer à la fin) une couche de nitrure de titane (TiN) pour faciliter l'écoulement des charges.

La question est donc de savoir si nous pourrions nous contenter d'une dimension minimale de 200 nm . Dans nos travaux, nous rencontrons principalement cet ordre de grandeur dans deux cas :

- Les réseaux de Bragg sont composés de motifs de très faibles tailles. Nous détaillerons dans la suite (2.1.4) les raisons. La plus petite dimension dont nous avons besoin est de 264 nm , cela correspond à la longueur d'un motif permettant une longueur d'onde de Bragg à 1550 nm pour un mode se propageant dans notre guide d'onde faiblement confiné ($n_{eff} = 1,47$). Pour un guide fortement confiné ($n_{eff} = 1,85$), la longueur de ce motif est de 210 nm . Pour aller plus loin, il serait souhaitable d'avoir accès à une dimension critique plus faible pour réaliser des filtres à faible largeur spectrale ou des réseaux apodisés. Cependant, nous verrons que des astuces de conception permettent de s'affranchir de cette limitation.

- La conception d'anneaux, que nous détaillerons au paragraphe (3.2.2), peut requérir de faibles dimensions, notamment pour l'espacement entre l'anneau et le guide droit. Pour une conception en faible confinement, l'espacement est généralement autour de 1-2 μm selon le couplage recherché [82]. En fort confinement, l'espacement reste supérieur à 300 nm pour éviter une conception d'anneau trop sur-couplée [129].

Ainsi, nous notons que l'emploi de la lithographie électronique pourrait se justifier dans le cas de la conception de réseaux de Bragg. Néanmoins, après avoir comparé les deux procédés de lithographie, nous avons observé que la lithographie en DUV est suffisante pour nos besoins. Par exemple, la Fig. 30 montre la bonne réalisation d'un réseau de Bragg en lithographie DUV. S'il existe une différence entre le dessin initial de l'indentation rectangulaire contre la réalisation sinusoïdale observée, elle n'empêche pas le bon fonctionnement du réseau de Bragg. Toutefois, nous verrons lors de la conception que ce lissage peut provoquer des problèmes pour le cas particulier des réseaux de Bragg d'ordre supérieur (C). Nous nous sommes donc concentrés sur le procédé de lithographie en DUV, nettement plus simple à appliquer.

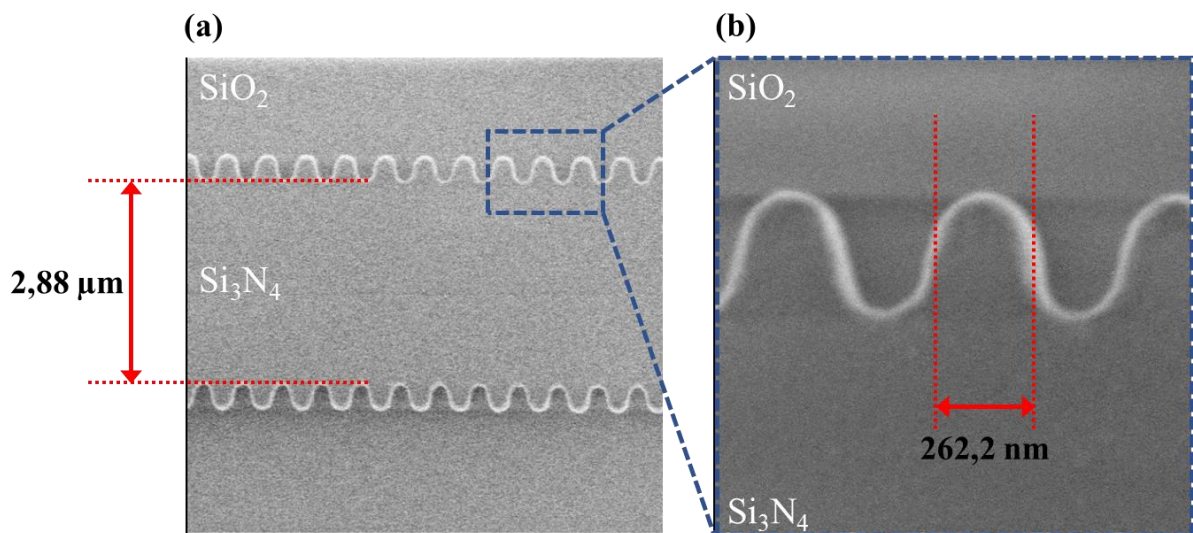


Fig. 30 : (a) Acquisition au Microscope Electronique à Balayage (MEB) d'un réseau de Bragg avant l'encapsulation de la silice. (b) Zoom sur l'indentation supérieure du guide d'onde. Ce réseau de Bragg est gravé par lithographie DUV. Photographies effectuées par J.M. Fédéli.

Une fois la lithographie effectuée, nous procédons à la gravure ionique réactive (Reactive Ion Etching (RIE)) pour modeler les guides d'ondes et ainsi diminuer la rugosité des guides. Ensuite, pour éliminer au maximum la proportion en hydrogène et densifier les matériaux, un recuit à haute température ($> 1000^\circ\text{C}$) est effectué. Une étape de CMP peut également être effectuée si nécessaire.

A présent, nous réalisons la gaine supérieure du guide d'onde. Tout comme le premier dépôt de silice, cette phase est critique. Comme nous le verrons au paragraphe (2.1.3.3), deux stratégies ont été testées : le dépôt de TEOS par PECVD et le collage d'un oxyde thermique similaire à la gaine inférieure. Le dépôt par PECVD a l'avantage d'être simple à réaliser en basse température (400°C), en revanche la qualité du matériau est limitée. Le collage d'un oxyde thermique permet d'avoir accès à une silice de bien meilleure qualité, mais cette étape est complexe à réaliser. Cet oxyde supérieur est réalisé à partir d'un substrat silicium avec le même procédé utilisé pour la fabrication de l'oxyde inférieur. La différence est que le silicium est retiré par ponçage (« grinding ») puis par attaque chimique. Pour bien

coller les deux plaques, les deux surfaces en contact doivent être planes pour éviter d'emprisonner des bulles d'air (conséquence rédhibitoire pour le bon fonctionnement des guides d'onde).

Une fois ces étapes réalisées, nous pouvons désormais découper la plaque en plusieurs puces correspondant à notre dessin de réticule. La sortie (ou l'entrée) de nos guides d'onde se fait par la tranche, la découpe définit donc les facettes optiques. Comme le mode optique du guide est très large, cette facette optique est grande, nous veillons donc à assurer une qualité de découpe optimale sur l'ensemble de la silice, correspondant aux 16 μm de la partie supérieure du wafer (Fig. 22). Pour réaliser au mieux cette découpe, nous procédons en deux temps : une gravure précise en face avant, et un sciage en face arrière. La procédure, que nous avons publiée en [67], est la suivante :

- En face avant, nous effectuons une gravure profonde de la silice sur 16 μm , puis une gravure profonde en RIE sur 150 μm .
- Puis en face arrière, nous découpons le silicium restant à l'aide d'une scie de 60 μm d'épaisseur.

Le sciage provoquant une découpe plus large que la gravure, un surplomb est naturellement formé sur la tranche de la puce : la partie supérieure de la puce est plus avancée que le reste de la puce comme nous pouvons le voir en Fig. 31. L'avantage de ce surplomb est de diminuer la surface qui viendra en contact avec le RSOA lors de l'assemblage d'un laser hybride. Le couplage des composants passif/actif est facilité.

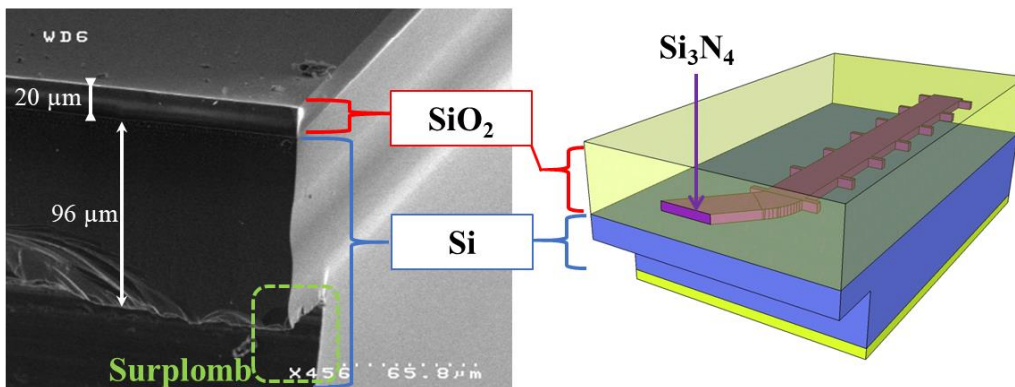


Fig. 31 : (a) Photographie MEB de la partie supérieure du composant passif (gauche), et croquis (dimensions pas à l'échelle) du composant avec le surplomb de la partie supérieure. Photographie effectuée par J.M. Fédéli.

Lors de toutes ces étapes, mentionnons qu'il est crucial de contrôler la flèche de la plaque. La flèche est une longueur permettant de quantifier la déformation (c'est-à-dire le flambage) d'une plaque. Pour une plaque de 200 mm , et des épaisseurs de couche déposée de plusieurs microns, les différents matériaux appliquent d'importantes contraintes. Par conséquent, malgré nos précautions de choisir un wafer particulièrement épais (1 mm) la flèche peut facilement valoir plus de 200 μm , rendant impossible le passage dans les équipements de lithographie par exemple. Pour y remédier, nous veillons à appliquer uniformément en faces avant et arrière les mêmes matériaux, et nous pouvons déposer une fine couche en face arrière pour compenser les contraintes dues au dépôt en face avant.

2.1.3. Mesures de pertes

La réduction des pertes constitue un enjeu crucial en physique des lasers. Dans notre cas, elle peut justifier à elle-seule le choix du matériau Si₃N₄ pour ses faibles pertes.

Nous distinguerons deux types de pertes : les pertes de propagation (facteur de perte linéique exprimé en dB/m ou en m^{-1}) et les pertes de couplage (exprimées en dB) présentes lors de l'insertion, ou l'extraction, du signal dans le guide passif. Ces deux types de pertes sont affectés par trois caractéristiques : les matériaux choisis (ici nous nous focaliserons sur les guides en Si_3N_4/SiO_2), la conception des guides d'ondes, et la recette de fabrication.

2.1.3.1. Origine des pertes

Les pertes de couplage ayant été abordées au paragraphe 2.1.1.3, nous nous intéressons ici aux pertes de propagation. Elles ont différentes origines indépendantes : des pertes par diffusion liées à la **rugosité** du guide d'onde, des pertes par **absorption** des matériaux (intrinsèque ou due aux **impuretés**), et des pertes par **diffusion** Rayleigh [119]. Lors des étapes de fabrication, un grand soin est apporté pour éliminer les impuretés des matériaux, les pertes liées à des résonances des liaisons hydrogènes sont donc très réduites. Pour des guides faiblement confinés, les pertes par diffusion Rayleigh sont négligeables ($0,1 dB/km$) par rapport aux autres sources de pertes [119]. Au bilan, ce sont les pertes de diffusion liées à la rugosité du guide qui sont la source dominante des pertes dans nos structures.

Notons que des pertes liées à la conception peuvent être présentes, comme celles associées aux virages ou aux adaptateurs de mode (évoquées respectivement aux paragraphes 2.1.1.2 et 2.1.1.3) : elles peuvent être largement réduites avec une conception appropriée. Enfin, des pertes dites de « crosstalk » [140] peuvent apparaître dans une conception trop compacte : elles peuvent être évitées en éloignant suffisamment les guides les uns des autres.

La diffusion liée à la rugosité a lieu sur les faces latérales, ainsi que sur le dessus et le dessous du guide. Par fabrication et symétrie du guide, nous considérons que les faces opposées du guide ont la même rugosité moyenne. L'influence de la rugosité sur les pertes ayant déjà été étudiée dans [119], nous rappelons ici les principaux résultats :

- Moins le mode est confiné dans le guide, moins il est affecté par l'interface cœur/gaine du guide d'onde et donc de sa rugosité. Cette affirmation n'est vraie que pour des guides faiblement confinés.⁵ En revanche, un mode très dé-confiné a un indice effectif très proche de l'indice de la gaine, rendant la conception de virage très encombrante.
- Grâce au procédé de fabrication, la rugosité est plus faible sur le dessus et le dessous du guide par rapport à la rugosité des faces latérales. Mais la surface du guide interagissant avec le mode est plus importante avec le dessus et le dessous du guide par rapport à ses faces latérales.

Un compromis doit être trouvé pour concevoir des guides d'onde avec de faibles pertes, mais avec un encombrement restreint. En s'appuyant sur les travaux de [119] et [120], nous choisissons **une épaisseur de 90 nm** et **une largeur de 2,9 μm** pour nos conceptions de guide d'onde du chapitre 2.

2.1.3.2. Méthodes de mesure des pertes

Ils existent plusieurs méthodes pour mesurer les pertes [141], [142]. Dans ce manuscrit nous en présentons deux : l'une est basé sur la « cut-back method », et l'autre sur l'analyse spectrale de la transmission d'anneaux.

Le principe de la *cut-back method* consiste à mesurer la puissance de sortie d'un guide d'onde pour une puissance d'entrée connue. Cette mesure est ensuite répétée en « coupant » le guide pour différentes longueurs. S'il est possible d'utiliser cette technique pour des fibres, il n'est pas toujours possible de

⁵ Un mode confiné (par exemple) à 99 % subit moins l'interface gaine/cœur qu'un guide confiné à 95 % (cf. 3.2.4).

cliver un guide d'onde en photonique intégré dans ce but. Nous réalisons plutôt ces mesures sur différentes longueurs de lignes à retard dans la partie suivante (2.1.3.3). Cette méthode permet d'estimer les pertes de propagation ainsi que les pertes de couplage « fibre à composant ». L'avantage de cette technique est sa simplicité et sa robustesse, elle permet d'accéder à une estimation des pertes mais avec une incertitude non négligeable. En effet, la précision de cette méthode est limitée par les erreurs associées à l'opérateur qui doit coupler le signal d'entrée et de sortie de la même manière pour chaque mesure. Un autre inconvénient est la taille occupée par les motifs de lignes à retard sur une conception : pour obtenir une faible incertitude, il est nécessaire d'effectuer les mesures sur des guides d'une longueur de quelques mètres.

La deuxième méthode, bien plus compacte, est d'acquérir la réponse spectrale d'un anneau résonant en transmission. En mesurant le facteur de qualité, il est possible d'estimer les pertes de propagation. Nous reviendrons sur cette méthode lors de sa mise en pratique au chapitre suivant (3.2.2).

2.1.3.3. Mesures de pertes selon le procédé de fabrication

Pour mesurer les pertes, nous avons conçu des lignes à retard d'une longueur géométrique de 9 mm jusqu'à 325 mm et 470 mm selon la conception. Dans chaque guide, nous avons injecté un signal laser dont nous connaissons la puissance. Sa polarisation rectiligne est alignée sur la polarisation TE du guide d'onde testé au moyen d'un contrôleur de polarisation. Nous avons ensuite relevé la puissance en sortie du guide. Les pertes obtenues par différence des puissances en sortie et en entrée sont indiquées sur la Fig. 32. L'insertion et l'extraction du signal sont réalisés par deux fibres lentillées identiques.

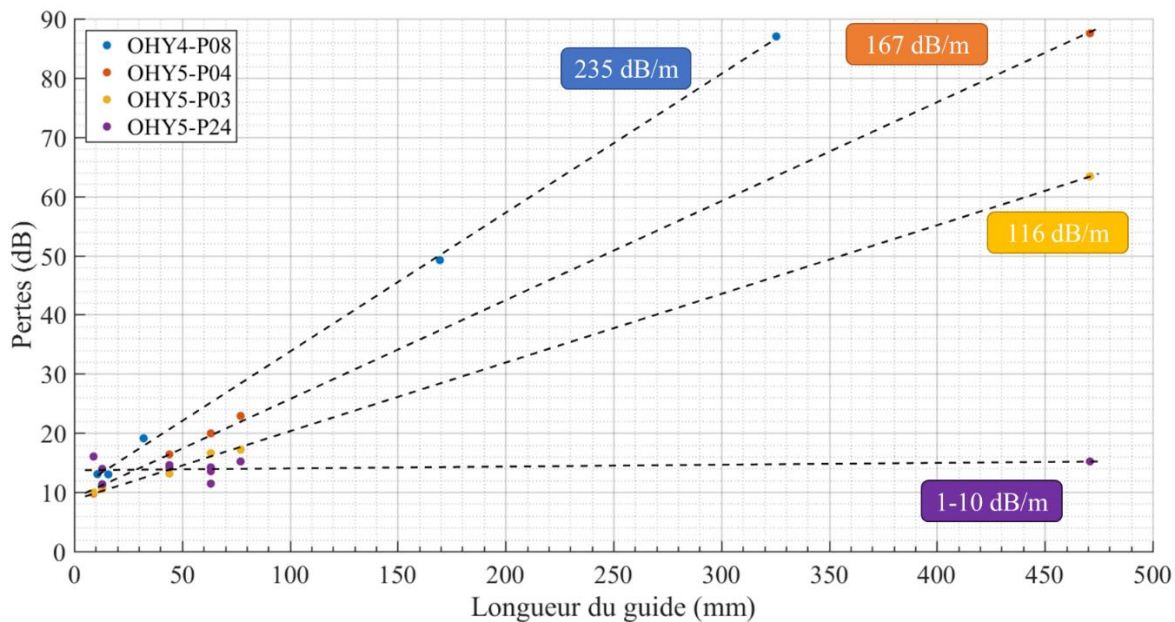


Fig. 32 : Mesures de pertes pour des longueurs de guide différentes. Ces mesures ont été effectuées pour différentes plaques dont le processus de fabrication varie. Les points sont les mesures, et les droites pointillées sont des régressions linéaires. La pente indique les pertes de propagation, et l'ordonnée à l'origine donne accès aux pertes de couplage fibre-composant lors de l'injection et de l'extraction du signal optique.

Chaque droite représente la mesure de pertes pour une plaque de composants passifs différents. Nous observons une forte disparité sur les pertes de propagation alors que la conception du guide d'onde ne varie pas. Ces différences proviennent donc exclusivement du procédé de fabrication. Nous pouvons noter une incertitude élevée sur les plus faibles pertes révélant les faiblesses de la méthode de mesures : il devient peu précis de mesurer des pertes en dessous de 10 dB/m. En effet, les pertes de couplage

fibre-composant dépendent du bon ajustement des fibres lentillées en face des guides optiques, ce qui induit une variabilité sur les pertes totales mesurées. Par exemple, si nous considérons dans notre cas le guide d'onde le plus long (47 cm), les pertes mesurées peuvent varier entre 0,47 dB et 4,7 dB pour des pertes de propagation respectivement entre 1 et 10 dB/m. D'autre part, l'écart type de nos mesures par rapport à la régression linéaire pour la mesure OHY5-P24 est de 2,1 dB. Pour ces raisons, nous préférons annoncer des pertes linéiques comprises entre 1 et 10 dB/m pour cette plaque. Pour limiter l'incertitude, nous devrions concevoir des longues lignes à retard occupant trop de place sur le dessin de composants. Cette remarque est d'autant plus vraie pour des guides à faible confinement, où les conceptions sont moins compactes.

Notons que nous n'avons utilisé que la méthode des lignes à retard (cut-back method) pour mesurer les pertes de ces composants, puisque nous n'avons pas conçu suffisamment d'anneaux permettant la mesure des pertes par l'évaluation des facteurs de qualités.

L'ordonnée à l'origine de ces droites indiquent que les pertes de couplage fibre à puce sont de l'ordre de 5 dB/couplage. Ces pertes sont déterminées par la conception de l'adaptateur de mode et la qualité de découpe des facettes optiques. Pour ces quatre plaques, ces deux paramètres sont identiques et expliquent donc la régularité des mesures de perte de couplage.

Les mesures de pertes de propagation révèlent l'importance primordiale des étapes de fabrication, chacune des plaques a été fabriquée avec des procédés légèrement différents. Les étapes de fabrication générales ayant été décrites auparavant (2.1.2), nous ne détaillons que les principales différences dans le Tableau 8.

Avant de commenter les différences, rappelons que nous ne pouvons pas résumer la fabrication à un tableau. Ils existent de nombreuses variables non mentionnées dans ce tableau pourtant significatives. Ces composants étant fabriqués à différents moments des travaux de ce manuscrit, les paramètres suivants ont pu changer : l'approvisionnement des matériaux primaires, les machines employés, l'opérateur, ... D'autre part, si ce tableau compare quatre plaques, nous avons en réalité fabriqué un nombre plus important de plaques qui nous aide à discriminer certaines hypothèses.

La première différence que nous pouvons relever dans ce tableau est le passage de la lithographie électronique à la lithographie DUV qui *réduirait* les pertes. Comme nous l'avons vu précédemment (2.1.2), la lithographie peut être source de problèmes. Mais l'analyse croisée avec d'autres plaques nous a permis de conclure que si la lithographie électronique a été convenablement réalisée, elle n'est pas responsable des pertes très élevés de la plaque OHY4-P08 (235 dB/m).

Les pertes ont été progressivement réduites avec les plaques OHY5-P04 (167 dB/m), puis OHY5-P03 (116 dB/m) grâce à des recuits à haute température. Un soin particulier à la rugosité et à la flèche a été apportée. A plusieurs stades de la fabrication, des mesures ont permis le contrôle de la rugosité et d'entreprendre des étapes de CMP pour réduire la rugosité (au moins en dessous de 300 pm en moyenne). De même, des dépôts en face arrière de la plaque ont été effectuée pour réduire la flèche en dessous de 100 μm.

La dernière plaque OHY5-P24 (1-10 dB/m) se démarque par des pertes drastiquement réduites. Deux étapes clés ont permis ce succès. D'une part, la gaine supérieure (SiO₂) n'a pas été déposée par PECVD via le TEOS, mais elle est issue du collage d'un oxyde thermique comme nous l'avons décrit auparavant (2.1.2). D'autre part, nous avons effectué à plusieurs reprises des recuits à très hautes températures (>1000°C) à différents stades de la fabrication. Le mode se propageant en majorité dans la silice, l'amélioration de la pureté de la gaine supérieure a un impact déterminant sur les pertes.

Plaques	OHY4-P08	OHY5-P04	OHY5-P03	OHY5-P24
Pertes (dB/m)	235	167	116	1-10
Etapes de fabrication				
Plaques Si oxydée de 8 µm de SiO ₂	✓	✓	✓	✓
[...]				
Lithographie électronique	✓			
Lithographie DUV		✓	✓	✓
[...]				
Dépôt TEOS par PECVD pour créer une couche de SiO ₂ de 700 nm, puis amincissement de 200 nm et planarisation par CMP				✓
Recuit 1000°C dans une atmosphère avec 1% supplémentaire de O ₂ pendant 3 heures				✓
Collage d'un oxyde thermique				✓
Dépôt TEOS à 400°C par PECVD pour créer une couche de SiO ₂ de 8 µm	✓	✓	✓	
Recuit 1000°C dans une atmosphère à 100% de O ₂ pendant 3 heures	✓			
Recuit 1100°C dans une atmosphère avec 1% supplémentaire de O ₂ pendant 3 heures		✓		
[...]				
Remarques supplémentaires				
Contrôle régulier de la rugosité à l'AFM			✓	✓
Contrôle régulier de la flèche et compensation			✓	✓

Tableau 8 : Comparaison des étapes de fabrication pour différentes plaques de composants passif. Les points de suspension « [...] » désignent des étapes de fabrication communes aux quatre plaques.

Ces recettes de fabrication sont connus [20], mais la mise en place est ardue avec notamment les étapes de recuit à très haute température pour une large plaque de 200 mm de diamètre, le collage (sans bulles d'air) et le contrôle de la flèche. Maîtrisant ces étapes, le CEA-Leti est capable de fabriquer des composants passifs en grande quantité et d'approcher l'état de l'art. En 2020, Le CEA-Leti a donc le savoir-faire pour se placer au sein des meilleures fonderies comme Ligentec, LioniX International, IMB-CNM, IMEC, AMF et AIM Photonics [143], [144].

Pour diminuer les pertes de propagation sur le plan de la fabrication, les axes de travail se situent sur la pureté des matériaux et la rugosité du guide. Pour cela, il faudrait d'une part optimiser le procédé de dépôt de silice en plusieurs étapes éventuellement, et d'autre part les recuits avec des atmosphères différentes. Optimiser la composition du plasma utilisé pour la gravure pourrait également réduire la rugosité des guides. Enfin, pour réduire davantage les pertes, l'épaisseur de guide peut être réduite à 40 nm pour diminuer les pertes de rugosité [20].

2.1.4. Réseaux de Bragg

Le réseau de Bragg (ou miroir de Bragg, ou encore Distributed Bragg Reflector (DBR)) est une fonction optique bien connue et étudiée, par exemple dans [145, p. 285], [146]. Sa popularité est largement due aux fibres à réseaux de Bragg [147], [148], dont la première réalisation date de 1978 [149], [150]. La fibre à réseau de Bragg trouvant une large application dans les télécommunications a grandement stimulé

la communauté scientifique et les acteurs industriels. Les réseaux de Bragg sont aussi très utilisés dans les semiconducteurs, pour la réalisation de laser DFB (Distributed FeedBack) et DBR [90]. Nous proposons ici l'étude des réseaux de Bragg en photonique intégré grâce à la plateforme Si_3N_4 pour la réalisation de sources hybrides. Nous appliquerons les connaissances sur les réseaux de Bragg disponibles dans la littérature et nous verrons comment les adapter aux contraintes de notre cadre.

L'objectif de cette partie est donc d'étudier le comportement des réseaux de Bragg en tant que filtre et miroir dans une cavité laser. Notons qu'il existe d'autres techniques pour accomplir ce double rôle comme des solutions basés sur des anneaux, des miroirs de Sagnac, ou des interféromètres de Mach-Zehnder [82]. Nous nous concentrons sur les réseaux de Bragg pour plusieurs raisons :

- Leurs conceptions dépendent peu des pertes de propagation.
- Un de nos objectifs en termes de spécification sur la future source laser est d'avoir un fort taux de réjection, une faible accordabilité continue, et d'être simple à l'emploi. Refermer la cavité laser par un réseau de Bragg est une solution adaptée à cet objectif.

Les réseaux de Bragg étant déjà très étudiés, nous irons à l'essentiel sur la théorie et sur la manière de les simuler. Après des rappels théoriques, nous détaillerons la conception et les mesures de réseau de Bragg à faible bande spectrale, puis à large bande spectrale.

2.1.4.1. Rappels théoriques

Le réseau de Bragg est constitué d'une alternance régulière de deux milieux différents, formant alors une structure périodique. Le motif de base est formé par une couche d'indice n_1 de longueur e_1 suivi d'une couche d'indice n_2 de longueur e_2 . Il constitue un réseau de diffraction de pas $\Lambda = e_1 + e_2$.

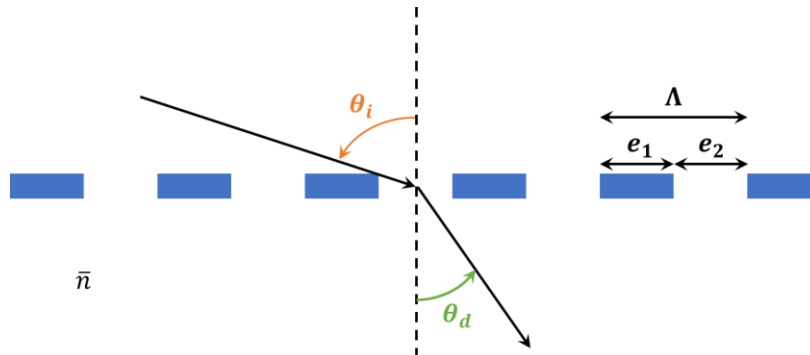


Fig. 33 : Diffraction d'une onde incidente par un réseau d'indice.

Lorsqu'un faisceau de longueur d'onde λ est incident sur le réseau avec un angle θ_i , les angles de diffraction θ_d correspondant aux différentes ondes diffractées vérifient la relation des réseaux de diffraction en réflexion [146], [151]:

$$\bar{n} \sin \theta_d = \bar{n} \sin \theta_i - m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (32)$$

avec m un entier naturel représentant l'ordre de diffraction, et \bar{n} l'indice moyen du milieu. Dans le cas d'une onde dans un guide d'onde se réfléchissant dans le sens opposé de l'onde incidente, nous avons $\theta_d = -\theta_i$, et $\theta_i = \pi/2$. Nous pouvons alors écrire :

$$2\bar{n} = m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (33)$$

Avec $m = 1$, nous retrouvons la formule de Bragg :

$$\lambda_B = 2\bar{n}\Lambda \quad (34)$$

Pour réfléchir au mieux l'onde incidente, la longueur de la période Λ doit avoir une phase accumulée de π . Pour y parvenir, les milieux 1 et 2 ont généralement chacun une phase accumulée de $\pi/2$. En posant l'indice de mode effectif $n_{eff,i} = \bar{n} \sin \theta_i, \forall i \in \{1,2\}$ et la constante de propagation $\beta_i = 2\pi n_{eff,i}/\lambda$, nous pouvons écrire :

$$\forall i \in \{1,2\}, \beta_i e_i = \frac{\pi}{2} \quad (35)$$

Ainsi
$$e_i = \frac{\lambda_B}{4n_{eff,i}} \quad (36)$$

En supposant une propagation selon l'axe z , l'indice effectif n_{eff} dans le réseau peut s'écrire comme la somme de l'indice effectif n_{eff0} du guide sans le réseau et d'un terme δn_{eff} qui pourra être considéré comme une petite perturbation :

$$n_{eff}(z) = n_{eff0} + \delta n_{eff}(z) \quad (37)$$

Où nous posons :
$$\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}(z)} + \Delta n(z) \Pi(z) \quad (38)$$

Avec $\overline{\delta n_{eff}}$ l'indice effectif moyen sur une période, Δn l'amplitude du changement d'indice effectif, et Π une fonction périodique de type créneau dont la période est définie ci-dessous dans un cas sans chirp :

$$\Pi(z) = \begin{cases} 1/2 & \text{si } z \in [0; e_1[\\ -1/2 & \text{si } z \in [e_1; e_2] \end{cases} \quad (39)$$

Cet empilement de couche permet de réfléchir les ondes en phase à chaque interface et de maximiser le signal réfléchi à la longueur d'onde de Bragg λ_B . Le réseau créé un couplage entre une onde propagative et une onde contra-propagative. Ecrivons le champ électrique \vec{E} pour un mode donné, avec z comme axe de propagation, sous la forme :

$$\vec{E}(x, y, z) = (A(z)e^{j\beta z} + B(z)e^{-j\beta z})\vec{e}(x, y) \quad (40)$$

Où A et B sont les amplitudes à variation lente se propageant respectivement dans la direction $+z$ et $-z$. En suivant la théorie des modes couplés explicitée dans [90], [146], [152], [153], nous définissons les amplitudes suivantes :

$$U^+(z) = A(z)e^{j(\Delta\beta z - \Phi/2)} \quad (41)$$

$$U^-(z) = B(z)e^{-j(\Delta\beta z + \Phi/2)} \quad (42)$$

Avec $\Delta\beta = \beta - \beta_B = 2\pi n_{eff} \left(\frac{1}{\lambda} - \frac{1}{\lambda_B} \right)$, et Φ la fonction de chirp du réseau de Bragg que nous supposons constante pour décrire un réseau uniforme. Le champ électrique peut se réécrire ainsi :

$$\vec{E}(x, y, z) = (U^+(z)e^{j(\beta_B z + \Phi/2)} + U^-(z)e^{-j(\beta_B z - \Phi/2)})\vec{e}(x, y) \quad (43)$$

Il a été montré que U^+ et U^- sont couplées via le système d'équation suivant :

$$\frac{dU^+}{dz} = j\Delta\beta U^+(z) + j\kappa U^-(z) \quad (44)$$

$$\frac{dU^-}{dz} = -j\Delta\beta U^-(z) - j\kappa^* U^+(z) \quad (45)$$

où κ est la constante de couplage. Nous en profitons pour rappeler l'expression générale de la constante de couplage κ selon le profil de la perturbation de l'indice. Ce coefficient κ est proportionnel à l'harmonique (lié à la résonance du réseau considéré (voir 2.1.4.3.C)) du développement en série de Fourier du profil d'indice [154], [155] :

$$\kappa = \frac{2\pi}{\lambda\Lambda} \int_0^\Lambda (\delta n_{eff}(z) - \overline{\delta n_{eff}(z)}) \sin\left(\frac{2\pi z}{\Lambda}\right) dz \quad (46)$$

Ainsi le cas d'une perturbation sinusoïdale $\delta n_{eff}(z) = \overline{\delta n_{eff}(z)} + \Delta n \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda} z\right)$, cette constante de couplage vaut [146], [156] : $\kappa_{sinus} = \pi\Delta n/\lambda$. Dans notre cas, c'est-à-dire pour une perturbation de l'indice rectangulaire [90] $\kappa_{créneau} = 2\Delta n/\lambda$.

Revenons à notre système d'équations précédent, il peut être résolu dans le cas du réseau de Bragg de longueur L commençant en $z = 0$, avec les hypothèses suivantes :

- L'onde incidente dans le réseau est connu : $U^+(z \leq 0) = 1$
- Il n'y a pas d'onde entrant par l'autre extrémité du réseau : $U^-(z \geq L) = 0$

Le coefficient de réflexion en amplitude r peut alors se déduire du système d'équations (44) et (45) [151] :

$$r = \frac{U^-(0)}{U^+(0)} = \frac{\kappa^* \sinh sL}{js \cosh sL + \Delta\beta \sinh sL} \quad (47)$$

Avec $s = \sqrt{\kappa^2 - \Delta\beta^2}$

Le coefficient de réflexion en intensité R , que nous appellerons la réflectivité, s'écrit alors :

$$R = \frac{\sinh^2 sL}{\cosh^2 sL - \left(\frac{\Delta\beta}{\kappa}\right)^2} \quad (48)$$

Avec un raisonnement similaire, nous accédons à la transmission T :

$$T = \frac{s^2}{\kappa^2 \cosh^2 sL - \Delta\beta^2} \quad (49)$$

A partir de cette expression (48), nous pouvons déduire de nombreuses caractéristiques d'un réseau de Bragg récapitulées dans le Tableau 9 et tracées dans la Fig. 34.

Phase	Délagi de groupe	Dispersion
$\phi = \arg(r)$	$\tau = -\frac{\lambda^2}{2\pi c} \frac{d\phi}{d\lambda}$	$d = \frac{d\tau}{d\lambda}$
Réfectivité maximale	Largeur spectrale	Longueur de Bragg effective
$R_{max} = \tanh^2 \kappa L$	$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{\pi n_g} \sqrt{ \kappa ^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2}$	$L_{eff} = \frac{\tanh \kappa L}{2 \kappa }$ si $\Delta\beta L \ll \pi$

Tableau 9 : Formulaire (non exhaustif) sur les réseaux de Bragg. En prenant $\lambda = \lambda_B$, $\Delta\beta$ est nul, nous obtenons alors une expression simplifiée de la réfectivité maximale R_{max} . En prenant les premiers λ annulant (48), nous pouvons en déduire la largeur de la réfectivité spectrale $\Delta\lambda$ du filtre de Bragg, où n_g est l'indice de groupe moyen du réseau. Pour des réseaux très forts en réfectivité ($R_{max} \approx 100\%$), l'approximation suivante peut être faite : $\Delta\lambda \approx FWHM$, tandis que pour des réseaux faibles : $\Delta\lambda \approx 2 * FWHM$ [147]. Pour certains calculs de cavité, la réfectivité peut être considéré comme un miroir ponctuel placé à une longueur effective L_{eff} [90].

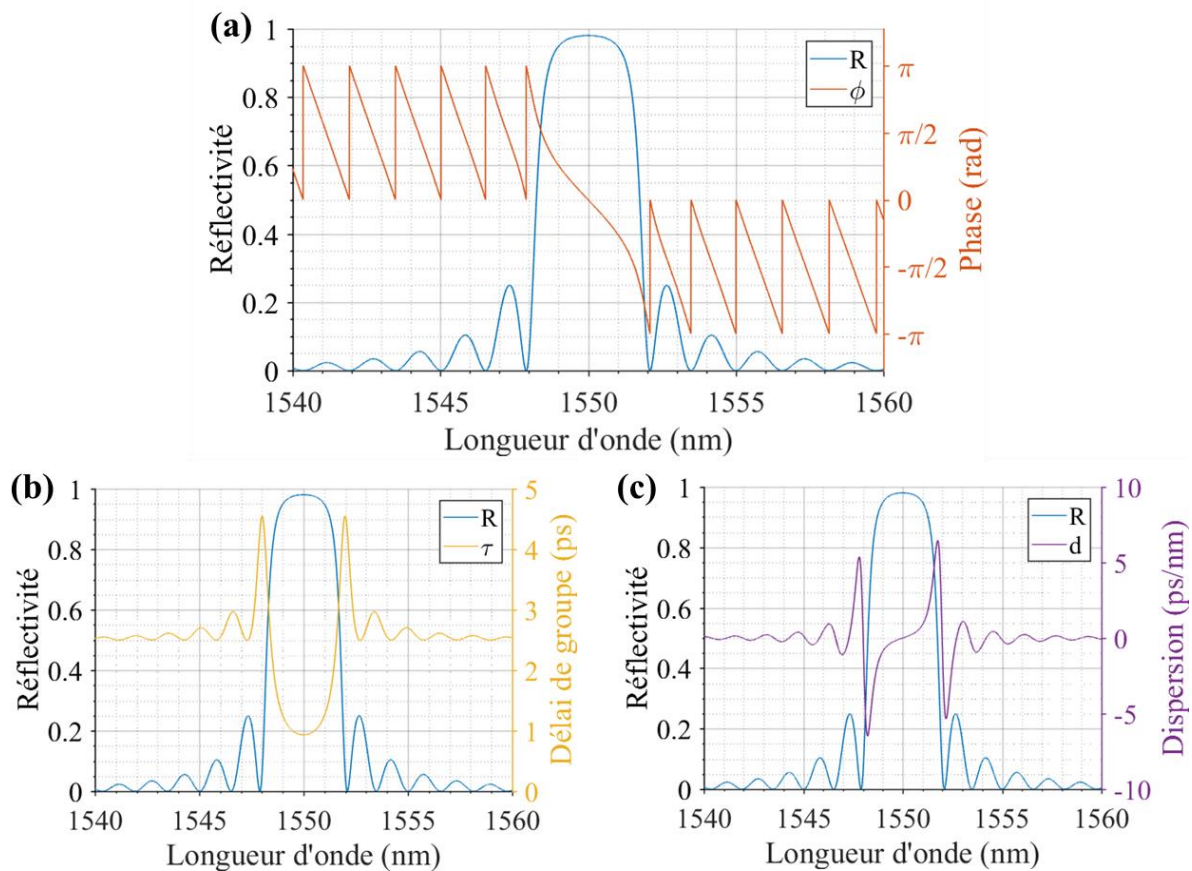


Fig. 34 : Caractéristiques d'un réseau de Bragg avec $L = 500 \mu\text{m}$, $\Delta n = 0,005$, $\kappa L = 2,65$ dans un milieu sans pertes. A partir de l'équation (48), nous avons calculé la réfectivité (a), le délagi de groupe (b), et la dispersion (c) du réseau de Bragg.

Dans le cas d'un milieu sans pertes, nous pouvons ainsi formuler quelques règles élémentaires sur les réseaux de Bragg uniformes qui guideront nos conceptions :

- La différence d'indice Δn des milieux successifs du réseau de Bragg, représenté par la constante de couplage κ est responsable en grande partie de la largeur spectrale de la réfectivité du réseau. Plus Δn est faible, plus la réfectivité sera étroite et faible en amplitude.
- Le produit κL qui peut être désigné comme la force du réseau représente l'amplitude maximale de la réfectivité. Par exemple pour un réseau peu réfectif avec une force $\kappa L = 1$, nous avons $R_{max} = 58 \%$. Tandis que pour un réseau très réfectif avec une force $\kappa L = 3$, nous avons $R_{max} = 99 \%$.

Les spécifications d'un réseau de Bragg sont donc dictées par κ et L . En détail, κ est limité par la capacité à fabriquer une faible différence d'indice. Pour créer cette perturbation régulière d'indice en photonique intégrée, ils existent plusieurs techniques selon les matériaux utilisés. Généralement il s'agit d'une corrugation du guide d'onde comme nous l'avons sur la Fig. 30, mais elle peut être aussi effectuée par l'ajout d'« ilots » le long du guide [157], ou des « trous » réguliers dans le cœur [158] ou la gaine du guide d'onde. Nous verrons dans notre cas plusieurs stratégies permettant de réduire κ malgré les contraintes de fabrication (cf. 2.1.4.3). D'autre part, nous notons qu'il est vain de vouloir réduire κ si nous ne disposons pas de la place nécessaire pour augmenter la longueur L . La force du réseau serait trop faible pour le bon fonctionnement du laser.

Dans cette partie nous avons rappelé les bases sur les réseaux de Bragg. Pour concevoir efficacement les réseaux dont nous avons notamment besoin pour la réalisation de cavité étendue, nous simulons leur comportement au moyen de l'utilisation des matrices de transfert.

2.1.4.2. Méthode de simulation

La structure d'un réseau de Bragg étant simple et souvent périodique, son comportement peut être simulé même pour de grandes longueurs. Nous nous baserons sur des simulations de composants passifs et des réseaux de Bragg plutôt que sur l'expression théorique du réseau. En effet, la simulation octroie une grande liberté sur la structure du réseau : il est aisé d'ajouter des pertes, de varier (localement ou globalement) certaines dimensions, ou d'incorporer le réseau avec d'autres motifs simulés.

De même que pour la théorie des modes couplées, les simulations sur les réseaux de Bragg ont largement déjà été étudiés, nous rappelons seulement le principe de la méthode des matrices de transfert [159], [160].

Dans chaque milieu i , nous considérons séparément le champ électrique se propageant vers l'avant $E^+(z_i)$ et vers l'arrière $E^-(z_i)$. Il est alors possible de construire une matrice M , reliant le champ électrique du début à la fin d'un réseau à N couches (N entier paire non nul) :

$$\begin{pmatrix} E^+(z_0) \\ E^-(z_0) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E^+(z_{N+1}) \\ E^-(z_{N+1}) \end{pmatrix} \quad (50)$$

La matrice M est le produit des matrices permettant de parcourir le réseau. Pour effectuer ce produit, nous utilisons deux types de matrices : les matrices T permettant de franchir l'interface entre un milieu i à un milieu j , et les matrices C permettant la propagation d'une distance e_i dans un milieu i .

$$T_{interface:i \rightarrow j} = \frac{1}{2n_i} \begin{pmatrix} n_i + n_j & n_i - n_j \\ n_i - n_j & n_i + n_j \end{pmatrix} \quad (51)$$

$$C_{couche:i} = \begin{pmatrix} e^{j\frac{2\pi}{\lambda}n_i e_i} & 0 \\ 0 & e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}n_i e_i} \end{pmatrix} \quad (52)$$

Dans le cas d'un réseau périodique uniforme à N couches (donc $N/2$ périodes), la matrice M s'écrit ainsi :

$$M = (C_1 T_{1 \rightarrow 2} C_2 T_{2 \rightarrow 1})^{N/2} \quad (53)$$

Cette matrice M permet d'évaluer le comportement d'un réseau de Bragg seul. Pour obtenir la réponse d'un composant passif, il suffit de tenir compte des interfaces avec l'air d'indice n_{air} et des longueurs

de guide d'onde avant ($L_{début}$) et après (L_{fin}) le réseau de Bragg. En indexant par 0 le milieu du guide d'onde sans réseau de Bragg, la matrice de transfert de la puce passive s'écrit :

$$M_{passif} = T_{air \rightarrow 0} C_0(L_{début}) T_{0 \rightarrow 1} M T_{1 \rightarrow 0} C_0(L_{fin}) T_{0 \rightarrow air} \quad (54)$$

Après avoir calculer les coefficients M pour les longueurs d'onde souhaitées, nous pouvons en déduire les coefficients en amplitude r et t en utilisant l'équation (50) :

$$r = \frac{M_{21}}{M_{11}} \quad t = \frac{1}{M_{11}} \quad (55)$$

A partir de ces calculs, nous retrouvons les mêmes résultats prédits par la théorie des modes couplées. Dans l'ensemble du manuscrit, sauf mention contraire, toutes les courbes de réseau de Bragg sont obtenus par la simulation avec cette méthode.

2.1.4.3. Conception de réseaux de Bragg spectralement étroits

Dans cette partie, nous allons décrire les stratégies mises en place pour la conception de réseaux de Bragg à faible bande spectrale. Ce filtre doit être suffisamment étroit pour filtrer les modes longitudinaux dans notre future cavité hybride. Nous devrions viser théoriquement une largeur à mi-hauteur ($FWHM$) du même ordre de grandeur que l'intervalle spectral libre (ISL) de la future cavité ($< 160 \text{ pm}$, cad $< 20 \text{ GHz}$). En pratique, les procédés de fabrication, lissant les motifs des réseaux de Bragg, diminuent l'amplitude de la différence d'indice des réseaux, ce qui réduit κ . Nous viserons donc des valeurs supérieures des $FWHM$ pour compenser cet effet. Néanmoins, comme il est nécessaire de savoir réaliser des filtres très fins pour la conception de lasers monomodes à cavités centimétriques, nous étudierons également des réseaux de Bragg dont la $FWHM$ est en dessous des 100 pm .

Nous détaillerons successivement : la conception des réseaux uniformes classiques, par îlots, à ordre élevé. Enfin, nous proposerons la conception de réseaux apodisés particuliers, qui ont pour but d'augmenter la longueur de pénétration des réseaux de Bragg.

A. Réseau uniforme

Un réseau de Bragg uniforme est le réseau le plus simple : l'alternance d'indice est périodique. En photonique intégrée, plusieurs méthodes existent pour modifier périodiquement l'indice le long du guide d'onde. Une stratégie très utilisée [161], [162], que nous emploierons est d'indenter régulièrement le guide d'onde sur ses flancs (Fig. 35). Cette corrugation peut se faire à côté du guide [163], ou directement sur le dessus du guide [164]. Dans tous les cas, l'indice effectif associé au mode se propageant dans le guide d'onde, alterne régulièrement entre deux valeurs n_{eff1} et n_{eff2} sur des longueurs que nous noterons respectivement e_1 et e_2 .

Mentionnons que si pour une section i de guide d'onde, l'indice de réfraction effectif est $n_{eff i}$, l'indice effectif vu par l'onde se propageant dans un réseau alternant entre les couches 1 et 2 ne sera pas exactement $n_{eff i}$. En considérant l'indentation du réseau de Bragg comme une perturbation du guide optique, le mode optique doit être simulé en prenant en compte un indice moyen pour le réseau de Bragg (hypothèse des enveloppes lentement variables). De ces simulations nous obtenons le confinement du mode optique sur la zone du réseau de Bragg. La différence d'indice est alors : $\Gamma(n_{Si_3N_4} - n_{SiO_2})$. Ainsi cette différence d'indice est légèrement plus faible que $n_{eff1} - n_{eff2}$. Néanmoins, au vu des faibles variations d'indice que nous réaliserons dans nos travaux, nous pouvons négliger cette différence. Nous évitons de simuler les modes optiques pour chaque réseau de Bragg. Pour modéliser le comportement

d'un tel réseau de Bragg, nous simulons en premier lieu l'indice effectif n_{eff} en fonction de la largeur du guide w dans notre cas (Fig. 36).

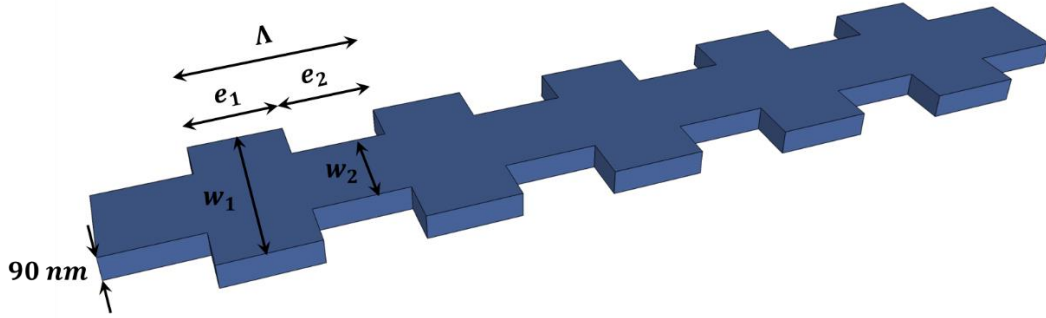


Fig. 35 : Schéma d'un réseau de Bragg uniforme formé par l'indentation du cœur du guide d'onde. Les dimensions ne sont pas à l'échelle.

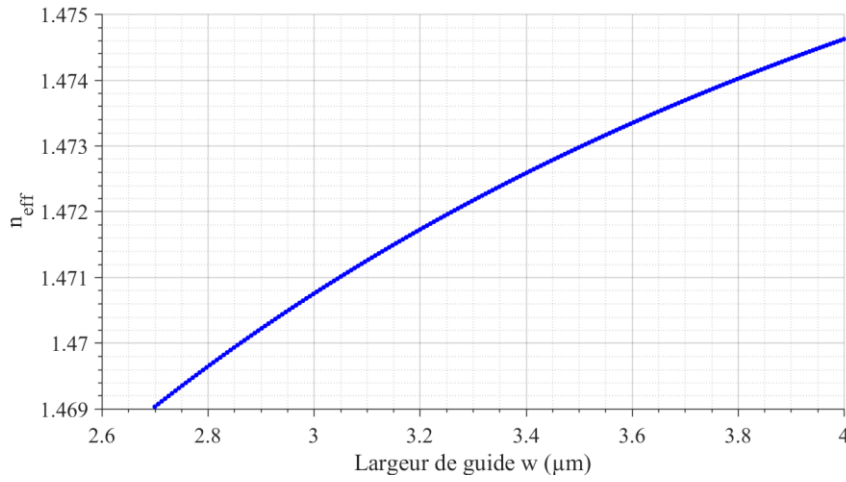


Fig. 36 : Simulation (avec le logiciel Fimmwave) de l'indice effectif du mode fondamentale TE se propageant dans un guide de largeur w , et d'épaisseur 90 nm.

Nous souhaitons réaliser un réseau de Bragg pour filtrer un mode longitudinal dans un cavité hybride. Prenons le cas concret d'un RSOA en InP de longueur $L_a = 1 \text{ mm}$, directement abouté à un guide d'onde en Si_3N_4 contenant un réseau de Bragg de longueur L_{Bragg} . Avec n_p et n_a les indices de groupe respectifs du composant passif et du composant actif, l'intervalle spectral libre en longueur d'onde (ISL_λ) de la cavité s'écrit [90]:

$$ISL_\lambda = \frac{\lambda^2}{2 \left(n_a L_a + n_p \frac{\tanh|\kappa| L_{Bragg}}{2\kappa} \right)} \quad (56)$$

Sur la Fig. 37a sont reportées les valeurs d'ISL induites par l'aboutement de réseaux de Bragg de différentes forces à notre RSOA. Notons que dans ce calcul nous n'avons pas considéré une portion de guide passif entre le RSOA et le réseau de Bragg, mais il est aisé de rajouter l'éventuelle contribution de cette portion dans le dénominateur de (56).

Nous retrouvons bien que les cavités formées par un réseau de Bragg court (partie supérieure du graphique), ou fortement réfléchissant (partie droite du graphique) correspondent à l'ISL le plus élevé.

Nous avons rajouté une démarcation $\kappa L_{Bragg} = 1$ indiquant les réseaux de Bragg ayant une force trop faible pour un bon fonctionnement en cavité hybride.

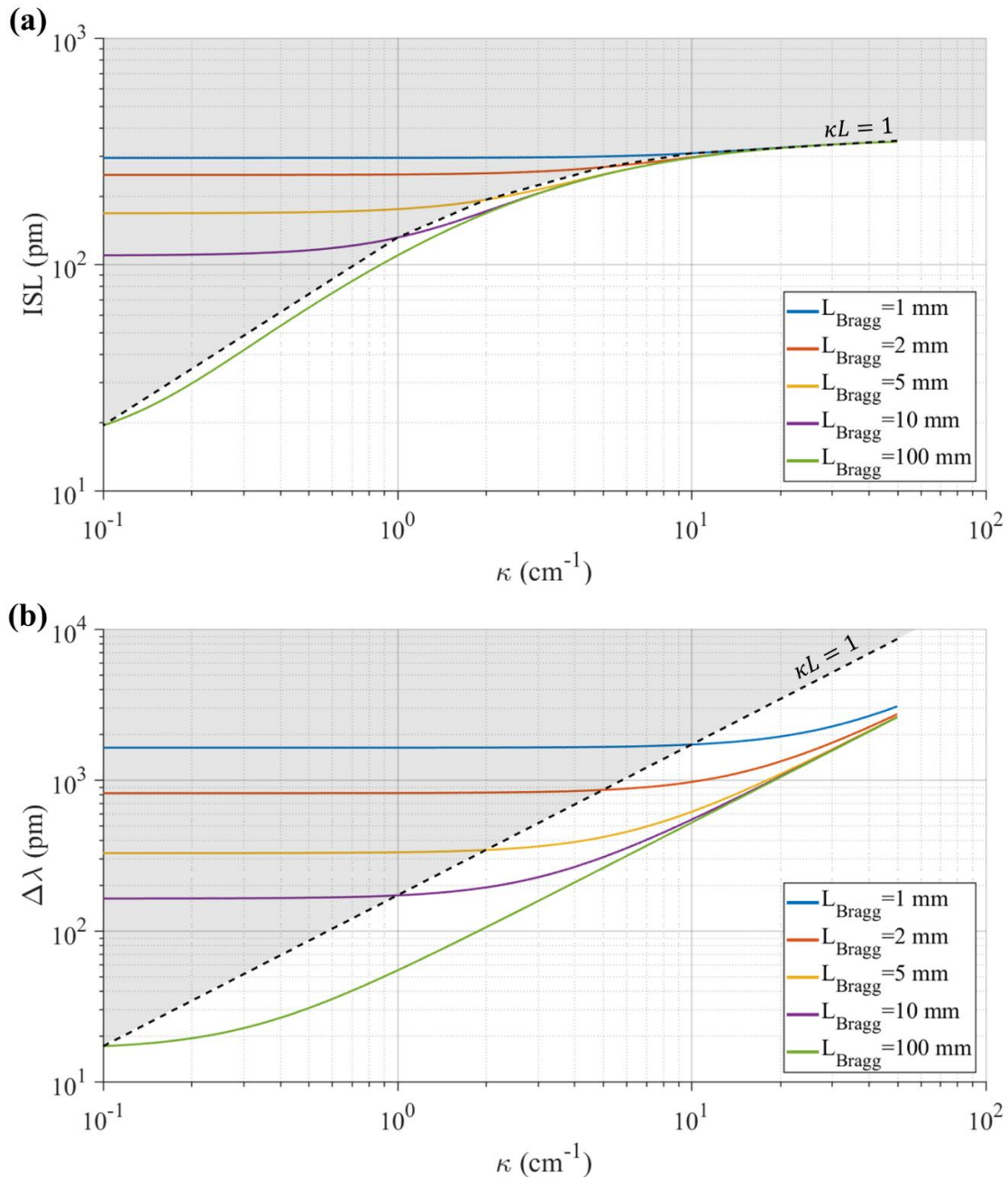


Fig. 37 : (a) Calcul de l'ISL d'une cavité où un RSOA en InP d'1 mm serait directement abouté à un réseau de Bragg. (b) Calcul de la largeur spectrale d'un réseau de Bragg (défini aux zéros de la réflectivité comme dans le Tableau 9) en fonction de κ pour différentes longueurs de réseaux. Les zones grisées représentent les régions où la force de réseau κL est inférieure à 1, correspondant donc à des configurations à éviter en conception.

Pour chaque réseau de Bragg de la Fig. 37a, nous reportons sa largeur spectrale $\Delta\lambda$ sur la Fig. 37b pour la comparer à l'ISL et déterminer si le réseau peut « filtrer » les modes longitudinaux adjacents au mode principal du laser.

Nous retrouvons bien le résultat que les réseaux donnant les plus faibles largeurs spectrales sont ceux ayant le plus faible κ , à condition d'être suffisamment long.

Finale­ment sur la Fig. 38, nous comparons l'ISL de la cavité et le $\Delta\lambda$ du réseau utilisé. Rappelons que $\Delta\lambda$ est ici défini comme l'écart entre les deux premiers zéros de la réflectivité. Pour prévoir le comportement du laser, nous faisons l'approximation que $\Delta\lambda$ est proche de la *FWHM* du filtre, ce qui est d'autant plus vrai quand $\kappa L \gg 1$. La zone verte graphique désigne la région où $\Delta\lambda$ est proche de l'ISL du laser, permettant un fonctionnement monomode du laser. L'impact du signe de la différence est mentionné au paragraphe 1.3.2. En s'éloignant de cette zone, le comportement du laser sera de plus en plus multimode surtout si le mode laser dominant se trouve en bord de réflectivité. Pour améliorer la prédiction de ce graphique, nous pourrions estimer la *FWHM* à la place de $\Delta\lambda$ en simulant chaque réseau de Bragg avec la méthode décrite au paragraphe 2.1.4.2. En pratique, le concepteur souhaitant utiliser cet abaque (Fig. 38) peut seulement simuler la configuration l'intéressant pour comparer l'ISL et la *FWHM*.

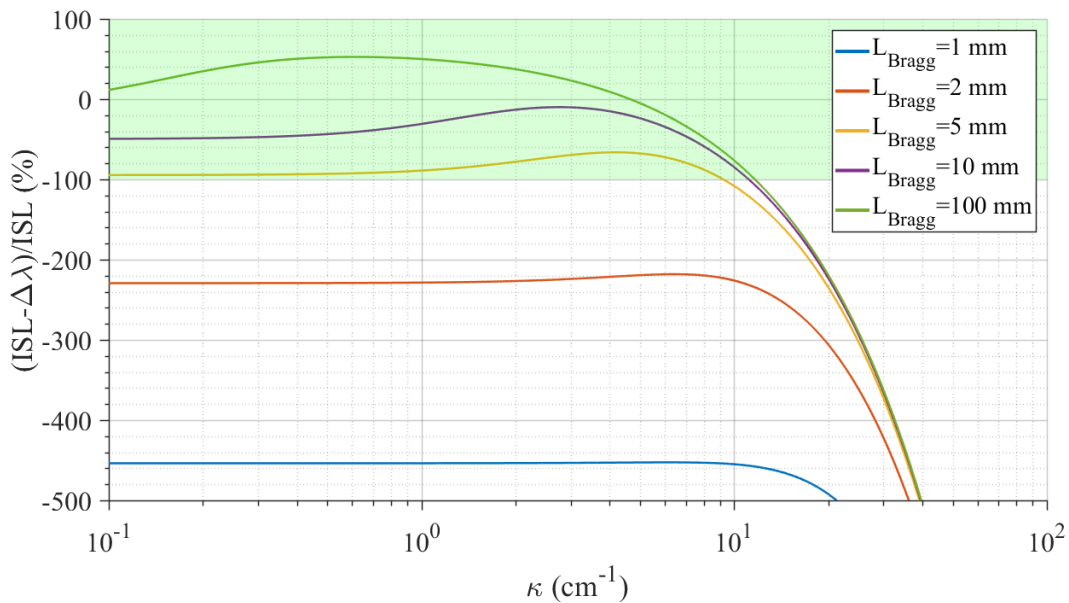


Fig. 38 : Tracé de l'erreur relative entre l'ISL d'une cavité hybride et la largeur spectrale du réseau de Bragg formant cette cavité. La zone verte correspond à la région où le laser sera monomode.

Pour parvenir à cette zone verte, notons qu'il est nécessaire que la longueur du réseau de Bragg soit environ supérieure à 5 mm et que κ soit environ inférieur 10 cm^{-1} . Sur la Fig. 39a, nous évaluons la différence d'indice Δn nécessaire pour engendrer la gamme de κ souhaité ($< 10\text{ cm}^{-1}$). En Fig. 39b, nous observons la variation de la largeur de guide d'onde nécessaire. Pour réaliser un réseau de Bragg comme évoqué sur la Fig. 35, il s'avère qu'il faudrait fabriquer un guide dont la largeur varie entre sa taille nominale 2900 nm et une largeur inférieure à 3100 nm . De telles conceptions sont problématiques car elles sont difficiles à fabriquer avec le procédé de lithographie en DUV. En effet, les équipements (DUV-248 nm) que le CEA-Leti utilise pour la fabrication de nos composants ne permettent que la création de motif dont la plus petite dimension est égale à 200 nm . L'indentation sur les côtés doit être donc supérieure à 200 nm , soit $w_2 - w_1 > 2 * 200\text{ nm}$.

Dans notre cas, une simple conception, comme indiquée en Fig. 35, ne permet pas théoriquement la réalisation d'une cavité hybride monomode. Nous allons donc étudier dans les parties suivantes différentes conceptions permettant de résoudre ce problème.

Avant de refermer ce paragraphe, rappelons que ces études théoriques ne sont pas à prendre au pied de la lettre, puisque nous avons supposé des changements discontinus d'indices effectifs d'un milieu à

l'autre. En pratique, la variation du profil d'indice est lissée et diminuée par les procédés de fabrication, la réflectivité est toujours plus faible en amplitude et plus étroite. Il faut donc pré-compenser les conceptions pour en tenir compte.

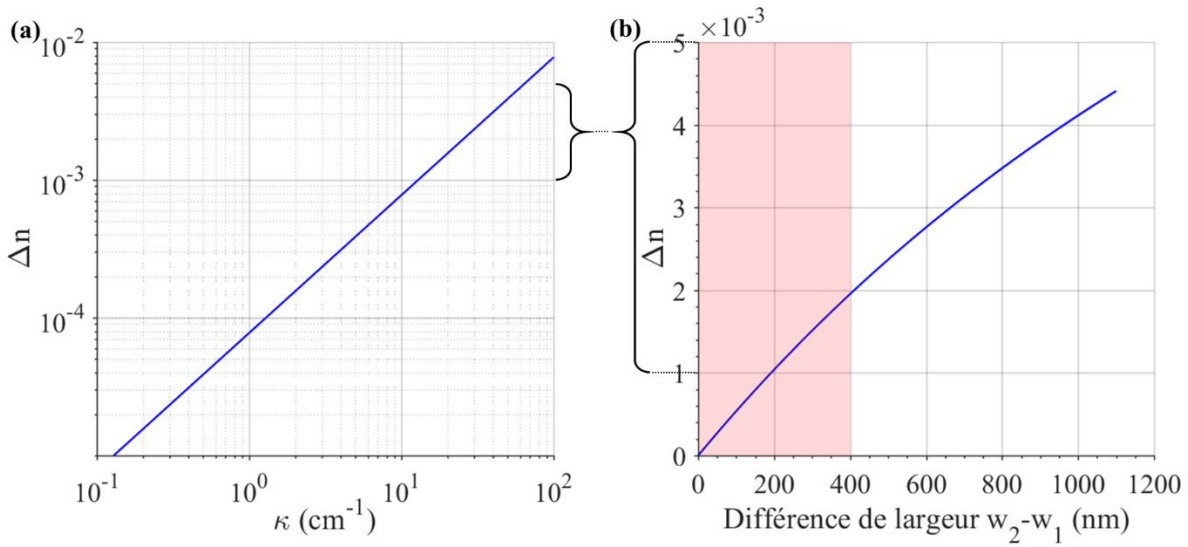


Fig. 39 : (a) Tracé de la différence d'indice induite par la plage de κ utilisée dans les précédentes figures. (b) Différence d'indice que nous pouvons engendrer en variant la largeur du guide. La zone rouge correspond à une zone non-fabricable à cause des limites imposées par la lithographie DUV.

B. Réseaux à « îlots »

Il existe plusieurs stratégies pour réduire la constante de couplage κ [157]. L'une d'entre elle consiste à détacher l'indentation du guide pour en faire des « îlots » à part sur les côtés (appellation personnelle), comme nous pouvons le schématiser en Fig. 40.

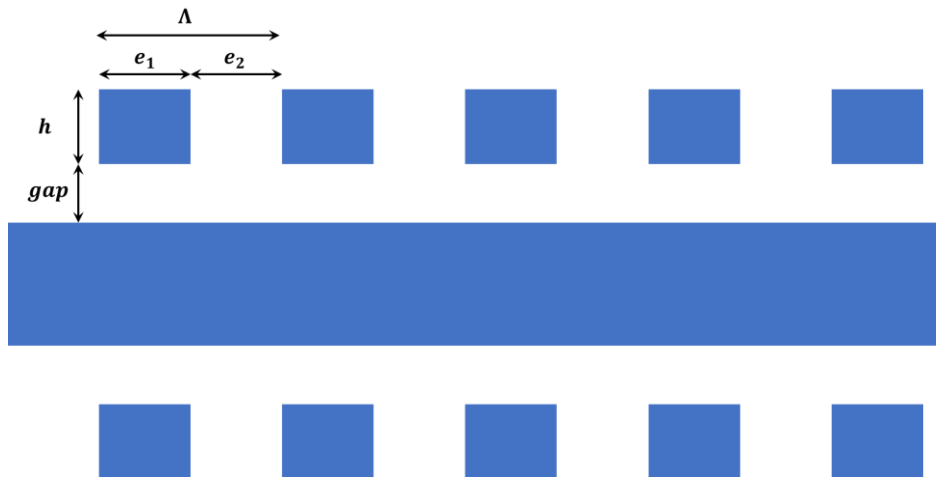


Fig. 40 : Schéma d'un réseau de Bragg à îlots, ceux-ci sont issus du même matériau que le cœur du guide (ici le Si₃N₄). Les dimensions ne sont pas à l'échelle.

Le principe est très similaire au réseau de base présenté précédemment. L'avantage de cette méthode est que la différence d'indice peut être drastiquement réduite par le biais des paramètres gap et h . Cependant, cette méthode est plus sensible à la qualité de fabrication : selon la réalisation du masque et de son insolation, l'îlot est altéré, et donc l'indice du mode, ce qui constitue un inconvénient.

La liberté de conception pour atteindre la différence d'indice souhaité est vaste. Les seules conditions sont que les paramètres h et gap doivent demeurer supérieurs à 200 nm . Pour modifier n_{eff} , nous pouvons par exemple modifier gap à h constant, ou le contraire. Dans la Fig. 41a, nous simulons l'indice effectif du mode n_{eff} se propageant dans un guide avec des ilots de taille variable. D'après cette simulation, la différence d'indice Δn devient inférieure à 10^{-3} pour un ilot de largeur $h = 300\text{ nm}$ à partir d'un gap de 260 nm . Ainsi, la réalisation de réseaux de Bragg avec ilots permet des faibles κ comme il a été démontré dans [157] et utilisé dans [76].

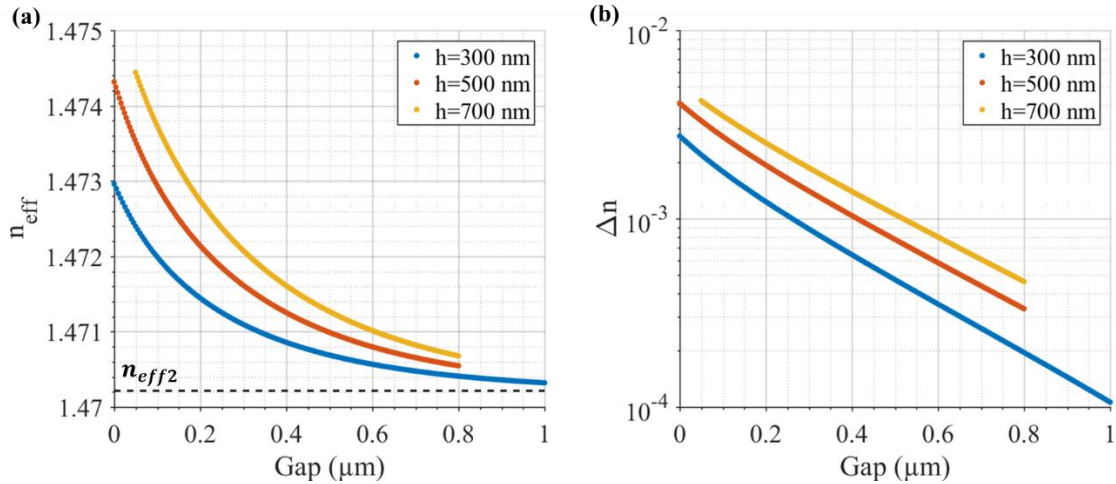


Fig. 41 : Simulation de l'indice effectif (a) du mode fondamental TE se propageant dans un guide d'onde en Si_3N_4 (de largeur $w_1 = 2,9\ \mu\text{m}$ et d'épaisseur 90 nm) entouré de chaque côté par des ilots de largeur h et de même épaisseur. Nous simulons la variation du gap entre le guide d'onde et les ilots pour obtenir la plus faible différence d'indice (b).

C. Réseaux d'ordre élevé

Pour concevoir des réseaux à faible largeur spectrale, une stratégie alternative est d'utiliser les réseaux d'ordre supérieur (aussi appelé d'ordre élevé, traduction de « high order Bragg grating »). Ce type de réseau étant, à notre connaissance, peu décrits dans la littérature [157], [165]–[167], nous détaillons dans la suite ce concept largement utilisé dans nos conceptions.

Un réseau de Bragg constitué d'une alternance de milieux 1 et 2, dont les épaisseurs valent $\forall i \in \{1,2\}, e_i = \frac{\lambda_B}{4n_{eff,i}}$ présente naturellement une résonance à λ_B , puisque chaque milieu réfléchit l'onde λ_B en phase. Cependant par construction, il existe d'autres longueurs d'onde pouvant être réfléchies en phase par ce réseau de Bragg. Comme nous l'avons schématisé sur la Fig. 42, tous les ordres impairs sont réfléchis en phase, c'est-à-dire les longueurs d'onde valant $\frac{\lambda_B}{2n+1}, \forall n \in \mathbb{N}$. Ces ordres de résonance ont l'avantage d'avoir une largeur spectrale plus fine, ce qui constitue le point fort de ce type de réseau.

Pour illustrer ce concept d'ordre de résonance, nous simulons par la méthode des matrices de transfert (rappelée à la partie 2.1.4.2) la réflectivité d'un réseau de Bragg tel qu'il est décrit sur la Fig. 42, c'est-à-dire conçu pour réfléchir à $\lambda_B = 1550\text{ nm}$. Nous avons choisi de garder n_{eff} constant sur l'ensemble du spectre et avons pris des matériaux sans pertes pour simplifier la simulation. La réflectivité simulée est tracée sur la Fig. 43a. Nous observons bien la réflexion fondamentale à λ_B , puis à tous les ordres impairs. Sur la Fig. 43b, nous relevons les largeurs des pics de réflectivité selon l'ordre de résonance : la largeur $\Delta\lambda$ diminue en suivant une loi en $1/p^2$, avec p l'ordre de la résonance. Cette dépendance

s'explique en utilisant la formule (59) : en supposant la longueur du réseau assez long, nous pouvons écrire $\Delta\lambda\left(\lambda = \frac{\lambda_B}{p}, p\right) \approx \frac{\lambda^2 \kappa_1}{\pi n_g p} = \frac{2\Delta n \lambda}{\pi n_g p} = \frac{2\Delta n \lambda_B}{\pi n_g p^2}$. Nous retiendrons donc que plus l'ordre augmente, plus la réflectivité s'affine.

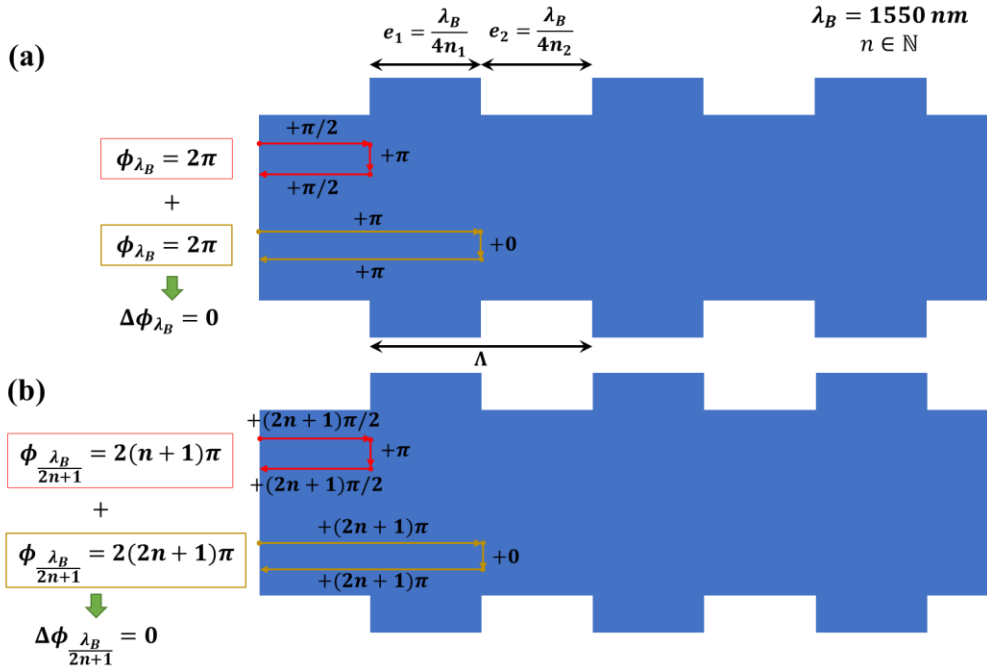


Fig. 42 : Schéma d'un réseau de Bragg réfléchissant une onde en phase à λ_B (a), puis à $\frac{\lambda_B}{2n+1}$ (b).

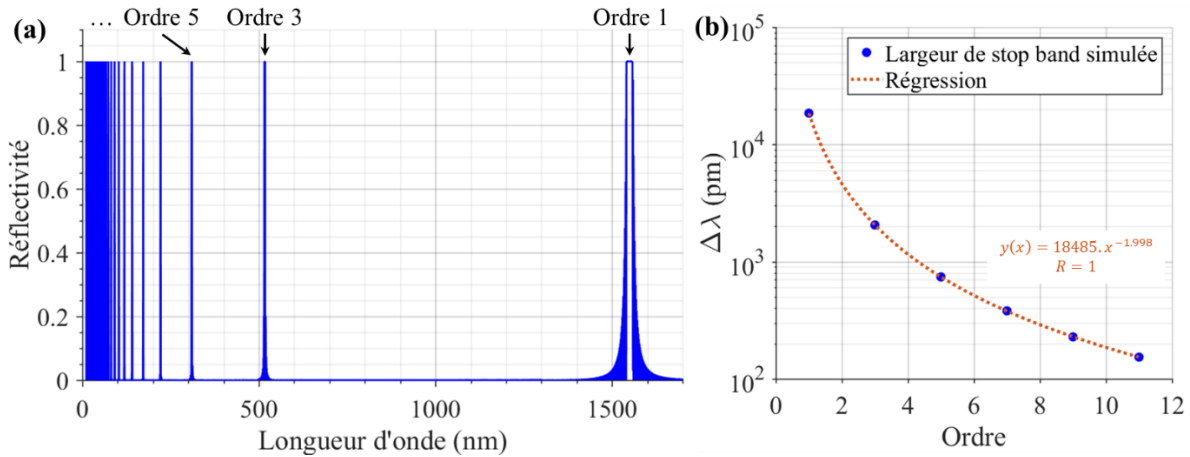


Fig. 43 : (a) Simulation de la réflectivité d'un réseau de Bragg en supposant des indices matériaux constants et des pertes nulles sur l'ensemble du spectre. Ces hypothèses sont discutées dans le corps du texte. Nous avons choisi un réseau de Bragg dont la différence d'indice est forte pour améliorer la visibilité sur le graphique. (b) Relevé des largeurs spectrales des différents ordres de réflectivité.

Après cette introduction sur les ordres de résonance d'un réseau de Bragg, nous pouvons appliquer ce concept pour la réalisation d'un réseau à faible largeur spectrale à 1550 nm. La solution découlant naturellement de ce raisonnement serait de concevoir un réseau de Bragg dont la longueur d'onde de Bragg serait à $3 * 1550 \text{ nm}$ pour utiliser son 3^{ème} ordre (Fig. 44b). En réalité, en modifiant le rapport cyclique DC (« Duty Cycle » en anglais, utilisé dans [168]) du réseau, nous accédons à de nombreuses possibilités. Ce dernier est défini ainsi :

$$e_1 = \Lambda \cdot DC \quad \text{et} \quad e_2 = \Lambda \cdot (1 - DC) \quad (57)$$

Avec Λ la période égale à $\lambda/2n_{eff,moy}$, et également à $p \cdot \Lambda_{1550}$ où p est l'ordre du réseau et $\Lambda_{1550} = 1550 \text{ nm} / 2n_{eff,moy}$.

Par exemple, pour faire apparaître le 2^{ème} ordre d'un réseau, il suffit de choisir un milieu 1 et un milieu 2 dont la longueur vaut respectivement $\lambda_B/8n_1$ et $3\lambda_B/4n_2$, avec $\lambda_B = 2 * 1550 \text{ nm}$ (Fig. 44a). Cela revient à choisir $DC = 0,25$.

La Fig. 44c révèle l'intérêt d'utiliser les ordres supérieurs des réseaux de Bragg. Notons que dans cette simulation, nous avons incorporé des pertes de propagation de 10 dB/m. En augmentant l'ordre p , la réflectivité se rétrécit et diminue en amplitude. L'amplitude diminuant à cause du nombre réduit d'interface réfléchissant le signal, il est aisé de l'ajuster à la valeur d'intérêt en allongeant le réseau. Dans cette configuration nous simulons une largeur spectrale de 922 pm, ce qui reste encore trop élevée. Pour y remédier, il suffit d'utiliser un ordre plus élevé pour nos applications, agrandir la longueur du réseau, et ajuster le rapport cyclique.

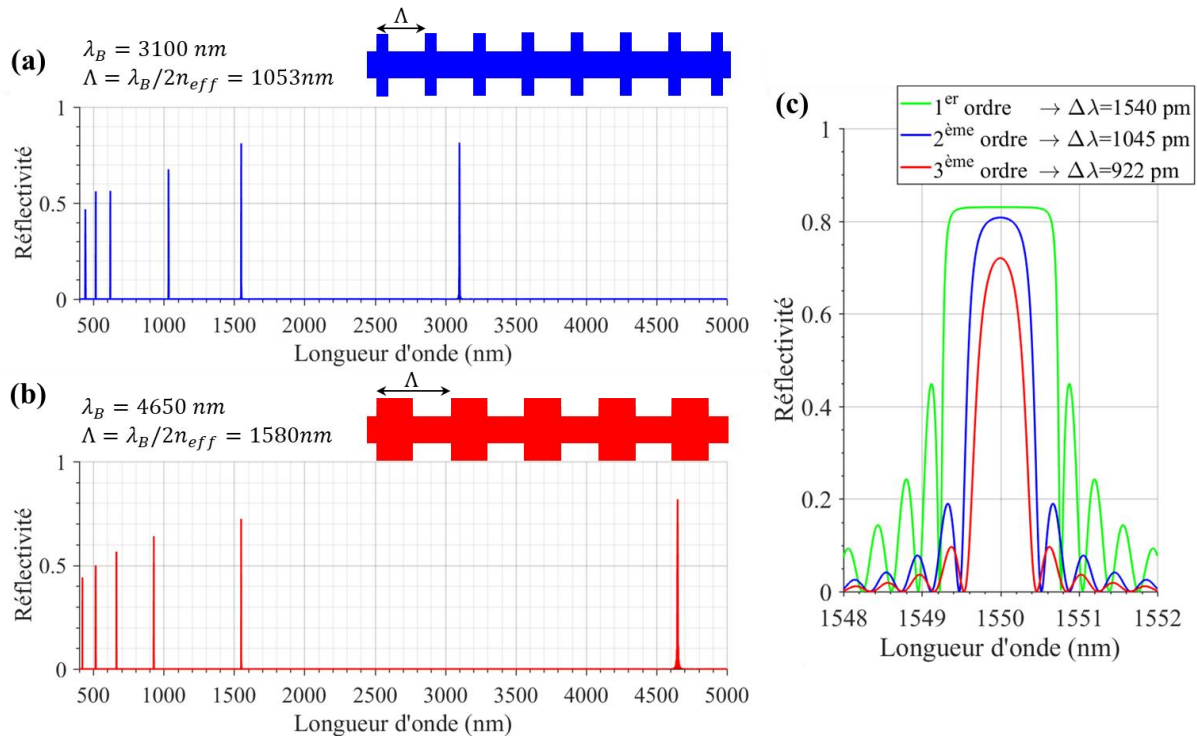


Fig. 44 : Simulation de réseaux de Bragg de longueur 1 mm, dont les milieux 1 et 2 ont respectivement une largeur de guide $w_1 = 2900 \text{ nm}$ et $w_2 = 3300 \text{ nm}$. Les pertes de propagation sont fixées à 10 dB/m et les réseaux de Bragg sont précédés d'un simple guide de 20 mm. L'indice effectif n_{eff} constant est valable uniquement pour un mode fondamental TE se propageant à 1550 nm. (a) Réflectivité d'un réseau dont la période implique $\lambda_B = 2 * 1550 \text{ nm}$ et avec un rapport cyclique de 0,25. (b) Réflectivité d'un réseau dont la période implique $\lambda_B = 3 * 1550 \text{ nm}$. (c) Réflectivités autour de la longueur d'onde d'intérêt : le 1^{er} ordre est un réseau classique tel qu'il est décrit en Fig. 42, tandis que les 2^{ème} et 3^{ème} ordre sont issu d'un zoom de (a) et (b).

Pour trouver une configuration satisfaisant nos besoins (par exemple $FWHM \sim 300 \text{ pm}$), nous simulons un large panel de réseau. Sur la Fig. 45, nous simulons la réflectivité à 1550 nm pour des réseaux conçus à quatre différents λ_B . Pour chaque graphique, nous rapportons la $FWHM$ et l'amplitude R_{max} simulées en fonction du rapport cyclique.

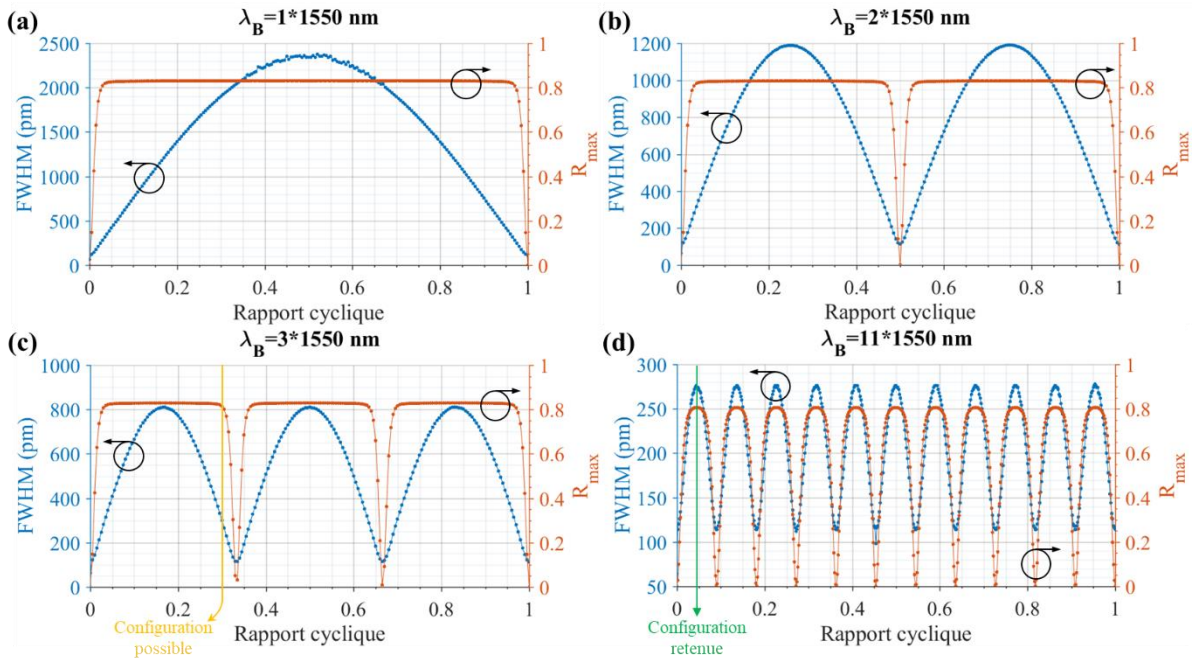


Fig. 45 : Relevé des largeurs à mi-hauteur (bleu) et des amplitudes maximales (orange) de la réflectivité à 1550 nm pour des rapports cycliques différents dans le cas de réseau de Bragg conçu pour une réflexion fondamentale à 1550 nm (a), à 2*1550 nm (b), à 3*1550 nm (c), et à 11*1550 nm (d). La dépendance de FWHM en $|\sin(\pi DCp)|$, avec p l'ordre du réseau, est discuté dans le texte. Les pertes de propagation sont fixées à 10 dB/m, et un simple guide de 20 mm est disposé avant le réseau. La configuration retenue sur (d) correspond à un réseau de Bragg ($p=11$ et $DC=4,5\%$) dont nous traçons la réponse spectrale en Fig. 46.

Sur la Fig. 45a, nous trouvons une réflectivité maximale quand le rapport cyclique (DC) vaut 0,5, ce qui correspond au régime usuel : il s'agit de la réflexion fondamentale du réseau. Lorsque DC s'écarte de 0,5, la réflectivité diminue avant de s'effondrer aux valeurs extrêmes. Quant à la $FWHM$, elle est maximale lorsque R_{max} est aussi maximale pour $DC = 0,5$. Lorsque DC s'éloigne de 0,5, la $FWHM$ diminue, mais les dimensions d'un tel réseau (dont l'ordre est faible) sont trop petites pour permettre sa fabrication. Plus l'ordre est important, plus il est possible de trouver des configurations où les contraintes de fabrication sont relâchées.

Sur les trois autres graphiques de la Fig. 45, correspondant à des ordres supérieurs de réseaux de Bragg, nous observons bien une réduction de la $FWHM$. Ces graphiques nous donnent les paramètres pour concevoir des réseaux réfléchissant à 1550 nm : il suffit de choisir un rapport cyclique donnant un maximum pour R_{max} . Ces rapports cycliques sont ceux engendrant des longueurs de milieux multiples de la longueur d'un réseau utilisé au 1^{er} ordre : $\lambda_B/4n_{eff}$, avec $\lambda_B = 1550$ nm.

Notons que l'augmentation de l'ordre conduit à une décroissance de $\max(R_{max})$. Cet effet n'est cependant pas observable sur les simulations des 4 graphiques de la Fig. 45 car le réseau est très long (6,5 mm) : la force $\kappa_p L$ demeure donc très supérieure à 1. Il faudrait des ordres plus élevés pour observer cette décroissance.

En partant de cette étude, nous pouvons choisir un cas intéressant où le produit $p \cdot DC = 1/2$, avec p l'ordre du réseau. Avec ce critère, nous pouvons sélectionner l'ordre cyclique en fonction de l'ordre donnant une réflectivité « fonctionnelle », c'est-à-dire une structure de réseau réfléchissant λ_B avec une force $\kappa_p L$ supérieure à 1. Ce critère vient de l'expressions de κ pour un ordre p [90] :

$$\kappa_p = \frac{\kappa_1}{p} \sin(\pi DC p) \quad (58)$$

avec $\kappa_1 = 2\Delta n/\lambda$ pour une perturbation rectangulaire de l'indice. En choisissant $DC = 1/(2p)$, nous obtenons $\forall p \in \mathbb{N}^*, \kappa_p = \kappa_1/p$. Nous simulons la réflectivité dans cette configuration pour différents ordres, et relevons ses caractéristiques sur la Fig. 46. Nous pouvons faire la régression de ces points grâce aux fonctions théoriques introduites dans le Tableau 9, en utilisant le coefficient κ_p . Nous obtenons notamment la variation de largeur spectrale de la réflectivité pour un ordre p :

$$\Delta\lambda_p = \frac{\lambda^2}{\pi n_g} \sqrt{\left(\frac{\kappa_1 \sin(\pi DC p)}{p}\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L}\right)^2} \quad (59)$$

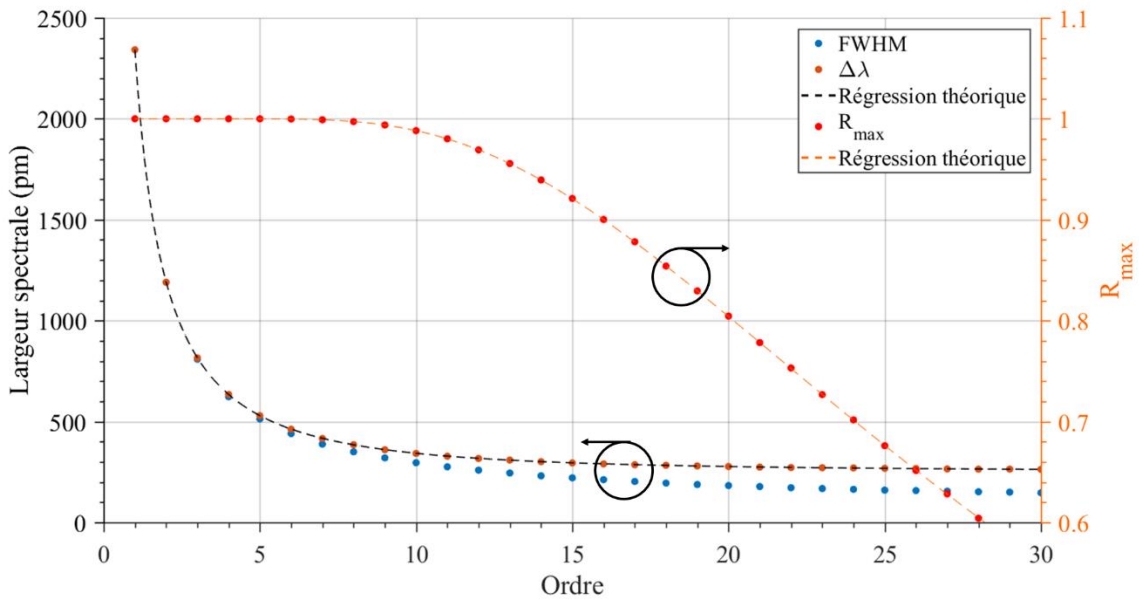


Fig. 46 : Simulation (marqueurs en point) de la largeur à mi-hauteur (FWHM), de largeur aux pieds ($\Delta\lambda$) et de l'amplitude maximale (R_{max}) de la réflectivité simulée par la méthode des matrices de transfert pour différents ordres p de réseau. En pointillé, nous avons tracé les courbes théoriques (59) et $R_{max} = \tanh^2 \kappa_p L$. Les pertes de propagations sont nulles dans les simulations utilisées pour ce graphique.

Comme nous l'observons sur la Fig. 37b, la largeur spectrale est minorée par $\Delta\lambda_{min} = \lambda^2/(n_g L)$. Augmenter l'ordre (tout comme lorsque nous diminuons la différence d'indice pour un réseau d'ordre 1) a donc un impact limité.

Finalement pour réaliser un filtre à faible largeur spectrale, le concepteur peut s'orienter :

- Sur l'usage d'un ordre p plus élevé (Fig. 45d) avec un DC permettant une forte réflectivité et une $FWHM$ répondant à notre objectif (par exemple le réseau $p = 11$ et $DC = 4,5\%$ marqué par « configuration retenue »).
- Sur l'usage d'un ordre peu élevé (Fig. 45c) avec un DC excentré par rapport aux DC permettant des maxima pour R_{max} (par exemple le réseau avec $p = 3$ et $DC = 30\%$ marqué par « configuration possible »).

Par simulation, ces deux méthodes donnent des résultats proches. Néanmoins seul un test pourrait déterminer laquelle des deux méthodes est la plus robuste après la fabrication. Notons que parmi tous

les choix possibles, il existe un mauvais choix : pour un réseau d'ordre élevé, il ne faut jamais choisir un rapport cyclique de 50 %. S'il est évident qu'il faille éviter ce rapport pour des réseaux d'ordres paires (les interférences sont destructives comme nous l'observons en Fig. 45b), cela n'apparaît pas directement sur les simulations pour les réseaux d'ordres impairs. Le problème vient de la fabrication : celle-ci lissant les motifs, elle pourrait transformer le motif créneau en une sinusoïde éliminant alors les réflexions des ordres de résonance [169]. Ce phénomène est d'autant plus significatif que la perturbation d'indice est faible ou que l'ordre utilisé est élevé. Dans ces cas, les rapports cycliques proche de 50 % sont à proscrire. Rappelons que l'équation (46) montre que κ est proportionnel à l'harmonique du développement en série de Fourier du profil d'indice. Ainsi l'utilisation d'un rapport cyclique proche de 0 % ou de 100 % minimise la dépendance du coefficient de la série de Fourier par rapport au lissage du profil d'indice induit par la fabrication.

Lors de ces travaux, nous avons estimé que la 1^{ère} méthode présentait le moins de risque grâce à la présence de longueurs multiples de $\lambda_B/4n_{eff}$, avec $\lambda_B = 1550 \text{ nm}$. Sur la Fig. 47 sont représentées la réflectivité ainsi que la transmission.

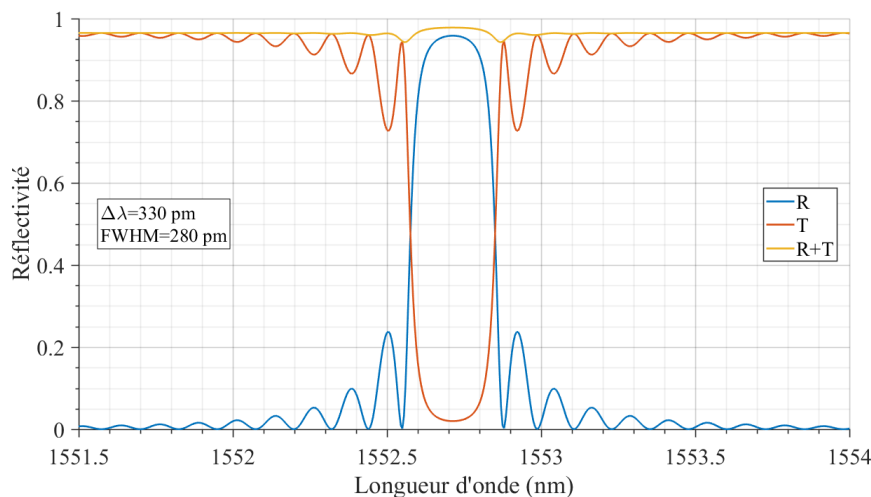


Fig. 47 : Simulation d'un réseau de Bragg d'une longueur de 6,5 mm de période $\Lambda = 2n_{eff}\lambda_B$, avec $\lambda_B = 11 * 1550 \text{ nm}$. Le rapport cyclique étant de 4,5 %, nous utilisons ici le 11^{ème} ordre de résonance. $\Delta\lambda$ et FWHM sont respectivement la largeur aux premiers zéros et la largeur à mi-hauteur de la réflectivité (R). T est la transmission. La somme de R et T, inférieure à 1, indique l'absorption liée aux pertes de propagation. Le réseau est précédé d'une section de guide seul de 1,2 mm correspondant au début du composant passif.

Grâce à ces simulations, nous comprenons l'intérêt d'augmenter l'ordre de résonance utilisé : nous parvenons à réduire la largeur spectrale du filtre tout en gardant des dimensions de réseau compatibles avec la fabrication. Ce choix de réseau présente néanmoins plusieurs inconvénients surtout pour les ordres les plus élevés :

- Ce type de réseau étant long, il nécessite un processus de fabrication induisant peu de pertes de propagation. De plus, la fabrication risque d'être peu homogène sur l'ensemble du réseau détériorant alors les relations de phase liée à chaque interface. Enfin, un long réseau pose des difficultés supplémentaires comme savoir réaliser un réseau dans des guides d'onde en virage.
- Le principe des réseaux d'ordre élevés repose à la fois du passage abrupt d'un indice effectif à l'autre et du rapport cyclique du réseau. Or la lithographie ayant tendance à lisser les motifs, les profils en créneau avec un rapport cyclique de 50 % sont détériorés et peuvent tendre vers la sinusoïde, ce qui réduit l'efficacité des réseaux d'ordre élevé.

- Les fonctions de modulation d'indice (apodisation, chirp) sont plus complexes à appliquer et peu efficaces pour les ordres très élevés.

Malgré ces inconvénients, les réseaux à ordre élevé sont des conceptions intéressantes, leurs points forts étant :

- La *FWHM* peut être très étroite.
- Ces réseaux sont plus faciles à réaliser sur des guides fortement confinés par rapport à des réseaux à îlots.

Jusqu'à présent, nous avons considéré des réseaux de Bragg parfaitement périodiques : la perturbation d'indice est uniforme. Leur périodicité a simplifié leur simulation et le dessin du masque. De plus, leurs simulations indiquent qu'ils répondent à nos objectifs. Nous allons maintenant voir comment optimiser leur comportement.

D. Réseau apodisé

Dans cette partie, nous faisons varier l'amplitude de la modulation d'indice, et donc le coefficient de couplage κ varie le long du réseau, il s'agit donc d'un réseau à force variable. Ce type de réseau de Bragg est appelé réseau apodisé. Une des conséquences la plus notable est la forte réduction des lobes latéraux de la réflectivité. Ce type de réseau a été longuement étudié à partir des années 1970 notamment par Kogelnik, et Hill [170]–[173]. Ils ont également étudié l'effet de réseau chirpé, c'est-à-dire lorsque la longueur d'onde de Bragg réfléchi est modifiée le long du réseau, ce qui est souvent réalisé en changeant la période le long du réseau. Ces changements sont représentés par la fonction ϕ (déjà introduite en 2.1.4.1). Ces études ont été prolongées et grandement utilisées avec l'avènement des fibres optiques dans les années 1990 [145], [146], [174]. Depuis 2010, les progrès technologiques ont permis à la photonique intégrée d'exploiter l'apodisation avec une grande liberté. De nombreuses applications ont émergées comme la création de filtres sans lobes secondaires, des coupleurs verticaux optimisés, ou des cavités lasers de haute qualité [158], [175]–[178]. Dans ce cadre, nous souhaitons utiliser l'apodisation sur nos réseaux Si_3N_4 pour améliorer la qualité de notre future cavité laser. Le but n'est pas ici de réduire les lobes latéraux (même si cela reste souhaitable). Les objectifs de l'apodisation du réseau sont plutôt de :

- Augmenter la longueur de pénétration du réseau, afin d'augmenter la longueur de la cavité laser.
- Optimiser la transition du simple guide d'onde en Si_3N_4 au guide muni d'un réseau de Bragg

Si l'apodisation répond naturellement à l'optimisation du passage du guide simple au réseau, le 1^{er} objectif (et le principal) nécessite plus d'explications. Nous allons donc faire un aparté sur la conception de la source hybride pour comprendre notre besoin en apodisation.

Rappelons tout d'abord que nous souhaitons augmenter la longueur de cavité L_{cav} pour diminuer la largeur de raie et améliorer la pureté spectrale générale du laser. L_{cav} est la somme de la longueur du composant actif (L_a) et celle du composant passif (L_p). Nous ne modifions pas L_a , car d'une part comme nous l'avons simulé sur la Fig. 13, ce n'est pas bénéfique pour la réduction de la largeur de raie, et d'autre part nous n'avons pas une grande liberté sur cette dimension : usuellement elle est comprise entre 0,5 et 2 mm. Pour agrandir L_{cav} , nous nous focaliserons donc sur L_p qui se décompose en un guide d'onde et d'un réseau de Bragg. Plus précisément la longueur du réseau à considérer dans L_{cav} est la longueur de pénétration L_{pen} dans le réseau de Bragg. Celle-ci est très proche de la longueur effective L_{eff} du réseau [90], et se retrouve naturellement dans l'expression de l'ISL de la cavité hybride

(56). Pour augmenter L_{cav} , une solution triviale serait d'allonger la portion de guide précédent le réseau, mais cette augmentation est limitée pour plusieurs raisons :

- La longueur de notre puce est de 9 mm pour faciliter la potentielle mise en module. L_{cav} est donc limitée à cette dimension. L_{cav} pourrait être augmentée à l'aide de virages, mais la conception devient encombrante et limite l'implantation de motifs de tests sur le réticule. De plus, l'implantation de virages nécessiterait la réalisation d'un filtre de Bragg très fin pour sélectionner un seul mode longitudinal de cette cavité devenue très longue. Or un tel filtre aurait un κ si faible que nous devrions écrire le réseau dans les virages afin d'obtenir un produit $\kappa L_{Bragg} > 1$. Écrire un réseau de Bragg se prolongeant dans un virage depuis un guide droit est une conception risquée que nous souhaitons éviter de manière générale.
- Sur les 9 mm de longueur disponible, nous pourrions augmenter la proportion de guide d'onde sans réseau, puis écrire le réseau. Cependant, nous serions confrontés au problème précédent : pour ne sélectionner qu'un seul mode longitudinal, nous avons besoin d'une longueur importante pour compenser le faible κ du réseau conçu.

Pour agrandir au maximum L_{cav} , nous pouvons regarder comment augmenter la longueur de pénétration L_{pen} . Rappelons que celle-ci dépend des paramètres κ et L_{Bragg} [90]:

$$L_{pen} \approx L_{eff} = -\frac{1}{2} \frac{\partial \phi}{\partial \beta} \approx \frac{1}{2\kappa} \tanh(\kappa L_{Bragg}) \quad (60)$$

Résumons notre objectif : la conception d'un réseau repose sur le choix de κ , L_{Bragg} et sa position dans le guide d'onde de 9 mm. Ces choix doivent donner lieu à un filtre assez réfléchissant ($\kappa L_{Bragg} > 1$) et une cavité monomode la plus grande possible. À ce stade la conception, il apparaît complexe d'optimiser en plus L_{pen} pour un réseau uniforme. Toutefois, l'apodisation pourrait le permettre.

En effet, si l'expression (60) de L_{pen} en fonction de $\kappa(z)$ et L_{Bragg} perd de son sens lors d'une apodisation, nous comprenons intuitivement que la pénétration dans le réseau est d'autant plus importante que la force du réseau est faible. Nous choisissons donc un réseau dont la force augmente avec la distance. La différence avec une apodisation « usuelle » est que cette dernière consiste à augmenter progressivement la force du réseau puis à la diminuer [170]. Une apodisation usuelle pourrait améliorer les performances du laser, mais nous pensons que notre conception, qui est finalement une « demi-apodisation » augmenterait davantage L_{cav} et donc serait plus intéressante. En revanche, le taux de suppression des modes secondaires du réseau de Bragg serait moins bon. Notons que cette architecture de « demi-apodisation » n'a pas, à notre connaissance, été étudié pour un laser hybride. Les travaux se rapprochant le plus sont basés sur des lasers hybrides par couplage verticale [158], [179].

En résumé, notre objectif est d'apodiser le réseau de Bragg afin d'augmenter progressivement sa force vers l'extrémité de la cavité. Pour atteindre cet objectif, nous allons utiliser deux méthodes d'apodisation, tenant compte des contraintes de fabrication. La première est la plus répandue : elle consiste à changer localement la perturbation de l'indice [175], [176]. La seconde consiste à modifier la résonance du réseau de Bragg utilisé. Mentionnons qu'il existe d'autres techniques d'apodisation basées sur la modification du rapport cyclique avec un ordre constant [180] ou un désalignement contrôlé de l'indentation de part et d'autre du guide [181].

- Apodisation par la modification de l'amplitude de l'indice

Pour rappel, un réseau uniforme est constitué de la répétition de deux milieux 1 et 2, d'indice n_1 et n_2 . La différence d'indice détermine alors κ . Pour faire varier ce paramètre le long du réseau, nous altérons progressivement ces milieux pour provoquer un changement de la différence d'indice. Pour faire varier n_1 ou n_2 , il suffit de faire varier la largeur du guide dans le milieu 1 ou 2. Lors d'une apodisation, le κ initial est nul (pour correspondre au guide d'onde précédent le réseau), puis il est augmenté tout au long du réseau jusqu'à un κ souhaité. Ce processus est modélisé par une fonction d'apodisation présente dans l'expression de κ , dont la variable est z . De nombreuses études ont été menées pour déterminer la forme optimale supprimant au mieux les lobes secondaires du réseau de Bragg [170], [174], nous pouvons citer le « raised cosinus » qui est un profil très efficace dans le cas d'une apodisation usuelle.

Pour concevoir un réseau « demi-apodisé » (ou apodisé), il faut :

- **Adapter la simulation de réseaux de Bragg.** Celle-ci était assez simple dans le cas d'un réseau uniforme : il suffisait d'élever un produit de 4 matrices à la puissance \mathcal{N} pour chaque longueur d'onde, avec \mathcal{N} le nombre de période (voir partie 2.1.4.2). En revanche, pour un réseau apodisé qui est apériodique, il est nécessaire de multiplier toutes les matrices de chaque milieu et de chaque interface, après avoir généré toutes les matrices de passage et d'interface. La simulation est donc plus longue, mais reste avec un temps d'exécution raisonnable ($< 1 \text{ min}$) pour une résolution et une plage en longueur d'onde adaptée.
L'outil de simulation étant fonctionnel, nous pouvons prévoir les paramètres nécessaires pour créer un réseau avec la réflectivité visée ($FWHM \sim 300 \text{ pm}$ et $R_{max} \in [70\%; 99\%]$).
- **Contourner les limites de fabrication.** La lithographie en DUV servant à l'écriture de nos composants nous impose d'utiliser des dimensions supérieures à 200 nm . Nous ne pouvons donc pas passer commencer l'apodisation par une indentation de 1 nm . Pour y remédier, nous utilisons la technique classique des ilots : au lieu de créer des dents de plus en plus grandes, nous allons plutôt rapprocher des ilots le long du réseau.
- **Dessiner le composant** sur le logiciel de génération de gds (format de fichier requis pour la réalisation du masque). Le réseau étant apériodique, cette étape peut s'avérer légèrement plus compliqué selon le logiciel utilisé.
- **Adapter l'indice effectif moyen $n_{eff,moy}$.** Lorsque nous modifions l'indice du milieu 1 avec un ilot, $n_{eff,moy}$ est perturbé. Il est donc nécessaire d'adapter l'indice du milieu 2 (celui sans ilot) pour conserver l'indice effectif global. Cette opération est nécessaire pour tous les ilots pour éviter un chirp parasite. Nous détaillons dans l'Annexe D la procédure pour compenser ce chirp parasite.

Une fois ces obstacles surmontés, nous pouvons concevoir des réseaux répondant à notre objectif : augmenter progressivement la force du réseau. Nous testons trois fonctions d'apodisations : linéaire, quadratique et exponentielle (Fig. 48). Ces trois réseaux ont des caractéristiques similaires : ils sont du 2^{ème} ordre, avec un rapport cyclique de 25 %, et le même nombre de période (et donc la même longueur). Le produit κL intégré sur l'ensemble du réseau est de 3,5 pour les trois réseaux. Pour augmenter la réflectivité de ces réseaux, nous avons prolongé sur $270 \mu\text{m}$ chacun des réseaux par un réseau périodique à fort κ . Pour visualiser ces réseaux de Bragg, un flanc du réseau est dessiné sur la Fig. 48. Notons, que le changement de géométrie est représenté par une indentation (alors que pour des raisons de procédé de fabrication, nous employons des ilots). Le flanc supérieur de l'enveloppe (cf. Fig. 48a, b et c) symbolise respectivement l'ascension linéaire, quadratique et exponentielle de l'indice et donc de κ . Le flanc inférieur de l'enveloppe varie pour éliminer le chirp parasite et permettre le maintien d'un n_{moy} constant.

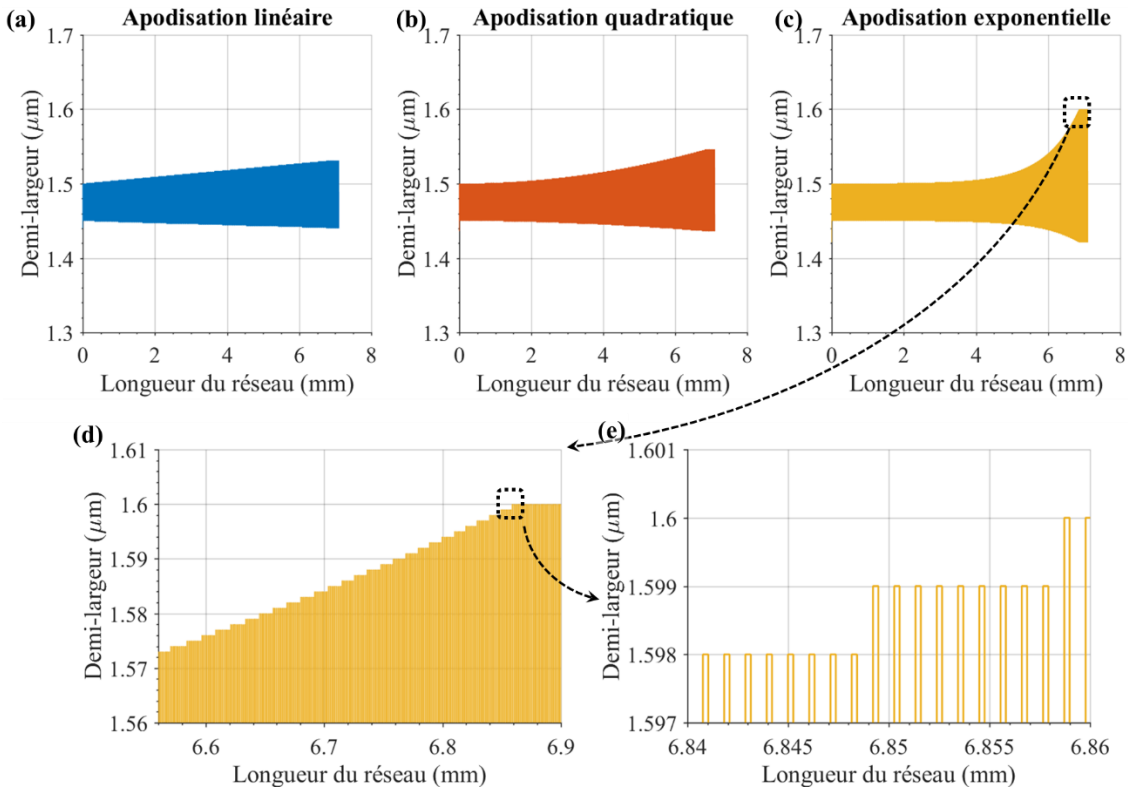


Fig. 48 : Tracé de la demi-largeur du réseau de Bragg pour des profils d'apodisation linéaire (a), quadratique (b), exponentielle (c). (d) et (e) sont des grossissements de l'apodisation exponentielle (c) permettant de distinguer l'indentation. L'origine de l'axe verticale représente le milieu du guide d'onde. Pour simplifier ce tracé explicatif, nous avons remplacé le décalage des ilots par une indentation classique équivalente donnant les mêmes indices effectifs. Nous nous imposons une granularité d'un nm pour correspondre à la grille de dessin de composants.

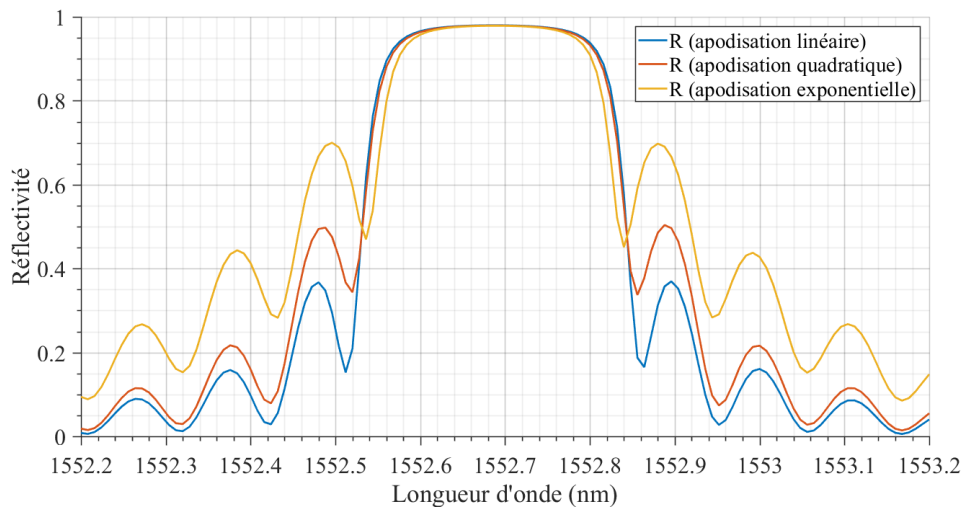


Fig. 49 : Simulation de réflectivités pour des réseaux de Bragg dont l'apodisation est linéaire (bleu), quadratique (orange), exponentielle (jaune). Les pertes de propagation sont considérées à 10 dB/m., et un guide d'onde passif de 1,2 mm a été placé avant le réseau pour tenir compte du début de la puce.

Sur la Fig. 49 sont représentées les réflectivités simulées des trois réseaux. S'ils témoignent des caractéristiques souhaitées ($FWHM \sim 320 \text{ pm}$ et $R_{max} \sim 98\%$), il est intéressant de relever que nos profils d'apodisation originales détériorent la réjection des lobes secondaires surtout dans le cas de l'apodisation exponentielle. Seule une apodisation conventionnelle, basé sur l'augmentation puis la diminution du coefficient κ , permet d'obtenir cette réjection.

- Apodisation par l'ordre

A présent, nous proposons une stratégie alternative pour l'apodisation. Pour obtenir κ le long du réseau, nous varions l'ordre utilisé. Un réseau d'ordre p ayant une constante de couplage κ_p valant κ_1/p [90], nous commençons par un grand ordre, puis nous augmentons au fur et à mesure la densité de l'indentation comme nous pouvons le voir sur la Fig. 50c. Deux structures de réseaux sont dessinées. Tout comme l'apodisation par changement d'amplitude de l'indentation, nous diminuons la largeur du guide pour conserver un indice effectif moyen constant.

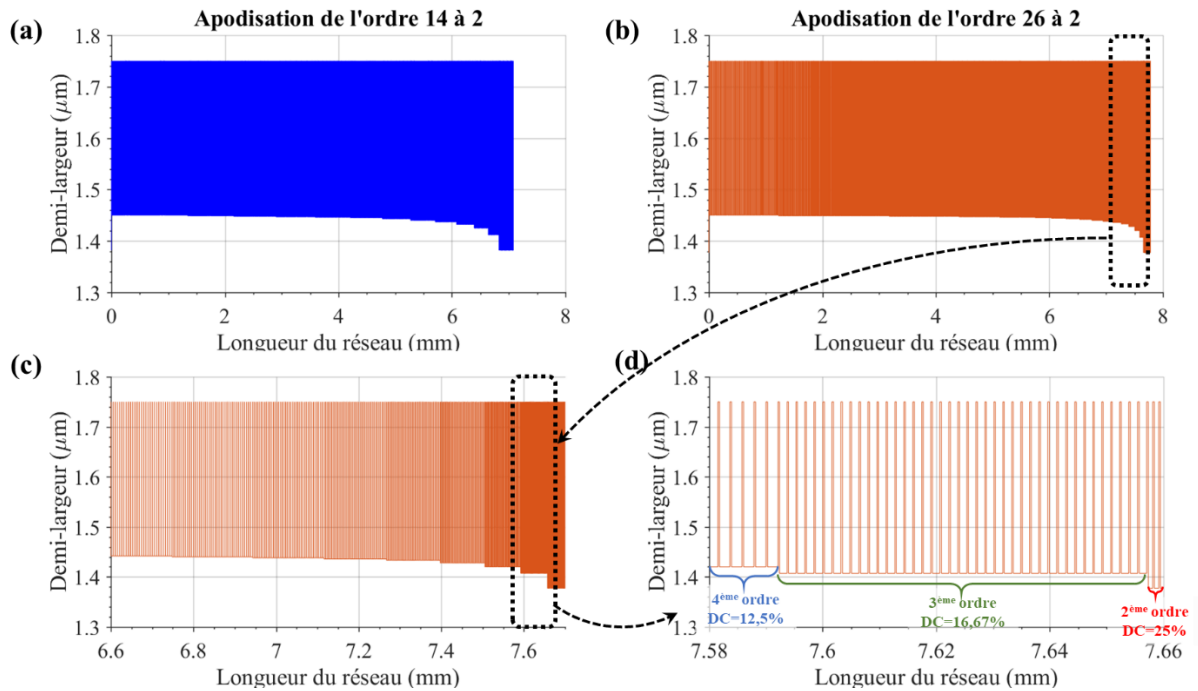


Fig. 50 : Tracé de la demi-largeur du réseau de Bragg pour des profils d'apodisation où l'ordre utilisé varie de 14 à 2 (a), et de 26 à 2 (b). (c) et (d) sont des grossissements du réseau (b). Chaque marche correspond à un réseau d'ordre différent.

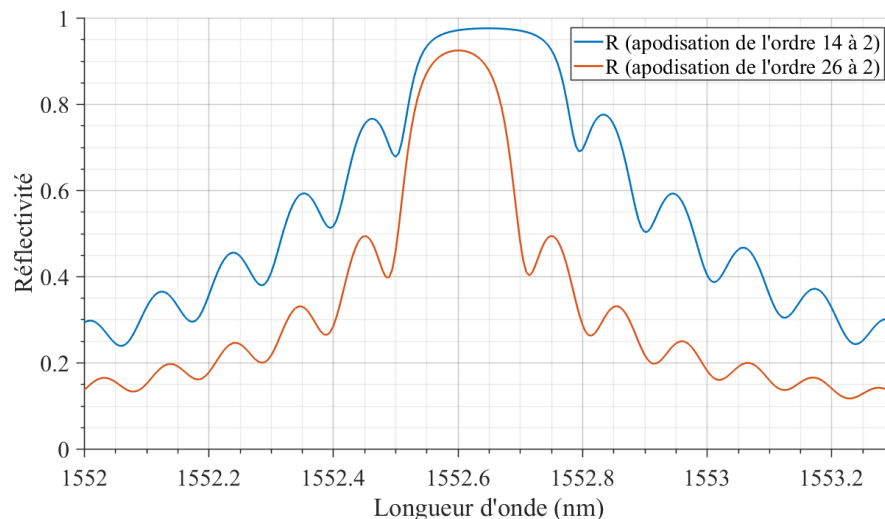


Fig. 51 : Simulation de réflectivités pour des réseaux apodisés par l'ordre. Les paramètres de simulation sont les mêmes qu'en Fig. 49.

Pour simplifier la création de ces structures, nous avons choisi une longueur de dent fixe de 264 nm, correspondant à $\lambda_B/4n_{eff}$ environ et nous avons suivi la méthode décrite en Annexe D. Ces réseaux

sont conçus avec un produit κL de 3,5 (Fig. 50a) et 2,2 (Fig. 50b). Nous en retrouvons la conséquence lors de la simulation de ces réseaux sur la Fig. 51 : l'apodisation de l'ordre 26 à 2 est plus faible en amplitude et plus étroite que l'apodisation de l'ordre 14 à 2. Tout comme l'apodisation précédente (Fig. 49), la réjection des lobes secondaires est faible et sera un point à surveiller lors des mesures.

Pour résumer cette partie, nous avons expliqué notre stratégie sur le choix du profil d'apodisation de notre réseau dans le but est particulier : augmenter la longueur de pénétration du réseau. Après avoir détailler la conception et la simulation de ces réseaux, nous avons proposé deux techniques d'apodisation que nous allons tester dans la partie suivante.

2.1.4.4. Mesures spectrales de réseaux de Bragg spectralement étroits

A. Banc de mesure

Dans cette partie, nous caractérisons différents réseaux de Bragg que nous avons conçu et fait fabriquer au CEA-Leti. Pour y parvenir, il est possible de réaliser un diagnostic par Optical Frequency Domain Reflectometry (OFDR) [182], [183], ou d'observer la réflectivité grâce à un analyseur de spectre optique (ASO) suite à l'injection d'un signal test (utilisé par exemple dans [180]). Nous utiliserons cette seconde méthode.

Pour injecter et analyser un signal de référence se propageant dans nos réseaux de Bragg, nous avons bénéficié d'un ASO à haute résolution muni d'un laser accordable (APEX Technologies ; modèle AP2043B). Il permet de balayer la longueur d'onde en émission grâce au laser tout en acquérant le spectre optique. L'analyse des fonctions optiques passives se fait donc facilement grâce au montage décrit sur la Fig. 52.

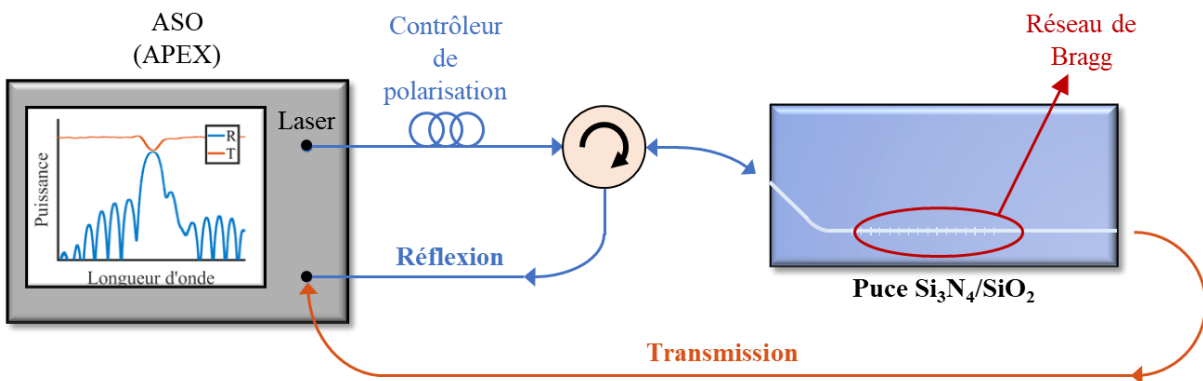


Fig. 52 : Croquis du montage de mesure de la réponse spectrale d'un réseau de Bragg. L'injection et l'extraction du signal sont effectuées à l'aide de fibre lentillée.

Pour mesurer la réflectivité, nous alignons la polarisation rectiligne du signal incident sur la polarisation TE du guide d'onde. Nos guides ayant moins de pertes sur cette polarisation, il suffit de maximiser le signal transmis grâce au contrôleur de polarisation pour s'en assurer.

Le montage de la Fig. 52 fournit des niveaux de puissance brute (P_R et P_T). La conversion en réflectivité R (ou en transmission T) se calcule au moyen de paramètres additionnels : la puissance d'entrée P_{in} , les pertes de couplage d'injection fibre à puce $\mathcal{P}_{c,in}$, celle d'extraction puce à fibre $\mathcal{P}_{c,out}$, et les pertes liées au circulateur \mathcal{P}_{cir} . En considérant des puissances linéaires (cad en mW), R et T s'écrivent ainsi :

$$R = \frac{P_R}{P_{in} \cdot \mathcal{P}_{c,in}^2 \cdot \mathcal{P}_{cir}} \quad (61)$$

$$T = \frac{P_T}{P_{in} \cdot \mathcal{P}_{c,in} \cdot \mathcal{P}_{c,out}} \quad (62)$$

Notons que nous ne considérons pas les pertes de propagation car celles-ci sont intrinsèques à notre fonction optique.

La difficulté de cette méthode de mesure réside dans l'évaluation des pertes de couplage. En effet si tous les autres coefficients sont constants et peuvent être déterminés au préalable, les pertes de couplage dépendent de l'opérateur et peuvent varier d'un composant à l'autre selon l'état de la facette optique. Rappelons que ces pertes de couplage peuvent être mesurées lors des mesures de pertes comme expliqué au paragraphe 2.1.3.2. Nous pouvons également comparer la puissance sortant d'un guide par une fibre lentillée puis par une sphère intégratrice. Pour donner un ordre de grandeur, les pertes de couplage puce-fibre sont typiquement de $5 \text{ dB} \pm 0,5 \text{ dB}$. Dans ce cas, l'incertitude relative de la réflectivité est de 25 %.

B. Mesures

Durant les travaux de cette thèse, nous avons conçu et mesuré de nombreux réseaux de Bragg afin de valider la théorie et les simulations des paragraphes précédents sur notre plateforme Si_3N_4 . Dans cette partie, nous mesurons les réponses spectrales des réseaux de Bragg dont nous avons expliqué la conception auparavant. Nous commencerons par comparer un simple réseau de Bragg, c'est-à-dire un réseau du 1^{er} ordre, avec des réseaux d'ordres élevés. Nous observerons ensuite un réseau à îlots, puis des réseaux apodisés par l'amplitude de l'indentation, et par l'ordre pour finir.

- Comparaison de différents ordres de résonance

En utilisant la méthode précédemment décrite (paragraphe A), nous avons mesuré des réflectivités de réseaux de Bragg sur la Fig. 53, dont les principaux paramètres sont décrits dans le Tableau 10. Nous comparons la Fig. 53 l'influence des ordres de résonance utilisée. Globalement, nous retrouvons bien une diminution de largeur spectrale et une réduction de l'amplitude de réflectivité à partir du 6^{ème} ordre.

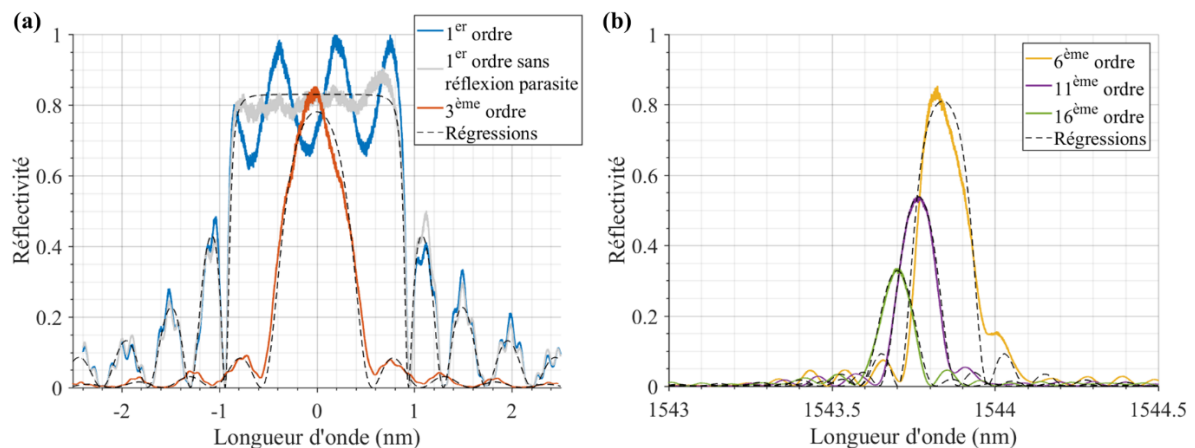


Fig. 53 : Mesures (traits pleins) et courbes théoriques (traits pointillés) des réflectivités de réseaux de Bragg à différents ordres. (a) La résonance du 1^{er} ordre (bleu) subit une oscillation de période 600 pm, correspondant à une cavité formée entre la fibre lentillée et la 1^{ère} interface du réseau de Bragg. Une fois l'oscillation soustraite, la courbe (grise) peut être approchée par une courbe théorique. (b) La résonance du 6^{ème} ordre a une forme asymétrique, deux hypothèses peuvent l'expliquer : une oscillation parasite de période de 90 pm lié à la taille du guide, et/ou un défaut de fabrication désalignant l'indentation de par et d'autre du guide.

Pour chaque réflectivité, nous avons tracé en pointillé les courbes théoriques correspondantes en utilisant l'équation (48) pondérée d'un facteur tenant compte des pertes de propagation estimées à 10 dB/m . Ce

facteur est obtenu par simulation du réseau concerné. Ces régressions permettent alors d’obtenir directement les constantes de couplage κ que nous reportons dans le Tableau 10. Pour cette configuration, nous atteignons pour la résonance du 16^{ème} ordre $\kappa \approx 0,93 \text{ cm}^{-1}$, pour une $FWHM = 110 \text{ pm}$, mais qui présente une faible réflectivité maximale de 33 % et un faible κL de 0,60. Ces résultats sont du même ordre de grandeur que ceux présentés dans [157].

Sur la Fig. 53b, nous avons laissé les abscisses en longueur d’onde absolue, afin de montrer un décalage vers le bleu lors de l’augmentation de l’ordre. En réalité, ce décalage s’explique par une diminution du rapport cyclique DC , qui diminue la proportion de n_{eff1} dans le calcul de $n_{eff,moy}$. Lorsque DC diminue, $n_{eff,moy}$ décroît et par conséquent $\lambda_B = 2n_{eff,moy}\Lambda$ également, comme nous l’observons en Fig. 53b. En effet, dans ce cas, nous n’avons pas compensé la variation d’indice moyen d’un réseau de Bragg à l’autre.

Paramètres de conception							Mesures			
Ordre	w_1 (μm)	w_2 (μm)	e_1 (μm)	e_2 (μm)	DC	L (mm)	R_{max}	$FWHM$ (pm)	κ (cm^{-1})	κL
1	3,4	2,5	0,264	0,263	50%	1,5	83%	1797	30	4,5
3	3,4	2,5	0,792	0,789	50%	1,5	78%	724	9,0	1,4
6	3,7	2,9	0,264	2,898	8,3%	6,5	81%	165	2,3	1,5
11	3,7	2,9	0,264	5,533	4,5%	6,5	53%	127	1,3	0,85
16	3,7	2,9	0,264	8,168	3,1%	6,5	33%	110	0,93	0,60

Tableau 10 : Caractéristiques et mesures principales des réseaux mesurés en Fig. 53. Les paramètres w_i et e_i sont respectivement la largeur du guide et la longueur du milieu i , avec $i \in \{1 ; 2\}$, de la même manière que dans la Fig. 35. R_{max} et κ sont données avec une incertitude relative de 10 %. Notons qu’il n’est pas possible de relier directement le produit κL à R_{max} à cause des pertes de propagation.

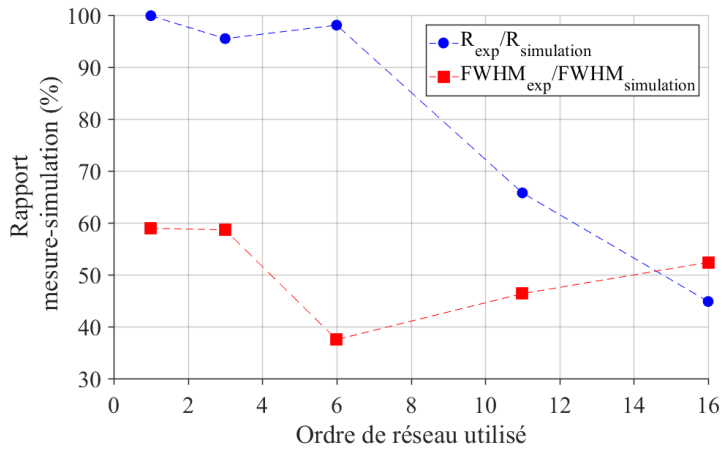


Fig. 54 : Illustration de l’accord expérience-simulation selon l’ordre du réseau.

Comme nous l’avons mentionné (2.1.4.3.A), le réseau du 1^{er} ordre se démarque par sa large $FWHM$ et sa forte amplitude. Toutefois, sa $FWHM$ est inférieure à nos prédictions faites lors de sa conception. A cause du rognage des motifs lié à la fabrication, la différence d’indice est réduite, et par conséquent les réflectivités sont spectralement plus fines et moins fortes en amplitudes que celles prévues par les simulations. Ces différences, relevées sur la Fig. 54, sont d’autant plus importantes pour R_{max} que l’ordre du réseau est élevé. En effet, ces réseaux sont plus sensibles aux défauts de fabrication, comme nous l’avons expliqué précédemment (2.1.4.3.C). D’autre part, l’accord entre la $FWHM$ simulée et mesurée n’est pas très bon, mais il est à peu près constant. Il est donc aisé de pré-compenser cet écart lors d’une prochaine conception.

- Réseau de Bragg à îlots

Le réseau de Bragg à îlots compense le défaut du réseau d'ordre élevé, il est moins sensible à la fabrication, la pré-compensation est plus simple à prévoir. D'autre part, sa conception permet de fournir une petite largeur spectrale. Nous proposons ici un réseau de Bragg dont les îlots sont espacés d'un gap de 547 nm de part et d'autre d'un guide de largeur $w = 2,9 \mu\text{m}$. Ces îlots sont des rectangles de longueur $e_1 = 264 \text{ nm}$, et de largeur 300 nm , régulièrement disposés tous les $\Lambda = 528 \text{ nm}$ sur $6,5 \text{ mm}$. Nous avons mesuré sa réponse spectrale en Fig. 55 : sa réflectivité exhibe une $FWHM$ de 177 pm et avec un $\kappa L = 2,3 * 0,65 = 1,5$. Ces caractéristiques répondent convenablement à notre objectif. Nous notons toutefois un bémol : les annulations de la réflectivité sont peu marquées et pourraient dégrader la fonction de filtrage. Des mesures complémentaires sont nécessaires pour comprendre l'origine de cette anomalie.

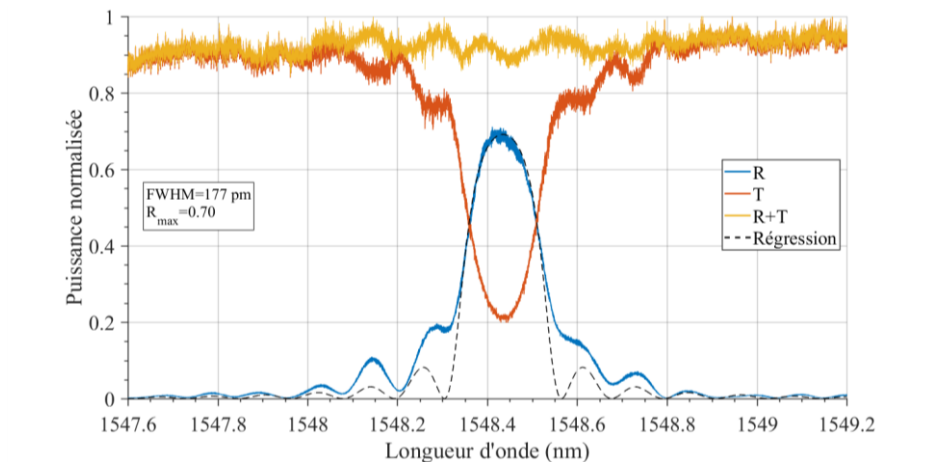


Fig. 55 : Réflectivité d'un réseau de Bragg à îlots. La $FWHM$ est la largeur à mi-hauteur de la réflectivité (R). T est la transmission. La régression est effectuée en utilisant la formule analytique (48).

- Réseaux de Bragg apodisés par une indentation variable

Comme expliqué dans la partie précédente (2.1.4.3.D), nous proposons ici des réseaux avec une apodisation, consistant à augmenter la différence d'indice (et donc le κ) de trois manières différentes sur un réseau de $7,1 \text{ mm}$ (Fig. 56). La perturbation d'indice est également réalisée par la présence d'îlots.

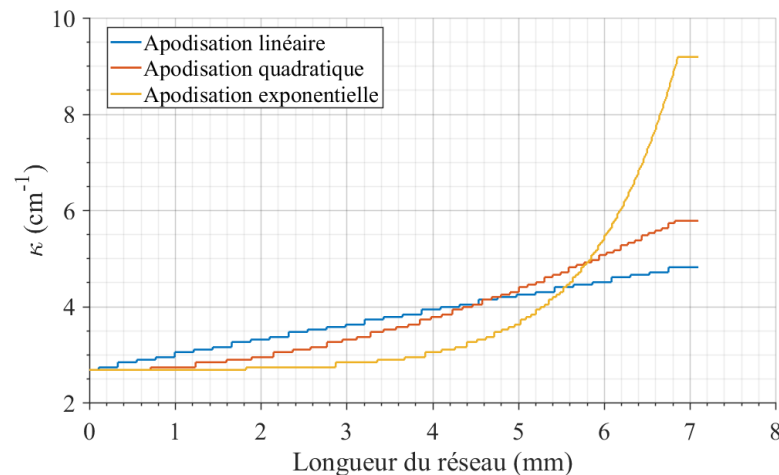


Fig. 56 : Simulation du κ estimé lors de la conception pour différents profils d'apodisation. Les marches d'escaliers des fonctions d'apodisation sont liées à la granularité de nos conceptions.

Les réponses spectrales de ces trois réseaux tracés en Fig. 57 montrent des comportements similaires comme prévu par nos simulations (Fig. 49) : la largeur spectrale et la réflectivité maximale sont toutes voisines de 200-240 pm et 80 % (contre 300-350 pm et 98 % en simulation). Notons que l'apodisation linéaire rejette le plus les autres modes de la réflectivité (~6 dB par rapport au lobe secondaire), comme en simulation (Fig. 49). Cette valeur est plutôt faible par rapport à la littérature [175] car ce n'était pas l'objectif de cette apodisation, comme expliqué lors de la conception (2.1.4.3.D).

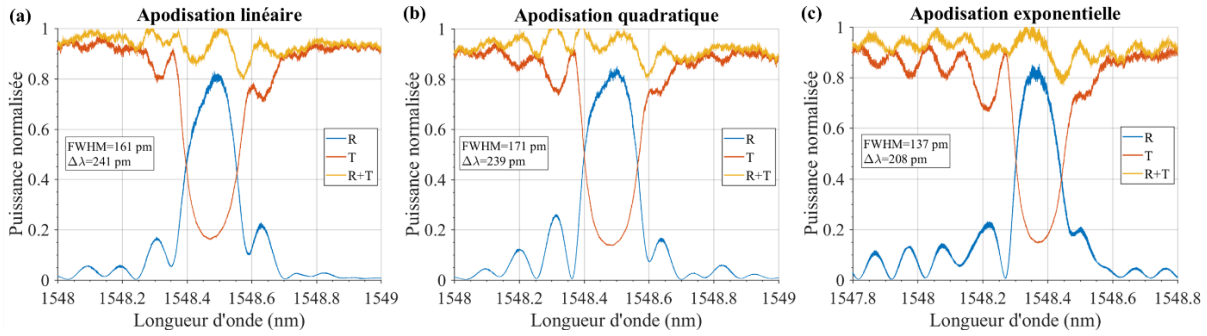


Fig. 57 : Mesures de réflectivité de réseaux de Bragg de longueur 7,1 mm, dont l'amplitude de l'indentation croît de manière linéaire (a), quadratique (b), et exponentielle (c). La FWHM est la largeur à mi-hauteur de la réflectivité (bleu) et $\Delta\lambda$ est la largeur de la réflectivité prise aux pieds de la courbe.

Ces mesures de réflectivités montrent une symétrie satisfaisante, signifiant que l'opération d'apodisation a été bien réalisée : il n'y a pas d'effet de chirp, détériorant la forme de la réflectivité. Toutefois, n'ayant pas réalisé de réseau témoin où le chirp n'aurait pas été compensé, nous ne pouvons pas conclure si le chirp est absent grâce à notre compensation (2.1.4.3.D et Annexe D), ou s'il est absent car étant négligeable de base.

Tout comme le réseau à îlots précédent, les caractéristiques de ces réseaux sont prometteuses au regard des réponses spectrales. Cependant ces réseaux ne pourront révéler leurs valeurs ajoutées qu'en configuration en laser hybride, et potentiellement leurs avantages vis-à-vis d'une conception classique purement périodique.

- Réseaux de Bragg apodisés par un ordre variable

Comme décrit précédemment (2.1.4.3.D), l'ordre de résonance utilisé augmente avec la position le long du réseau de Bragg. Nous proposons la mesure de deux réseaux reposant sur la décroissance progressive de l'ordre utilisé (et donc une croissance du facteur κ) (Fig. 58).

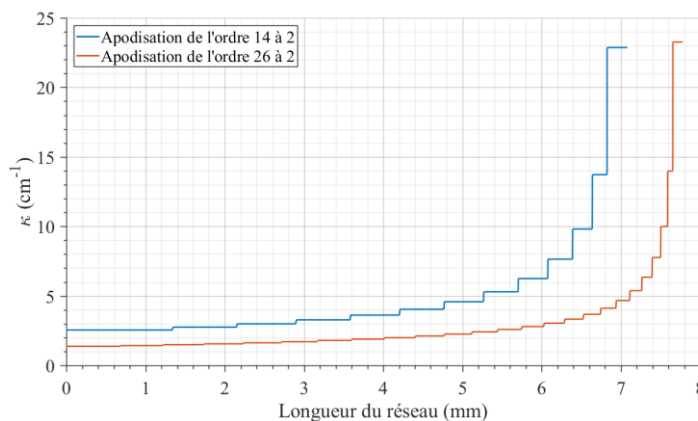


Fig. 58 : Simulation du κ estimé lors de la conception pour différents profils d'apodisation. Chaque marche des courbes représente une résonance de Bragg.

Les réponses spectrales de ces réseaux (Fig. 59) montrent une faible réflectivité avec un profil déformé vers les plus hautes longueurs d'onde. Si la largeur spectrale semble cohérente avec les résultats précédents (dont le profil d'apodisation est similaire), les autres caractéristiques sont très dégradées. Plusieurs hypothèses peuvent être avancées pour expliquer ces mesures :

- Les réseaux d'ordre élevé sont moins robustes que les réseaux à ilots face aux imperfections de fabrication.
- Le passage d'un ordre à l'autre affecte la réflectivité globale à cause du changement de périodicité trop brutale.
- Le chirp (induit par l'apodisation) est mal compensé et engendre un décalage de la longueur d'onde réfléchie vers le rouge.

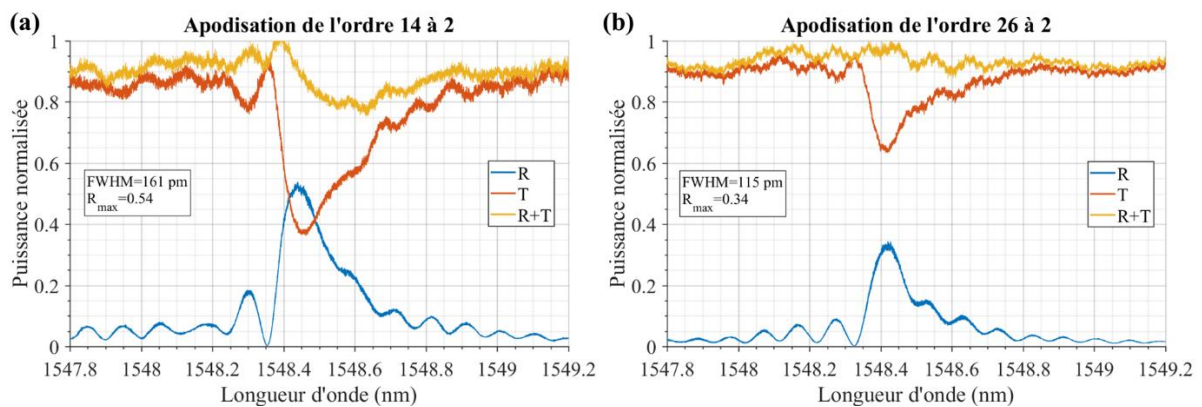


Fig. 59 : Mesures de réflectivité de réseaux apodisés par le changement de l'ordre. (a) Réponse spectrale du réseau passant de l'ordre 14 à l'ordre 2 sur 7,1 mm. (b) Réponse spectrale passant de l'ordre 26 à l'ordre 2 sur 7,8 mm.

La solution d'apodisation par l'ordre est donc complexe à utiliser, et semble ainsi assez limitée à cause des hypothèses mentionnées. Pour améliorer cette méthode d'apodisation, nous pourrions cependant travailler sur un changement de rapport cyclique en se basant sur les résultats de la Fig. 45 et des travaux [180].

En restreignant la comparaison aux réseaux que nous avons testés, il apparaît clairement que la modification de l'amplitude de l'indentation est une apodisation plus efficace que celle induite par le changement d'ordre. Comme nous venons de le mentionner, l'apodisation par ordre est soumise à de nombreux problèmes, mais il est victime d'une autre faiblesse de conception par rapport à l'apodisation à indentation variable. En effet, l'apodisation par l'ordre n'est que la succession de 14 ou 26 réseaux de Bragg à la suite dans nos conceptions (Fig. 59a et b), tandis que l'autre est la succession d'un grand nombre de réseaux très similaires. Pour le réseau présenté Fig. 57a, le nombre de périodes s'élève à 13225, signifiant que 13225 réseaux de Bragg pourraient effectuer théoriquement l'apodisation. En pratique, ce nombre est de 324 à cause de la granularité du procédé de fabrication.

Au bilan, nous avons conçu et caractérisé des réseaux de Bragg avec différentes stratégies pour atteindre nos objectifs ($FWHM \sim 200 \text{ pm}$ et $R \sim 80 \%$). Parmi ces derniers, une catégorie de réseaux de Bragg se distingue : les réseaux de Bragg à ilots apodisés en variant l'amplitude de la différence d'indice. Ils présentent une grande liberté de conception et peuvent être facilement améliorés en optimisant la fonction d'apodisation.

2.1.4.5. Réseaux de Bragg spectralement larges

En réalisant les réseaux de Bragg décrits précédemment, nous avons également conçu des filtres avec une largeur spectrale importante ($FWHM > 1 \text{ nm}$) pouvant être utiles pour d'autres applications, comme par exemple la réalisation d'un peigne de fréquence cohérent [184]. Bien que notre plateforme Si₃N₄ permettant de réaliser des guides à faible confinement ne soit pas très adaptée cause des faibles variations d'indice réalisables, les guides obtenus présentent des pertes très faibles. En ce sens, les possibilités de notre plateforme en termes de réalisation de filtre large bande méritent d'être évaluées.

Ces études se limitent aux conceptions les plus évidentes. Elles constituent les bases pour le travail entrepris par Yasmine Ibrahim, dans le cadre de sa thèse au sein de notre équipe.

A. Conception

La largeur spectrale d'un réseau dépend de la constante de couplage κ et de la longueur L d'après la formule rappelée au Tableau 9. Cette formule illustrée par la Fig. 37b montre qu'un filtre large bande requiert un fort κ et une longueur L réduite. Cependant, L doit être choisie en conception supérieure à $1/\kappa$ pour garantir une amplitude de réflectivité suffisante pour utiliser ce réseau dans une source hybride. Il faut donc essentiellement travailler sur κ , c'est-à-dire sur l'augmentation de la différence d'indice du réseau.

La conception du réseau dépend également si nous souhaitons accéder à la transmission dans la bande interdite ou seulement à la réflexion. La force du réseau κL doit être choisi en conséquence :

- Si nous souhaitons exploiter le signal transmis, la réflectivité ne doit pas excéder 95% par exemple, et donc le produit κL doit rester inférieur à 2,18.
- Si nous souhaitons exploiter seulement la réflexion du signal (et éventuellement le signal transmis en dehors de la bande interdite), la réflectivité peut être de 100%, et le produit κL peut être arbitrairement grand.

Pour obtenir un fort κ , nous utilisons un réseau de Bragg au 1^{er} ordre dont la largeur de guide varie fortement entre les milieux 1 et 2 du réseau. Cette méthode présente deux limites :

- L'augmentation de la largeur w_1 du milieu 1 a une influence finie sur l'évolution de n_{eff1}
- Il faut prendre en compte le facteur de confinement Γ du mode sur la zone du réseau dans le guide [148]. Pour une faible différence d'indice Δn , l'approximation que nous avons faite dans le cas d'un réseau avec une indentation de faible amplitude (cf. 2.1.4.3.A) n'est plus justifiée.

B. Mesures

Nous proposons ici l'analyse expérimentale de la réponse spectrale de trois réseaux de Bragg à large bande interdite photonique. La méthode de mesure a été décrite au paragraphe 2.1.4.4.A, et les paramètres de conception sont indiqués au Tableau 11. Sur la Fig. 60a sont représentés les niveaux de puissance en réflexion et transmissions de ces réseaux. Chaque couleur correspond à un réseau différent. Nous observons que ces 3 paires de mesures ont des niveaux de puissance différents, indiquant les différences des pertes de couplage lors de l'alignement des fibres lentillées avec la facette d'entrée des puces. Ces différences sont corrigées sur les réflectivités présentée sur les Fig. 60b-d. Cependant, nous pouvons noter qu'elles augmentent l'incertitude sur les valeurs maximales de la réflectivité.

Une régression par l'expression analytique (48) de ces profils de réflectivités permet d'extraire les caractéristiques usuelles des réseaux (cf. Tableau 11). Notons que la régression peut également être effectuée en simulant la réflectivité du composant passif. La Fig. 61 montre cette régression pour le

réseau de la Fig. 60c. L'accord théorie-expérience est meilleur, mais apporte peu d'informations supplémentaires. Pour extraire les caractéristiques des réseaux, nous utiliserons donc la régression analytique qui est plus simple et rapide à mettre en œuvre.

Au bilan, les résultats obtenus sont conformes à nos attentes :

- Ayant $L_b = L_c$ nous avons $FWHM_b < FWHM_c$, car $\Delta n_b < \Delta n_c$.
- Ayant $\Delta n_c = \Delta n_d$, nous avons $FWHM_c < FWHM_d$, car $L_c > L_d$

Les indices colorés font référence aux courbes de la Fig. 60b-d. Notons que nous avons une bonne correspondance (70% en moyenne) entre les $FWHM$ mesurées et celles simulées au préalable lors de la conception.

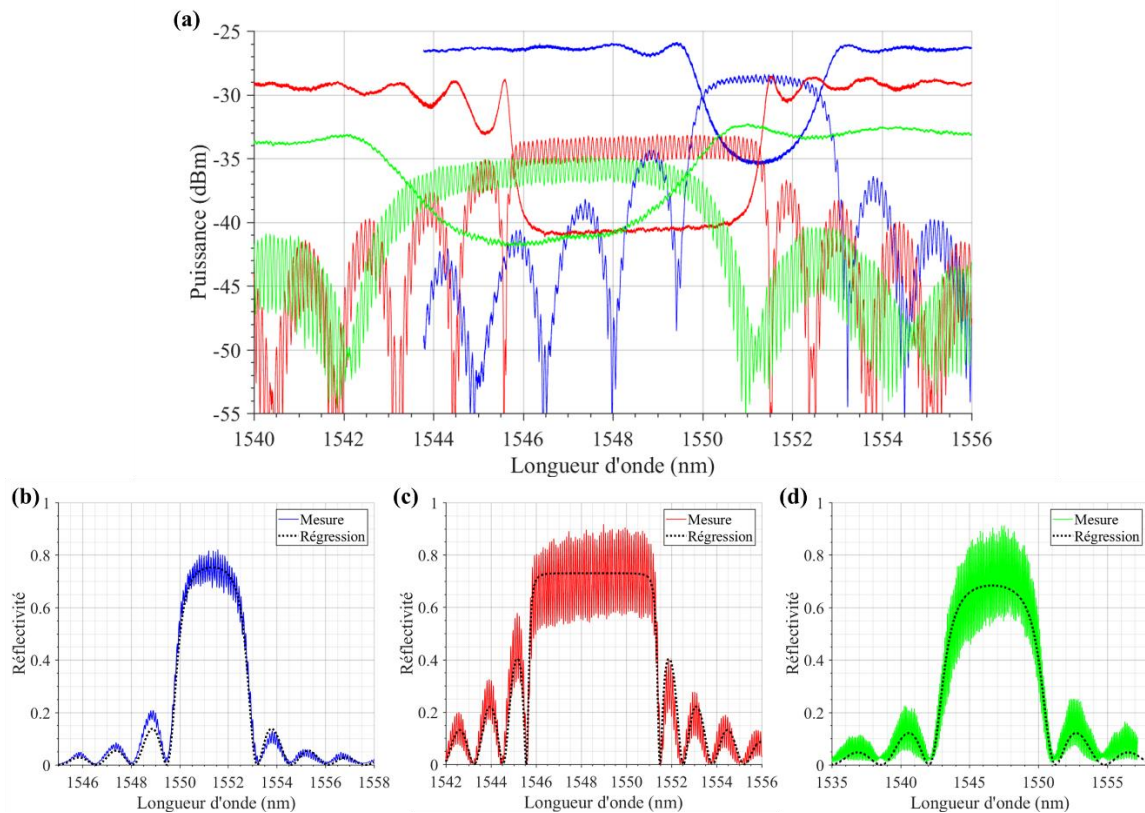


Fig. 60 : (a) Puissances mesurées en réflexion et transmission de réseaux de Bragg du 1^{er} ordre. La puissance du laser accordable pour tester la réponse des réseaux de Bragg est de -13 dBm. (b-d) Réflectivités issues de (a) avec des régressions basées sur la formule analytique (48). Toutes les mesures en réflexion sont affectées par une oscillation parasite autour de 11,5 GHz (92 pm), correspondant à un effet de cavité entre le début du guide et le réseau situé 8,5 mm plus loin.

Ces réseaux de Bragg peuvent être employés dans la réalisation d'une source hybride. Nous abordons ce sujet au paragraphe 2.2.4. Dans ce cas, pour extraire le signal du côté du composant passif, le produit κL ne doit pas être trop grand. Cependant, cette contrainte s'oppose à la réalisation d'un profil plat et régulier de la réflectivité. Par exemple, le réseau en Fig. 60c présente une réponse uniforme mais sûrement trop forte. Un compromis devra donc être trouvé ou un changement de conception sera nécessaire.

Au bilan, nos résultats montrent qu'il est possible de fabriquer avec notre plateforme Si_3N_4 fin, un simple réseau de Bragg avec une $FWHM$ de 7,05 nm, la différence de largeur de guide utilisées étant du même ordre de grandeur que celles rapportées dans la littérature [168]. Pour obtenir de meilleures

performances, il serait pertinent de considérer d'autres solutions à base d'un interféromètre de Mach-Zehnder avec une boucle de Sagnac comme proposé dans [185].

Paramètres de conception							Mesures			
Nom	w_1 (μm)	w_2 (μm)	e_1 (μm)	e_2 (μm)	DC	L (μm)	R_{max}	FWHM (nm)	κ (cm^{-1})	κL
(b)	3,9	2,7	0,264	0,264	50%	500	75%	2,88	41,9	3,1
(c)	3,9	2,0	0,264	0,264	50%	500	73%	5,68	102,7	5,1
(d)	3,9	2,0	0,266	0,266	50%	200	68%	7,05	102,7	2,0

Tableau 11 :Récapitulatif des principales caractéristiques et des mesures des réseaux présentés en Fig. 60. Les noms des paramètres sont décrits dans le Tableau 10. R_{max} et κ sont données avec une incertitude relative de 10 %.

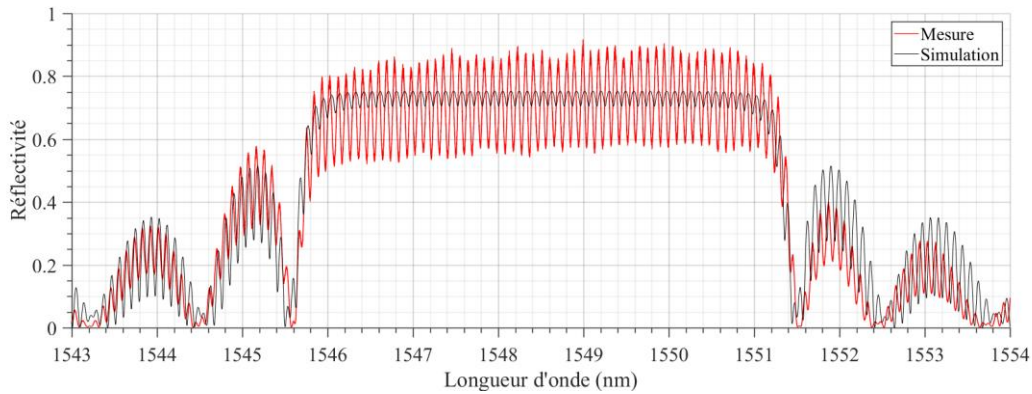


Fig. 61 : Réflectivité du réseau proposé en Fig. 60c, avec une régression obtenue par la simulation de la puce passive. Les caractéristiques obtenues par cette méthode sont similaires : $R_{max} = 73\%$, $FWHM = 5,62 \text{ nm}$ et $\kappa = 102,8 \text{ cm}^{-1}$.

C. Perspectives sur les réseaux de Bragg spectralement larges

Pour améliorer les performances de nos réseaux de Bragg (en termes de $FWHM$ et de profils), tout en conservant notre plateforme Si₃N₄ fin, plusieurs stratégies peuvent être considérées (et combinées).

La plus évidente serait d'augmenter encore la différence d'épaisseur au sein de réseau de Bragg. En effet, il a été montré qu'il est possible de créer un réseau de Bragg avec une différence de largeur de guide allant jusqu'à 4,0 μm [168].

Une 2^{ème} stratégie serait d'apodiser ces réseaux de Bragg pour supprimer les lobes latéraux devenant inconfortable pour des conceptions à fort κL (Fig. 60c). Cette apodisation souffre peu des limitations imposées par la fabrication vu l'importance de l'indentation. Il serait par exemple aisé de faire varier l'amplitude de la corrugation dans ce cas, comme dans [175]. Une autre méthode d'apodisation consisterait à varier le rapport cyclique [180].

Pour réaliser une longue cavité, en vue de réaliser des lasers à verrouillage de modes comme nous le montrerons au paragraphe 2.2.4, nous pouvons compenser la dispersion de la cavité subie par les différents modes directement dans le réseau. Pour cela, il suffit de réaliser un réseau Bragg chirpé, c'est-à-dire un réseau dont la période varie selon l'axe de propagation [174], [186].

Dans un second temps, nous pourrions tester des conceptions plus audacieuses basées sur une double périodicité sur l'amplitude de l'indentation comme décrit dans [187] ou une double périodicité sur le rapport cyclique [188].

Nous avons maintenant étudié et testé de nombreux réseaux de Bragg. Connaissant leurs caractéristiques, nous allons pouvoir les utiliser en aboutement avec un milieu à gain dans la partie suivante.

2.2. Laser hybride DBR

Cette partie a pour objectif l'étude de cavités hybrides. Celles-ci sont composées d'un milieu à gain et d'un réseau de Bragg intégré dans un guide d'onde passif. Nous avons décrit ce dernier dans le paragraphe précédent et allons maintenant décrire le milieu à gain utilisé. Nous verrons ensuite le couplage des deux composants donnant une source hybride. En particulier, nous mesurerons de près les lasers hybrides monomodes. Enfin nous concluons par la mesure de lasers à cavité centimétriques pour la génération de peignes de fréquences.

2.2.1. Amplificateur optique à semiconducteur réfléchissant (RSOA)

Dans nos cavités hybrides, le milieu à gain est un amplificateur optique à semi-conducteur (SOA), dont une des facettes est traitée Haute Réflectivité (HR). Ce composant, communément appelé RSOA, a pour rôle ici de fournir le gain de la cavité hybride. Durant ces travaux, nous avons bénéficié de composants RSOA matures de notre laboratoire (III-V Lab). Nous rappelons succinctement leur fonctionnement et nous donnons les caractéristiques principales dans le but de mieux appréhender la cavité hybride. Pour plus d'informations, le lecteur est invité à lire des travaux de thèse plus centrés sur ce sujet [189]–[191].

La structure verticale du RSOA est constituée d'une jonction P-I-N, dans laquelle se produit l'émission de photons. Les électrons venant de la région dopée N, et les trous venant de la région P, la génération de photons est réalisée par la recombinaison radiative des paires électrons-trous dans la zone Intrinsèque. Les photons émis ont une énergie proche de l'énergie de gap du semiconducteur en InP pour notre cas. Cette recombinaison radiative se fait sous forme d'émission stimulée ou spontanée. Les photons spontanés peuvent générer des photons par émission stimulée, donnant lieu à l'émission spontanée amplifiée (ASE) [90]. L'ASE apparaît lorsque le courant injecté dans la zone active dépasse le courant de transparence, c'est-à-dire lorsque le gain matériau compense les pertes du composant. Ces pertes sont essentiellement dues aux pertes miroirs et à l'Inter-Valence Band Absorption [192].

La structure du RSOA utilisée dans nos expériences est celle schématisée sur la Fig. 62. Le milieu à gain est fourni par six puits quantiques (MQW pour Multi Quantum Well) en InGaAsP. La structure dite à semelle contient une couche d'indice ajustée sous les puits quantiques : l'indice optique du matériau de la semelle a une valeur intermédiaire entre ceux de la zone active et du substrat dopé N. Cette semelle délocalise le mode optique sur la zone dopé N et le rend asymétrique. Par conséquent, le mode optique recouvre moins la zone dopé P qui est celle engendrant le plus de pertes. Les pertes optiques du mode sont moins élevées et le facteur de bruit du RSOA est limité, compris entre 6 et 8 dB. Cette structure asymétrique est retrouvée dans la littérature sous le nom de SCOWA (Slab Coupled Optical Waveguide Amplifier [193]). Une autre particularité de notre structure est que le ruban de la zone active est enterré par des caissons latéraux en matériaux semi-isolants en InP dopé fer. Cette technique est plus connue sous le nom de SIBH (Semi Insulated Buried Heterostructure [194]). Le matériau InP:Fe ayant un indice de réfraction plus faible que les autres matériaux, le mode optique ne s'y propage pas et son indice optique permet d'obtenir un mode optique plus grand et quasi-circulaire. En revanche, ce matériau facilite l'échange thermique permettant une meilleure tenue du composant à haute température. Ce matériau possède l'avantage d'être semi-isolant, le courant injecté circule donc principalement dans la jonction PIN (Fig. 62b).

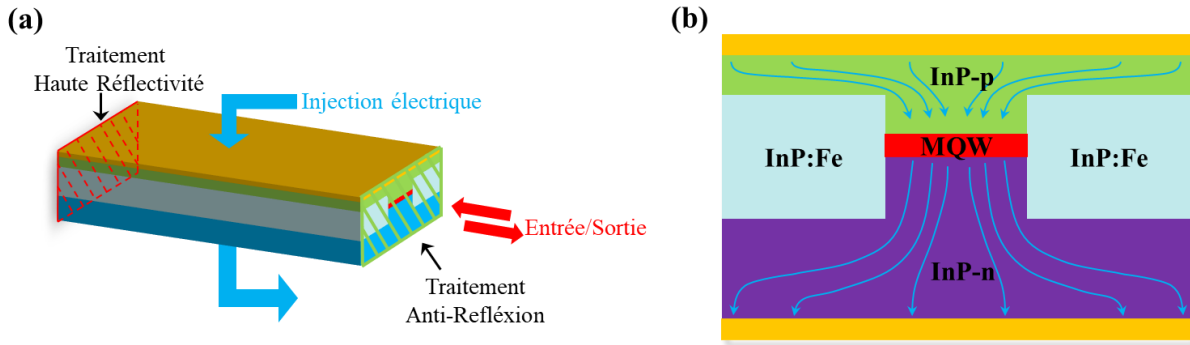


Fig. 62 : Structure du RSOA employé dans nos lasers hybrides en perspective (a) et en vue de coupe (b).

Une des plus grandes difficultés dans la réalisation des SOA (et des RSOA) est de réduire les réflectivités des facettes d'entrée et de sortie pour éviter un effet laser dans la cavité. Ce problème est d'autant plus important dans le cas des RSOA, car il possède déjà un traitement HR sur une facette. Pour remédier à cette complication, deux solutions sont conjointement utilisées : un traitement AR est appliqué sur l'autre facette (Fig. 62a), et le ruban de sortie est incliné par rapport à la facette (Fig. 63), comme nous l'avons déjà évoqué à la partie 2.1.1.3. Nous en profitons pour rappeler dans ce schéma que la conséquence de l'angle pris par le ruban du RSOA impose un angle précis pour le composant passif abouté.

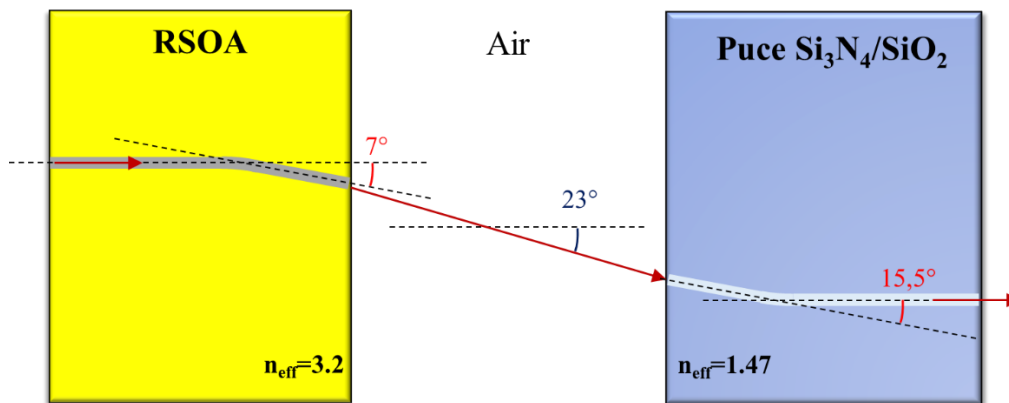


Fig. 63 : Schéma illustrant les angles pris par les guides d'onde dans le composant actif (7°) et le composant passif (15,5°) pour respecter la loi de Descartes

Notre RSOA a une longueur de 1 mm et une largeur typique de 3,5 μm, assurant un gain suffisant pour compenser les pertes de la cavité hybride. Pour avoir une rapide estimation de la plage du gain, nous mesurons directement l'ASE (cf. Fig. 64). En augmentant le courant, nous notons un élargissement spectral de l'ASE. Son origine est multiple :

- L'ASE est élargie vers le bleu lorsque l'injection électrique croît, car cette augmentation permet le peuplement des niveaux d'énergie supérieurs dans les puits quantiques (donc de plus faibles longueurs d'onde).
- L'ASE est plus importante vers le rouge lorsque l'injection électrique croît, car le gain différentiel est plus faible à grande longueur d'onde. La puissance de saturation est par conséquent plus élevée et ces longueurs d'onde sont davantage amplifiées.

La Fig. 64 permet de visualiser un net élargissement vers le bleu lorsque le courant croît, de même qu'une augmentation continue de l'ASE pour les grandes longueurs d'onde (> 1600 nm). La montée

en température ($\propto RI^2$) diminue l'efficacité du RSOA pour les fortes puissances. La puissance de saturation en sortie des RSOA utilisés vaut ~ 100 mW.

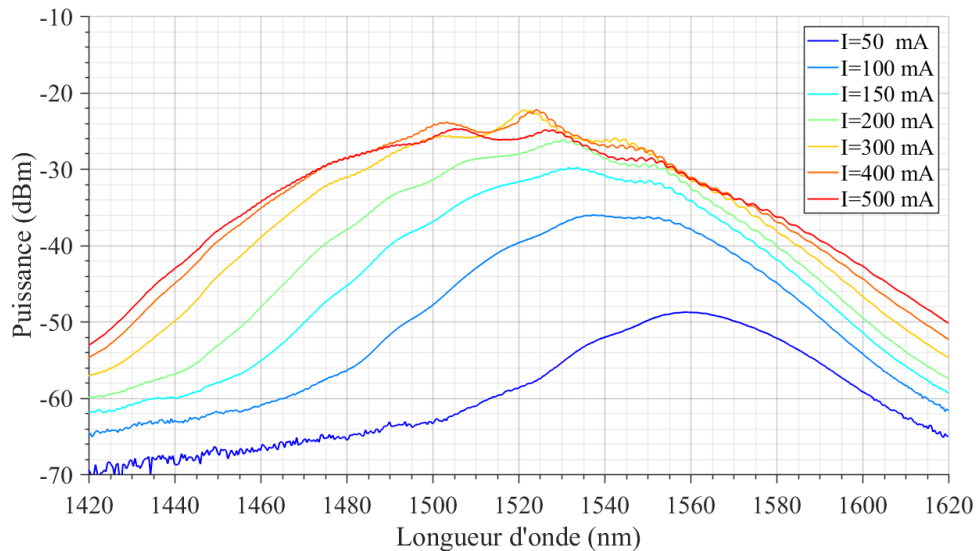


Fig. 64 : Courbes d'émission spontanée amplifiée du RSOA pour différents courants pour une consigne de température de 25°C. L'oscillation locale de 2 nm (250 GHz) est potentiellement dû à la résolution de l'analyseur de spectre optique utilisé. Le « ripple » (réflexion parasite interne au RSOA) n'est pas visible avec la résolution utilisée.

2.2.2. Etude et réalisation du couplage actif/passif

Pour obtenir une source hybride dont le couplage des composants est réalisé par la tranche (c'est-à-dire par « butt-coupling », ou encore « edge-coupling »), il est essentiel de maîtriser ce couplage. L'objet de cette partie sera d'expliquer les différents procédés de couplage et leur caractérisation, les aspects pratiques et technologiques ayant déjà été décrits dans la partie 1.2.2.

Les performances d'un laser hybride, que nous avons présenté au 1^{er} chapitre (paragraphe 1.3), sont liées aux pertes de couplage du composant actif et du composant passif. Plusieurs études ont quantifié l'impact significatif des pertes de couplage [195], [196]. S'il est aisé de comprendre ce point, il est parfois relégué au second plan dans les publications devant l'effet d'annonce de faibles pertes dans le composant passif, ou au profit d'une conception d'un filtre passif complexe. Pourtant il est inutile de vouloir coupler un composant actif avec un composant passif avec des pertes de propagation à l'état de l'art, si les pertes de couplage sont très élevées.

Prenons l'exemple d'une cavité hybride de 10 cm de long. Sur la Fig. 65, nous calculons les pertes associées au trajet d'un photon pour différentes pertes de propagation et différentes pertes de couplage avec le composant actif (sans compter les pertes miroirs). Dans ce cas, dès que les pertes linéiques dans le milieu passif sont inférieures à 10 dB/m, les pertes totales ne dépendent peu de ces pertes de propagation. Il est par contre important de prêter attention aux pertes induites par le couplage. Notons qu'une fois les pertes de couplage optimisées, l'attention se portera sur le composant actif : la 1^{ère} étape est de réduire légèrement sa taille s'il est possible de conserver un gain suffisant.

Un argument supplémentaire en faveur de l'optimisation des pertes de couplage est que plus les pertes de couplage sont élevées, plus le risque d'observer une oscillation dans la sous-cavité constituée par le composant actif seul avec comme miroir de sortie l'interface actif/passif est important. Cependant, dans notre cas, les angles utilisés (Fig. 63) en sortie du RSOA et du composant passif limitent ce phénomène.

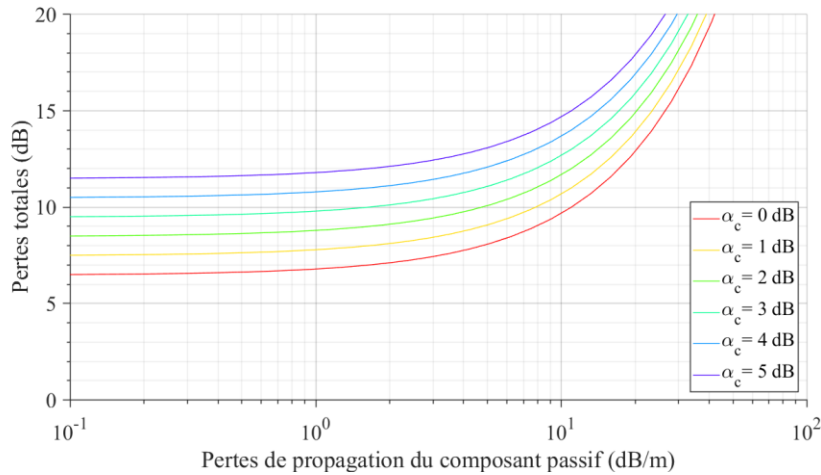


Fig. 65 : Calcul des pertes d'un trajet simple d'un photon traversant un composant actif en InP (longueur=1 mm, indice=3,2, pertes=10 cm⁻¹), puis un composant passif en Si₃N₄ (longueur=10 cm, indice=1,5) pour différentes pertes de couplage α_c , et différentes pertes de propagation dans le composant passif.

Pour optimiser ce couplage, nous avons décrit notre approche consistant à concevoir pour le composant passif un adaptateur de mode dont la divergence coïncide avec celle du composant actif⁶.

Maintenant que nous saisissons l'enjeu autour des pertes de couplage, nous allons expliquer comment coupler ces deux composants et comment mesurer les pertes de couplage.

2.2.2.1. L'assemblage de la cavité hybride

Le couplage par la tranche d'une source hybride est une étape délicate et de plus complexe à automatiser. En 2020, ce type de composant est peu produit en quantité industrielle entre autres à cause de cette difficulté. Les sources hybrides par butt-coupling dépassent rarement le stade de démonstrateur pour atteindre la commercialisation. Les techniques de couplage sont rarement détaillées à notre connaissance. Mentionnons que la société RIO commercialise des lasers hybrides [77], montrant la viabilité de ce type de laser pour des volumes de production modérés.

Au cours de ces travaux, nous avons développé un banc spécifique (Fig. 4b) permettant d'approcher un composant passif d'un composant actif. Chaque composant est posé sur un support différent asservi en température grâce à un module Peltier. Le déplacement d'un des deux supports est ensuite contrôlé par des cales piézo-électriques. Ce type de couplage sera dénommé couplage dynamique dans ce manuscrit.

Par opposition à ce couplage dynamique, un membre du laboratoire, Philippe Charbonnier, a développé des prototypes où les deux composants sont collés sur une même embase, figeant alors le couplage. Ce composant sera dénommé sous-module.

Enfin, un projet en collaboration avec l'entreprise Lumibird, nous a permis de conditionner (« packaging ») cette source hybride pour en faire un module butterfly.

Mentionnons qu'il existe également des variantes d'intégration comme par exemple le « flip-chip » (le fait de reporter le RSOA sur le composant passif) [70], [196].

Le couplage étant l'élément bloquant d'une industrialisation à grande échelle, la communauté scientifique, les fonderies et les programmes gouvernementaux de recherche se focalisent sur cette

⁶ Une méthode complémentaire dont nous n'avons pas eu l'opportunité d'exploiter aurait été de simuler les pertes de couplage à l'aide de la méthode d'Eigenmode Expansion (EME) grâce (par exemple) au logiciel Lumerical.

thématique : il est donc probable de voir apparaître des solutions d'intégration innovantes dans les prochaines années.

2.2.2.2. Mesures de pertes de couplage

Le coefficient de pertes de couplage, quantifiant la perte de puissance lors du passage d'un composant à l'autre, peut être complexe à estimer. Nous décrivons ici deux méthodes que nous avons utilisées pour sa mesure.

A. Recouvrement des champs lointains

Une première estimation des pertes de couplage consiste à calculer le recouvrement des profils en divergence des deux composants. Elle est fondée sur les régressions gaussiennes des divergences (méthode décrite au paragraphe 2.1.1.3.B). L'avantage de cette méthode est de donner un aperçu rapide du minimum des pertes de couplage pour un alignement optimal. Par contre, elle suppose, d'un part, que le couplage entre les deux composants est optimal, et que, d'autre part, les faisceaux sont gaussiens. Enfin, il faut tenir compte des pertes de puissance induites par l'interface air/Si₃N₄. Ces dernières se déduisent simplement des coefficients de Fresnel en considérant les angles décrits sur la Fig. 63. Ainsi dans notre cas, cette interface induit 0,2 dB de pertes supplémentaires.

Afin de simplifier nos calculs, nous supposons que les modes optiques sont peuvent être modélisés par des produits de deux fonctions (f et g) décrivant chacune séparément le comportement horizontal (angle θ) et vertical (angle ψ) du mode : $Mode(\theta, \psi) = f(\theta).g(\psi)$. Pour calculer les pertes issues du recouvrement des champs lointains, nous utilisons donc les mesures de champ lointain réalisées pour les axes horizontal et vertical. Une régression gaussienne (*Gauss*) est effectuée sur l'intensité normalisée de la mesure de champ lointain horizontal (*Hor.*) puis vertical (*Vert.*). Nous notons ces régressions $Gauss_{Hor.}^{Passif}(\theta)$, $Gauss_{Vert.}^{Passif}(\theta)$, $Gauss_{Hor.}^{Actif}(\theta)$, $Gauss_{Vert.}^{Actif}(\theta)$, avec θ l'angle de divergence dans le plan horizontal. Les pertes de recouvrement pour l'axe horizontal s'expriment alors [197] :

$$Pertes_{Hor.} = \frac{\left| \iint \sqrt{Gauss_{Hor.}^{Passif}(\theta_1)} \sqrt{Gauss_{Hor.}^{Actif}(\theta_2)} d\theta_1 d\theta_2 \right|^2}{\left| \int Gauss_{Hor.}^{Passif}(\theta) d\theta \right| \cdot \left| \int Gauss_{Hor.}^{Actif}(\theta) d\theta \right|} \quad (63)$$

En écrivant de manière similaire les pertes sur l'axe vertical, et en considérant les pertes d'interface air/Si₃N₄, nous obtenons finalement l'expression suivante :

$$Pertes_{Couplage} = Pertes_{Interface} * Pertes_{Hor.} * Pertes_{Ver.} \quad (64)$$

En mesurant les divergences d'un RSOA et d'un composant passif à l'aide du montage décrit en B, et en tenant compte des pertes liées à l'interface, le minimum de pertes de couplage atteignables est estimé à 0,33 dB.

B. Mesure du photocourant

En pratique, les pertes de couplage sont bien supérieures à 0,33 dB à cause des défauts d'alignement, et parce que les modes des deux composants ne sont pas parfaitement gaussiens. Pour obtenir une estimation plus réaliste, nous présentons ici une autre méthode. Comme schématisé en Fig. 66, nous injectons un signal laser polarisé TE par la sortie du laser, dont nous connaissons la puissance. Nous prenons soin d'utiliser une longueur d'onde en dehors de la bande de réflectivité du réseau de Bragg. Contrairement à son fonctionnement habituel, nous alimentons le RSOA comme une diode en

polarisation inverse en fixant sa tension à $-1 V$. La source d'alimentation nous indique alors le photocourant généré par le laser test parcourant le RSOA. En supposant que toute la puissance optique injectée dans le RSOA est absorbée (hypothèse réaliste confirmée par des tests similaires réalisés sur des SOA de même conception donnant une absorption estimée à 98 % pour un RSOA de 1 mm), nous pouvons déduire la puissance optique injectée dans le RSOA en supposant que la responsivité est celle d'une photodiode idéale ($1,25 A/W$). Par exemple, en injectant un signal de $76 \mu W$, nous avons relevé une variation de photocourant de $11 \mu A$, équivalent à une puissance équivalente de $8,7 \mu W$. Nous en déduisons des pertes de $9,4 dB$. Dans ces pertes, nous estimons les pertes de propagation dans le composant passif négligeable. Cependant nous avons mesuré en partie 2.1.3.3 des pertes d'insertion fibre à puce de $5 \pm 0,5 dB$. Dans notre expérience, les pertes de couplage étaient donc de $4,4 \pm 0,5 dB$. Bien que cette mesure ne représente peut-être pas les meilleurs couplages que nous avons pu réaliser, cette valeur témoigne de la difficulté à réaliser un bon couplage pour atteindre la valeur minimale estimée à $0,32 dB$. Pour réduire ces pertes, une possibilité serait d'introduire un liquide d'indice entre le RSOA et le composant passif [68], ce gel remplacerait l'éventuelle lame d'air entre les deux composants. La déformation du faisceau serait alors réduite entre les deux composants.

Les pertes mesurées se situent dans la moyenne des valeurs rapportées dans la littérature : dans [57], [73], [196], les pertes de couplage sont respectivement de 1, 1,5 et 8,5 dB. De multiples raisons peuvent expliquer nos pertes : mauvais alignement dû à un parallélisme imparfait des deux composants, facettes optiques dégradées, erreurs d'estimation dû à un mauvais couplage fibre à puce dans la mesure du photocourant, ... Pour comprendre la cause principale de cette différence, une piste serait d'investir dans un nouveau banc permettant de contrôler la position du composant passif automatiquement. Nous pourrions alors observer les variations de photocourant en traduisant le composant passif (et la fibre insérant le signal test) par rapport au RSOA. Avec un système automatisé, nous pourrions relever les pertes de couplage optimales.

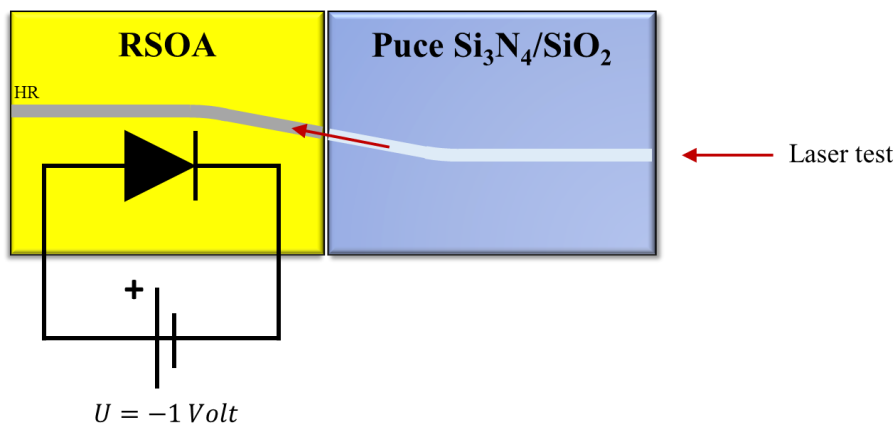


Fig. 66 : Principe de la mesure de pertes de couplage via le relevé de photocourant généré par un signal test.

Notons que ce type de mesure n'est pas applicable à un laser hybride packagé dont la sortie optique aurait des pertes inconnues ou qui comprendrait un isolateur optique intégré.

Pour mesurer les pertes de couplage dans un couplage dynamique, il est également possible de coupler un guide sans réseau de Bragg pour mesurer seulement l'ASE. En comparant avec l'ASE mesuré directement en sortie du RSOA, il est alors possible d'estimer les pertes de couplage. Notons qu'il est trop complexe de réaliser cette expérience directement avec un réseau de Bragg en se plaçant sous le seuil du laser, car les niveaux de puissance sont très faibles et le réseau de Bragg filtre une partie de

l'ASE. En plus de ces méthodes, il est bien sûr possible d'évaluer qualitativement la qualité de couplage en comparant les seuils lasers, les niveaux de puissance émis, et les largeurs de raie atteintes.

Maintenant que nous avons décrit comment coupler le composant actif et le composant passif, nous pouvons nous consacrer à l'étude des cavités hybrides dans la partie suivante.

2.2.3. Caractérisation d'un laser hybride monomode

Les lasers hybrides que nous concevons sont des lasers DBR et comme présenté en 1.3, leur fonctionnement dépend entre autres du positionnement spectral du mode laser dans la plage de réflectivité R_{Bragg} du réseau de Bragg. Nous nous référons au terme de désaccord (ou décalage) pour nommer la différence fréquentielle entre le mode longitudinal (noté λ_{laser}) et le centre de R_{Bragg} (noté λ_{Bragg}). Le désaccord pour un laser DBR peut être contrôlé de plusieurs manières :

- En modifiant la longueur optique nL de la cavité. L'intervalle spectral libre (56) est alors modifié, et entraîne une translation spectrale des modes longitudinaux pouvant osciller dans la cavité. Cette modification se fait principalement par effet thermo-optique :
 - En augmentant le courant du RSOA, son indice matériau augmente par effet thermique dans notre cas. Il s'agit du principal levier utilisé dans nos travaux.
 - Une section de phase peut être ajoutée dans la cavité. Son échauffement permet de varier localement l'indice matériau et de modifier nL .
- En tradant spectralement R_{Bragg} par échauffement du réseau, grâce à l'emploi de chaufferettes. Ce procédé sera décrit dans la partie 2.2.3.7.

Le désaccord peut donc facilement varier, ce qui est un avantage pour moduler le laser en fréquence en vue d'applications lidar par exemple [36]. Néanmoins, lorsque ce désaccord est trop élevé, le mode laser sort de la plage R_{Bragg} , provoquant son extinction. Selon la concordance entre l'ISL de la cavité et la $FWHM$ de R_{Bragg} , un autre mode laser peut osciller à ce moment, conduisant à un saut de mode. L'objet de cette partie est d'une part évaluer les performances de ce type de laser, et d'autre part comprendre l'impact du désaccord et des sauts de mode sur ces dernières. N'ayant pas de sections de phase, et très peu de chaufferettes sur nos composants, nous analyserons essentiellement les variations induites par le courant d'injection.

Nous commencerons par des mesures de puissance et de spectres optiques. Il s'agira de caractériser différents profils de puissance optique en fonction du courant de pompage du RSOA au regard du réseau de Bragg utilisé. Puis, nous nous focaliserons sur une conception particulière en mesurant simultanément les puissances et les spectres optiques en fonction du courant.

Nous nous pencherons ensuite sur les largeurs de raie de nos composants, puis sur le bruit de nos lasers. Nous évaluerons rapidement les vitesses d'accord continu, puis nous terminerons par le contrôle du désaccord par l'usage de chaufferettes. L'ensemble de ces mesures a pu être réalisé par l'écriture de programmes spécifiques interfaçant l'ensemble des appareils de mesure.

2.2.3.1. Mesures de puissance optique

Lors de l'étude menée au chapitre précédent (cf. 1.3.2), nous avons fait une première évaluation du comportement monomode des lasers DBR hybrides au regard de la largeur du réseau de la $FWHM$ de R_{Bragg} et de l'ISL du laser. Nous avons obtenu des premières conclusions sur les profils de $P(I)$ attendus, nous allons ici les comparer à l'expérience. Reprenons la Fig. 18 qui est proche de nos mesures : nous avons relevé qu'un mode laser peut davantage osciller sur le flanc rouge de R_{Bragg}

($\lambda_{laser} > \lambda_{Bragg}$) et que sur son flanc bleu ($\lambda_{laser} < \lambda_{Bragg}$). Par ailleurs, d'autres mécanismes interviennent sur la $P(I)$:

- Pour un gain g donné (sans tenir compte de la saturation dans le milieu à gain), la puissance de sortie d'un laser augmente lorsque la réflectivité $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ de la facette de sortie diminue.
- Pour un courant d'injection fixe, la puissance d'un amplificateur à semiconducteur décroît lorsque son gain augmente (Fig. 67), d'après la relation suivante [198] :

$$G = G_0 \exp\left(-\frac{G-1}{G} \frac{P_{out}}{P_{sat}}\right).$$

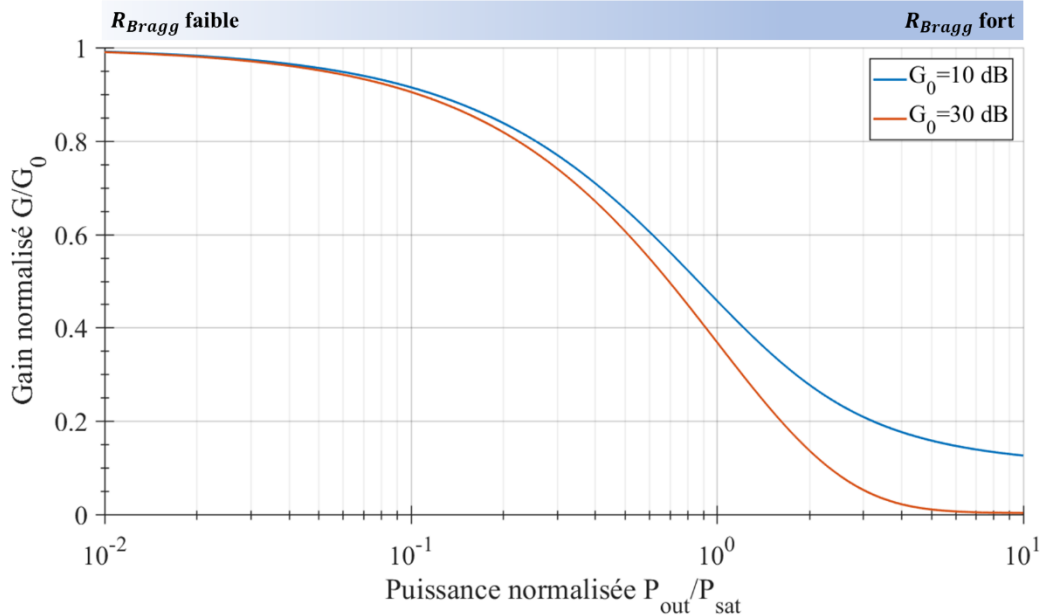


Fig. 67 : Gain saturé normalisé en fonction de la puissance normalisée émise par un SOA. Une forte (faible) R_{Bragg} nécessite un faible (fort) gain pour l'oscillation laser, une légère variation de R_{Bragg} entraîne une faible (forte) variation de la puissance émise.

Comme expliqué au chapitre précédent (cf. 1.3.2), l'augmentation du courant I induit une augmentation de la longueur d'onde λ_{laser} jusqu'au saut de mode. Par conséquent, la réflectivité du miroir de sortie du laser varie avec le courant. En effet, si λ_{laser} se désaccorde par rapport à λ_{Bragg} , alors la réflectivité diminue et la puissance du laser augmente. Mais comme dit précédemment, il faut prendre en compte la saturation du RSOA lorsque $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ devient très faible (induisant dans ce cas une baisse, voire une extinction de la puissance).

Pour appréhender les différents profils de $P(I)$ observables sur un laser hybride DBR, nous allons mesurer la puissance lors d'une augmentation de courant pour quatre lasers différents. Ces lasers utilisent le même RSOA auquel nous aboutons successivement différents réseaux de Bragg. Mentionnons que le couplage étant dynamique, il varie d'un laser testé à un autre. Les pertes de couplage sont donc susceptibles d'être différentes pour chaque mesure. Pour s'affranchir de ces variations et se focaliser sur la forme, nous étudions les puissances linéaires normalisées (Fig. 68). En vignette de chaque $P(I)$, nous avons ajouté la simulation de R_{Bragg} . Ces simulations, bien qu'étant plus larges spectralement et plus fortes en amplitude, permettent de donner un aperçu de la forme de R_{Bragg} . Les $FWHM$ des réseaux de Bragg utilisés sont du même ordre de grandeur que l'ISL formé. Pour ces quatre lasers, l'ISL moyen est d'environ $16,5 \text{ GHz} \pm 1 \text{ GHz}$ ($132 \text{ pm} \pm 8 \text{ pm}$), et pour le réseau en Fig. 68c,

nous avons mesuré $FWHM = 16,2 \text{ GHz} \pm 0,6 \text{ GHz}$ ($130 \text{ pm} \pm 5 \text{ pm}$). Les lasers observés sont donc majoritairement un comportement monomode.

Selon le réseau de Bragg utilisé, nous avons identifié quatre profils de $P(I)$ (les appellations en gras sont personnelles) :

- **Un profil lisse** (Fig. 68a) est obtenu lorsque le réseau de Bragg est faible et large. La force simulée vaut $\kappa L = 7,5 \text{ cm}^{-1} * 0,15 \text{ cm} = 1,1$. Les flancs du réseau ne sont pas abrupts ce qui se traduit par une faible variation de $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ lors du saut de mode. Par conséquent, le taux de réjection est dégradé, mais la transition entre chaque mode laser se fait de manière lissée, ce qui se manifeste sur la $P(I)$. Les sauts de mode sont finalement difficilement distinguables en analysant seulement la $P(I)$.
- **Un profil en dents de scie** (Fig. 68b) est obtenu lorsque la longueur du réseau augmente. La force simulée vaut alors $\kappa L = 7,5 \text{ cm}^{-1} * 0,65 \text{ cm} = 4,8$, sa réflectivité est donc plus forte. Les flancs du réseau sont plus abrupts, par conséquent la $P(I)$ est discontinue au niveau des sauts de mode.

Entre deux sauts de mode, l'augmentation locale de puissance serait essentiellement due à la baisse de la réflectivité car le mode longitudinal se décale sur une portion du réseau moins réfléchissant. Ici, nous constatons qu'après chaque saut la puissance du mode ne fait que croître, ce qui signifierait que le mode commence à osciller lorsqu'il est proche du centre de R_{Bragg} , avec un léger désaccord vers le bleu pour les faibles courants. En effet, la puissance optique varie très peu après les premiers sauts de mode. En revanche, plus le courant augmente, plus ce désaccord initial semble se faire davantage vers le rouge.

- **Un profil en U** (Fig. 68c) est obtenu lorsque le réseau de Bragg employé ici possède un coefficient κ plus faible que le précédent, résultant en une force réduite $\kappa L = 4,1 \text{ cm}^{-1} * 0,65 \text{ cm} = 2,7$. Dans ce cas, le mode laser parcourt les flancs bleus et rouges de R_{Bragg} , laissant apparaître des minima locaux qui correspondraient à un désaccord nul.
- **Un profil en arche** (Fig. 68d) est obtenu lorsque le réseau utilisé est trop faible ($\kappa L = 0,8 \text{ cm}^{-1} * 0,65 \text{ cm} = 0,5$ en simulation) et sa $FWHM$ est bien inférieure à l'ISL de la cavité. Les pertes miroirs sont importantes et le RSOA fonctionne alors dans un régime très peu saturé. Sa puissance de sortie dépend fortement du gain qu'il doit fournir et diminue donc dès que $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ diminue (cf Fig. 67). Ce phénomène peut se produire assez facilement quand R_{Bragg} est faible.

Ainsi, les maxima locaux correspondraient cette fois-ci au désaccord nul (maximum de réflectivité). Lorsque le désaccord augmente, la puissance diminue que ce soit sur le flanc rouge sur le flanc bleu de R_{Bragg} . Si $FWHM \ll ISL$, alors un important désaccord peut être atteint sans qu'il y ait de saut de mode, dans ce cas le laser s'éteint entre chaque arche comme dans [66].

Mentionnons l'incertitude quant à l'association d'un profil en U ou celui en arche quant au réseau utilisé. En effet, les deux conceptions des réseaux (Fig. 68b et c) sont proches. Il serait nécessaire d'effectuer ce type d'expérience sur un plus grand nombre d'échantillons et avec des R_{Bragg} plus variés pour bien distinguer les conditions de formation de ces deux profils.

Des profils $P(I)$ plus complexes peuvent exister en mêlant plusieurs comportements. Notamment, il existe le **profil en S** que nous expérimenterons ultérieurement en Fig. 70(a2) et (b2). Il s'agit d'un mixte du profil en U et en arche : en partant d'un saut de mode avec un courant ascendant, la puissance exhibe

le profil en U puis subit une inflexion correspondant au comportement de l'arche. Le mode laser se désaccorde tellement à partir du minimum local de la $P(I)$ qu'il franchit la valeur de réflectivité limite où le milieu actif n'est plus suffisamment saturé. La puissance qui augmentait avec la baisse de la réflectivité comme à s'infléchir avant de s'éteindre et laisser la place au prochain mode longitudinal. Dans la littérature, nous trouvons la plupart du temps une combinaison de ces profils [66], [109].

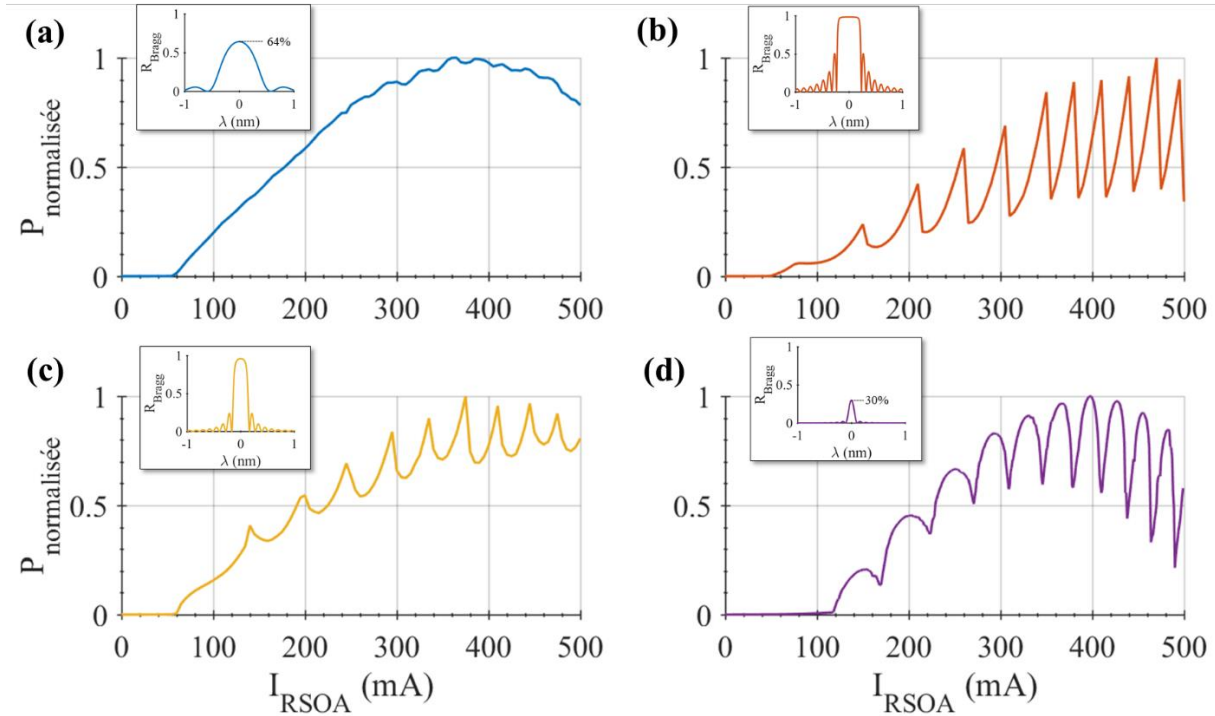


Fig. 68 : Courbes de puissance normalisée en fonction du courant pour quatre lasers hybrides différents. Dans chaque cas (a)-(d), le même RSOA est abouté à un réseau de Bragg dont la réflectivité simulée est rajoutée en vignette.

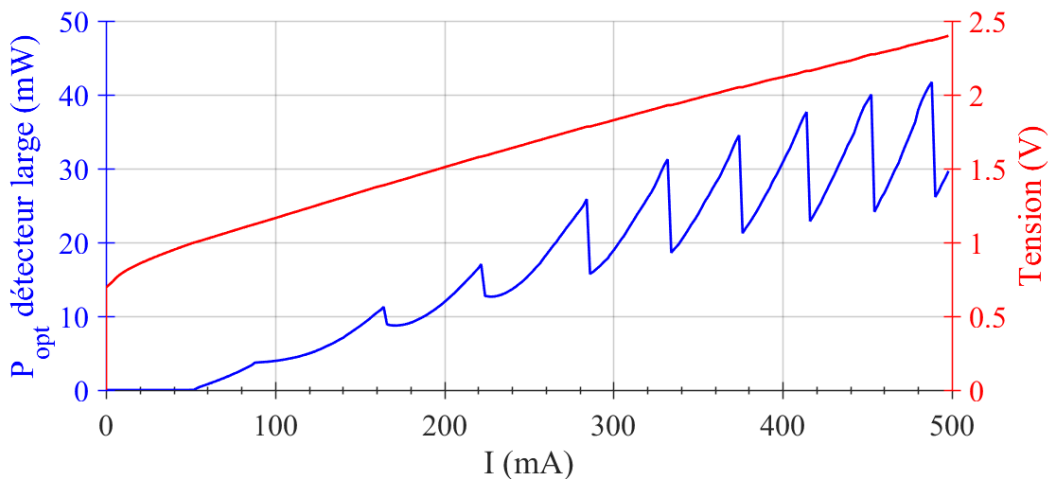


Fig. 69 : Puissance optique (bleu) mesurée à la sphère intégratrice et tension du laser hybride formé par 1 mm de RSOA abouté à un réseau de Bragg de 6,5 mm du 11^{ème} ordre. A 50 mA (seuil laser), nous estimons (mesure non-montrée) que le gain petit signal est $G_0 \approx 15$ dB, signifiant que les pertes totales de la cavité sont de cette ordre de grandeur également. Sachant que les pertes dans le composant actif et passif sont respectivement de 4,3 dB et 0,07 dB, et que les pertes miroirs sont de l'ordre de 3,2 dB, nous estimons des pertes de coulage RSOA/Bragg de l'ordre de 3,7 dB.

Après avoir regardé le comportement de différents lasers hybrides, nous allons nous concentrer dans la suite sur une conception en particulier : les lasers sont constitués d'un RSOA d'1 mm (comme décrit en 2.2.1) et d'une puce en Si₃N₄/SiO₂ ; celle-ci contient un guide de 9 mm comprenant un réseau de Bragg

de 6,5 mm du 11^{ème} ordre (comme décrit en Fig. 53b) ; le couplage des composants passif et actif est figé, permettant une bonne reproductibilité des mesures. Nous avons mesuré la puissance optique d'un tel laser (Fig. 69) avec une sphère intégrante permettant de donner un aperçu de la puissance disponible si nous pouvions coupler une fibre lentillée adaptée.

En particulier, à l'aide d'un analyseur de spectre haute résolution (APEX Technologies modèle AP2043B), nous proposons d'étudier le comportement spectral de deux lasers dont la conception est celle que nous venons de décrire. Ces comportements sont proches. Cependant, à cause de la variabilité de la fabrication des composants et du couplage réalisé, nous allons observer certaines différences. En outre, le premier module sera mesuré avec une régulation thermique à 25°C, tandis que la seconde mesure sur le sous-module sera effectuée à un courant de refroidissement constant.

2.2.3.2. Mesures spectrales du module à température constante

Pour évaluer le comportement de notre laser, nous mesurons sa réponse spectrale ainsi que sa puissance optique fibrée P_{opt} pour différents courants I (Fig. 70). En particulier, pour appréhender la dynamique des sauts de mode, nous réalisons ces mesures avec un courant ascendant de 0 mA à 500 mA (Fig. 70a), puis avec un courant descendant de 500 mA à 0 mA (Fig. 70b). Toutefois, avant de se pencher sur l'hystérésis de nos mesures, nous décrivons le comportement du laser en courant ascendant.

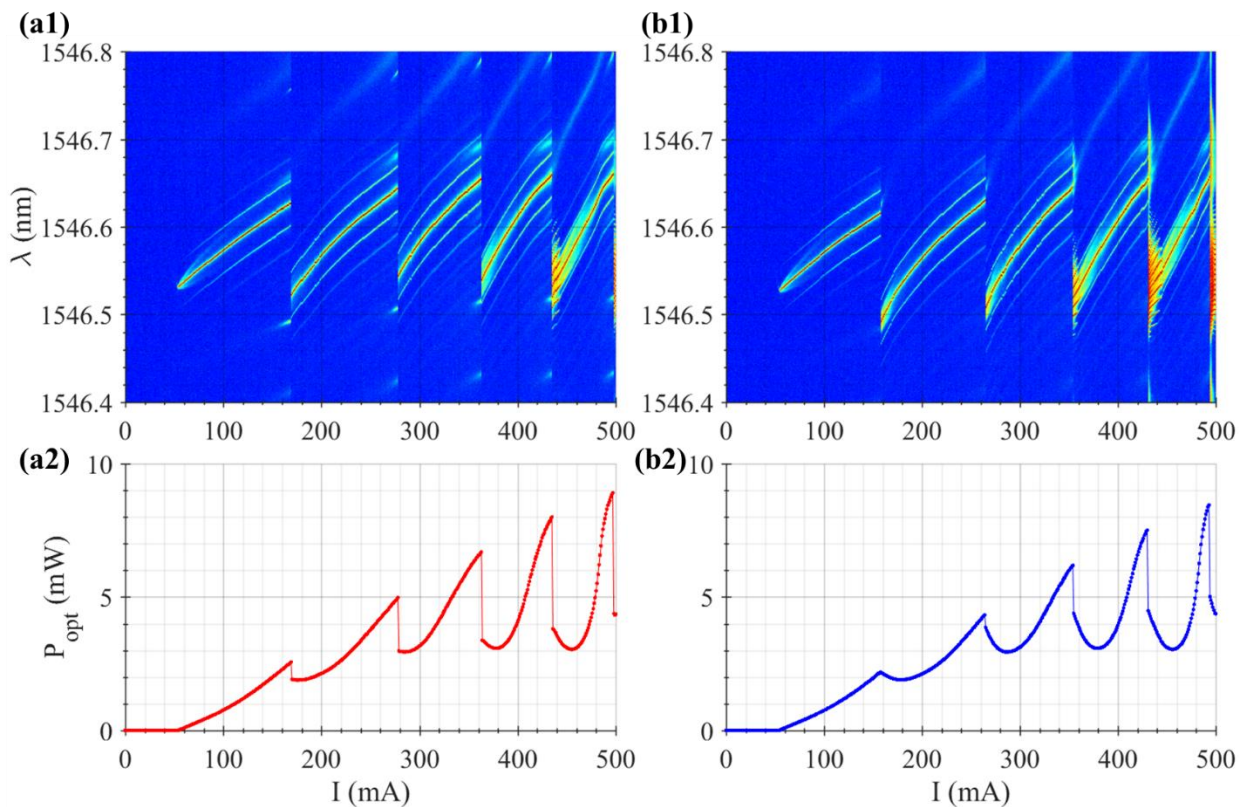


Fig. 70 : (a1) et (a2) Spectres optiques et puissances optiques en fonction d'un courant ascendant. (b1) et (b2) Mêmes mesures pour un courant descendant. L'ensemble des mesures est réalisé pour une régulation thermique fixée à 25°C. Par rapport à notre analyse de la section précédente, les courbes de $P(I)$ ont un profil en S.

Après un seuil I_{seuil} de 54 mA, la croissance du courant I engendre naturellement une augmentation de la puissance et également un échauffement du RSOA. Les coefficients thermo-optiques de notre structure à gain étant positifs [199], le pic d'émission se décale vers les plus hautes longueurs d'onde (nous parlerons également de décalage vers le rouge dans la suite). Notons que de part et d'autre du pic

laser, nous observons des « trainées » espacées de 3 GHz (25 pm). Celles-ci sont des artefacts de mesures dus à l'analyseur de spectre.

Lorsque le mode laser est trop désaccordé par rapport au centre de R_{Bragg} , celui-ci subissant trop de pertes (à cause de R_{Bragg} devenu très faible) s'éteint. Dans notre conception, la FWHM de R_{Bragg} vaut $16,2 \pm 0,6$ GHz (130 ± 5 pm), tandis que nous mesurons un ISL de $16,5 \pm 0,6$ GHz (132 ± 5 pm) (cf. Fig. 70a1 et Fig. 71). Ainsi dès l'extinction d'un mode, nous observons un saut de mode montrant l'apparition d'un nouveau mode laser (cf. Fig. 70(a1) à 169 mA). L'embase de notre milieu à gain étant équipée d'une thermistance, nous pouvons ainsi astreindre la température du milieu à gain en refroidissant l'embase à 25°C par un module Peltier. L'échauffement du milieu à gain est donc limité, et l'accord thermique engendré également. Les sauts de mode sont ainsi réguliers.

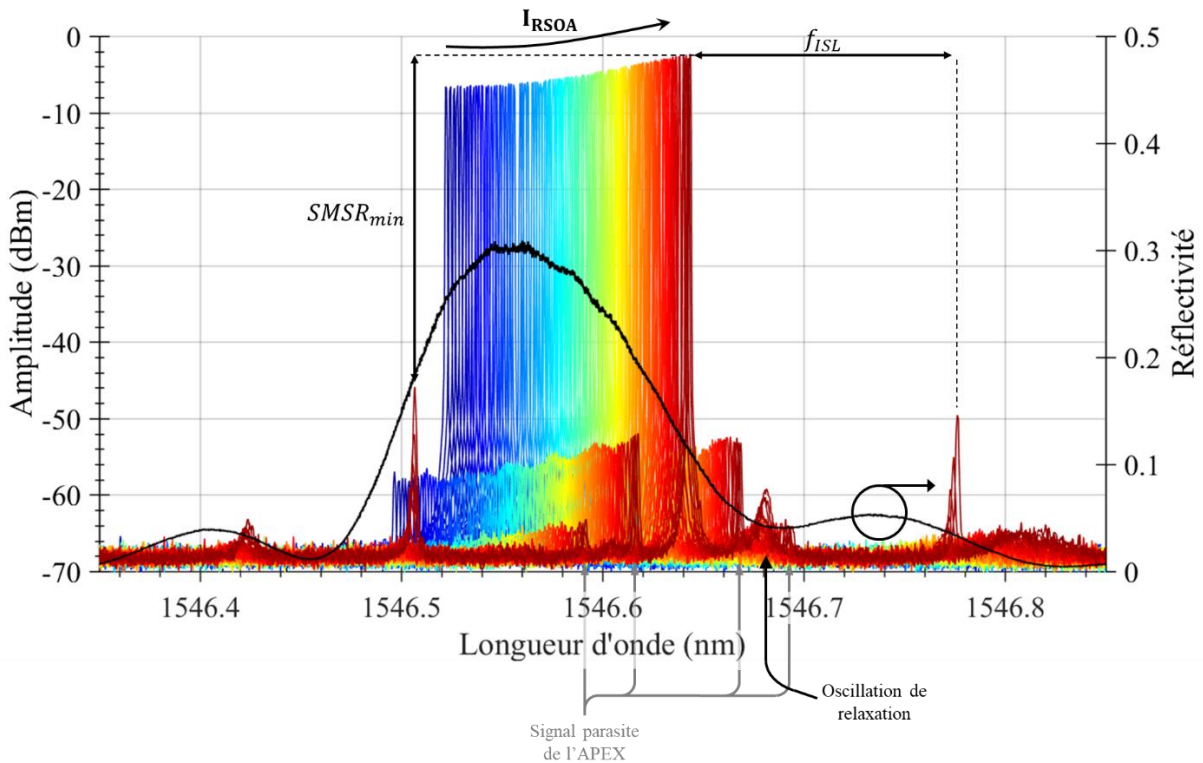


Fig. 71 : Spectres optiques (arc-en-ciel) extraits de la mesure Fig. 70a1 pour des courants compris entre 169 mA à 277 mA. Réflectivité (noir) du réseau de Bragg utilisé dans le laser. Son emplacement spectral a été placé arbitrairement (cf. corps du texte pour explications). Le taux de réjection (SMSR pour Side Mode Suppression Ratio) est la plupart du temps non mesurable, car supérieur à 60 dB. En revanche, lors d'un saut de mode, il est détérioré (ici 43 dB pour la valeur la plus faible).

Ces sauts sont visibles sur toutes les caractéristiques du laser, et notamment sur la $P(I)$ marquée par des ruptures de pente. Au-delà de donner la puissance du laser, l'emplacement des sauts de mode, et I_{seuil} (donnant une estimation des pertes de la cavité), la courbe $P(I)$ permet de connaître le désaccord du mode laser par rapport à R_{Bragg} . La puissance du laser étant d'autant plus forte que la réflectivité du miroir de sortie est faible, nous pouvons déduire le désaccord de la forme de la $P(I)$. En particulier, les minima locaux de chaque mode signifient que le désaccord est presque nul.

Sur la $P(I)$ ascendante (Fig. 70(a2)), nous notons que ces minima sont situés très proches des sauts de mode : 180 mA, 285 mA, 378 mA et 455 mA (dans une moindre mesure pour ce dernier). Nous en déduisons que le mode laser oscille majoritairement sur le flanc rouge de R_{Bragg} . Nous retrouvons le résultat que le flanc rouge permet une oscillation plus stable que sur le flanc bleu du miroir du laser [95]. En particulier, le mode laser peut continuer d'osciller pour un désaccord vers le rouge important. La

réflectivité R_{Bragg} est très faible pour ce mode laser, tandis que son mode adjacent peut « voir » une réflectivité R_{Bragg} plus forte. Dans ce cas, le mode oscillant n'est pas celui ayant le moins de pertes pour des raisons de stabilité, et il est probable que le mode déjà présent dans la cavité consomme trop de porteurs dans le RSOA pour que ce dernier puisse fournir le gain nécessaire à l'apparition d'un autre mode laser (= compétition de modes dans un milieu homogène). Ce n'est que lorsque le désaccord devient extrême que le saut de mode intervient brusquement.

En Fig. 70(a1) et (b1), nous observons des instabilités au niveau des sauts de mode. La combinaison d'une faible réflectivité et d'un fort courant d'injection peut présenter des comportements *a priori* surprenants. Par exemple à 436 mA, le laser devient multimode (Fig. 70(a1) et aussi en Fig. 70(a2)). Sur ce peigne de fréquence, nous relevons un écart de raies d'environ 1,5 GHz (12 pm), qui ne correspond pas à l'ISL ($\sim 16,5$ GHz) de la cavité laser.

Pour expliquer qualitativement l'origine de ce peigne, nous rappelons quelques notions sur les régimes de rétroaction (« feedback »). Lorsqu'un laser, par exemple un DFB, est soumis à une rétroaction, son comportement est modifié. Notre laser hybride n'est pas exactement un laser soumis à une rétroaction, mais plutôt un milieu à gain soumis à une rétroaction. Cette similitude nous permet d'utiliser les travaux sur ces régimes [63]. Il existe cinq régimes selon la distance à laquelle a lieu la réflexion et de son intensité. Dans notre cas, nous appliquons une réflexion très forte permettant d'affiner la largeur de raie, nous sommes donc dans le régime V. Néanmoins lorsque la réflectivité R_{Bragg} subie par le mode laser décroît fortement par exemple à proximité d'un saut de mode, nous pensons que notre laser rentre en régime IV dit d'effondrement de la cohérence (« coherence collapsing ») [200], [201]. Le passage au régime IV se caractérise par une exaltation à la fois des oscillations de relaxation non-amorties et des modes longitudinaux de la cavité. Cette exaltation conduit au rassemblement de ces raies en un très large spectre ($\sim 10^{\circ}$ GHz).

Néanmoins, l'écart de raie de notre peigne de 1,5 GHz ne correspond pas à la fréquence de relaxation f_r que nous estimons entre 2 et 3 GHz pour ce courant. Comme le mentionnent les travaux de [200], la fréquence de répétition peut (pour simplifier) être une combinaison linéaire de f_r et de l'ISL de notre cavité. Dans notre cas, l'effondrement de la cohérence serait atteint par une séquence quasi-périodique, suggérant un état déterministique (chaotique) [202], [203]. L'étude théorique de ces états reste à faire, et notre précédente explication reste une hypothèse. Soulignons de plus que nous avons pu les observer grâce à un analyseur de spectre haute résolution, alors que la communauté scientifique n'en était pas équipée lors de la découverte de ces phénomènes dans les années 90'.

En Fig. 72, nous avons regroupé les $P(I)$ de la Fig. 70 et extrait la longueur d'onde d'émission pour des courants ascendant et descendant. Ces mesures étant assez lentes (~ 15 min) à cause de l'acquisition du spectre optique, la température relevée par la thermistance est toujours proche des $25,02^{\circ}\text{C}$ à $\pm 0,02^{\circ}\text{C}$. La caractéristique $P(I)$ et la longueur d'onde du laser sont donc très proches entre l'élévation et la descente du courant d'injection sauf lors des sauts de mode. Il y a donc un écart de température dans le RSOA non détectable par la thermistance située à côté sur l'embase. Cet écart de température semble être une bonne explication de la petite différence de longueur d'onde du laser pour les zones éloignées des sauts de mode. En revanche, les écarts au niveau des sauts de mode s'expliquent différemment.

Lorsque I est ascendant, λ_{laser} se décale vers le rouge. Les porteurs que le mode laser consomment alors dans le RSOA peuvent potentiellement empêcher celui-ci de fournir suffisamment de gain au mode adjacent. Ce mode aurait dû apparaître à une longueur d'onde réduite, où la réflectivité du réseau de Bragg est plus forte, signifiant un gain au seuil plus faible. Lorsque λ_{laser} est trop décalé de λ_{Bragg} vers le rouge, la différence de gain au seuil entre le mode laser et son mode adjacent devenue trop importante

induit un saut de mode. De plus, juste avant ce saut de mode, le mode laser peut moins saturer le RSOA si $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ est assez faible, le RSOA dispose alors de suffisamment de porteurs pour faire osciller le mode adjacent.

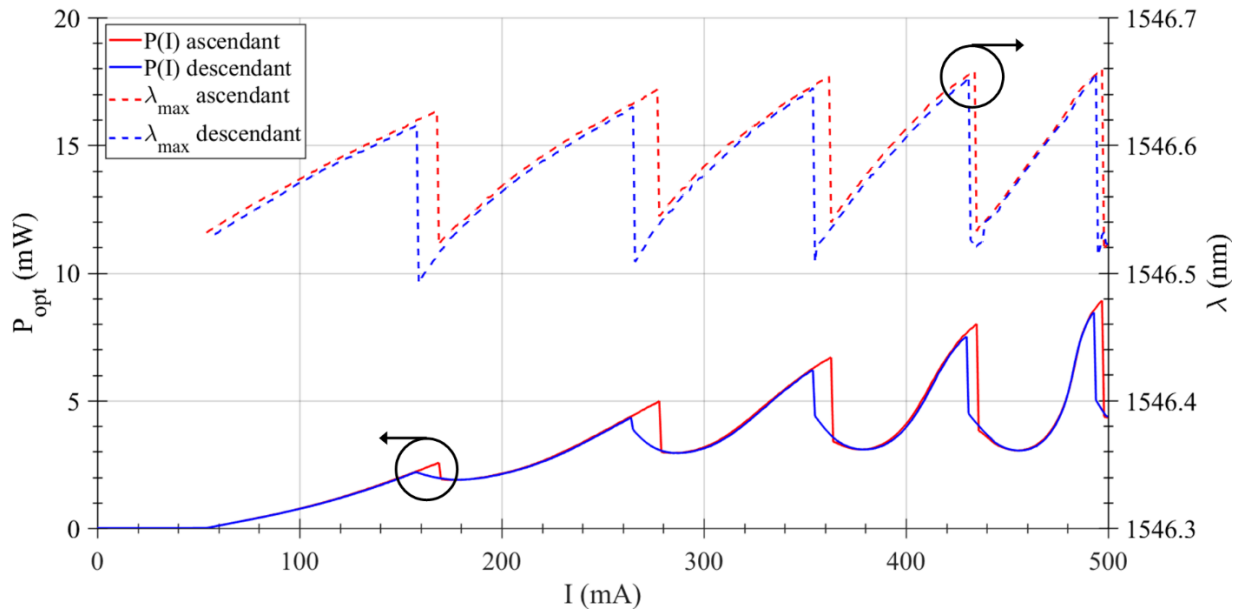


Fig. 72 : Puissances optiques (traits pleins) et longueur d'onde (traits pointillés) d'émission laser extraites de la Fig. 70 pour un courant ascendant (rouge), puis descendant (bleu).

Lorsque I est descendant, λ_{laser} se décale vers le bleu. Le prochain mode pouvant osciller a une longueur d'onde plus élevée. Sur la Fig. 18, nous avons observé que le désaccord du mode laser vers le bleu est limité. Dès que λ_{laser} approche cette limite, le saut de mode peut se produire, cette fois-ci facilement, dès que le mode adjacent a un gain au seuil inférieur ou à égal à celui du mode laser.

Ce phénomène permet une bi-stabilité du laser lors des accroches des modes avant leur extinction. Ces mesures révèlent que l'accordabilité continue entre deux sauts de mode est légèrement sous-estimé si celle-ci n'est évaluée qu'à l'aide d'une mesure en courant ascendant. Ainsi entre 169 mA et 277 mA, nous relevons en Fig. 72 une accordabilité continue totale de 19,0 GHz, alors que l'accordabilité relevée en courant ascendant n'est que de 15,2 GHz. Naturellement, cette accordabilité totale ne peut être exploitée que si le laser est bien conçu et ne souffre pas de passage multimode. Nous verrons que cette accordabilité peut être accrue en chauffant le réseau de Bragg en partie 2.2.3.7.

Maintenant que nous avons observé le comportement élémentaire d'un de nos lasers, nous proposons dans la partie suivante de mesurer un deuxième laser de conception identique mais avec un comportement légèrement différent.

2.2.3.3. Mesures spectrales du sous-module à courant de Peltier constant

Notre 2^{ème} laser est testé ici différemment : nous laissons la température du composant évoluer librement. Pour limiter un échauffement trop important pendant l'expérience, nous appliquons un courant de refroidissement constant. Comme la mesure précédente, nous mesurons les spectres optiques et la puissance optique fibrée P_{opt} pour des courants ascendants, puis descendants (Fig. 73). Le comportement est heureusement similaire, et la majorité des remarques précédentes s'appliquent ici également. Néanmoins, plusieurs différentes apparaissent :

- Les sauts de mode sont plus nombreux.

- Les comportements multimodes ont un taux de répétition différent et se situe sur le flanc bleu de R_{Bragg} .
- Le cycle d’hystérèse est plus conséquent.
- L’accordabilité continue est réduite.

En variant le courant de 0 à 500 mA, nous observons 7 sauts de mode contre 5 dans l’expérience précédente. Ce nombre accru de sauts s’explique par une translation des modes longitudinaux plus rapide. L’échauffement est le mécanisme dominant d’accordabilité, et comme nous ne maintenons plus la température de l’embase à 25°C, l’amplitude de l’échauffement est plus importante. Par conséquent, le mode laser parcourt spectralement plus rapidement la réflectivité R_{Bragg} .

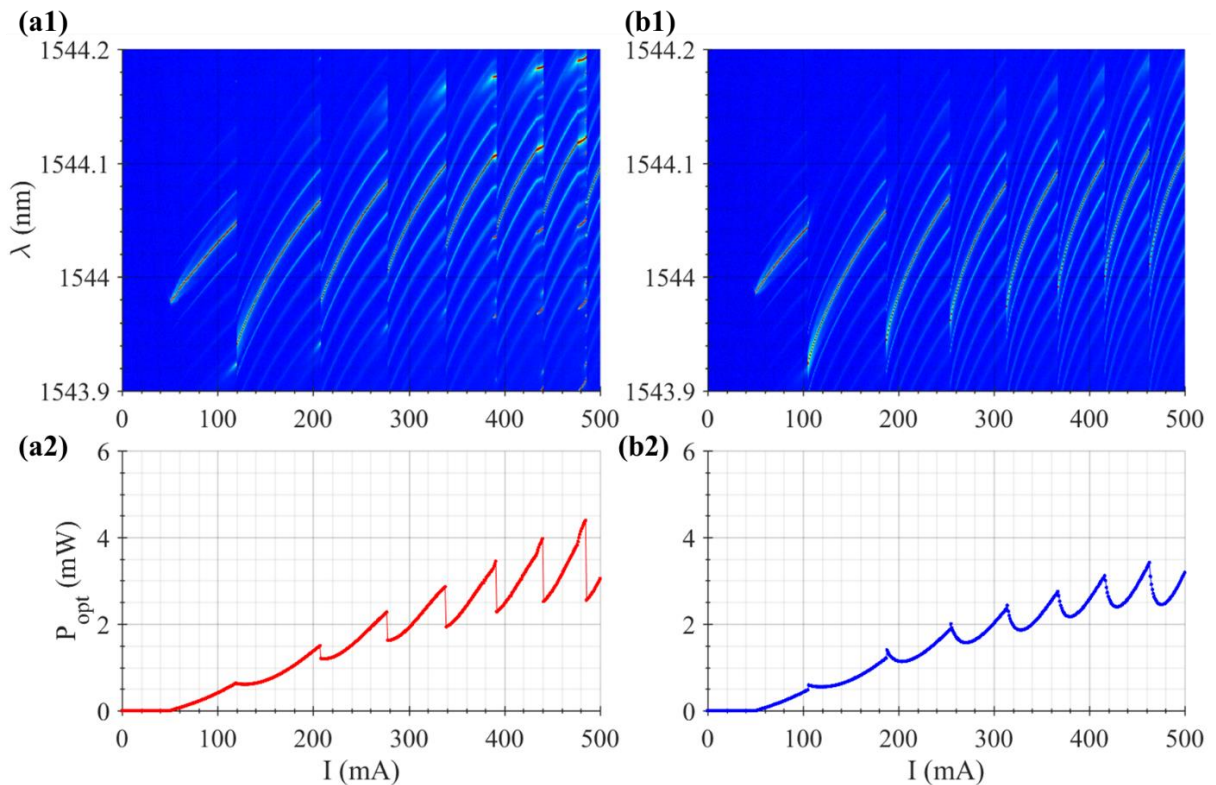


Fig. 73 : (a1) et (a2) Spectres optiques et puissances optiques en fonction d’un courant ascendant. (b1) et (b2) Mêmes mesures pour un courant descendant. L’ensemble des mesures est réalisé avec un refroidissement du RSOA par un module Peltier dont le courant est fixé à 100 mA. La température évolue de 17°C à 25°C lors de la montée de I entre 0 et 500 mA (Fig. 75b). Les trainées espacées de 25 pm autour du pic d’émission sont dues à l’analyseur de spectre.

Expliquons à présent les comportements multimodes. Le laser est bien monomode (taux de réjection supérieur à 60 dB) jusqu’à 390 mA. En revanche, sur le flanc rouge extrême de R_{Bragg} à 391 mA, 436 mA ou encore 485 mA, un régime multimode apparaît bien. Son origine est différente que dans la précédente expérience. Si l’explication est plus simple, il ne s’agit pas encore d’une simple oscillation multimode liée à la taille de la cavité laser.

En observant soigneusement les spectres optiques (Fig. 73 et Fig. 74), nous relevons un ISL moyen pour notre cavité laser de $15,6 \pm 0,6$ GHz ($12,5 \pm 5$ pm), tandis que l’écart de fréquence entre les modes se situe à $8,74$ GHz $\pm 0,25$ GHz (70 ± 2 pm). Pour comprendre cet écart en fréquence, calculons la longueur de la cavité parasite lié à ce taux de répétition. Nous supposons qu’il s’agit d’une cavité hybride composé par notre RSOA et une longueur de composant passif L_p à déterminer :

$$L_p = \frac{1}{2n_p} \left(\frac{c}{ISL_v} - 2n_a L_a \right) \quad (65)$$

Avec n_p , n_a , c et L_a respectivement les indices de groupe du composant passif (1,54) et du composant actif (3,3), la célérité de la lumière ($3.10^8 m/s$), et la longueur géométrique du composant actif (1 mm). Nous en déduisons $L_p = 9,0 \pm 0,3 mm$, qui coïncide avec la longueur du guide contenu dans notre puce passif. Ainsi pour un désaccord extrême, R_{Bragg} étant très faible, le mode laser change de cavité en subissant la réflexion Si₃N₄/air. Pour éviter ce problème à l'avenir, nous pourrions incliner le guide ou la facette de sortie du guide.

Par ailleurs, nous remarquons que ce comportement multimode se manifeste sur le flanc rouge tandis que dans l'expérience précédente, l'état multimode n'apparaissait que sur les flancs bleus. Nous manquons d'échantillons et d'une analyse théorique plus poussée pour conclure sur les conditions d'apparition des états multimodes (quelle que soit leur origine). Si la stabilité des modes lasers selon le flanc de R_{Bragg} a peut-être un rôle à jouer, il est probable que les différences de comportement dynamique des deux lasers s'expliquent simplement par le profil de R_{Bragg} différent entre les deux lasers. Malgré la conception identique des deux réseaux de Bragg de ces deux lasers (module et sous-module présentés précédemment), la fabrication induit des variations dans leurs spectres de réflectivités et l'assemblage des cavités lasers dans le comportement de ces deux lasers.

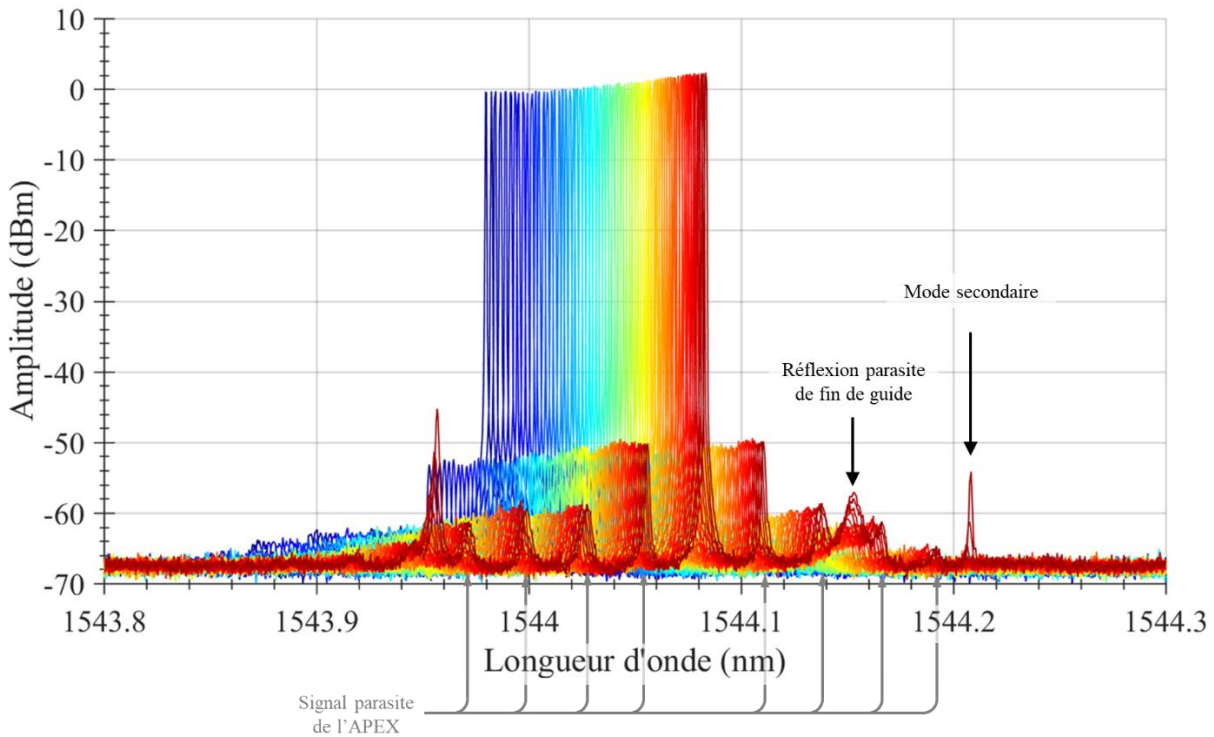


Fig. 74 : Spectres optiques extraits de la mesure Fig. 73(a1) pour des courants entre 208 mA à 277 mA.

Comme dans la précédente section, nous avons extrait les longueurs d'onde des modes lasers pour les regrouper avec les $P(I)$ sur la Fig. 75. L'hystérèse observée sur nos mesures est plus importante puisque sans régulation thermique, la température est plus faible lors de l'augmentation du courant que lors de la descente de courant qui suit (Fig. 75). Ainsi les courbes de $P(I)$ et les longueurs d'onde d'émission sont différents. Concernant les caractéristiques $P(I)$, nous relevons que les minima locaux entre chaque mode sont placés différemment lors de la montée et de la descente en courant, comme nous l'avons

observé sur le laser précédent (Fig. 70). Lors de l'augmentation du courant, la pente de la caractéristique $P(I)$ toujours positive montre que λ_{laser} est majoritairement sur le flanc rouge de R_{Bragg} , tandis que lors de la descente les minima locaux de la $P(I)$ placés entre les sauts de mode indiquent que le mode laser oscille sur les flancs bleus et rouge de R_{Bragg} . D'autre part, nous notons que la $P(I)$ ascendante est marquée par des discontinuités, tandis que la $P(I)$ descendante est plus régulière avec seulement des ruptures de pente aux sauts de mode. Cette hystérésis illustre qu'un mode laser est plus stable sur le flanc rouge que sur le flanc bleu de R_{Bragg} . En effet un mode laser ascendant oscille pour un désaccord plus important sur le flanc rouge, car il est plus stable que le prochain mode déjà sur le flanc bleu, même si ce dernier a des pertes de cavité plus faible que le mode oscillant. Nous avons déjà observé ce phénomène lors de l'analyse de la Fig. 72. Nous relevons également le même comportement que pour le laser précédent étudié lors de la descente du courant : un mode descendant qui oscille en se décalant vers le flanc bleu va laisser sa place au mode sur le flanc rouge dès que sa courbe de phase (Fig. 18) n'a plus de points d'intersection avec la courbe de pertes. Il semble que pour ce laser, la différence de réflectivité au saut de mode soit assez faible et même légèrement positive ($R_{Bragg}(\lambda_{rouge}) > R_{Bragg}(\lambda_{bleu})$). La puissance du laser lors du saut de mode est donc quasi-constante, autrement dit, elle est continue. Cela se traduit par une $P(I)$ symétrique en descente en forme de « U », alors que la $P(I)$ ascendante a une forme en dent de scie.

Regardons à présent la longueur d'onde du laser λ_{laser} en courant ascendant (Fig. 75a) : nous observons que d'une part l'accordabilité diminue et d'autre part λ_{laser} croît globalement avec I . Ce dernier point implique que R_{Bragg} s'est translaté spectralement vers les plus hautes longueurs d'onde. Ce décalage s'explique par la régulation thermique à courant de module Peltier constant. Rappelons l'architecture de notre sous-module : le RSOA (qui est la source de chaleur du laser hybride) et le composant passif sont reportés sur une plateforme commune. La température du module Peltier étant constante dans cette expérience, le RSOA est le seul élément à induire une variation de température. Lorsque le RSOA est pompé électriquement, il dissipe de la puissance vers la plateforme du laser hybride. Donc, la température de celle-ci est modifiée, et par conséquent celle du composant passif également. Ce phénomène est plus important pour une régulation thermique à courant de Peltier constant que lors d'une régulation à température constante. Nous reparlerons de ce phénomène ultérieurement (2.2.3.7).

En observant la diminution progressive de l'accordabilité avec le courant, nous pouvons en déduire un lien avec la thermique du composant. Nous regardons donc de plus près les relevés de la température de la thermistance (Fig. 75b) lors de l'expérience. En particulier, en traçant la dérivée de la température par rapport au courant, nous remarquons que les sauts de mode se caractérisent par un saut de température. Lors d'un saut de mode ascendant, le courant croît, tandis que P_{opt} chute. L'énergie dédiée à l'émission stimulée serait donc utilisée à d'autres fins et serait potentiellement absorbée dans les puits quantiques entraînant un saut de température. Ainsi à chaque saut de mode, le mode oscillant ne passerait pas à l'autre mode espacé avec un écart valant l'ISL de la cavité (comme nous l'avons observé en Fig. 70). L'écart de fréquence entre chaque saut de mode réduit de plus en plus avec le courant, car il s'accompagne d'un saut de température de plus en plus fort.

Si l'utilisation d'un laser non asservi en température n'est pas représentative d'un emploi usuel, il nous a néanmoins éclairé sur de nombreux phénomènes habituellement occultés. Cette expérience nous a en effet permis de mieux appréhender le fonctionnement global de notre laser hybride DBR. Nous avons été témoins de la stabilité des modes lasers selon leur emplacement spectral, et nous avons pu observer facilement les discontinuités de température aux sauts de mode. Notons que ces phénomènes sont également présents lorsque la température est asservie, mais fortement réduits. Dans ces deux expériences (section 2.2.3.2 et 2.2.3.3), nous avons mesuré des états multimodes dont les origines sont

différentes, mais nous pouvons noter que ces peignes de fréquences se sont formés dans les deux cas à cause d'une réflectivité R_{Bragg} trop étroite par rapport à l'ISL de la cavité. A fort courant d'injection du RSOA, le laser a pu fonctionner avec une réflectivité $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ très faible, et induire des comportements multimodes.

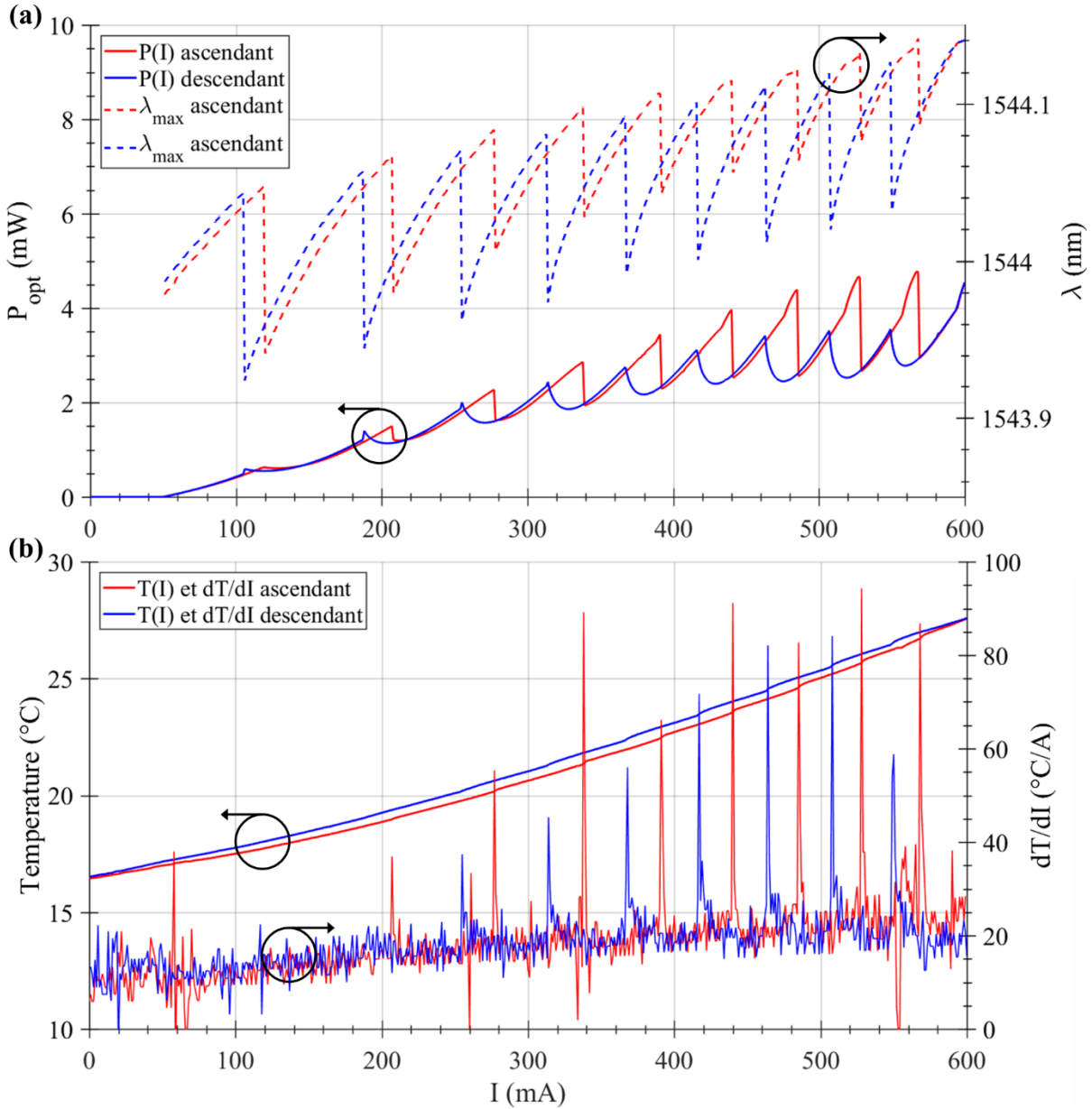


Fig. 75 : (a) Puissances optiques (traits pleins) et longueur d'onde (traits pointillés) d'émission laser extraites de la Fig. 73 pour un courant ascendant (rouge), puis descendant (bleu). (b) Températures relevées par la thermistance pendant l'expérience. Le module Peltier était sur une consigne de courant de 100 mA pour éviter d'atteindre un échauffement trop élevé.

2.2.3.4. Largeur de raie

A. Définitions et méthode de mesure

Nous avons présenté la largeur de raie en introduction de ce manuscrit, nous précisons ici quel estimateur de largeur de raie nous allons utiliser. Dans ce but, nous rappelons le lien entre le bruit de fréquence et le spectre optique pour obtenir la largeur de raie. Tout comme le fait très bien l'article [204], nous

donnons un bref résumé des principales étapes, et nous invitons le lecteur à parcourir une description théorique plus détaillée sur ce sujet dans [12], [155], [205].

Pour obtenir la largeur de raie, il faut extraire la *FWHM* de la densité spectrale unilatérale (ou forme de raie laser) $S_E(\nu)$. D'après le théorème de Wiener-Khintchine, celle-ci est donnée par la transformée de Fourier de la fonction d'autocorrelation du champ électrique $\Gamma_E(\tau) = \int E^*(t)E(t + \tau)dt$, où $E(t) = E_0 \exp(i(2\pi\nu_0 t + \phi(t)))$:

$$S_E(\nu) = 2 \int_{-\infty}^{\infty} e^{-i2\pi\nu\tau} \Gamma_E(\tau) d\tau \quad (66)$$

La plupart du temps cette expression ne peut pas être intégrée analytiquement. Un cas simple est celui du bruit de fréquence blanc valant h_0 (en Hz^2/Hz), donnant alors une expression lorentzienne :

$$S_E(\nu) = E_0^2 \frac{h_0}{(\pi h_0/2)^2 + (\nu - \nu_0)^2} \quad (67)$$

Il permet d'obtenir simplement la largeur de raie, qui est ici la *FWHM* de l'expression précédente :

$$FWHM = \pi h_0 \quad (68)$$

Cette *FWHM* que nous nommons la largeur de raie intrinsèque du laser est celle que nous avons rappelé la modélisation au chapitre 1 dans le cas d'un laser hybride entre autres. Elle est également appelée largeur fondamentale, ou instantanée ou de Schawlow-Townes ou lorentzienne. Cette largeur de raie est dite instantanée, par opposition à la largeur de raie intégrée (ou étendue, ou flicker), qui elle dépend du temps de mesure. La largeur de raie intégrée est donc bien plus élevée que la largeur de raie fondamentale, car elle tient compte des bruits classiques et des dérives affectant la fréquence du laser.

Dans nos travaux, nous utilisons principalement la largeur de raie fondamentale. Elle permet la comparaison avec la théorie et les autres lasers présentés dans la littérature. La largeur de raie fondamentale présente l'avantage de ne pas dépendre des caractéristiques de la source de courant utilisée, et étant mesurée sur un court temps de mesure, nous pouvons plus facilement comparer nos cavités lasers sans trop dépendre des instabilités mécaniques du couplage entre le composant actif et le composant passif.

Pour calculer les largeurs de raie fondamentale ou intégrée, une méthode souvent utilisée consiste à analyser le bruit de fréquence mesuré au moyen d'un montage auto-hétérodyne retardé (Fig. 76) dont le principe est rappelé dans les travaux [13], [206], [207].

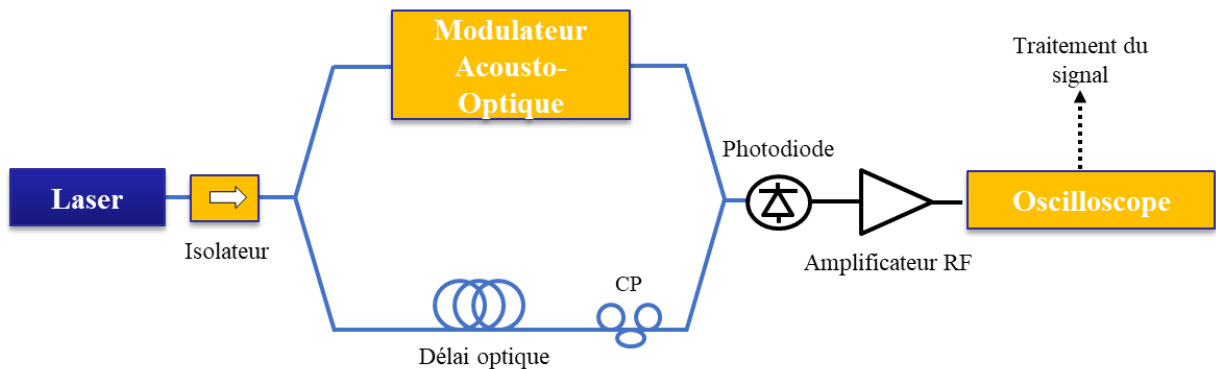


Fig. 76 : Banc de mesure auto-hétérodyne pour l'acquisition du bruit de fréquence d'un laser. CP : Contrôleur de polarisation.

Le signal laser est injecté dans les deux bras d'un interféromètre de type Mach-Zehnder. L'un des bras contient un modulateur acousto-optique qui décale la fréquence laser de 80 MHz (pour notre banc). L'autre bras contient une bobine de fibre optique faisant office de ligne à retard (délai associé τ_d). Un contrôleur de polarisation (boucles de Lefevre) permet d'ajuster la polarisation sortante d'un bras par rapport à celle de l'autre bras pour maximiser l'amplitude du battement que nous acquérons par une photodiode. Enfin, une analyse de la trace temporelle permet de remonter au bruit de fréquence du laser, d'où nous déduisons les largeurs de raie fondamentale ou intégrée.

Pour mesurer le bruit de fréquence, le délai de fibre τ_d est idéalement choisi supérieur au temps de cohérence du laser (τ_c) que nous cherchons à mesurer. Les signaux des deux bras de l'interféromètre sont alors décorrélés, et le spectre électrique du battement de ces deux signaux correspond alors à l'auto-convolution du champ laser, permettant d'estimer la largeur de raie [207]. De plus, ce délai doit être choisi soigneusement, car il détermine principalement la précision de la mesure [208] :

- Un long délai améliore la sensibilité et le plancher de mesure.
- Mais la fibre peut être source de bruits lorsqu'elle est trop longue. Les principaux bruits sont liés à la diffusion Brillouin stimulée, la diffusion Rayleigh, et à des vibrations mécaniques.

Généralement, la longueur de la fibre est choisie entre 1 km et 10 km. L'inconvénient est que les lasers dont les temps de cohérence sont supérieurs à τ_d (50 μ s pour 10 km de fibre) ont une largeur de raie intrinsèque inférieure à 20 kHz. Pour mesurer des largeurs de raie inférieures à cette limite, il faut déconvoluer le battement acquis par la réponse de l'interféromètre en sinus cardinal [208], [209]. Au bilan, nous avons choisi une fibre de 10 km que nous plaçons sur un marbre optique isolé des vibrations lors de nos mesures.

Une fois le bruit de fréquence acquis, nous pouvons extraire la largeur de raie intrinsèque en relevant le plancher de bruit de fréquence, et estimer une largeur de raie intégrée selon la méthode de la « β – line » introduite par Di Domenico *et al.* [204].

B. Mesures

Dans cette partie nous présentons l'étude de bruit de fréquence de différents laser hybrides afin d'en extraire les largeurs de raie intégrée ou intrinsèque. Dans un second temps, nous étudierons la variation de la largeur de raie en fonction du courant.

Rappelons tout d'abord à partir d'un relevé de bruit de fréquence d'un de nos lasers (Fig. 77), les procédures pour extraire les différentes largeurs de raie. La largeur de raie intrinsèque $\Delta f_{\text{fondamentale}} = \pi h_0$ (cf. équation (68)) est directement donnée par le plancher de bruit de fréquence h_0 . La méthode de la β -line [204], qui est également bien décrite d'un point de vue pratique dans [210], consiste à relever la fréquence f_β où a lieu l'intersection entre :

- Le bruit de fréquence (en Hz^2/Hz)
- La β -line, qui est une fonction linéaire de coefficient directeur $8 \ln(2) / \pi^2$

Connaissant f_β , nous pouvons calculer l'aire A sous la courbe de bruit de fréquence entre $1/T_{\text{obs}}$ et f_β , où T_{obs} est le temps d'observation du laser lors de l'acquisition. D'après [204], la largeur de raie intégrée sur un temps T_{obs} vaut à $\pm 10\%$:

$$\Delta f_{\text{intégrée sur } T_{\text{obs}}} = \sqrt{8 \ln(2) A(T_{\text{obs}})} \quad (69)$$

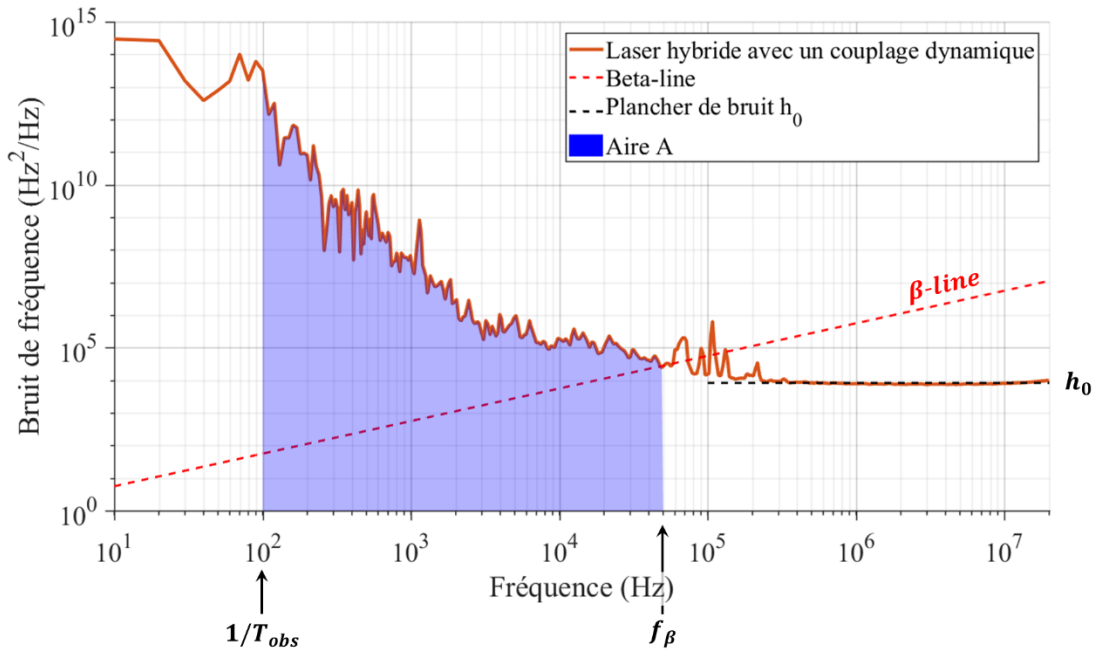


Fig. 77 : Bruit de fréquence d'un laser hybride dont l'aboutement n'est pas fixé. Pour l'extraction des largeurs de raie intégrée et intrinsèque, nous avons respectivement tracé la β -line ainsi que le plancher de bruit h_0 .

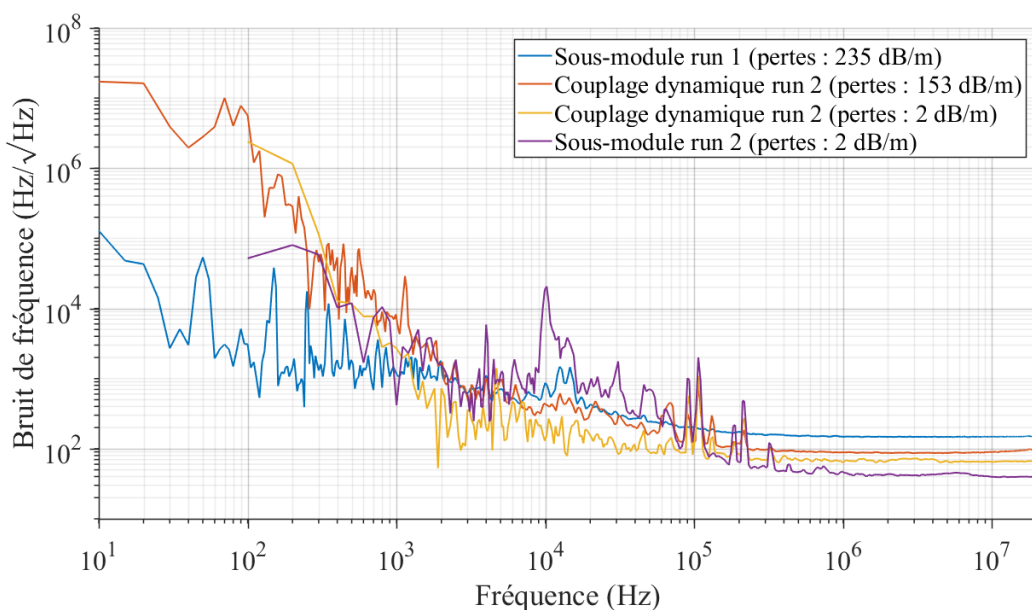


Fig. 78 : Comparaison des bruits de fréquence de lasers hybrides. Les pertes indiquées sont celles associées à la propagation dans le composant passif. Ces mesures ayant été réalisées à plusieurs mois d'intervalles, les sources de bruit liées à l'environnement sont différentes, ce qui explique la présence ou non de certains pics parasites. La source d'alimentation est une source faible bruit ILX LDX-3620, et subit l'influence du secteur électrique à 50 Hz et ses multiples, particulièrement visible sur le sous-module du run 1. Les spectres optiques du sous-module run 2 sont mesurés en partie 2.2.3.3.

Nous présentons des mesures de largeur de raie sur une conception de source hybride en particulier. Il s'agit de l'aboutement d'un RSOA de 1 mm avec un réseau de Bragg du 11^{ème} ordre décrit en 2.2.3.2 formant une cavité de longueur optique de 9 mm. Nous présentons en particulier l'analyse du bruit de fréquence de quatre variantes de ce laser hybride Fig. 78. Les différences portent sur le couplage (soit fixé dans un sous-module, soit dynamique (Fig. 4b)) et les pertes de propagation du composant passif (illustrant les progrès de fabrication du CEA-Leti (Fig. 32)). Les courants d'alimentation de ces mesures sont ceux donnant les largeurs de raie fondamentales minimales, c'est-à-dire lorsque le mode laser

(λ_{laser}) oscille sur le flanc rouge extrême de la réflectivité du réseau de Bragg (R_{Bragg}). Nous analysons ces courbes en termes de largeurs de raie dans le Tableau 12.

En diminuant les pertes du composant passif, nous réduisons les pertes de la cavité et donc la largeur de raie fondamentale : comme le montre l'abaissement du plancher de bruit à hautes fréquences. Aux basses fréquences ($< 1 \text{ kHz}$), le niveau de bruit (qui est fixé par les sources de bruit d'origine mécanique/vibratoire) est nettement réduit par le collage des deux composants. Le sous-module a donc une largeur de raie intégré sur 10 ms très inférieure à celles des lasers dont le couplage est dynamique : dans ce dernier cas, la cavité subit le déplacement relatif du RSOA et du réseau de Bragg. Même si les largeurs de raie fondamentales sont meilleures pour les couplages dynamiques du run 2 que le 1^{er} sous-module, ce dernier a tout de même une largeur de raie intégré sur 10 ms très inférieure. La mise en module est donc indispensable pour utiliser ce type de laser pour des temps de mesures élevés (typiquement supérieur à 1 ms).

Dispositif	Pertes composant passif (dB/m)	Plancher bruit de fréquence $\sqrt{h_0}$ (Hz/ $\sqrt{\text{Hz}}$)	Δf_{fonda} (kHz)	f_{β} (kHz)	Δf_{10ms} (MHz)	$\frac{\Delta f_{10ms}}{\Delta f_{fonda}}$
Sous-module run 1	235	149	69	77	0,44	6.3
Couplage dynamique run 2	153	91	26	50	36	1385
Couplage dynamique run 2	1-10	67	14	26	48	1846
Sous-module run 2	1-10	42	5,5	80	3,0	545

Tableau 12 : Performances des lasers de la Fig. 78 en termes de largeur de raie. Les pertes de couplage n'ont pas pu être mesurées lors des mesures. Pour obtenir une valeur de $\sqrt{h_0}$, nous prenons la moyenne du bruit de fréquence pour les fréquences supérieures à 1 MHz correspondant au plancher de bruit.

Maintenant que nous avons un aperçu des largeurs de raie intégrée et intrinsèque pour différents dispositifs, nous allons étudier plus attentivement le sous-module du run 2, qui a l'avantage d'avoir un couplage constant. Notre objectif est de retrouver l'évolution de la largeur de raie selon l'emplacement du mode longitudinal laser dans la bande de réflectivité R_{Bragg} . Idéalement, nous devrions faire varier λ_{laser} au sein de la réflectivité R_{Bragg} , en chauffant localement une portion du guide d'onde en Si₃N₄ par l'intermédiaire d'une section de phase. Une autre méthode très similaire serait de décaler la réflectivité R_{Bragg} de part et d'autre de λ_{laser} , en chauffant directement le réseau de Bragg. Nous relèverions les largeurs de raie fondamentale à courant d'injection constant en fonction du désaccord $\lambda_{Bragg} - \lambda_{laser}$. Néanmoins, sur le sous-module réalisé au III-V Lab par P. Charbonnier, nous n'avons pas de chauffelettes. Nous déplaçons donc λ_{laser} en modifiant le courant d'alimentation du RSOA. L'inconvénient de cette méthode est de faire varier des paramètres supplémentaires tels que la puissance intra-cavité, la température du milieu à gain et donc son efficacité. L'avantage est d'obtenir une courbe de largeur de raie en fonction du courant donnant un comportement très proche d'une utilisation direct du laser, par exemple lors d'une modulation pour une expérience de mesure lidar.

Les largeurs de raie lorentzienne Δf ainsi que la puissance optique sont reportées en Fig. 79. Ces mesures démontrent que notre laser émet régulièrement une raie d'une largeur en dessous des 10 kHz. D'autres parts, plusieurs points sont à souligner :

- Les discontinuités observables sur la Fig. 79a correspondent aux sauts de mode, facilement identifiables sur la courbe de puissance. Cette dernière permet d'estimer la position relative du mode laser dans la bande de réflectivité R_{Bragg} : lorsque la puissance P passe par un minimum local (entre deux sauts de mode) avec une pente nulle, le mode laser est proche du sommet de

la réflectivité R_{Bragg} du réseau de Bragg. A partir de ce minimum local après un saut de mode, l'augmentation de I décale le mode sur le flanc rouge de R_{Bragg} . Ce décalage vers le rouge a deux conséquences :

- La réflectivité du miroir de sortie diminue, par conséquent la puissance P augmente, mais les pertes de la cavité aussi. Dans notre cas le décalage vers le rouge est dû à la croissance du courant I , qui participe aussi à la croissance de la puissance P .
 - La pente et la phase de R_{Bragg} fluctuent également, affectant les coefficients A et B de l'équation de largeur de raie de Schawlow-Townes dans le cas d'un laser hybride (cf. équation (13)).
- La tendance globale est une diminution de Δf lorsque le courant I augmente, puisqu'elle engendre une augmentation de la puissance optique P . En Fig. 79b, nous « retrouvons » la droite en $1/P$ décrit par la largeur Schawlow-Townes (6). L'écart à cette droite est la conséquence des deux dernières remarques.

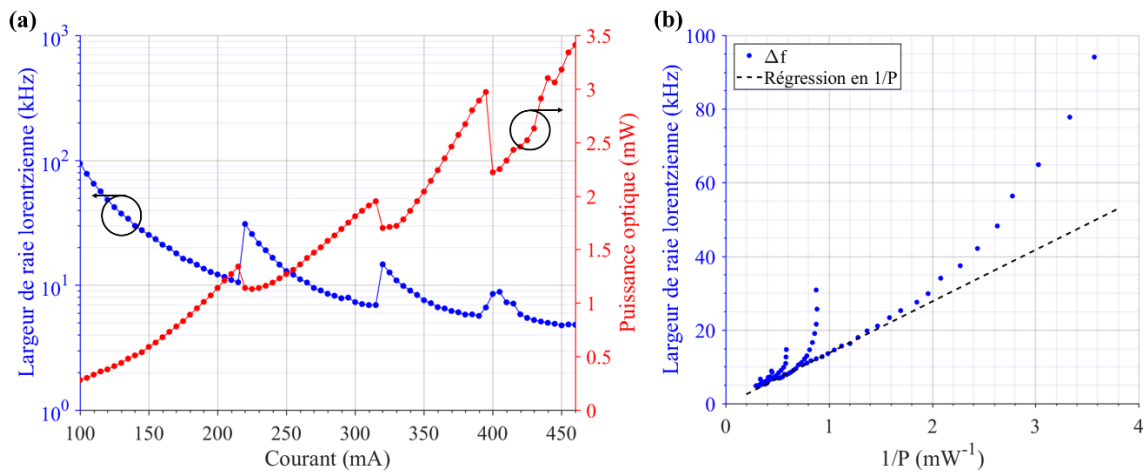


Fig. 79 : (a) Largeur de raie (bleu) et puissance optique fibrée (rouge) en fonction du courant du sous-module run 2 utilisé en Fig. 78. (b) Largeur de raie en fonction de l'inverse de la puissance optique. Durant ces mesures, la consigne de température est fixée à 25°C , le courant est fourni par une source ILX LDX-3620 sur secteur, le signal est extrait avec un collimateur en espace libre, directement suivi par un isolateur optique en espace libre également. Les bruits de fréquence donnant ces Δf sont chacun acquis depuis une trace temporelle de 10 ms contenant 25 millions de points.

Nous comprenons donc que le décalage vers le rouge du mode laser dans R_{Bragg} induit un changement de largeur de raie non-triviale avant chaque saut de mode. Nous avons prédit (Fig. 10) la réduction de Δf par ce décalage malgré l'augmentation des pertes miroirs. Nous appliquons cette méthode en injectant R_{Bragg} par sa mesure d'une part (Fig. 80a et b), et par une simulation proche de R_{Bragg} d'autre part (Fig. 80b). Ces deux tracés permettent d'obtenir le facteur de réduction F de Δf . Dans le cas expérimental, n'ayant pas accès directement à la phase de R_{Bragg} , le facteur A est évalué en prenant le rapport des temps de parcours dans le composant passif et le composant actif en se basant sur une précédente mesure de l'ISL. Dans le cas de la simulation, nous effectuons tout d'abord la régression de R_{Bragg} par l'expression théorique (50) déduite de la méthode des matrices de transfert, puis nous calculons les facteurs A , B puis F (comme en partie 1.2.4.2.A).

En ajustant les paramètres, nous obtenons des facteurs F similaires (Fig. 80b) nous permettant de comparer la réduction de largeur obtenue par nos calculs et celle mesurée (Fig. 79a). En se plaçant sur le mode oscillant entre 220 mA et 315 mA (Fig. 79a), nous relevons une réduction de Δf d'environ 77 %. En mesurant d'autre part les spectres optiques, nous estimons que le mode est déplacé de 12 GHz sur cette période. Sachant que le mode commence à osciller pour un désaccord quasi-nul, nous observons

la courbe F (Fig. 80b) de 0 GHz à -12 GHz : Δf est réduit de de $90\% \pm 5\%$. Cet écart avec la mesure peut s'expliquer par deux raisons :

- Nous avons considéré la variation que du facteur F , et nous avons supposé la largeur de raie Δf_{STH} constante par simplicité. Notre calcul ne prend donc pas en compte : l'augmentation de P qui est bien présente dans l'expérience par le changement de courant I , et la variation du gain au seuil qui est modifié à cause des variations des pertes miroirs lors du décalage vers le rouge.
- Il existe une incertitude liée à la mesure de R_{Bragg} . En effet, celle-ci est légèrement asymétrique à cause d'une réflexion parasite durant la mesure ou d'un défaut de fabrication. La pente de R_{Bragg} mesurée pourrait être artificiellement trop abrupte par rapport à son comportement réel, ce qui engendrait via le calcul du coefficient B une surestimation de la réduction de Δf .

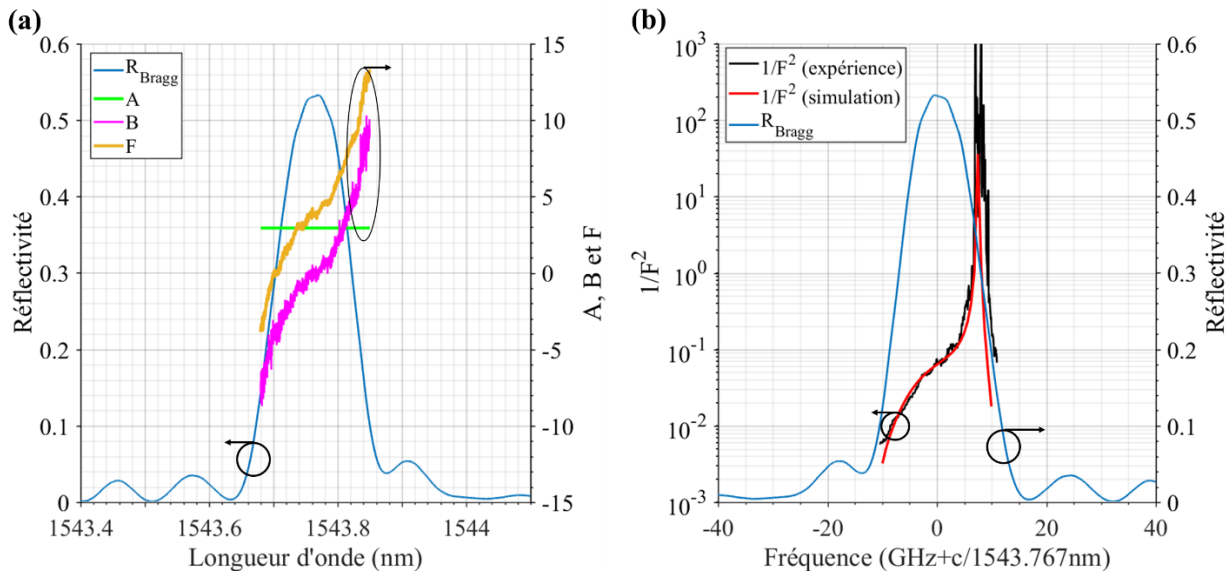


Fig. 80 : (a) Mesure de la réflectivité (bleu) du réseau de Bragg employé dans le laser. Celle-ci a été lissée pour mieux calculer les coefficients A (vert), B (violet), et F (or) correspondant au laser hybride de la Fig. 79. (b) Même mesure de R_{Bragg} (bleu) mais tracé en fréquence relative. Tracé du coefficient $1/F^2$ (noir) issu de (a) et du coefficient $1/F^2$ (rouge) simulé à partir d'une cavité hybride comme décrit dans la partie 1.2.4.2.A.

Ces mesures nous ont permis de mettre en application et de valider en grande partie les modèles développées dans le précédent chapitre. Notons que les valeurs de Δf obtenus typiquement entre 6 et 10 kHz sont *a priori* supérieures d'un ordre de grandeur par rapport à celles rapportées dans la littérature (cf. Tableau 4). Cet écart s'explique par deux grandes différences : la 1^{ère} est que nous avons utilisé dans notre approche des cavités plus courtes que celles utilisées dans la littérature. La seconde différence est que nos pertes de couplage sont potentiellement plus élevées. En adaptant les simulations réalisées en partie 1.2.4.2.B pour le cas de notre laser, nous pouvons quantifier les réductions de largeur de raie possible sur la Fig. 81.

Dans notre cas, notre laser se caractérise par une longueur géométrique effective de composant passif d'environ 4 – 5 mm dont les pertes de propagation sont typiquement de 10 dB/m. Notre graphique (Fig. 81) indique pour ce laser une largeur de raie théorique d'environ 10 – 20 kHz, correspondant à l'ordre de grandeur mesuré. A partir de ce graphique, nous pouvons proposer deux axes d'améliorations : augmenter la longueur du composant passif et réduire les pertes de couplage. En utilisant les travaux de ce manuscrit, il est possible de concevoir une cavité avec une longueur de composant passif de 20 mm. Si de plus, les pertes de couplage sont réduites à 2 dB (en utilisant par exemple des adaptateurs de mode sub-longueurs [128] d'onde et/ou un liquide d'indice [68]), il est théoriquement possible que $\Delta f \in$

[100 Hz, 500 Hz]. Notons qu'en revanche, tant que les pertes de propagation dans le composant passif sont inférieures à 10 dB/m, il n'est pas intéressant de travailler davantage sur la réduction des pertes sauf si la taille de la cavité dépassait la dizaine de centimètres.

Une autre piste d'amélioration serait une possible réduction de la longueur du composant actif (introduisant beaucoup de pertes). Néanmoins cette réduction n'est pas anodine à mettre en place, car elle réduirait le gain du RSOA et risquerait de finalement dégrader les performances du laser.

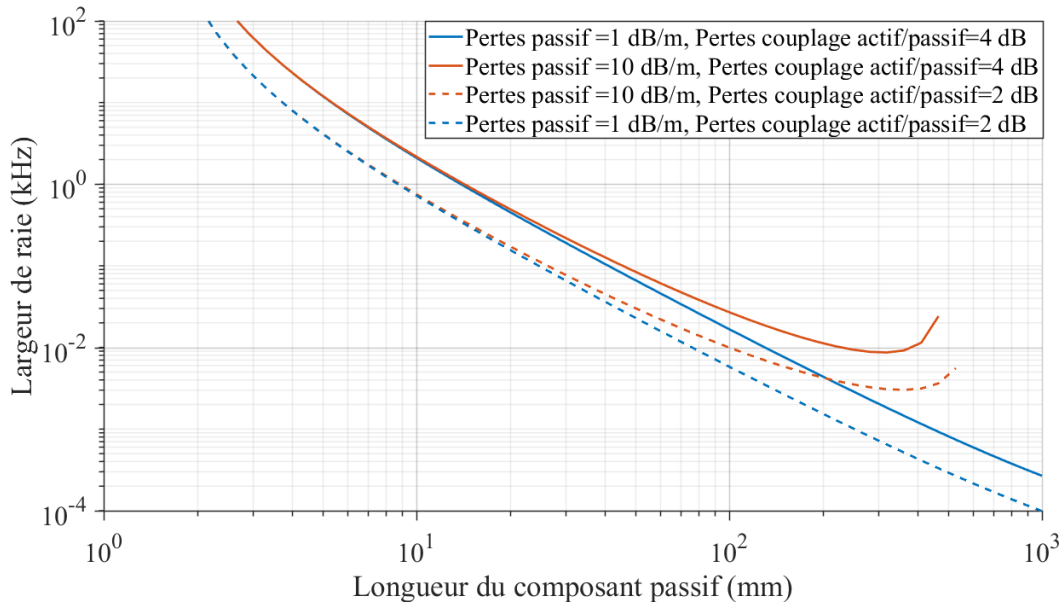


Fig. 81 : Simulation de la largeur de raie lorentzienne d'une cavité formée d'un RSOA d'1 mm et d'un guide d'onde passif de longueur variable se terminant par un réseau de Bragg. Le coefficient B est nul : nous avons choisi un désaccord nul pour toutes ces simulations.

Au bilan, après avoir rappelé les différences entre largeur de raie fondamentale et intégrée, nous avons mesuré au mieux une largeur de raie fondamentale de 5,5 kHz pour un laser hybride DBR. Nous avons évoqué comment améliorer cette valeur déjà prometteuse se basant sur l'augmentation de la taille de la cavité mais surtout la diminution des pertes intra-cavité. Une autre méthode serait de remplacer le réseau de Bragg par des anneaux résonnants, augmentant drastiquement la longueur optique de la cavité [16]. Néanmoins, nous perdrons en simplicité de conception et d'usage.

Nous avons aussi mis en exergue l'évolution de la largeur de raie fondamentale selon le désaccord du laser par rapport à R_{Bragg} . Cette évolution coïncide bien avec la théorie utilisant le facteur F . Néanmoins concernant le facteur F , nous souhaitons mettre en emphase que pour réduire la largeur de raie fondamentale, il faut uniquement s'appuyer sur le coefficient A (lié au temps de propagation dans le composant passif par rapport aux composant actif), car le coefficient B (lié à la pente de R_{Bragg}) peut être ardu à contrôler pour un usage commercial par exemple.

2.2.3.5. Mesures de RIN

Après avoir analysé la largeur de raie de nos composants, nous proposons dans cette partie l'analyse du bruit d'intensité relatif (RIN) pour l'un de nos lasers hybrides mis en module. Comme nous l'avons expliqué dans la partie 1.3.4, le RIN est caractéristique de la dynamique du laser et permet également d'estimer les temps de vie de photon (τ_{ph}).

Le laser testé ici est celui décrit dans la partie précédente (2.2.3.2). Sa largeur de raie fondamentale est comprise entre 20 kHz et 200 kHz. Ces valeurs plus importantes que celles données sur la Fig. 79a s'expliquent par une dégradation du couplage à fort courant (dû à un assemblage imparfait).

Pour mesurer le RIN, il convient de mesurer le bruit total, puis d'y soustraire toutes les contributions de bruits de la chaîne de mesure (bruit thermique, le bruit de photon du détecteur, ...). Pour davantage de détails sur ce type de banc, le lecteur est invité à se reporter à la référence [211].

La Fig. 82a rapporte les mesures de RIN entre 100 MHz et 20 GHz pour différents courants. Nous indiquons en Fig. 82b le photocourant mesuré, permettant ainsi de visualiser les sauts de mode. Chaque couleur représente un mode longitudinal différent. Cette cartographie révèle l'évolution de deux fréquences : l'oscillation de relaxation ($f_r \in [700 \text{ MHz} ; 5,8 \text{ GHz}]$, et le battement entre le mode laser principal et un mode secondaire ($f_{ISL} \in [16 \text{ GHz} ; 18 \text{ GHz}]$).

Commençons par étudier les oscillations de relaxation pour remonter aux temps de vie de photon τ_{ph} . En utilisant la formule (24), nous avons effectué une régression par la méthode des moindres carrés pour chaque courbe de RIN au voisinage de la fréquence de relaxation f_r . Nous obtenons ainsi f_r , les temps de vie de porteurs $\tau_{porteurs}$, les FWHM des résonances Γ_r et les maxima de RIN en fonction du courant.

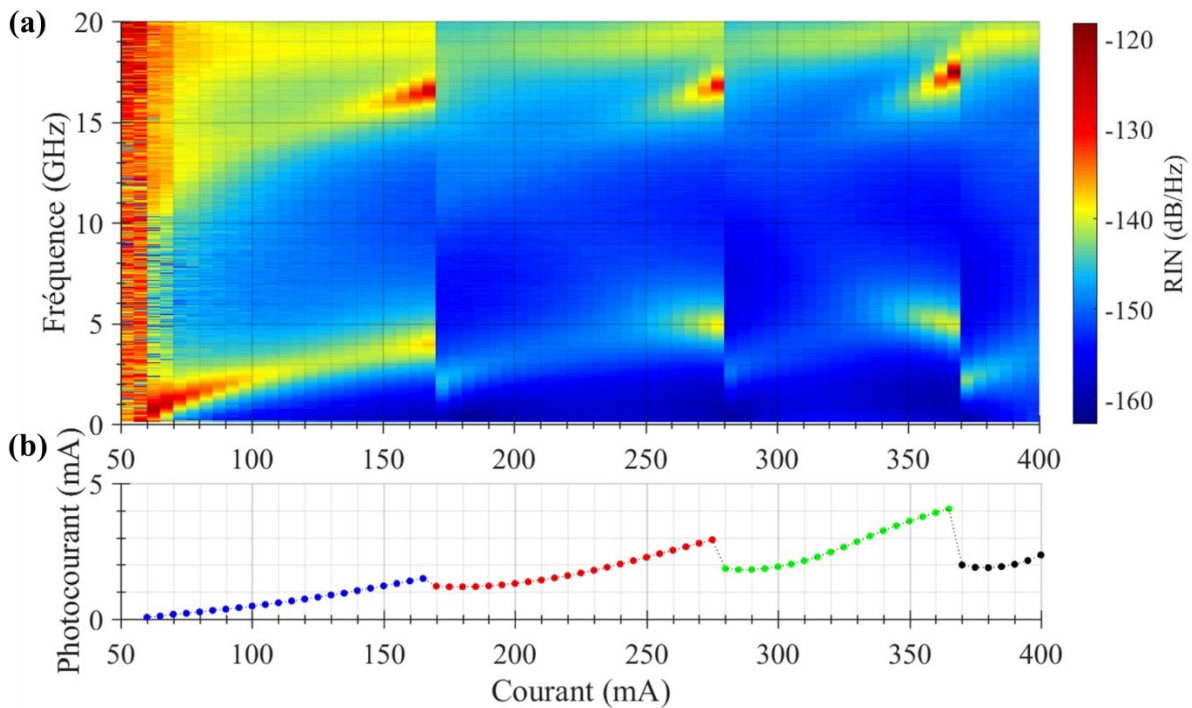


Fig. 82 : (a) Mesures de RIN de 100 MHz à 20 GHz acquises lors d'une montée du courant de 50 mA à 400 mA par pas de 5 mA. (b) Photocourant détecté pendant les mesures de RIN, chaque couleur représente un mode longitudinal différent.

Tout d'abord, nous pouvons commenter l'amplitude du RIN au voisinage de la fréquence f_r . Elle est importante au voisinage du seuil avant d'être fortement réduite à fort courant, comme il est toujours observé dans la littérature [90]. Néanmoins, nous observons une remontée de bruit à chaque saut de mode. Cette remontée s'explique par le fait qu'il existe une probabilité que le laser alterne entre les deux modes longitudinaux au niveau du saut de mode. Cette probabilité est d'autant plus importante que l'hystérèse est faible, accentuant alors le bruit de saut de mode observé dans les mesures de RIN [212].

En conservant le code couleur de la Fig. 82b, nous représentons sur la Fig. 83a f_r en fonction de $\sqrt{I/I_{seuil} - 1}$. Nous observons pour chaque mode une portion droite ($f_r \propto \sqrt{I/I_{seuil} - 1}$), comme attendu pour un laser de classe B ($\tau_{ph} \ll \tau_{porteurs}$).

En revanche, avant chaque saut de mode, le comportement linéaire disparaît indiquant un changement de régime. Rappelons que ce changement de régime intervient au moment où le mode longitudinal est excentré du centre de la réflectivité R_{Bragg} : le mode est décalé vers le rouge juste avant les sauts de mode (en courant ascendant). Il faut noter que cette zone (c'est-à-dire : 150 mA-160 mA, et 270 mA-280 mA pour les deux premiers sauts de mode sur la Fig. 82) correspond à une configuration où le RIN est dégradé mais permettant les meilleures largeurs de raie (cf. Fig. 80).

La zone 350 mA-370 mA démontre une ré-augmentation de Δf à cause du problème de couplage induisant notamment une diminution de R_{bragg} subit par le mode longitudinal. Cette diminution est si forte qu'elle modifie radicalement le comportement du laser (le RSOA est peu saturé (cf. Fig. 67)), et engendre une augmentation de Δf . Ce phénomène se traduit notamment par une inflexion du photocourant autour des 350 mA.

Les inflexions des droites dans la Fig. 83a ont donc des origines multiples qui sont complexes à distinguer. De plus, nous observons sur la Fig. 83b une réduction importante de $\tau_{porteurs}$, laissant supposer qu'à fort courant τ_{ph} et $\tau_{porteurs}$ sont du même ordre de grandeur.

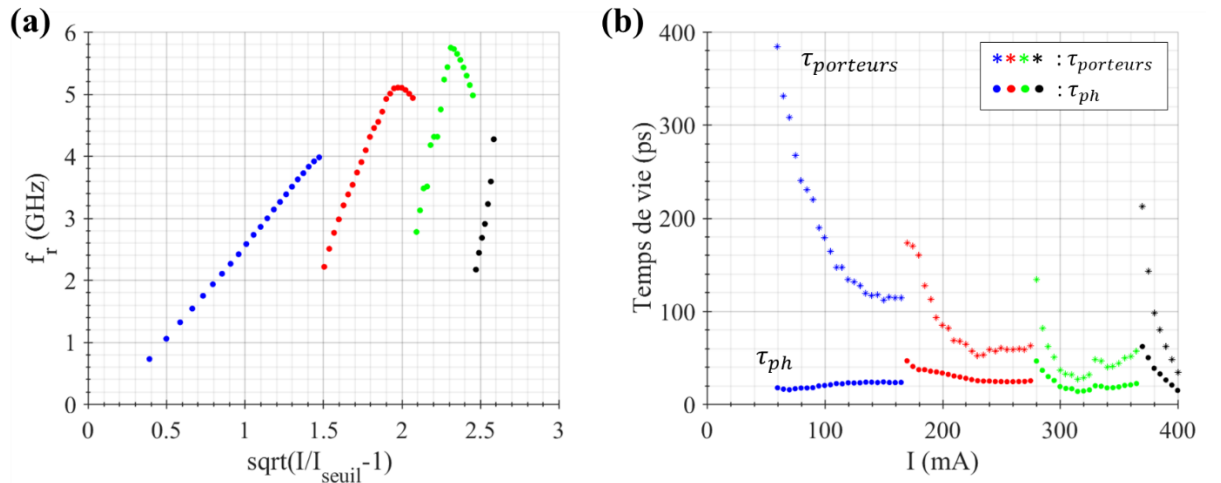


Fig. 83 : (a) Mesure de la fréquence de relaxation. (b) Calculs des temps de vie de porteurs (« * »), et des temps de vie de photons (« points bleus ») pour des courants inférieurs à 165 mA. Chaque couleur correspond à un mode longitudinal.

La Fig. 83b présente les temps de vie $\tau_{porteurs}$ et τ_{ph} . Ces derniers sont calculés à partir de l'expression suivante déduite de (23) :

$$\tau_{ph} = \frac{r - 1}{\tau_{porteurs} \left((2\pi f_r)^2 + \left(\frac{r}{2\tau_{porteurs}} \right)^2 \right)} \quad (70)$$

avec $r = I/I_{seuil}$ le taux de pompage.

Nous avons supposé r linéaire en fonction de I . Or en réalité, les pertes (et donc le gain au seuil) augmentent d'une part avec le courant (augmentation des pertes du milieu à gain) et d'autre part avec le décalage vers le rouge (R_{Bragg} diminue). De plus, pour ce laser, le couplage RSOA/Bragg se dégrade

avec la température à fort courant ($I > 350 \text{ mA}$), rajoutant des pertes intra-cavité. Ceci conduit à une surestimation de τ_{ph} . Enfin, nous notons que τ_{ph} est bien affecté par les sauts de mode, son évolution dépendant des pertes de la cavité (cf. équation (25)). Par exemple, juste après les sauts de mode (170 mA - 190 mA et 280 mA - 300 mA), le mode longitudinal oscillant étant proche du maximal de R_{Bragg} , τ_{ph} y est plus important.

Finalement, si nous ne considérons que le premier mode (bleu), $\tau_{ph} \sim 21 \text{ ps}$, ce qui est conforme à nos prédictions du chapitre précédent (partie 1.3.4).

A partir des mesures de RIN, une méthode supplémentaire permet de vérifier nos estimations de τ_{ph} . En effet, le taux d'amortissement γ est relié au carré de f_r via le facteur K [90] :

$$\gamma = K f_r^2 + 1/\tau_{porteurs} \quad (71)$$

Avec $\gamma = 2\pi\Delta f_{3dB}$ (il s'agit de la *FWHM* en pulsation de l'oscillation de relaxation), et $K \approx 4\pi^2\tau_{ph}$. L'évolution de γ en fonction de f_r^2 (Fig. 84) présente des portions de droites correspondant aux régions où R_{Bragg} varie peu. Des régressions linéaires permettent les estimations suivantes :

$$\tau_{ph} = 20,7 \text{ ps} \pm 1,6 \text{ ps}, \quad \forall I \in [60 \text{ mA} ; 105 \text{ mA}]$$

$$\tau_{ph} = 23,1 \text{ ps} \pm 1,6 \text{ ps}, \quad \forall I \in [170 \text{ mA} ; 220 \text{ mA}]$$

Cette seconde méthode est en accord avec les 21 ps estimé pour le 1^{er} mode. Bien que moins précise, elle confirme la précédente mesure de τ_{ph} pour le 1^{er} mode. En revanche l'écart demeure important pour le 2^{ème} mode (où nous avons relevé entre 40 et 20 ps de 170 à 220 m). Ces deux méthodes montrent que l'estimation de τ_{ph} devient complexe pour des taux de pompage importants pour nos sources hybrides. En effet, la variation de $R_{Bragg}(\lambda_{laser})$ change les pertes intra-cavités rendant ambigu la définition du taux de pompage. De plus, cette variation ne permet plus l'utilisation de l'expression (71).

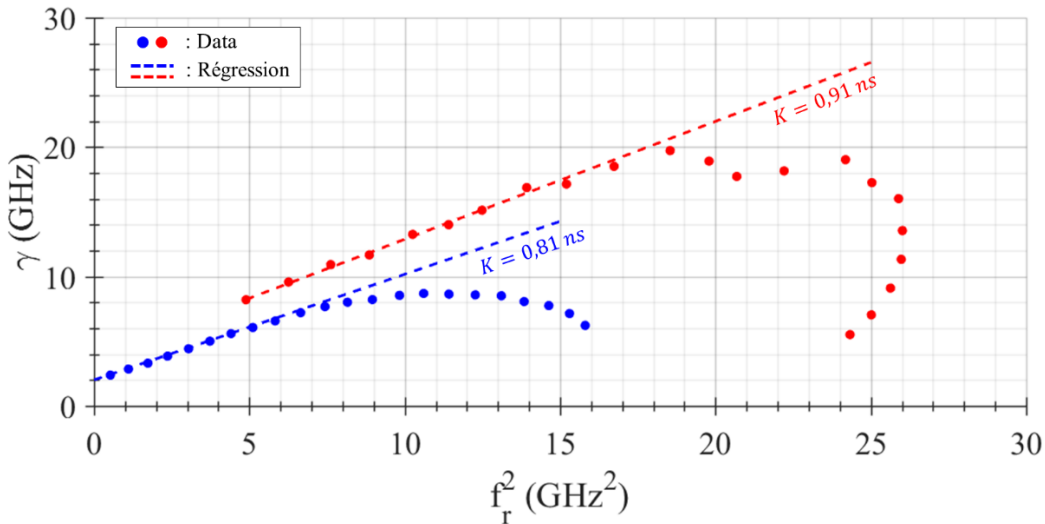


Fig. 84 : Evolution du taux d'amortissement γ en fonction du carré de la fréquence de relaxation f_r pour des courants entre 60 mA et 275 mA .

L'évaluation du RIN au niveau de la fréquence de relaxation est précieuse, car elle permet également d'avoir une estimation de la largeur de raie Schawlow-Townes (Δf_{ST}) [90] :

$$RIN(f = f_r) = 16\pi\Delta f_{ST}/\gamma^2 \quad (72)$$

Nous traçons donc l'amplitude du RIN à f_r en fonction de γ^{-2} sur la Fig. 85, en dérivant cette expression et en divisant par 16π , nous obtenons finalement une estimation de Δf_{ST} en fonction du courant en suivant le code couleur :

$$\Delta f_{ST} \in [10 \text{ kHz} ; 100 \text{ kHz}], \quad \forall I \in [165 \text{ mA} ; 65 \text{ mA}]$$

La largeur de raie relevée diminue bien avec le courant et le désaccord, et l'ordre de grandeur correspond à celui que nous avons mesuré indépendamment par un montage hétérodyne auto-retardée (Fig. 76). Toutefois l'estimation de Δf_{ST} par le RIN demeure moins précise, et elle n'est plus valable pour des courants élevés (pour des courants entre 170 mA et 220 mA, elle prédit des largeurs raie non pertinentes inférieures à 10 kHz). Cette méthode permet de vérifier l'estimation de largeur de raie par montage hétérodyne (utilisé à la section 2.2.3.4) dans le cas d'un laser présentant des oscillations de relaxation (laser de classe B).

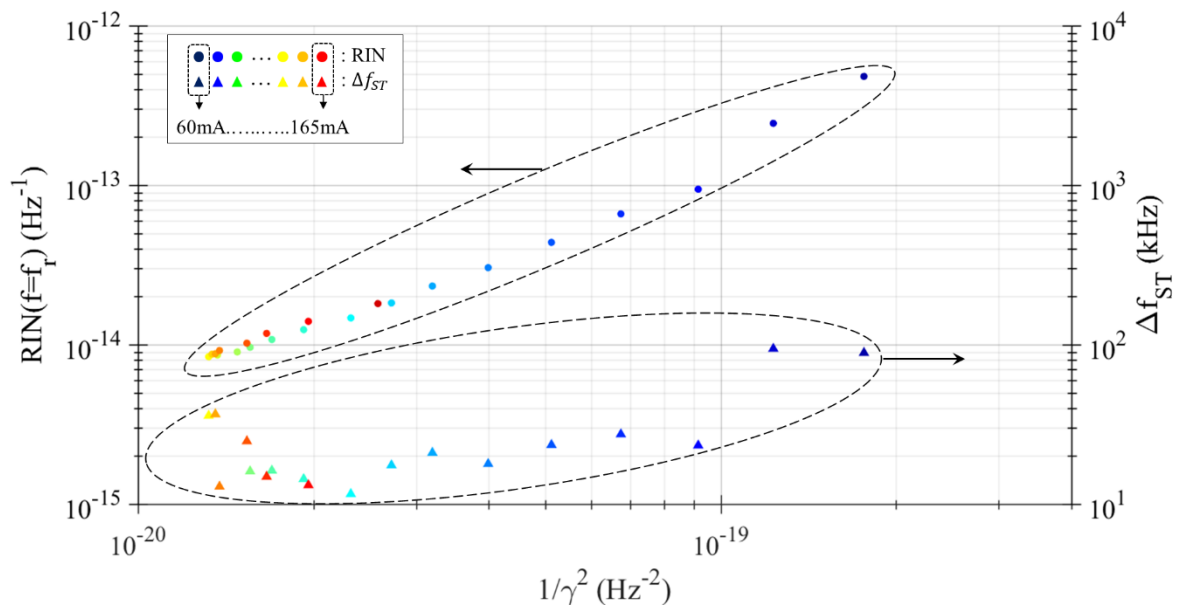


Fig. 85 : Tracé de l'amplitude du RIN à la fréquence de relaxation en fonction de l'inverse du carré du taux d'amortissement (points). Tracé de la dérivée de cette courbe pondérée d'un coefficient $1/16\pi$ pour obtenir la largeur de raie Schawlow-Townes (triangles). Pour cette figure, le code couleur est changé : nous traçons du bleu au rouge les courants de 60 mA à 165 mA.

A présent, nous nous intéressons à la fréquence de battement liée au mode secondaire f_{ISL} . Lors des mesures de spectre optique, nous avons vu que le taux de réjection du mode secondaire se dégradait lorsque le mode laser se décalait du centre de R_{Bragg} . Nous retrouvons naturellement cette tendance avec une résonance de plus en plus marquée juste avant les sauts de mode comme nous pouvons l'observer en Fig. 82a et Fig. 86. D'autre part, plus la longueur d'onde du mode oscillant se décale vers le rouge, plus f_{ISL} augmente, ce qui signifierait une réduction de la longueur optique de la cavité. Ce phénomène, opposé à la dynamique thermique, peut s'expliquer ainsi : un décalage vers le rouge conduit à une diminution de R_{Bragg} . Les pertes de la cavité et donc le gain au seuil augmentent. Comme le facteur de Henry α_H (reliant la variation de l'indice de réfraction à la variation du gain du RSOA (cf.

équation (2)) est positif dans notre cas, l'indice matériau et donc la longueur optique de la cavité diminue.

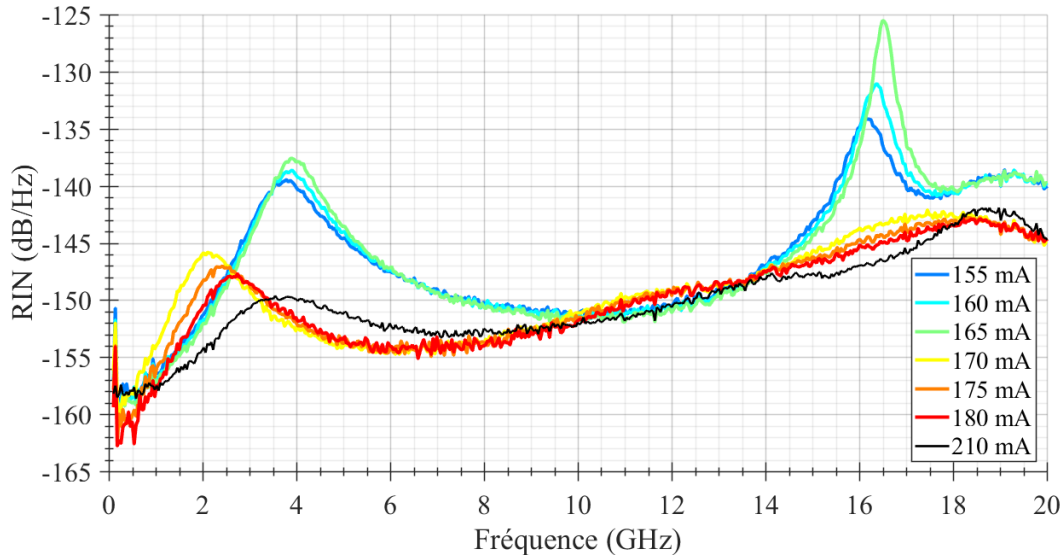


Fig. 86 : Mesures de RIN autour d'un saut de mode (couleurs arc-en ciel) et une mesure de RIN entre deux sauts de mode (noir).

Maintenant que nous avons analysé l'évolution de la forme du RIN, nous pouvons conclure en commentant le niveau RIN global. Tout d'abord, celui fluctue beaucoup selon le courant du laser. D'autre part, selon l'application visée, la plage de fréquence d'intérêt varie. Par exemple, dans l'intervalle [100 MHz ; 5 GHz], le RIN fluctue beaucoup sur la Fig. 86 selon le désaccord entre λ_{laser} avec λ_{Bragg} . Pour obtenir un RIN minimum, il est nécessaire de se placer proche d'un désaccord nul, correspondant à la configuration avec le moins de pertes (car $R_{Bragg}(\lambda_{Bragg}) = \max(R_{Bragg}(\lambda))$). Notons que ce fonctionnement n'est pas optimal pour la largeur de raie (nécessitant un désaccord vers le rouge).

Ainsi, en se plaçant à 210 mA (Fig. 86) entre deux sauts de mode, le RIN reste inférieur à -150 dB/Hz. Notre laser est plus bruité que l'état de l'art rapporté dans la littérature pour les lasers hybrides (par exemple -170 dBc/Hz au mieux pour [83]). L'optimisation de notre niveau de bruit passera par celle de notre cavité : il faut allonger légèrement la cavité tout en maîtrisant le taux de réjection d'une part, et améliorer le couplage des deux composants d'autre part. Nous devrions ainsi réduire l'amplitude de l'oscillation de relaxation en s'approchant d'un laser de classe A d'une part, et d'autre part faire croître la puissance du laser. Cette augmentation permettra mécaniquement une diminution du RIN [90].

2.2.3.6. Vitesse d'accord

Pour servir de source dans un système lidar cohérent comme dans [36], notre laser doit pouvoir être accordable continument sur une faible bande spectrale (100 MHz – 1 GHz), et agile (vitesse de balayage de 10 – 100 MHz/μs). Nous allons ici estimer les plages et les vitesses d'accord que nous pouvons atteindre avec notre composant en modulant le courant d'injection du RSOA. Notre bande d'accord BA est limitée par la FWHM de notre réseau de Bragg, tandis que la vitesse V_{accord} de modulation est restreinte par la bande passante de notre RSOA.

Pour mesurer la bande d'accord BA et la vitesse d'accord V_{accord} , nous proposons une expérience (faisant écho à une mesure de type lidar) schématisée sur la Fig. 87, consistant à observer le battement

entre une fréquence optique de référence constante et celle du laser à tester. La trace temporelle de ce battement est enregistrée sur un oscilloscope, puis traitée numériquement pour remonter à la fréquence du battement au cours du temps. En relevant la pente et l'amplitude de la fréquence instantanée nous obtenons respectivement V_{accord} et BA .

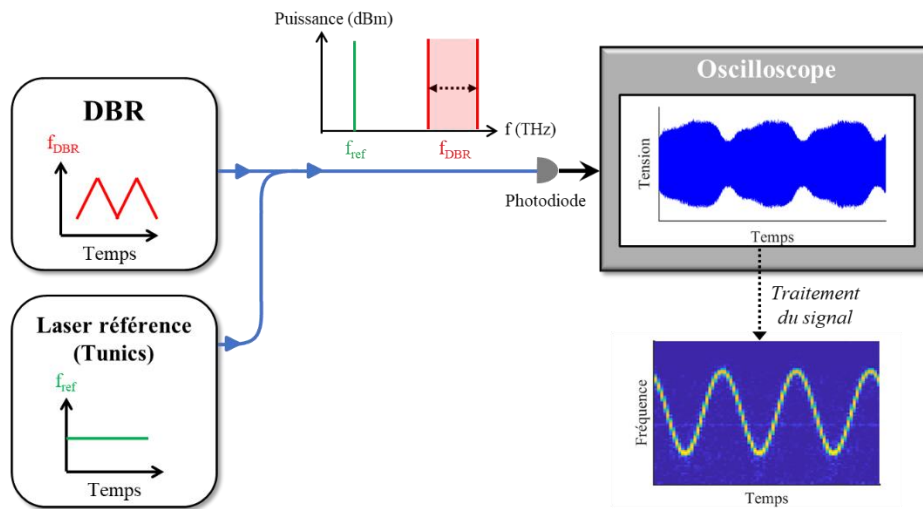


Fig. 87 : Banc de caractérisation de la bande et vitesse d'accord d'un laser (noté ici DBR). La bande passante de la photodiode est 20 GHz, et l'oscilloscope est un appareil de la marque LECROY (modèle : HD9404) avec 4 GHz de bande passante. Un contrôleur de polarisation peut être ajouté pour optimiser les interférences des deux lasers. La fréquence du laser (f_{ref}) de référence peut être éventuellement dans la plage de variation de fréquence du laser testé (f_{DBR}), il suffit alors de « déplier » le spectrogramme.

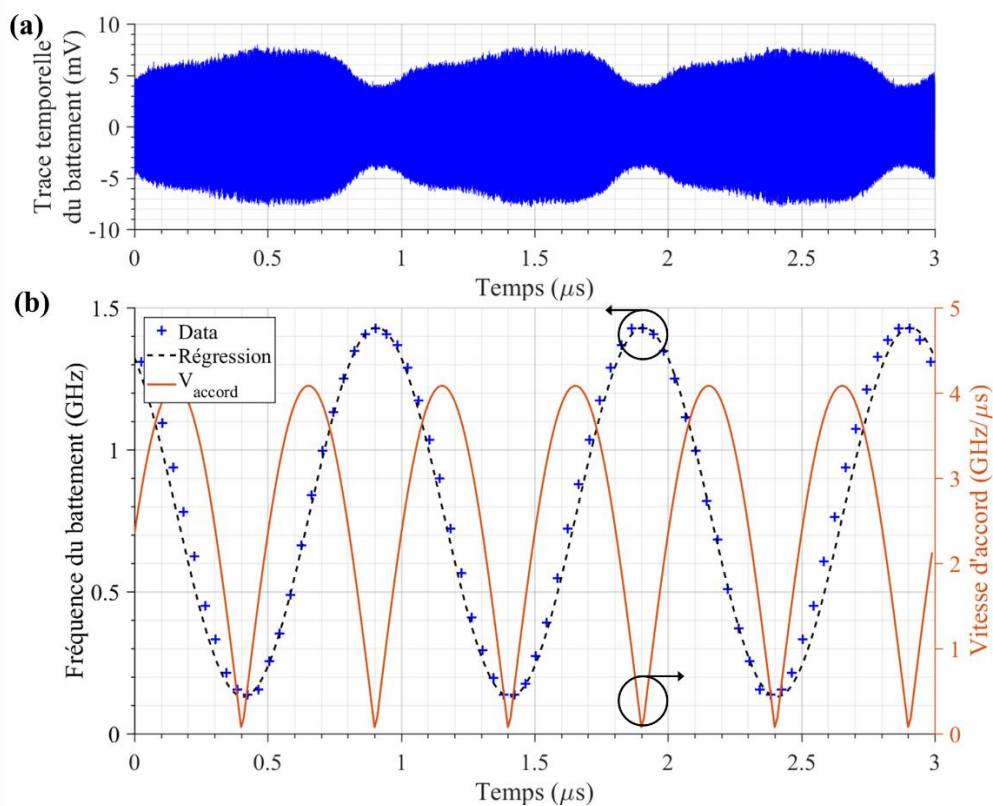


Fig. 88 : (a) Acquisition de la trace temporelle du battement des deux lasers par un oscilloscope. (b) Extraction de (a) pour obtenir la fréquence instantanée (croix bleu). A l'aide d'une régression sinusoïdale (noir pointillée), nous traçons la vitesse d'accord (orange).

Pour tester la réponse fréquentielle de notre laser, nous modulons le courant à 1 MHz en accédant au RSOA via des pointes DC. Sur la Fig. 88a, nous acquérons la trace temporelle du battement avec le laser de référence sur trois périodes. Après traitement, nous obtenons la fréquence de ce battement au cours du temps sur la Fig. 88b, puis V_{accord} est obtenu en dérivant une régression sinusoidale de cette fréquence. Nous pouvons noter que l'amplitude de l'enveloppe diminue lorsque l'écart fréquentiel entre notre laser et celui de référence est élevé : par exemple à $0,9 \mu s$, l'amplitude du battement est minimale ($\sim 8mV$), et l'écart fréquentiel est de $1,4 GHz$. Ce dernier étant inférieur aux bandes passantes des instruments de mesure, il est possible que la réduction d'amplitude de l'enveloppe soit liée aux changements puissance du laser à cause d'une variation de la réflectivité de R_{Bragg} .

Nous relevons finalement $\max(V_{accord}) = 4,1 GHz/\mu s$, et $BA = 1,3 GHz$ dans cette configuration. Ces tests préliminaires sont amplement satisfaisants pour nos besoins spécifiés en début de section. Notons que V_{accord} et BA pourraient être augmentés si nous munissions notre RSOA d'une électrode RF adapté (dont l'injection électrique se ferait par une pointe coplanaire).

Pour conclure, une expérience facile à mettre en place permet d'observer que la vitesse d'accord et la plage d'accord ne sont pas des facteurs limitants pour des mesures de type lidar cohérent. A. Martin *et al.* [36] ont montré qu'en utilisant un laser à semiconducteur, ces mesures étaient plutôt limitées en portée à cause d'une largeur de raie de la source trop importante. Les lasers hybrides développés dans notre manuscrit repoussent déjà cette limite. Si nous augmentons la longueur de la cavité pour diminuer davantage Δf , nous devrions prêter attention à ne pas sacrifier BA qui est forcément inférieur à l'ISL de la cavité (sans accord thermique du réseau de Bragg).

2.2.3.7. Accord thermique

Dans les parties précédentes, nous avons observé pour nos sources hybrides une accordabilité continue réalisée par l'ajustement du courant du RSOA. Ce dernier modifiant la taille de la cavité par effet thermo-optique, les modes longitudinaux se voient translatés dans la bande de réflectivité du réseau de Bragg. L'accord continue est donc limité par la *FWHM* du réseau de Bragg. Il est ainsi de l'ordre de $12 GHz$ selon nos conceptions. Pour aller au-delà, nous devons faire varier la réflectivité de notre filtre de Bragg. Pour translater spectralement ce filtre, nous proposons de changer sa température [67]. En effet, la longueur d'onde centrale du filtre de Bragg étant lié à l'indice moyen du réseau ($\lambda_B(T) = 2n_{moy}(T)\Lambda$), il est possible de l'accorder par effet thermo-optique (l'effet de la dilatation des matériaux sur Λ étant négligeable par rapport à cet effet).

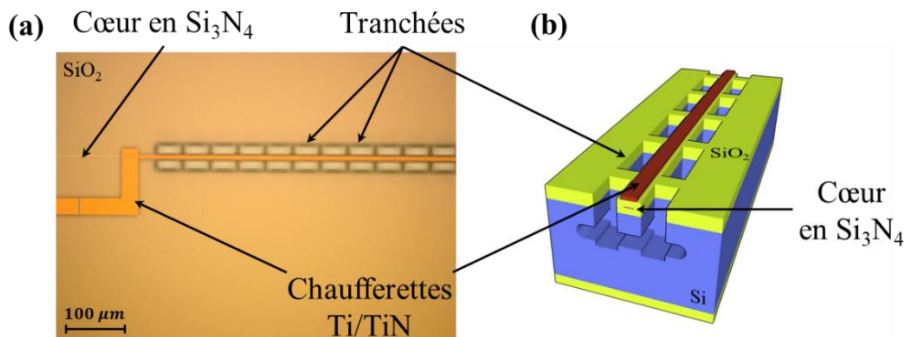


Fig. 89 : (a) Vue au microscope (CEA-Leti) d'un guide Si₃N₄/SiO₂ suspendu avec des chauffèrettes en Ti/TiN. (b) Vue d'artiste (les dimensions ne sont pas à l'échelle) du guide suspendu. Les chauffèrettes ont une épaisseur de 110 nm et une largeur de 6 μm.

Pour chauffer notre réseau de Bragg, nous avons incorporé des chauffettes (cf. schéma Fig. 89). Pour optimiser le flux de chaleur, des tranchées ont été creusées le long des chauffettes par gravure profonde. Puis, nous suspendons le guide par gravure isotrope. Ces opérations sont effectuées pendant la fabrication du composant au CEA-Leti.

Pour évaluer l'efficacité du procédé, nous avons observé le comportement du composant avec une caméra infrarouge (Fig. 90a). Pour commencer l'acquisition, nous portons d'une part le Peltier servant de support à 40°C pour référence, et d'autre part nous appliquons une puissance électrique de $10\text{ mA} \times 37\text{ V} = 370\text{ mW}$. Nous observons alors une température absolue de 108°C environ, et une augmentation de 56°C par rapport au reste du composant passif. Ces valeurs, entachées d'une incertitude de quelques degrés, fournissent l'ordre de grandeur de la température locale atteignable, et démontrent le bon confinement thermique de la chauffette validant le procédé de fabrication.

Ayant vérifié le fonctionnement des chauffettes, nous pouvons mesurer leur effet sur les propriétés optiques des réseaux de Bragg. Sur la Fig. 90b, nous avons mesuré la longueur d'onde centrale réfléchie par un réseau de Bragg par la méthode détaillée en 2.1.4.4.A. Contrairement, au réseau chauffé de la Fig. 90a, celui relatif à la Fig. 90b a une longueur de $4,0\text{ mm}$, et la réponse électrique est donc légèrement différente. Nous avons appliqué à cette chauffette de $16\text{ k}\Omega$ une puissance électrique atteignant $1,98\text{ W}$ donnant alors une température de 120°C pour le réseau de Bragg. La correspondance courant-température a été calibrée dans une expérience antérieure (non-montrée ici), qui consistait en la mesure de λ_{Bragg} pour des températures de 20°C à 50°C (le composant passif étant posé sur un support contrôlé en température par un module Peltier).

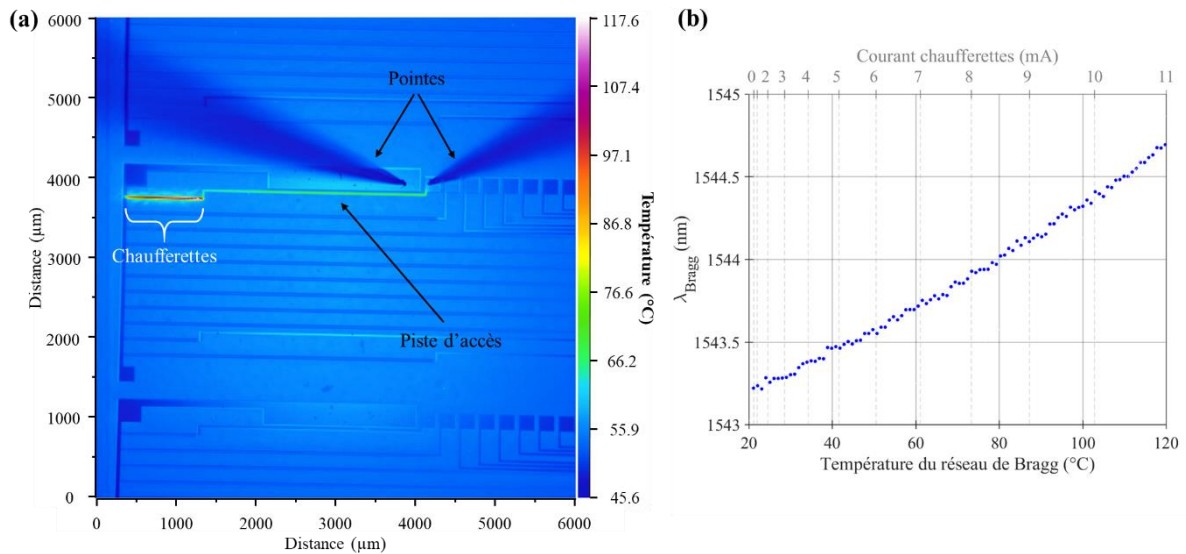


Fig. 90 : (a) Cartographie infrarouge réalisée au LATPI à TRT. (b) Loi d'accordabilité du réseau de Bragg décrit dans [67]. (a) et (b) sont réalisés de manière indépendante.

L'augmentation de la température étant liée à la puissance dissipée par effet Joule, elle est donc proportionnelle à RI^2 , avec R la résistance et I le courant. Nous parvenons donc à contrôler linéairement λ_B en appliquant une consigne de courant en racine carré. La dépendance thermique de notre réseau est de $15\text{ pm}/^{\circ}\text{K}$. D'autre part, grâce à cette expérience nous pouvons évaluer l'indice effectif $n_{\text{eff}}(T)$ du mode réfléchi par le réseau pour différentes températures. En utilisant le logiciel Fimmwave, nous pouvons en déduire les coefficients thermo-optiques des matériaux du guide à $1544 \pm 1\text{ nm}$:

$$\frac{dn_{Si3N4}}{dT} = 2,51 * 10^{-5} K^{-1} ; \quad \frac{dn_{SiO2}}{dT} = 1,26 * 10^{-5} K^{-1} \quad (73)$$

Ces valeurs sont en accord avec celles reportées dans la littérature [213]. Notre réseau de Bragg caractérisé, nous l'utilisons désormais en aboutement avec un RSOA pour former un laser hybride monomode.

Trois séries de mesures sont réalisés en aboutement dynamique :

- Une augmentation du courant du RSOA (I_{RSOA}) à température de réseau de Bragg (T_{Bragg}) constant (Fig. 91), comme nous l'avons déjà fait précédemment (2.2.3.2).
- Une augmentation de T_{Bragg} à I_{RSOA} constant (Fig. 92).
- Une augmentation de I_{RSOA} et T_{Bragg} simultanée (Fig. 93).

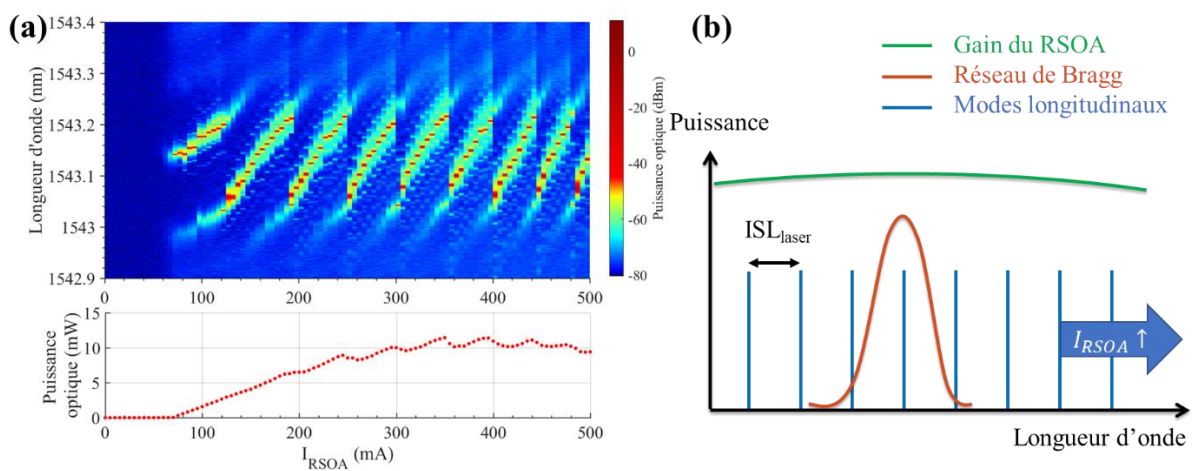


Fig. 91 : (a) Spectres et puissances optiques d'un laser hybride avec $T_{Bragg} = cste$. Le pas de mesure est de 5 mA. (b) Schéma expliquant le défilement des modes longitudinaux au sein de la réflectivité du réseau de Bragg.

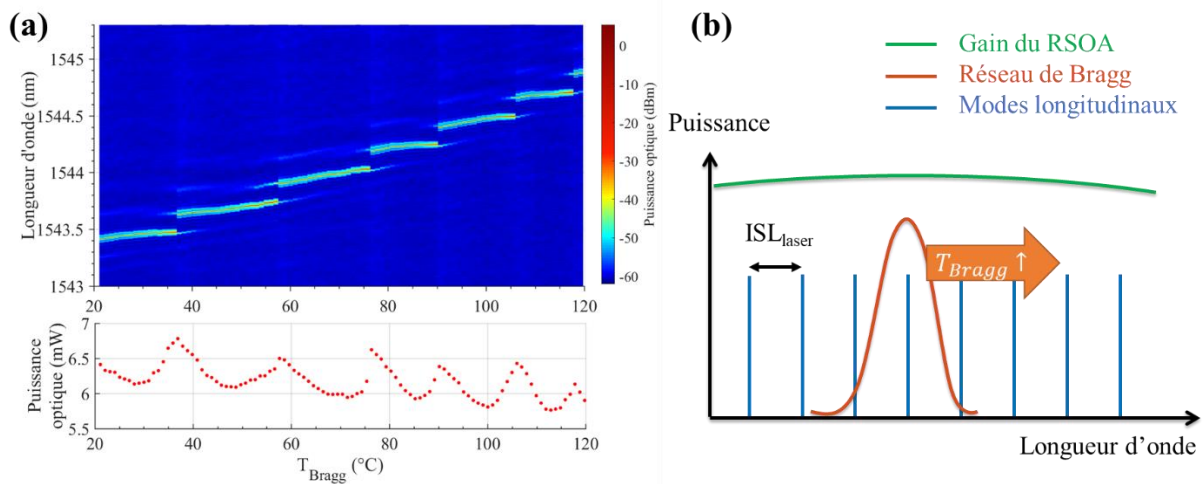


Fig. 92 : (a) Spectres et puissances optiques d'un laser hybride avec $I_{RSOA} = 200$ mA. La $P(I)$ a un profil en « U » (cf. explications à la partie 2.2.3.1) et correspond à la $P(I)$ en courant descendant de la Fig. 73b (b) Schéma expliquant le défilement de la réflectivité du réseau de Bragg parmi les modes longitudinaux de la cavité.

Sur la Fig. 91, nous observons des sauts de mode réguliers liés à l'échauffement du RSOA. L'accordabilité continue est alors de 20 GHz (soit 160 pm). Nous rappelons que les minima locaux correspondent à la coïncidence entre la longueur d'onde du mode laser et λ_B . Dans ce cas, nous

distinguons que ces minima sont légèrement excentrés indiquant que le mode laser oscille peu sur le flanc bleu de la réflectivité du réseau.

Sur la Fig. 92, les spectres du laser se démarquent par un profil en escalier (accordabilité discontinue). Chaque marche correspond à un mode longitudinal différent. Nous notons que les marches du profil en escalier ne sont pas tout à fait horizontales. Nous suggérons plusieurs hypothèses :

- L'échauffement du composant passif pourrait affecter le RSOA par sa proximité.
- L'augmentation de l'indice du composant passif par effet thermo-optique augmente la longueur de la cavité.

Une campagne de mesure supplémentaire serait nécessaire pour déterminer la principale contribution. Par ailleurs, nous pouvons noter que les minima locaux de la puissance optique sont centrés, et par conséquent l'oscillation laser est davantage présente sur le flanc bleu du réseau de Bragg que dans le cas précédent.

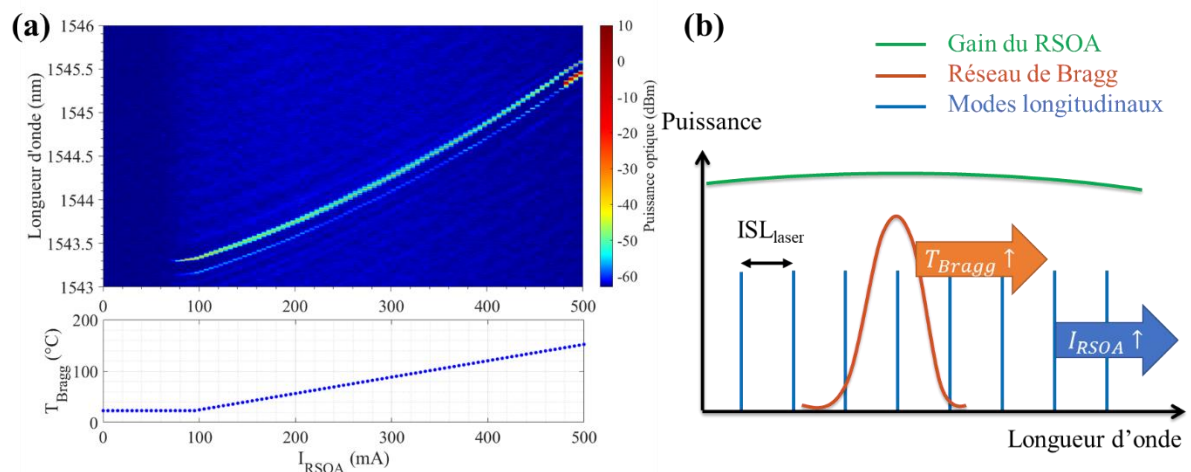


Fig. 93 : (a) Spectres optiques d'un laser hybride avec la consigne de température appliquée au réseau de Bragg. Pour générer une évolution linéaire de la température, nous avons augmenté le courant des chauffettes avec un profil en racine carré. (b) Schéma expliquant le défilement simultané de la réflectivité du réseau de Bragg et des modes longitudinaux de la cavité.

Sur la Fig. 93, nous augmentons I_{RSOA} et T_{Bragg} simultanément. L'objectif est de traduire spectralement la réflectivité du réseau de Bragg et le mode laser à la même vitesse. Pour optimiser la plage d'accord du réseau de Bragg, nous commençons l'augmentation de T_{Bragg} peu après le seuil du laser à 100 mA. Nous avons alors supprimé les sauts de mode de 100 mA à 480 mA, augmentant alors l'accordabilité continue à 250 GHz (soit 2 nm).

En conclusion, nous avons démontré dans cette partie qu'il est possible d'augmenter la plage d'accordabilité continue d'un laser hybride DBR en contrôlant la température. Pour aller plus loin, il serait intéressant d'effectuer cet accord thermique dans le sens descendant également tout en relevant les profils de $P(I)$. Dans un second temps, nous pourrions mesurer la bande d'accord et la vitesse d'accord continu sur un intervalle de 250 GHz avec un banc de mesure adapté.

2.2.4. Du laser hybride DBR à une démonstration de laser à verrouillage de mode

Avant de refermer ce chapitre, nous proposons de montrer des résultats expérimentaux sur des lasers hybrides très multimode, contrairement aux lasers monomodes des parties précédentes. Ces travaux préliminaires sont poursuivis par Yasmine Ibrahim au III-V Lab dans le cadre de sa thèse. Pour

concevoir ce type de laser, nous reprenons le même concept de cavité des parties précédentes en changeant deux paramètres :

- La longueur de cavité dans le composant passif est désormais de 77 mm, induisant un ISL de 1,18 GHz.
- La réflectivité du réseau de Bragg a une *FWHM* de 95 GHz (760 pm).

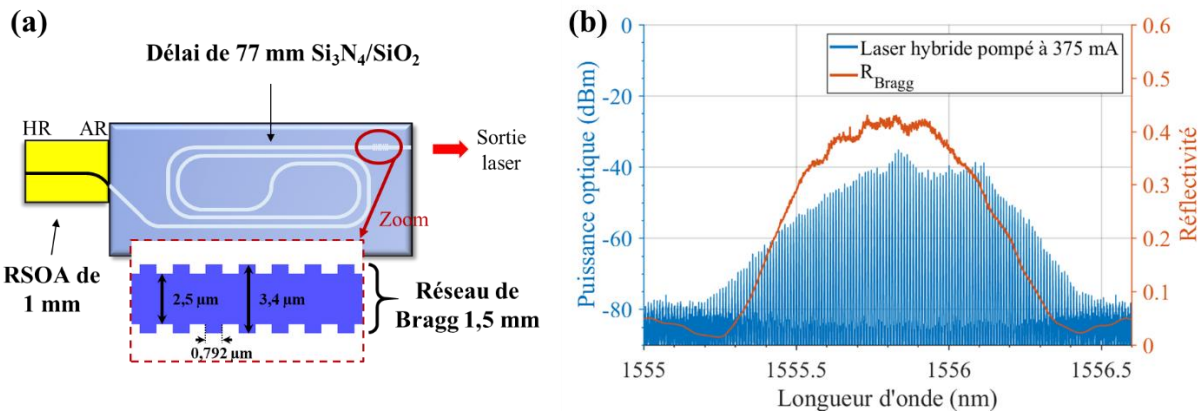


Fig. 94 : (a) Schéma du laser hybride multimode. La réflexion du signal est réalisée par le 3^{ème} ordre d'un réseau de Bragg avec un rapport cyclique de 50 %. Ce choix a été effectué pour relâcher les contraintes de fabrication. (b) Spectre optique du laser hybride (bleu), avec la réflectivité du réseau de Bragg utilisé (orange).

La cavité laser, schématisé sur la Fig. 94a, se distingue des cavités monomodes de la section précédente par un ISL 13 fois plus petit et une *FWHM* 4 fois plus large, ce qui permet l'oscillation de nombreux modes longitudinaux, comme nous pouvons l'observer sur la Fig. 94b. L'objectif de cette conception est de créer une source de peigne cohérent compacte avec un taux de répétition de l'ordre du GHz, pour des applications micro-ondes. La compacité est naturellement obtenue grâce à l'usage de la photonique intégrée, et le faible taux de répétition s'obtient en concevant une longue cavité. La difficulté réside dans la cohérence du peigne, qui peut être obtenue en imposant une relation de phase entre chaque mode. Les raies de notre laser multimode (Fig. 94b et Fig. 95a) ont une relation de phase aléatoire. En revanche sous certaines conditions (effets non linéaires dans le milieu à gain [214], présence de mélange à quatre ondes, bonne gestion de la dispersion) une relation de phase peut exister entre chaque mode longitudinal ; il s'agit alors d'un laser à verrouillage de modes [215]. Le pas entre les modes verrouillés en phase est constant, ce qui se traduit par un spectre RF constitué de raies très fines ($\ll 100$ kHz) dont la largeur peut être inférieure à la largeur des modes optiques du laser.

Une telle source cohérente de peigne de fréquence (c'est-à-dire ici un laser à verrouillage de mode) est incontournable pour de nombreuses applications. S'agissant d'une technologie liant le domaine optique au domaine RF, elle a révolutionné de nombreux domaines : la métrologie, la mesure précise de transitions atomiques [216], les horloges optiques [217], la spectroscopie [218], la génération de signaux pour les radars photoniques [107]. Étudié depuis le milieu des années 60 [219], ce sujet n'a cessé de mûrir avec la maîtrise des semiconducteurs [220], puis avec l'avènement des fibres [221]–[223], et aujourd'hui avec la photonique intégrée [224], [225]. Nos résultats préliminaires se placent dans ce dernier contexte. La photonique intégrée a l'avantage d'utiliser les technologies matures des semiconducteurs, permettant la fabrication en grand nombre et à bas prix. De plus, d'autres fonctions optiques comme des filtres passifs, multiplexeurs ou modulateurs peuvent être directement intégrés [226]. Enfin, la photonique intégrée fournit une bien meilleure compacité et présente un faible coût énergétique de fonctionnement. Seule la nanophotonique pourrait proposer une meilleure intégration dans les prochaines décennies.

L'intérêt par rapport à ce composant justifie donc les expériences préliminaires que nous proposons ici. Notre architecture présente en plus une grande simplicité (Fig. 94a) et ne comporte pas d'absorbants saturables. Elle peut fonctionner passivement : en ajustant le courant et/ou le couplage de notre aboutement dynamique, nous alternons entre un régime de laser multimode et un régime générant un peigne dont les modes sont verrouillés entre eux (Fig. 95). Il est surprenant de mesurer un peigne optique plus régulier sur la Fig. 95a plutôt que sur la Fig. 95b, alors que les raies RF de la Fig. 95a sont moins fines que celles de la mesure sur la Fig. 95b. Nos travaux préliminaires n'apportent pas de réponse à cette observation. Concernant les formes des spectres optiques, elles reproduisent au 1^{er} ordre le profil de la réflectivité du réseau de Bragg. Elles semblent également être affectées par les différentes réflexions associées aux cavités « parasites » formées par les facettes du RSOA et du composant passif.

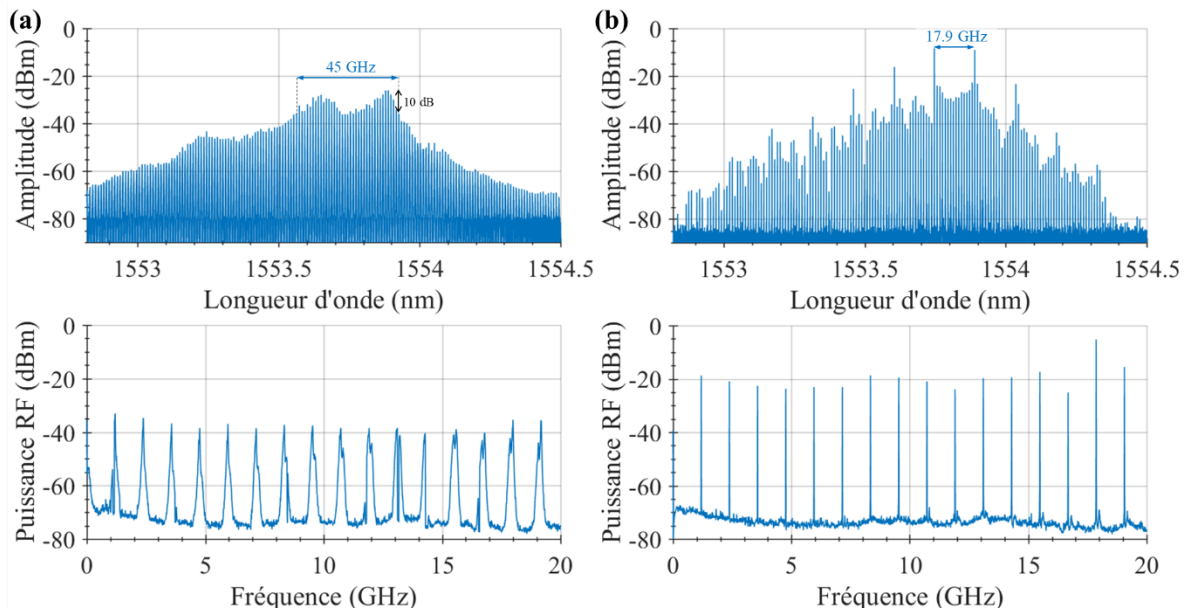


Fig. 95 : (a) Spectre optique et RF d'un laser multimode. (b) Spectre optique et RF du même laser dont le couplage est légèrement modifié : le laser multimode devient un laser à verrouillage passif de mode. Le courant de pompage est de 650 mA. Les paramètres d'acquisition des spectres RF sont les suivants : RBW=50 kHz, VBW=20 kHz, et SWT=16 s.

La Fig. 96 reporte les spectres RF quand une modulation d'amplitude de 10 dBm est appliquée au courant d'injection, au moyen d'un synthétiseur RF. Nous réalisons un laser à verrouillage de mode actif fondamentale en injectant un signal de fréquence f_{RF} égale à l'ISL de la cavité (1,18 GHz). La réponse RF montre un verrouillage des modes robuste (Fig. 96a), mais étonnamment l'étendue spectrale du peigne est moins importante qu'en verrouillage passif. Nous suggérons deux hypothèses pour l'expliquer :

- Le couplage étant dynamique, il a pu se dégrader entre les deux séries de mesure.
- Un couplage instable conduirait à des variations de la taille de la cavité, modifiant en permanence les fréquences de résonance, tandis que f_{RF} est fixé par le synthétiseur. Cette hypothèse, discutable, pourrait être vérifiée en refaisant l'expérience avec couplage figé dans un sous-module par exemple.

Sur les Fig. 96b et c, un verrouillage de mode harmonique est démontré en injectant respectivement le double et le triple de l'ISL de la cavité laser.

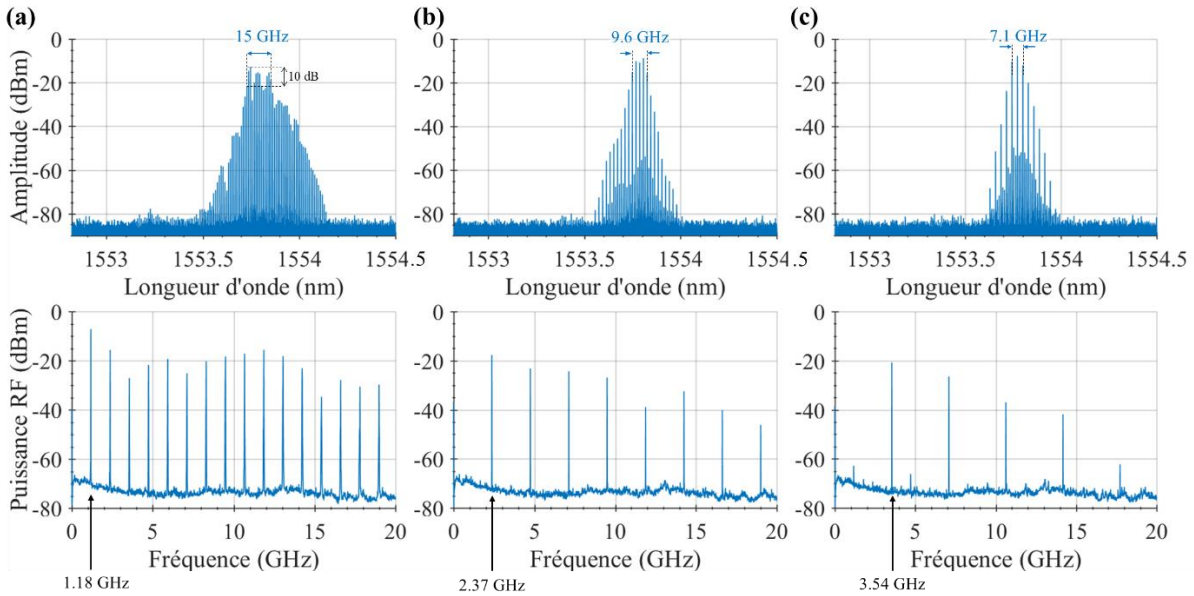


Fig. 96 : (a) Laser verrouillé activement grâce à l’injection d’un signal RF à la fréquence fondamentale ($f_{RF} = ISL$). (b) Injection RF de la 2^{ème} harmonique ($f_{RF} = 2 * ISL$). (c) Injection de la 3^{ème} harmonique ($f_{RF} = 3 * ISL$). Les spectres RF sont acquis avec les mêmes paramètres utilisés sur la Fig. 95.

Pour conclure cette partie, nous avons démontré le verrouillage fondamental passif et actif d’une longue cavité laser avec une fréquence de répétition de 1,18 GHz sans absorbant saturable intra-cavité. Nous avons également démontré la possibilité d’un verrouillage harmonique donnant un degré de liberté supplémentaire sur le choix de f_{rep} . Bien que préliminaires, ces travaux se placent parmi les rares réalisations exhibant des peignes avec un faible f_{rep} en photonique intégré. En 2018, d’après l’article [224], les réalisations de source de peigne avec un $f_{rep} \sim 1$ GHz étaient rares. En 2020, nous pouvons citer les travaux de [83], [227], [228] proposant des lasers hybrides avec des peignes dont f_{rep} est du même ordre de grandeur.

Pour améliorer les performances de notre laser, la taille de la cavité a été augmentée pour atteindre $f_{rep} = 360$ MHz, et le profil du réseau de Bragg a été amélioré [184]. Les efforts doivent maintenant porter sur l’optimisation du couplage des deux composants, optimiser davantage le réseau de Bragg comme suggéré en partie 2.1.4.5.C, et sur l’étude de la dispersion intra-cavité pour la compenser avec le réseau de Bragg.

2.3. Conclusion et perspectives

Ce chapitre fut l’occasion de mettre en pratique la théorie (rappelé au 1^{er} chapitre) sur le couplage d’un milieu à gain à une cavité à faibles pertes dont la réflectivité est dispersive. Ainsi, nous avons formé une cavité laser grâce à l’hybridation d’un milieu à gain en semiconducteur InGaAsP/InP d’une part avec un réseau de Bragg conçu dans un guide d’onde en Si₃N₄/SiO₂ d’autre part.

Pour y parvenir, nous avons conçu des guides d’onde Si₃N₄/SiO₂ faibles pertes (1 – 10 dB/m) grâce à la persévérance de nos collègues du CEA-Leti. Nous avons étudié en particulier la théorie et la conception de réseaux de Bragg en fixant les contraintes de fabrication. Pour obtenir des réseaux de Bragg suffisamment fin (< 20 GHz), nous avons simulé, conçu et testé une grande variété de réseaux : uniforme, à îlots, à ordres élevés. Nous avons essayé une conception de réseau apodisé originale pour augmenter la longueur de pénétration (mais nous n’avons pas eu le temps de tester ce type de réseau en configuration laser).

Une fois les réseaux fabriqués et caractérisés, nous avons réalisé des lasers hybrides en utilisant des RSOA du III-V Lab. En montant des bancs adaptés et des programmes contrôlant l'ensemble des instruments, nous avons mené une vaste campagne de mesure. L'évaluation de ce type de composant nous a permis notamment de comprendre l'impact des sauts de mode sur l'ensemble des performances. Ces mesures nous ont aussi enseigné que beaucoup d'éléments de compréhension du fonctionnement du laser DBR peuvent être rapidement obtenus en mesurant uniquement la puissance émise en fonction du courant. Nous résumons ci-dessous les ordres de grandeur des performances obtenues (Tableau 13).

Puissance couplée dans la fibre	5 – 10 mW
Puissance sur un détecteur large	20 – 40 mW
Largeur de raie fondamentale	5,5 – 10 kHz
Largeur de raie intégré sur 10ms	440 kHz \pm 44 kHz
RIN entre 0 et 5 GHz (entre deux sauts de mode)	-150 dB/Hz
Intervalle spectral libre (ISL)	16,5 GHz \pm 1 GHz (132 pm \pm 8 pm)
Taux de réjection (SMSR)	> 60 dB
Vitesse et amplitude (BA) d'accord continu	max(V_{accord}) = 4,1 GHz/ μ s et BA = 1,3 GHz
Accord continu en chauffant R_{Bragg}	250 GHz (2 nm)

Tableau 13 : Principales performances que nous avons mesurées pour un laser hybride formée d'un RSOA d'1 mm et d'un réseau de Bragg uniforme de 6,5 mm.

Pour évaluer la qualité spectrale de notre laser hybride, nous avons mesuré la largeur de raie et le RIN en fonction du courant. Au-delà des performances, nous pouvons retenir que les mesures de largeur de raie correspondent bien à la théorie du chapitre 1, et que le RIN d'un tel laser est complexe à réduire. En effet, il est bruité par les oscillations de relaxation et par le battement avec un mode secondaire. Le niveau de RIN recherché est donc aussi à prendre en compte pour fixer le taux de réjection. De plus, le minimum de RIN se situe entre deux sauts de mode (là où les pertes intra-cavité sont les plus faibles), ce qui ne correspond pas au minimum de largeur de raie (nécessitant un désaccord vers le rouge). Un compromis doit donc être trouvé entre les performances attendues en RIN et en largeur de raie.

Au terme de ce chapitre, nous pouvons confirmer les principaux intérêts des lasers hybride DBR :

- Ce sont des composants simples à concevoir et à utiliser une fois le couplage des composants actifs et passifs maîtrisé.
- Par rapport à un simple semiconducteur, la largeur de raie est grandement réduite. Usuellement dans la gamme 100 kHz – 1 MHz pour les lasers semiconducteurs, notre laser DBR et les solutions en photonique intégrée permettent de la réduire considérablement.
- Ces lasers peuvent être facilement accordés en longueur d'onde continument sur plusieurs GHz.

Les lasers hybrides DBR représentent donc une possibilité répondant aux requis pour mener une expérience de lidar cohérent par exemple [36]. De plus, leur simplicité est un avantage supplémentaire pour convaincre les marchés d'utiliser une solution à base de photonique intégrée comme la nôtre.

Pour réduire davantage la largeur de raie, nous avons augmenté la longueur du guide passif de la cavité laser par rapport à celle décrite dans le Tableau 13. Le composant passif est ainsi composé de 18,7 mm, suivi d'un réseau de Bragg à ilot d'une longueur de 20,1 mm, conçu pour être suffisamment fin par rapport à l'ISL de la cavité. Les premières mesures en aboutement dynamique que nous avons réalisées ont révélé une largeur de raie intrinsèque inférieure à 2 kHz.

Les performances que nous avons démontrées peuvent être largement améliorées en utilisant les stratégies détaillées dans ce chapitre. Notamment, la cavité peut être refermée par un réseau apodisé par exemple et le couplage entre les deux composants peut être optimisé. Une autre amélioration

significative serait de déposer un traitement anti-reflet sur les facettes du composant passif. Toutefois, cette étape est technologiquement complexe à effectuer à cause de la grande taille des composants. Dans un second temps, nous pourrions complexifier la cavité en utilisant par exemple deux puces à gain et des anneaux résonnants comme dans [83], ce qui pourrait considérablement augmenter la puissance optique de sortie.

Dans ce chapitre, nous avons utilisé un guide d'onde Si₃N₄/SiO₂ à faible confinement, car ces derniers ont des pertes linéiques très faibles et peu d'effets non linéaires. Dans le prochain chapitre, nous allons augmenter le confinement des guides Si₃N₄/SiO₂ pour au contraire exacerber les effets non-linéaires.

3. Peigne de fréquences dans un micro-résonateur $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ à fort confinement

La génération de peigne par effet Kerr à l'aide d'un micro-résonateur à fort coefficient de qualité est un sujet très étudié cette dernière décennie [229]. Ces peignes sont très souvent formés grâce à l'injection du micro-résonateur par un laser de pompe externe. Mais depuis 2018 [230], les progrès des différentes plateformes ont permis de remplacer la source externe par un laser semiconducteur III-V directement intégré dans le boîtier, réduisant drastiquement le volume des expériences.

Les travaux ce chapitre ont pour objectif de générer des peignes de fréquences Kerr au moyen d'une source compacte. L'architecture de cette source est similaire à celles présentées dans le chapitre précédent. Elle repose sur l'aboutement d'une puce $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ contenant un micro-résonateur et d'un laser DFB en InGaAsP/InP. Les composants $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$, dont les guides d'onde Si_3N_4 sont à fort confinement contrairement au chapitre précédent, sont conçus et fabriqués au CEA-Leti, tandis que les laser DFB sont conçus et fabriqués au III-V Lab.

Les aspects modélisations et simulations sur la génération des peignes solitoniques par effet Kerr étant déjà détaillés dans la littérature, par exemple dans les thèses de Tobias Herr, et d'Erwan Lucas [231], [232], nous avons décidé de concentrer nos efforts sur la partie expérimentale de notre source de peigne de fréquences.

Dans ce chapitre, nous commencerons par introduire la thématique des peignes optiques en se concentrant sur les peignes générés par effet Kerr, de manière générale, puis en photonique intégrée. Ensuite, nous décrirons les micro-résonateurs en Si_3N_4 en termes de conception, fabrication et caractérisations. Enfin, nous étudierons l'assemblage de ces micro-résonateurs avec un laser DFB en III-V. Nous prendrons soin en particulier d'analyser la structure des peignes optiques générés, les difficultés rencontrées et les solutions proposées.

3.1. Introduction

Dans cette première partie, nous allons introduire le concept de peignes de fréquences optiques, et en particulier ceux générés par effet Kerr. Nous continuerons en se concentrant sur les peignes constitués de solitons temporels. Enfin, nous terminerons cette introduction en montrant les possibilités de la photonique intégrée en termes de générations de peignes Kerr solitoniques.

Cette introduction ne se veut pas exhaustive mais a pour objet de donner les bases essentielles pour pouvoir comprendre les choix de conceptions concernant le micro-résonateur (partie 3.2), et pour appréhender les caractérisations qui suivront (partie 3.3). Pour davantage d'informations, nous suggérons la lecture de [231], [232] pour les peignes solitoniques et de [233]–[235] pour les effets non-linéaires.

3.1.1. Les peignes de fréquences optiques

Un **peigne de fréquences optique** est une source de lumière dont le spectre est constitué de raies équidistantes. Le peigne est dit parfaitement cohérent si toutes ces raies sont mutuellement cohérentes. La fréquence de la n -ième raie optique ν_n du peigne est reliée à la fréquence de répétition f_{rep} et la fréquence de décalage de la porteuse f_0 (« carrier offset frequency ») par la relation :

$$\forall n \in \mathbb{N}, \nu_n = f_0 + n f_{rep} \quad (74)$$

Ces paramètres se retrouvent dans le spectre du peigne de fréquence et dans sa trace temporelle constituée d'un train d'impulsions, comme nous pouvons l'observer sur le schéma bien connu de la Fig. 97.

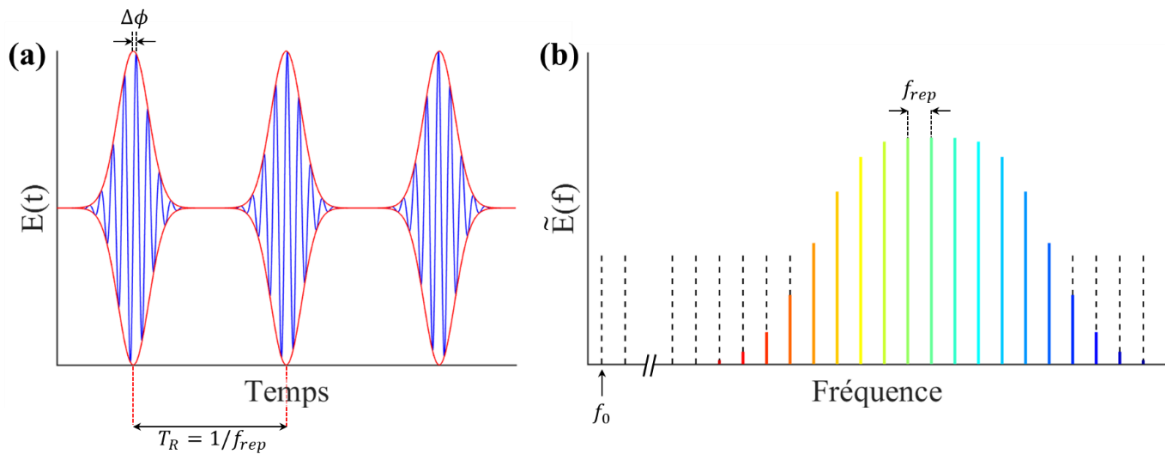


Fig. 97 : (a) Train d'impulsion séparées par un temps de répétition T_R . L'amplitude du champ électrique (bleu) de chaque impulsion est décalée par $\Delta\phi = 2\pi f_0 T_R$ à cause des différences vitesses de propagation. (b) Par transformée de Fourier de (a), nous retrouvons un peigne de fréquences dont les raies sont espacées de f_{rep} .

Le peigne de fréquences optique est un outil précieux car il relie le domaine optique (en centaines de THz) au domaine radiofréquence (RF) (en GHz) grâce à la relation (74). Les **applications** sont donc nombreuses et variées. En métrologie, un peigne de fréquence référencé peut servir d'étalon pour la mesure précise de fréquence inconnue et servir à la construction d'une horloge optique atomique [236], [237]. La réponse temporelle d'un peigne est intéressante, car la durée des impulsions de l'ordre de 100 fs, voire moins, permet de sonder des phénomènes rapides comme les réaction chimiques [238]. La stabilité d'un peigne de fréquences permet également la calibration de spectromètres en astronomie [239]. Deux peignes optiques spectralement proches permettent également de produire un peigne dans le domaine RF servant en spectroscopie [218]. Des signaux RF purs peuvent être synthétisés et ont permis des progrès très importants dans les applications photoniques micro-onde [107], [240]. Le multiplexage en longueur d'onde utilisé en télécommunications cohérentes peut également se baser sur une seule source de peigne de fréquences plutôt qu'un ensemble de lasers différents [241]. Les peignes de fréquences permettent également la mesure de distance ultra-rapide [242] et peuvent servir de sources pour des systèmes lidar [243].

Les peignes de fréquences ont donc révolutionné de nombreuses applications. T. Hänsch et J. Hall ont ainsi été récompensés par le prix Nobel de Physique en 2005 pour leur développement de la spectroscopie laser et la technique des peignes de fréquences.

La **génération** d'un peigne de fréquences optiques peut être effectuée par plusieurs méthodes. Au chapitre précédent (section 2.2.4), nous avons déjà présenté une première méthode se basant sur les

lasers à verrouillage de mode. Il est également possible de générer un peigne en modulant l'amplitude et la phase d'un laser continu au moyen d'un modulateur électro-optique [244]. Enfin, une manière alternative est de générer un peigne de fréquence dit Kerr grâce au mélange à quatre ondes cascades dans un résonateur non-linéaire à fort coefficient de qualité [245]. Dans ce chapitre, nous générerons des peignes grâce à cette méthode que nous expliquons dans la partie suivante.

3.1.2. La génération de peignes de fréquences optiques par effet Kerr

La génération de peigne de fréquence par effet Kerr repose sur l'injection d'un laser continu dans un résonateur à fort coefficient de qualité et possédant une susceptibilité d'ordre 3 ($\chi^{(3)}$) élevé. Avant d'expliquer la formation du peigne de fréquences, nous rappelons brièvement quelques effets non-linéaires d'ordre 3. Nous ne regarderons pas les effets à l'ordre 2 puisque les matériaux utilisés dans les peignes Kerr sont généralement centrosymétriques et ont donc un $\chi^{(2)}$ nul.

Un matériau possédant un coefficient $\chi^{(3)}$ strictement positif est un matériau dont l'indice de réfraction n varie de manière quadratique avec l'intensité I du champ électrique. Il est appelé l'effet Kerr optique [233] :

$$n = n_0 + n_2 I \quad (75)$$

Avec $n_0 = \sqrt{1 + \chi^{(1)}}$ l'indice de réfraction linéaire du matériau (lorsque l'intensité du champ est faible), $n_2 = \frac{3}{4n_0^2 \epsilon_0 c} \chi^{(3)}$ l'indice de réfraction non-linéaire où ϵ_0 et c sont respectivement la permittivité du vide et la vitesse de la lumière dans le vide. Lorsqu'un champ électrique se propage dans un tel matériau, plusieurs effets non-linéaires peuvent apparaître [233] :

- **L'auto-modulation de phase** (« self-phase modulation »). Lorsqu'une impulsion se propage, elle modifie localement l'indice de réfraction à cause de son intensité. En considérant une longueur L parcourue par l'impulsion, l'auto-modulation de phase induit un déphasage non-linéaire $\phi_{NL} = n_2 I k_0 L = \gamma P L$, avec k_0 le vecteur d'onde dans le vide, $\gamma = k_0 n_2 P / A_{eff}$ où A_{eff} est la surface modale, et P la puissance optique. Cette modulation de phase induit alors un élargissement du spectre de l'impulsion. En le mesurant, il est possible de quantifier l'auto-modulation de phase et de remonter au coefficient non-linéaire γ [246].
- **La modulation de phase croisée** (« cross-phase modulation »). De manière similaire à l'auto-modulation de phase, lorsque deux impulsions se propagent, l'une d'entre elle peut modifier l'indice de réfraction subi par l'autre impulsion. Son effet est deux fois plus fort que l'auto-modulation de phase [247].
- **Le mélange à quatre ondes** (« four-wave-mixing »). L'interaction de deux ou trois longueurs d'onde peut produire de nouvelles longueurs d'onde lorsque la conservation d'énergie et l'accord de phase sont respectées. Un cas particulier est le mélange à quatre ondes dégénéré : une onde engendre deux nouvelles ondes avec un écart fréquentiel identique de part et d'autre de la longueur d'onde incidente (Fig. 98a). Les plages spectrales où les nouvelles longueurs d'onde peuvent apparaître sont celles où le gain paramétrique est supérieur aux pertes du milieu. Dans un résonateur, le gain paramétrique est fonction du désaccord entre la longueur d'onde de la pompe et celle de la résonance injectée, de la puissance de la pompe, et de la dispersion du résonateur [248], [249].
- **La génération de troisième harmonique** (« third harmonic generation »). Trois photons de même énergie peuvent engendrer un photon d'énergie triple. Si les trois photons initiaux ont des énergies différentes, cela revient à parler de mélange à quatre ondes.

Dans le cas de la génération de peigne de fréquence, tous ces phénomènes peuvent intervenir. Néanmoins, le plus visible reste le mélange à quatre ondes. En effet, l'injection d'un laser continu dans un résonateur déclenche un premier mélange à quatre ondes dégénéré. Puis, les photons créés aux deux nouvelles fréquences vont pouvoir interagir et déclencher un mélange à quatre ondes non-dégénéré. En cascadant les mélanges à quatre ondes, un peigne de fréquence dit Kerr est alors généré. Ainsi, la première génération de peigne Kerr a été démontrée en 2007 en pompant un résonateur de forme toroïdale en silice à très fort coefficient de qualité [245]. L'utilisation d'un résonateur permet en effet de favoriser le mélange à quatre ondes pour ses fréquences de résonance, facilitant grandement la génération du peigne de fréquences.

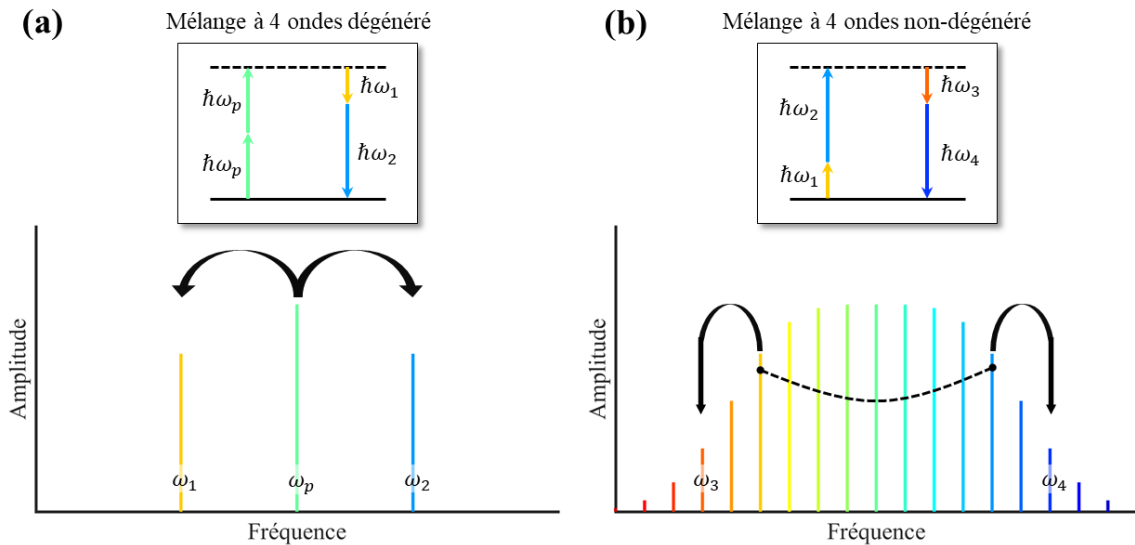


Fig. 98 : Formation d'un peigne de fréquence Kerr. (a) L'injection de la pompe à la fréquence ω_p permet l'apparition de deux nouvelles fréquences par un mélange à quatre ondes dégénéré. (b) Chaque fréquence générée peut alors participer à un nouveau mélange à quatre ondes non-dégénéré. Par mélanges cascades, un peigne de fréquences optiques se forme. Les vignettes représentent les diagrammes d'énergie associées où le trait continu représente le niveau d'énergie fondamentale, tandis que le trait pointillé est un niveau virtuel. Le paramètre \hbar est la constante de Planck réduite.

L'autre effet non-linéaire qui nous intéresse particulièrement est l'auto-modulation de phase, car elle a pour effet de modifier le profil temporel de l'impulsion. Or lorsqu'une impulsion se propage dans un matériau, son profil temporel est modifié à cause de la dispersion. En particulier, dans un milieu à dispersion anormale et présentant une non-linéarité Kerr, les deux effets se compensent : une impulsion peut atteindre un profil stable dans le domaine temporel. Dans notre cas particulier, cet état se nomme **un soliton Kerr dissipatif temporel** (« temporal dissipative Kerr soliton ») [229]. Nous parlerons dans la suite d'états solitoniques. En reprenant une formulation de ces auteurs [229], ces états reposent sur une double balance :

- La dispersion anormale est compensée par l'auto-modulation de phase par effet Kerr.
- Les pertes du résonateur sont compensées par le gain paramétrique non-linéaire fourni par le laser de pompe.

L'état solitonique est le peigne de fréquences Kerr recherché, car il est très cohérent et stable. L'état de soliton unique (« single soliton »), c'est-à-dire lorsqu'une unique impulsion se propage dans un résonateur, correspond à un peigne de fréquence à modes verrouillés entre eux espacés de l'ISL du résonateur. La première démonstration de peigne de fréquences solitonique fut réalisée par Leo *et al.* en 2010 à l'aide d'un résonateur fibré [250]. Depuis de nombreux peignes solitoniques ont été générés à

l'aide de résonateurs sur différentes plateformes comme le MgF₂ [251], [252], la silice [253], le silicium [254], le niobate de lithium [255], et très largement avec le Si₃N₄ [256]–[259].

Dans le cas des micro-résonateurs, divers modèles théoriques ont été développés pour décrire la génération et la propagation de peignes de fréquences [260] ; le plus utilisé est celui utilisant l'équation de Lugiato-Lefever généralisée [261], [262] :

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{j}{2} D_2 \frac{\partial^2 A}{\partial \phi^2} + jg|A|^2 A - \left(\frac{\kappa}{2} + j(\omega_0 - \omega_p) \right) A + \sqrt{\frac{\kappa_{ex} P_{in}}{\hbar \omega_0}} \quad (76)$$

où les paramètres sont décrits dans le Tableau 14 ci-dessous.

Amplitude du champ dans le micro-résonateur	A
Terme d'ordre 2 du développement en série de Taylor des fréquences de résonances du micro-résonateur	$D_2 = \left. \frac{\partial^2 \omega_\mu}{\partial \mu^2} \right _{\mu=0}$
Position angulaire	ϕ
Coefficient de couplage non-linéaire correspondant au décalage Kerr par photon	$g = \hbar \omega_0 c n_2 / n_g^2 V_{eff}$
Indice de groupe	$n_g = n_0 + \omega_0 \left. \frac{\partial n}{\partial \omega} \right _{\omega_0=0}$
Volume modale	V_{eff}
Taux de pertes totales = taux de pertes intrinsèque + taux de pertes externes	$\kappa = \kappa_0 + \kappa_{ex}$
Puissance à l'entrée du résonateur	P_{in}

Tableau 14 : Paramètres utilisés dans l'équation (76). Les notions de base sur la dispersion sont rappelées en Annexe E.

Cette équation met en valeur les quatre paramètres que balancent l'état solitonique : la **dispersion** est compensée par la **non-linéarité Kerr**, et les **pertes** sont compensés par le **gain** fourni par la pompe. Cette équation n'a pas de solution analytique connue, mais il a été démontré pour que sous certaines approximations, l'état solitonique exhibait la forme d'une sécante hyperbolique avec un fond continu. En effet, si l'amortissement et la puissance sont suffisamment faibles dans le résonateur, l'équation non-linéaire de l'équation de Schrödinger (sur laquelle se base l'équation de Lugiato-Lefever) a pour solution [256] :

$$A(\phi) \approx C_1 + C_2 \sum_j \operatorname{sech} \left(\sqrt{\frac{2(\omega_0 - \omega_p)}{D_2}} (\phi - \phi_j) \right) \quad (77)$$

où j varie entre 1 et le nombre total d'impulsions dans le micro-résonateur, C_1 et C_2 sont des constantes dépendantes de la dispersion, de la non-linéarité, de la puissance de la pompe, de la position de chaque impulsion, et du désaccord entre la pompe et la résonance [252].

Néanmoins, la génération de peigne solitonique n'est pas aisée. Les simulations basées sur l'équation de Lugiato-Lefever, ainsi que des mesures expérimentales ont montré qu'il était nécessaire d'appliquer un désaccord positif entre la pompe et la résonance chaude du résonateur, c'est-à-dire que la longueur d'onde de la pompe doit être supérieure à celle de la résonance [263]. Nous reviendrons ultérieurement

(Fig. 104) sur le comportement de la résonance lors de son excitation. Pour atteindre un désaccord suffisant tout en restant dans la résonance, la pompe passe par une zone d'instabilité de modulation.

L'instabilité de modulation (« modulation instability ») est un phénomène très souvent rencontré dans la génération des peignes de fréquences. Il s'agit d'une combinaison de l'auto-modulation de phase et de la dispersion anormale du matériau où se propage l'impulsion [234], [264]. Dès lors qu'une faible perturbation s'ajoute au champ se propageant dans le résonateur, celle-ci est amplifiée exponentiellement dans le cas d'une dispersion anormale. En revanche, le champ reste stable dans le cas d'une dispersion normale. L'instabilité de modulation permet donc la modulation spontanée d'un champ continu, et amplifie également les modulations existantes. Cela se traduit par un mélange à quatre ondes dégénéré issu du laser de pompe [234]. L'instabilité de modulation permet donc de convertir les photons à la fréquence pompe en des photons dont les fréquences sont associées à des bandes latérales où le gain paramétrique lié à cette conversion compense les pertes de la cavité. Les raies primaires formées apparaissent à un multiple de l'ISL du résonateur [247].

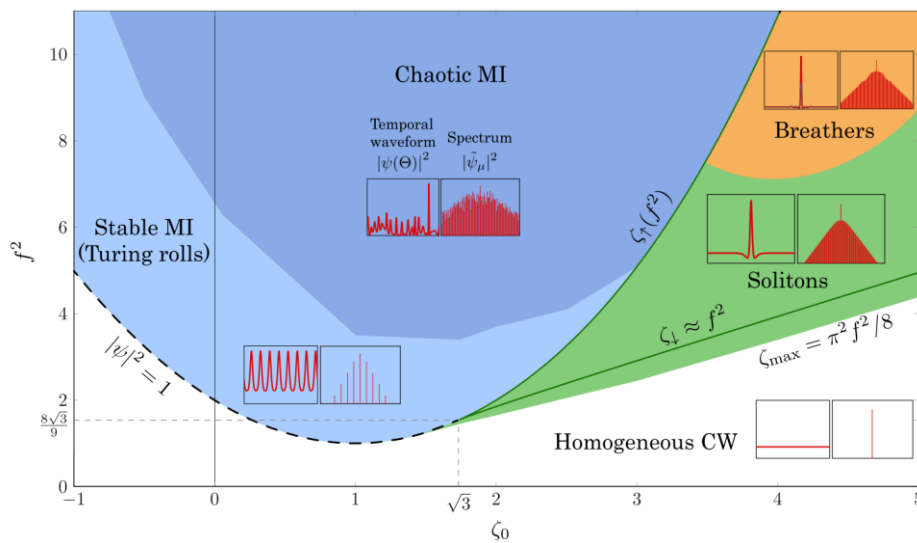


Fig. 99 : Charte des solutions de l'équation de Lugiato-Lefever extrait de la thèse d'Erwan Lucas [232]. La puissance normalisée $f^2 = P_{in}/P_{seuil}$ est tracée en fonction du désaccord normalisée $\zeta_0 = 2(\omega_0 - \omega_p)/\kappa$, avec ω_0 la fréquence de la résonance et ω_p la fréquence de la pompe. La courbe noir pointillée est le seuil d'instabilité de modulation (MI). En augmentant le désaccord et/ou la puissance à partir d'un désaccord négatif (par exemple $\zeta_0 = -1$), la pompe injectée dans la résonance rentre dans la zone de « stable MI » correspondant à la génération d'un peigne de Turing. Puis selon la puissance injectée, le peigne peut devenir chaotique ou solitonique lors d'un désaccord progressif vers le rouge. La zone « breathers » est un état intermédiaire entre l'instabilité de modulation et le soliton. Le paramètre ψ est l'amplitude du champ normalisée $\psi = A\sqrt{2g/\kappa}$.

Cette instabilité de modulation dépend principalement de la puissance, du désaccord, de la dispersion et de la non-linéarité du milieu. Elle apparaît à partir du seuil (en puissance) des oscillations paramétriques que nous expliciterons ultérieurement (87). Lorsque le désaccord et la puissance de pompe sont faibles, la modulation d'instabilité permet la génération d'un peigne stable aussi nommé motif de Turing (« Turing rolls » ou « Roll pattern ») [265]. Quand le désaccord et la puissance augmentent, l'onde se propageant dans le résonateur devient de plus en plus bruitée et le peigne optique se densifie irrégulièrement avec des raies supplémentaires : un régime chaotique peut alors s'établir. Des raies secondaires apparaissent et densifient le spectre optique avec un écart de raies égales à l'ISL du résonateur.

Le type de peigne généré par instabilité de modulation est cependant bruité. Pour répondre aux nombreuses applications utilisant les peignes de fréquence, il est nécessaire d'atteindre l'état solitonique

qui est peu bruité. Pour y parvenir, il est nécessaire de désaccorder davantage la pompe vers le rouge de la résonance pompée. En effet, d'après les simulations effectuées en intégrant l'équation de Lugiato Lefever notamment [263], l'état solitonique est atteint pour un désaccord positif comme nous pouvons l'observer sur la charte sur la Fig. 99.

3.1.3. Les différentes réalisations de peigne de fréquences par effet Kerr

Maintenant que nous avons introduit la génération des peignes de fréquences par effet Kerr et notamment celle des solitons temporels, nous allons à présent présenter le contexte de nos travaux.

Depuis les premières démonstrations de peignes Kerr, puis celles de solitons Kerr, de nombreuses démonstrations expérimentales ont été rapportées cette dernière décennie. Cependant, plusieurs facteurs freinent la commercialisation des peignes de fréquences :

- Il est nécessaire de concevoir et manipuler des résonateurs à fort coefficient de qualité à dispersion anormale. Mais des entreprises comme Oewaves ont montré que cet obstacle était surmontable.
- Pour déclencher les effets non-linéaires, il faut disposer d'un puissant laser qui s'avère cher, encombrant et énergivore.
- Générer un état solitonique, et non un peigne lié à l'instabilité de modulation, est complexe. En effet, la puissance injectée dans le résonateur étant différente dans les régimes d'instabilité de modulation et de solitons, la température du résonateur peut varier brutalement. Il est généralement nécessaire de mettre en place un banc de stabilisation utilisant par exemple la méthode de Pound-Drever-Hall [252] ou de « power kicking » [266].

Heureusement l'essor de la photonique intégré a donné un nouveau souffle à cette technologie : depuis 2018 [230], plusieurs équipes de recherches ont résolu ces problèmes en remplaçant l'encombrant laser externe par un semiconducteur en matériaux III-V.

Description de la source	ISL	Largeur à - 30 dB	P_{sortie}	Références
Laser hybride III-V/Si ₃ N ₄ + anneau Si ₃ N ₄	194 GHz	13 THz (105 nm)	0,24 mW	[230] Columbia Univ.
Laser DFB III-V + anneau Si ₃ N ₄	15/20/40 GHz	~5,6 THz (45 nm)	N.C.	[267] Caltech & UCSB & EPFL
Laser hybride III-V/FBG + anneau Si ₃ N ₄ *	99 GHz	~11 THz (90 nm)	N.C.	[268] EPFL & UCSB
Laser DFB III-V + anneau Si ₃ N ₄	1 THz	~65 THz (520 nm)	N.C.	[268] NIST & UCSB
Laser Fabry-Pérot III-V + anneau Si ₃ N ₄	88/149 GHz	~6,2 THz (50 nm)	11 mW	[269] EPFL & RQC
Laser DFB III-V + anneau Si ₃ N ₄	30 GHz	~4,6 THz (37 nm)	1,4 mW	[270] RQC & EPFL

Tableau 15 : Comparatifs des principales réalisations **compactes** de peignes de fréquences solitoniques. Toutes ces réalisations occupent moins de 3 cm³ et consomment moins de 3 W électrique. La colonne ISL (intervalle spectral libre) correspond à la fois à l'ISL du résonateur utilisé et à l'écart de raie du peigne généré. * : Cette source est partiellement compacte, puisque le semiconducteur et l'anneau sont dans deux modules différents. N.C. : non communiqué, Caltech : California Institute of Technology, UCSB : University of California Santa Barbara, EPFL : Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne. RQC : Russia Quantum Center, FBG : Fiber Bragg Grating. Toutes ces réalisations sont en partie financées par la DARPA (Defence Advances Research Projects Agency) au sein du programme DODOS.

Comme nous l'observons dans le Tableau 15, les laboratoires de pointe en photonique intégré ont réussi à générer un peigne solitonique. Nous pouvons relever plusieurs points :

- Toutes les réalisations sont effectuées avec un couplage **par la tranche** entre un composant **III-V** et une puce avec un résonateur en **Si₃N₄**. Ces trois faits s'expliquent par :
 - La grande maturité technologique des composants III-V (InP, GaAs, etc.)
 - Comme mentionné dans l'introduction générale, la plateforme Si₃N₄ est l'une des meilleures grâce à ses faibles pertes tout en permettant la conception de guides d'ondes avec une dispersion anormale. De plus, l'indice de réfraction non-linéaire est assez élevé ($2,5 \times 10^{-19} \text{ m}^2 \cdot \text{W}^{-1}$), et enfin le Si₃N₄ ne souffre pas d'absorption à deux photons. Ces qualités se traduisent par de bonnes figures de mérite (cf. Tableau 1).
 - Le moyen le plus efficace pour coupler le III-V au Si₃N₄ reste le couplage par la tranche, les démonstrations par couplage verticale sont encore très marginales et n'ont pas été (encore) réalisées pour la génération de peigne de fréquence.
- Les peignes générés ont un taux de répétition supérieur à 15 GHz. Cet élément était déjà une faiblesse des montages traditionnels (pompe externe) : il est complexe de déclencher la formation d'oscillations paramétriques dans des grands résonateurs (87), d'autant plus avec un laser en semiconducteur délivrant moins de puissance.
- La taille du spectre généré est réduite, et le nombre de raies à -3 dB est faible⁷. Contrairement à un montage classique avec une pompe externe pouvant délivrer bien plus de puissance qu'un semiconducteur, il est rare de générer un peigne atteignant l'octave avec ce type de sources compactes.
- La puissance du peigne générée n'excède pas 15 mW car d'une part la pompe n'émet généralement pas plus de 100 mW, et d'autre part le procédé de mélange à quatre ondes souffre d'une mauvaise efficacité de conversion (< 10 %) [271].

Ainsi, la compacité offerte par le remplacement de la pompe externe par un semiconducteur ne peut se faire qu'au prix de performances réduites. Néanmoins, l'assemblage intégré offre un autre avantage significatif résolvant le problème de stabilité thermique : le laser de pompe est directement abouté au micro-résonateur sans isolateur optique. Ainsi, la rétrodiffusion induite par la forte puissance se propageant le long des guides rugueux peut se réinjecter dans le laser de pompe. La rugosité du guide étant des défauts de dimension faible devant la longueur d'onde, il s'agit d'une rétrodiffusion Rayleigh. Celui-ci peut alors se verrouiller sur une résonance de l'anneau : les dérives fréquentielles sont autocompensées. Des peignes solitoniques peuvent être ainsi générés en s'affranchissant des techniques de stabilisation précédemment mentionnées (méthode de Pound-Drever-Hall [252] ou de « power kicking » [266]).

Nos travaux se placent dans le prolongement de ceux présentés au Tableau 15 : nous présentons la conception et la caractérisation d'une source compacte de peigne de fréquence. Celle-ci est formée par l'aboutement d'un laser DFB en InGaAsP/InP du III-V Lab et d'un micro-résonateur Si₃N₄ du CEA-Leti (Fig. 100).

La réussite d'une telle source hybride repose sur l'optimisation de la pompe, du résonateur, et de l'assemblage des deux composants. La technologie III-V étant mature, nous allons focaliser nos travaux sur le composant passif dans la partie suivante.

⁷ « Les raies à -3 dB » sont celles dont la puissance est au moins égale à la moitié de la puissance de la raie la plus intense.

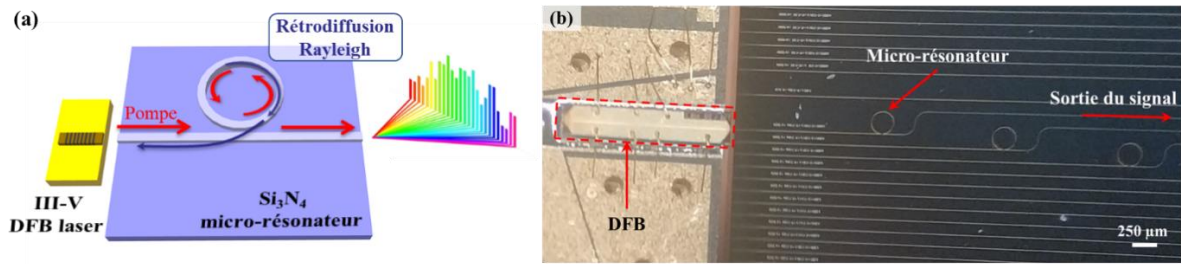


Fig. 100 : (a) Schéma d'un peigne de fréquences optiques généré par le pompage d'un micro-résonateur non linéaire par un laser DFB. (b) Photographie de l'aboutement : les composants sont alignés au moyen de platines de translations micrométriques.

3.2. Etude des composants passifs seuls

Dans cette partie, nous concentrons notre attention sur les choix des conceptions de guide d'onde en Si₃N₄/SiO₂ réalisés par le CEA-Leti, et en particulier des micro-résonateurs en anneaux. Nous en profiterons pour rappeler les bases théoriques nécessaires pour mieux appréhender ces choix. Nous détaillerons ensuite les stratégies utilisées par le CEA-Leti pour fabriquer des guides d'onde en Si₃N₄/SiO₂ à fort confinement et à dispersion anormale dont les pertes de propagation sont à l'état de l'art. Nous terminerons par un aperçu des caractérisations de nos micro-résonateurs qui serviront à la génération de peigne de fréquences.

3.2.1. Caractéristiques du guide d'onde

Un élément clé en photonique intégrée est l'aptitude à transporter la lumière avec peu de pertes. Dans notre cas, le transport du signal se fait à l'aide de guides d'onde droit et courbe que nous avons évoqués au chapitre précédent (2.1). Nous nous focaliserons sur la description de la conception de nos guides d'onde utilisés dans ce chapitre. Comme nous l'avons expliqué précédemment, nos guides d'onde doivent être conçus pour optimiser en priorité ces critères :

- Une dispersion anormale adaptée
- Un fort confinement
- Des faibles pertes de propagation

La géométrie du guide d'onde détermine les deux premiers points, et dans une moindre mesure les faibles pertes comme nous l'avons rappelé en partie 2.1.1. Pour paramétrer la dispersion de nos guides d'onde, il est nécessaire d'estimer précisément les indices des matériaux employés en fonction de la longueur d'onde et idéalement en fonction de la température. En effet, pour ce dernier point, l'injection d'une forte puissance continue dans le micro-résonateur chauffe ce dernier. Les indices matériaux changent alors par effet thermo-optique (la dilatation est souvent négligeable par rapport à ce dernier phénomène), la dispersion est donc aussi modifiée. En pratique, nous n'avons pas besoin de connaître très précisément les valeurs de dispersion, une estimation sera suffisante. Nous simulerons la dispersion à une température constante de 25°C.

En particulier, nous nous concentrons sur des guides en Si₃N₄ d'épaisseur de 800 nm et de largeur entre 1,4 μm – 1,7 μm (Fig. 101a). Ces variations correspondent aux configurations conçues et fabriqués par le CEA-Leti, dont nous disposons. L'épaisseur du Si₃N₄ est choisie pour obtenir une dispersion anormale : plusieurs travaux ont montré qu'une épaisseur d'au moins 700 nm était nécessaire pour obtenir ce régime [129], [134], [272]. D'un autre côté, cette épaisseur ne doit pas être non plus trop importante, en effet un guide trop épais entraînerait beaucoup d'inconvénients :

- Des modes transverses supplémentaires seraient excités. Les supprimer serait ardu, puisque nous travaillons à épaisseur de Si₃N₄ constante.
- La dispersion anormale deviendrait trop forte, ce qui nécessiterait une forte puissance pour la compenser via l'effet Kerr.
- La rugosité des flancs du guide étant moins bonnes par fabrication que celles en-dessous et au-dessus du guide (cf. 2.1.3.1), les pertes de propagation seront plus importantes pour un guide trop épais.
- Fabriquer une couche épaisse de Si₃N₄ de bonne qualité est compliqué ; augmenter son épaisseur pourrait entraîner des contraintes matériaux trop complexes à maîtriser.

Ces raisons expliquent pourquoi la génération de peigne de fréquence dans des guides Si₃N₄ a été démontrée pour une épaisseur de guide comprise entre 700 nm et 800 nm [230], [258], [269]. Concernant la largeur de guide, nous allons montrer que nous avons une plus grande liberté.

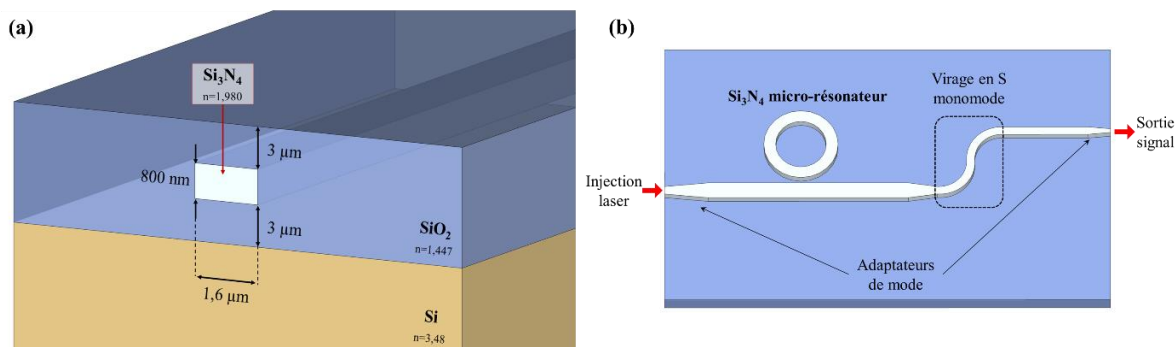


Fig. 101 : Croquis d'un guide d'onde fortement confiné en Si₃N₄/SiO₂ en vue de section (a) et vue de haut (b). Les indices de réfraction indiqués sont des indices matériaux à 25°C à 1550 nm. Les dimensions ne sont pas à l'échelle.

En utilisant les banques de données d'indice spécifique à notre fonderie, nous avons simulé la dispersion sur la Fig. 102 pour nos différents guides. Grâce à la grande épaisseur du Si₃N₄, tous nos guides ont théoriquement une dispersion anormale. De plus, nous relevons qu'un large guide permet une dispersion sur une large plage spectrale. Néanmoins, ces larges guides sont multimodes : par exemple nous avons simulé qu'un guide de section 800 nm × 1,6 µm permet l'existence de quatre modes TE et quatre modes TM. Pour résoudre ce problème, des adaptateurs de mode sont disposés à chaque extrémité du guide (Fig. 102b). Ces adaptateurs ont deux rôles. Le premier est de mettre en forme le faisceau laser pour minimiser les pertes de couplage que ce soit lors de l'injection du laser ou lors de l'extraction du signal. Le second rôle de l'adaptateur de gauche (Fig. 102b) est de conserver, en théorie, le caractère monomode du faisceau injecté par le laser externe lors du passage à un guide large. Enfin, un virage en S est disposé après l'anneau pour supprimer les modes d'ordre supérieur résiduels qui auraient pu être excités.

Finalement le besoin de concevoir une dispersion anormale détermine en partie la géométrie de notre guide. L'épaisseur doit être entre 700 nm et 800 nm, en revanche le choix de la largeur est plus vaste : préférant avoir une large bande spectrale présentant une dispersion anormale, les concepteurs s'orientent vers des larges guides jusqu'à 2200 nm [273]. En choisissant une géométrie parmi celles-ci, nous nous assurons d'obtenir une dispersion anormale et un fort confinement exaltant les effets non-linéaires. Pour réduire les pertes de propagation, la marge de manœuvre est limitée. Hormis le cas d'un résonateur très réduit (rayon inférieur à 10 µm [129]) induisant des pertes dans les virages, le principal levier d'action est l'optimisation du procédé de fabrication.

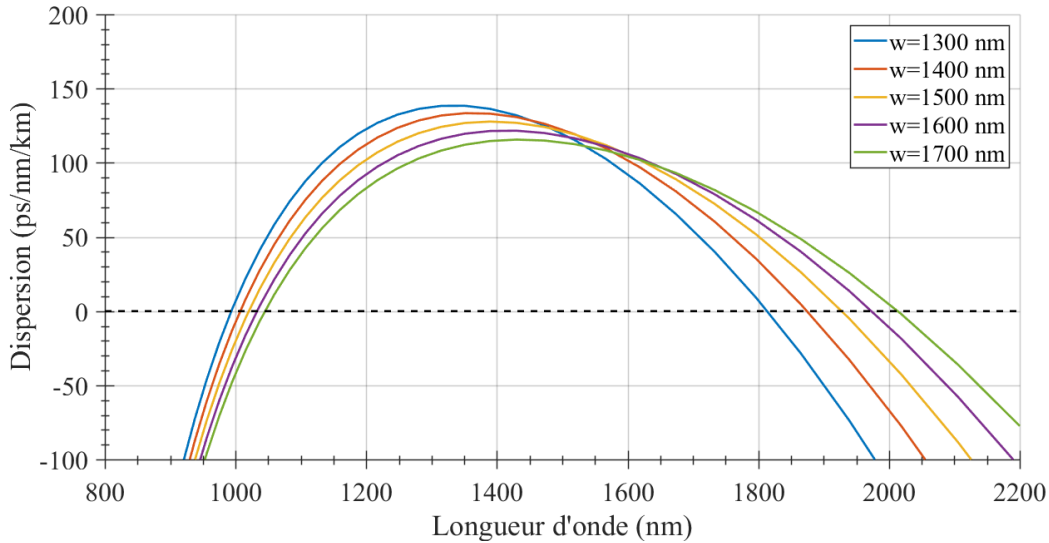


Fig. 102 : Simulations de la dispersion D de guides d'ondes en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ d'épaisseur de 800 nm et de largeur w .

3.2.2. Conception des micro-résonateurs en anneau

Le micro-résonateur est l'élément clé pour la génération de peigne de fréquence, car il concentre l'énergie dans un faible volume exaltant alors les effets non-linéaires. Nous rappelons dans cette partie les connaissances nécessaires sur le micro-résonateur. Pour davantage d'informations, le lecteur est invité à lire [274]–[276].

Dans le cas le plus simple, un micro-résonateur en anneau est constitué d'un guide d'onde rebouclant sur lui-même et d'un guide à côté permettant d'accéder à cette cavité (Fig. 101b) par couplage évanescent. La transmission T en intensité d'un tel résonateur (Fig. 103a), en négligeant les pertes associées au coupleur, s'écrit [274], [277] :

$$T = \frac{a^2 + |t|^2 - 2a|t| \cos \theta}{1 + a^2|t|^2 - 2a|t| \cos \theta} \quad (78)$$

avec $\theta = 2\pi n_{eff}L/\lambda$. Les coefficients n_{eff} , L , a et t sont respectivement l'indice effectif, le périmètre de l'anneau, les pertes en amplitude lors d'un tour de l'anneau, et le coefficient de transmission en amplitude du coupleur d'injection dans l'anneau comme défini dans la Fig. 103a. En fonction de la longueur d'onde λ , T est minimale pour θ multiple de 2π , déterminant ainsi les longueurs d'onde résonnantes de l'anneau. De plus, selon le rapport entre a et t , différents régimes peuvent être définis :

- Si $|t| > a$, alors l'anneau est dit sous-couplé.
- Si $|t| = a$, alors l'anneau fonctionne en régime critique, la transmission est théoriquement nulle.
- Si $|t| < a$, alors l'anneau est dit sur-couplé

Expérimentalement, pour déterminer le régime d'un ensemble d'anneau, il suffit de mesurer leur réponse spectrale en transmission. L'anneau présentant le taux d'extinction le plus fort est celui le plus proche du régime critique. Puis, connaissant par conception l'évolution de la force du couplage, nous pouvons classer d'une part les résonateurs sous-couplés et sur-couplés d'autre part.

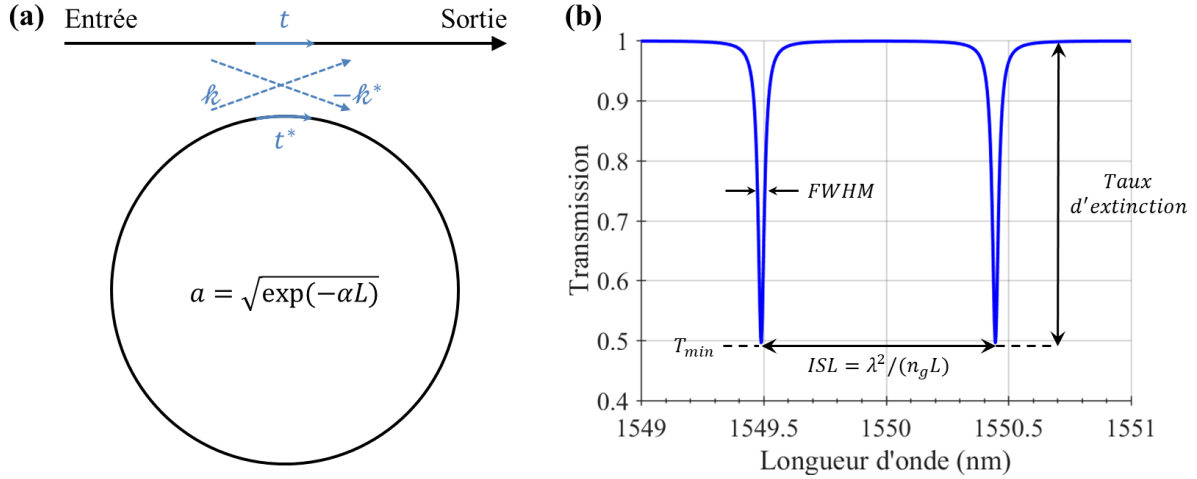


Fig. 103 : (a) Schéma d'un anneau résonnant de périmètre L et de pertes linéiques α . Nous supposons un couplage sans pertes, se traduisant par $|k_c|^2 + |t|^2 = 1$. (b) Exemple du comportement spectral théorique d'un anneau sur-couplé en transmission.

La Fig. 103b représente la transmission T (78) en fonction de la longueur d'onde. Nous définissons plusieurs grandeurs que nous pourrions mesurer. En particulier, un point crucial pour la génération des peignes de fréquence est le facteur de qualité Q du micro-résonateur. Il s'agit du rapport entre l'énergie stocké dans le résonateur et la quantité d'énergie dissipée lorsque que l'onde effectue un tour d'anneau (cycle optique) :

$$Q = 2\pi \frac{\text{Energie intracavité}}{\text{Energie dissipée par cycle}} = \omega_{res} \tau_{ph} \quad (79)$$

$$Q = \frac{\omega_{res}}{\kappa} = \frac{\nu_{res}}{\kappa/2\pi} \quad (80)$$

avec ω_{res} et ν_{res} la pulsation et la fréquence de la résonance considérée, τ_{ph} le temps de vie de photon. Le coefficient κ est le taux de pertes totales, c'est-à-dire l'inverse de τ_{ph} . Ainsi, $\kappa/2\pi$ est la largeur à -3 dB en fréquence de la résonance. En reprenant les notations de la Fig. 103b, nous obtenons $\kappa/2\pi = FWHM * c/\lambda_{res}^2$. Le facteur de qualité Q donné par cette définition est aussi appelé le facteur de qualité chargé (« loaded quality factor ») par opposition au facteur Q_i non-chargé ou intrinsèque (« unloaded quality factor »). Q_i est le facteur de qualité du résonateur seul non affecté par le couplage du guide d'accès. Nous pouvons relier Q et Q_i par un facteur de qualité de couplage externe Q_{ex} :

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_i} + \frac{1}{Q_{ex}} \quad (81)$$

A partir de la mesure du facteur Q , nous pouvons obtenir le facteur Q_i à partir du formalisme développé dans [274], [277] et utilisé dans [130] :

$$Q_i = \begin{cases} \frac{2Q}{1 + \sqrt{T_{min}}} & \text{si } |t| > a \text{ (régime sous-couplé)} \\ 2Q & \text{si } |t| = a \text{ (régime critique)} \\ \frac{2Q}{1 - \sqrt{T_{min}}} & \text{si } |t| < a \text{ (régime sur-couplé)} \end{cases} \quad (82)$$

Notons qu'en renversant ces expressions, nous pouvons retrouver le résultat concernant l'ordre des coefficients de qualité [275] :

$$Q^{sur-couplé} < Q^{critique} < Q^{sous-couplé} < Q_i \quad (83)$$

Connaitre Q permet entre autres de quantifier les pertes dans le micro-résonateur. Ce dernier peut être conçu de telle sorte à n'entraîner que peu de pertes additionnelles en choisissant un rayon d'anneau suffisamment important pour éviter les pertes de courbure du guide. Dans ce cas les pertes totales linéiques α de l'anneau sont les pertes linéiques correspondant à la propagation d'un guide droit. Le coefficient de qualité (chargé) s'écrit [276] :

$$Q = \frac{\sqrt{a|t|}L\pi n_g}{(1 - a|t|)\lambda_{res}} \quad (84)$$

En régime critique ($|t| = a$), et en supposant les pertes α faibles, nous en déduisons :

$$Q \approx \frac{\pi n_g}{\lambda_{res}\alpha} \quad (85)$$

Ainsi, en utilisant le facteur de qualité intrinsèque, les pertes s'expriment ainsi :

$$\alpha = \frac{2\pi n_g}{\lambda_{res}Q_i} \quad (86)$$

L'indice de groupe n_g peut être obtenue expérimentalement en mesurant l'ISL de l'anneau, puisque sa longueur est connue par conception.

Les comportements du micro-résonateur que nous avons évoqués sont ceux se produisant en régime linéaire, le micro-résonateur est dit « à froid ». Les résonances indiquées sur la Fig. 103b sont celles attendues lorsque la puissance optique est faible à l'intérieur du micro-résonateur. Dès que cette puissance augmente, par exemple lorsque le coefficient de qualité est important, un effet thermique se produit. La résonance se décale selon le signe du coefficient thermo-optique du matériau. Dans notre cas, ces coefficients pour le Si_3N_4 et le SiO_2 étant positifs [213], l'injection d'une onde décale les résonances vers les hautes longueurs d'onde (décalage vers le rouge). Lorsque le désaccord entre le laser pompe et la position spectrale à froid de la résonance devient trop important, le laser de pompe sort brutalement de la résonance, formant un « triangle thermique » [266] (Fig. 104).

A partir d'un seuil de puissance intra-cavité, des oscillations paramétriques peuvent être générées. Nous verrons expérimentalement que la forme du triangle thermique en sera largement perturbée, comme l'a montré Herr *et al.* [252]. D'après [278], la puissance seuil P_{seuil} pour la stimulation d'oscillations paramétriques à fournir à l'entrée du micro-résonateur est :

$$P_{seuil} \approx 1,54 \frac{\pi}{2} \frac{n_0^2 V}{n_2 \lambda Q^2} \propto \frac{V}{Q^2} \quad (87)$$

Avec n_0 , n_2 , V sont respectivement l'indice de réfraction linéaire du résonateur, l'indice non-linéaire, et le volume du mode dans le micro-résonateur. Il est intéressant de noter la dépendance en $n_2^{-1}Q^{-2}$ qui justifie la quête de matériaux à faibles pertes plutôt que de matériaux présentant une plateforme à fort coefficient non-linéaire. D'autre part, la dépendance en V souligne l'intérêt de confiner fortement les modes se propageant dans nos guides d'onde Si_3N_4 et la meilleure efficacité des résonateurs de faible taille à condition que leur facteur de qualité ne soit pas trop dégradé (lorsque la taille d'un résonateur

en anneau diminue, le rayon de courbure diminue, ce qui rajoute des pertes additionnelles, réduisant donc Q).

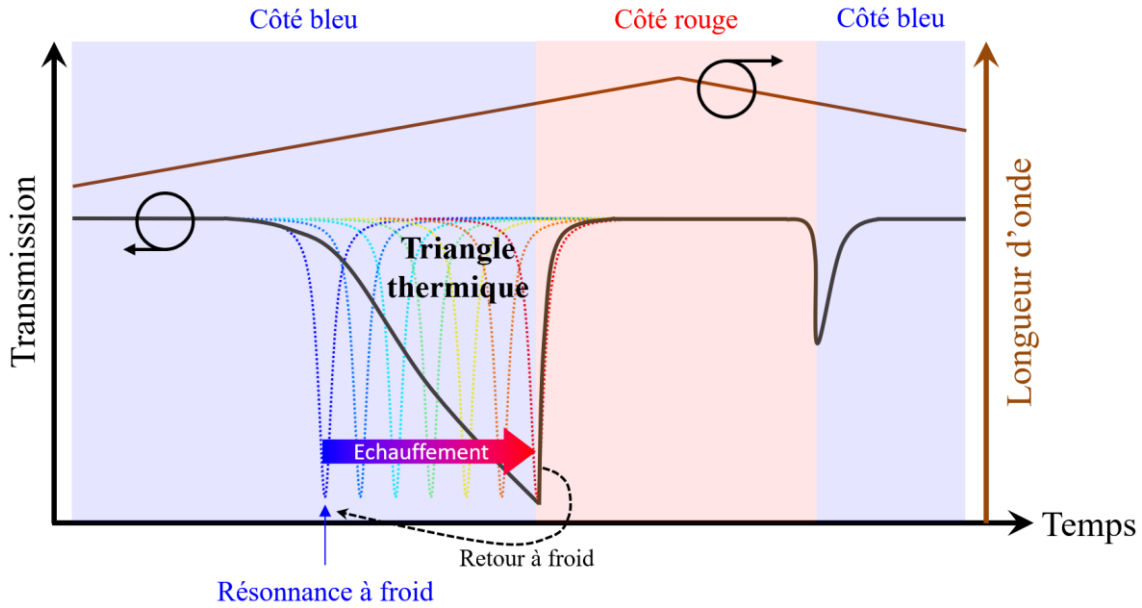


Fig. 104 : Croquis de la transmission linéaire d'un micro-résonateur sans effet non-linéaire, lorsqu'il est pompé par un laser dont la longueur d'onde varie. Les courbes en pointillées représentent le décalage vers le rouge de la résonance à cause de l'échauffement.

Lorsque la puissance dans le résonateur dépasse ce seuil, la forme de la transmission du résonateur change. Il est possible de prédire cette déformation en prenant en compte l'effet Kerr (auto-modulation de phase) avec l'équation de Lugiato-Lefever (76). Pour simplifier l'équation (76) dans le cas d'une dispersion anormale, il est usuel de la réécrire avec des paramètres normalisés [232] :

$$\frac{\partial \psi}{\partial T} = \frac{i}{2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \Theta^2} + i|\psi|^2 \psi - (1 + i\zeta)\psi + f \quad (88)$$

Avec $T = \kappa t/2$ le temps normalisé, $\Theta = \phi \sqrt{\kappa/(2D_2)}$ la position angulaire normalisée, $\zeta = 2(\omega_0 - \omega_p)/\kappa$ le désaccord normalisé, $\psi = A\sqrt{2g/\kappa}$ l'amplitude normalisée, et $f = \sqrt{P_{in}/P_{seuil}}$ la puissance normalisée. Ces paramètres sont en partie décrits dans le Tableau 14.

Dans le cas d'une onde continue en régime permanent et uniforme dans le résonateur, les dérivés temporelles et angulaires s'annulent. Nous obtenons alors un profil lorentzien qui s'incline selon la puissance injectée (Fig. 105) :

$$\left| \frac{\psi}{f} \right|^2 = \frac{1}{1 + (\zeta - |\psi|^2)^2} \quad (89)$$

Plus la puissance injectée est importante, plus la résonance devient asymétrique à cause du décalage induit par l'auto-modulation de phase. Cette asymétrie provoque une bistabilité, c'est-à-dire pour un même désaccord ζ , il existe deux états stables. Chaque branche de stabilité est parcourue selon le sens de variation du désaccord de la pompe : par exemple, lorsque la pompe commence des basses longueurs d'onde pour aller vers les plus hautes, seule la branche du haut est parcourue dans la zone de bistabilité.

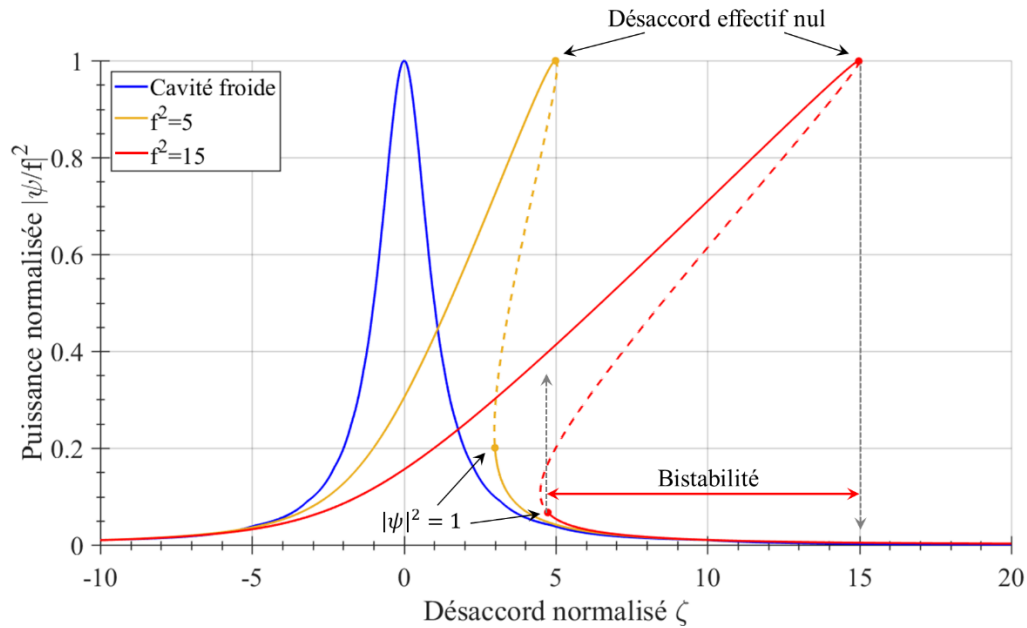


Fig. 105 : Puissance normalisée intra-résonateur sous l'effet de la non-linéarité Kerr selon le désaccord entre la pompe et la position initiale de la résonance. Le désaccord effectif est la différence de la fréquence de la résonance chaude avec la fréquence de la pompe. Pour un désaccord effectif nul, la puissance intra-cavité est alors maximale. Les courbes en pointillées sont les régions instables, l'onde voit sa fréquence « sauter » d'une branche à l'autre lorsqu'elle arrive aux bords de cette zone.

Soulignons que ce tracé n'est vrai que pour une configuration où il n'y a pas de rétro-injection du résonateur vers la pompe (par exemple via la rétrodiffusion Rayleigh). Pour tenir compte d'un potentiel verrouillage du laser sur une résonance par réinjection optique, il est alors nécessaire de modifier l'équation (76) comme le montrent des récents travaux en cours de publication [270].

3.2.3. Fabrication de guides à faibles pertes linéiques

Pour générer des peignes de fréquences avec peu de puissance, nous venons de voir qu'il est nécessaire d'avoir un fort coefficient de qualité pour nos micro-résonateurs (87). Pour l'obtenir, nous comptons sur les faibles pertes de propagation (86) de la plateforme Si_3N_4 . Nos composants ont été fabriqués et optimisés par le CEA-Leti [71], nous revenons sur les principales étapes qui nous ont permis d'atteindre des pertes de propagation à l'état de l'art.

Nous avons déjà détaillé la fabrication des guides d'onde en $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ au chapitre précédent (2.1.2), mais le cœur du guide d'onde formé était fin contrairement à notre cas présent. Nous allons décrire les étapes spécifiques à la fabrication d'un guide $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ épais. Pour une description plus approfondie, le lecteur est invité à consulter les travaux du CEA-Leti [71], [246], [279] et la thèse d'Houssein El Dirani [129]. Nous pouvons également mentionner les travaux de l'université de Chalmers dont le procédé est proche [280] mais sur une taille réduite de wafer (75 mm de diamètre contre 200 mm pour le CEA-Leti).

Pour résumer, les principales difficultés pour la réalisation de guide faibles pertes sont les suivantes :

- (1) Déposer une épaisseur de 800 nm de Si_3N_4 , non pollué par l'hydrogène, et sans fissures.
- (2) Réduire la rugosité des guides.
- (3) Garantir une flèche inférieure à 150 μm pendant toute la fabrication. La flèche est la distance mesurant la déformation de la plaque.

Nous détaillons ci-dessous quelques étapes de fabrication spécifiques au Si₃N₄ épais tout en expliquant les stratégies pour résoudre ces trois points. Commençons par le point (1).

Le procédé de fabrication commence par l'oxydation thermique sur 3 μm de notre wafer en Si de 200 mm de diamètre. Le **dépôt** de Si₃N₄ stœchiométrique sur ce wafer est effectué à 780°C par LPCVD (Low-Pressure Chemical Vapor Deposition). Ce procédé permet d'avoir un matériau Si₃N₄ de bonne qualité par rapport à un dépôt en PECVD. Pour évacuer l'hydrogène au maximum pendant le dépôt de Si₃N₄ et densifier au mieux ce matériau, la vitesse de déposition est réduite à 2 nm/min . En effet, un lent dépôt permet de briser plus facilement les liens N-H indésirables. Le retrait d'hydrogène a cependant pour conséquence d'appliquer une forte contrainte au wafer pouvant alors le fissurer. L'usage de cette faible vitesse induit donc une probabilité accrue de voir apparaître des fissures le long du wafer. A partir de 500 nm de Si₃N₄ déposé de cette manière, la contrainte en tension imposée au wafer est si forte que les fissures sont inévitables. Pour résoudre ce problème, le dépôt est réalisé en deux temps : après un premier dépôt de 400 nm , le wafer est tourné de 45° avant d'effectuer le second dépôt (Fig. 106a et b). Par cette technique, les contraintes sont distribuées plus équitablement sur l'ensemble de wafer permettant d'éviter significativement les fissures du Si₃N₄ déposé. Cette méthode est nommée « twist and grow deposition method ». Pour briser les derniers liens N-H parasites, des recuits successifs sous différentes atmosphères sont appliqués (H₂, puis O₂, et enfin surtout N₂) à différents étapes de la fabrication.

Les pertes de rugosité (2) étant une des principales causes de pertes dans nos guide d'onde, une attention particulière y est aussi apportée. Pour réduire la rugosité sur les parois inférieures et supérieures du guide, il suffit de contrôler la rugosité de la silice avant dépôt du Si₃N₄ et de ce dernier après son dépôt à l'AFM. Puis une étape de CMP peut être effectuée le cas échéant. Pour les flancs latéraux, le contrôle de la rugosité est plus complexe. Après la **lithographie** en DUV, un réacteur à plasma à couplage inductif est utilisé pour **graver** les guide d'onde en utilisant du fluorocarbure [71], [281]. La rugosité et l'angle des flancs latéraux sont alors maîtrisés comme nous pouvons l'observer sur la Fig. 106c. Un **recuit** en H₂ de quelques minutes à 1100°C est réalisé pour densifier le matériau et lisser les guides d'onde. Puis un recuit en O₂ à 1200°C de quelques minutes permet une passivation du Si₃N₄, générant alors une première fine encapsulation.

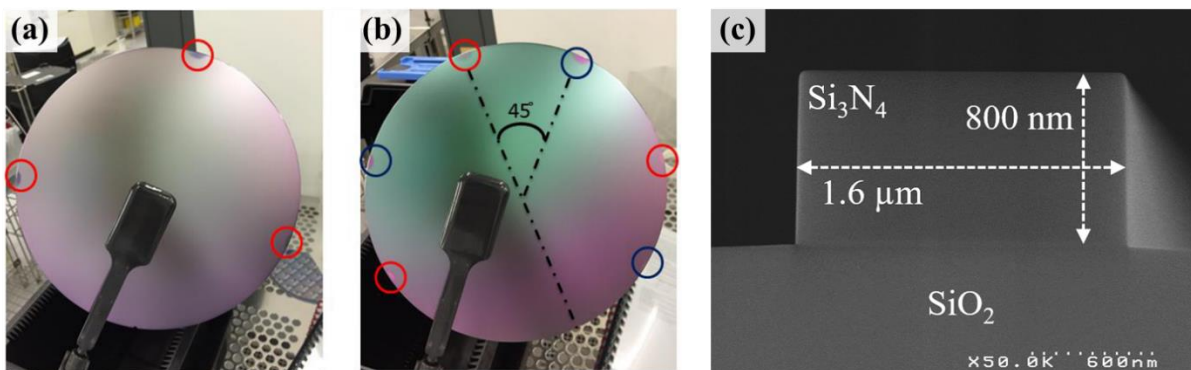


Fig. 106 : (a) Face arrière du wafer après le premier dépôt de Si₃N₄. (b) Face arrière du wafer après la rotation de celui-ci et le second dépôt de Si₃N₄. Les cercles rouges et bleus sont des repères illustrant la rotation du wafer. (c) Image au Microscope à Balayage Electronique du profil d'un guide d'onde en Si₃N₄ après la gravure et avant l'encapsulation [71].

Concernant le point (3), un des problèmes engendrés par la fabrication de guide d'onde en Si₃N₄ épais est de tordre le wafer à cause des fortes contraintes mécaniques résultant du dépôt de Si₃N₄. La **flèche** induite peut être si importante (> 250 μm) qu'elle empêche la suite de la fabrication. Cette problématique est d'autant plus significative si nous souhaitons travailler à l'avenir avec des wafers

de 300 μm de diamètre. L'apparition de la flèche intervient lorsque des étapes asymétriques sont effectuées. En effet, l'oxydation de la silice thermique se fait de manière équivalente en face avant (FAV) et en face arrière (FAR) du wafer. De même les dépôts Si_3N_4 le sont aussi. En revanche, à partir des étapes de lithographies et de gravure en FAV uniquement, la quantité de Si_3N_4 est disproportionnée entre la FAR et la FAV. De plus, à cause de la réalisation des guides d'onde, le Si_3N_4 en FAV est discontinu. Pour y remédier, deux solutions se présentent : ajouter un matériau de contrainte opposé en FAR, ou retirer le Si_3N_4 en FAR. Cette dernière étape a été retenue, elle permet de réduire avec succès la flèche à moins de 100 μm .

Avant de conclure, mentionnons une ultime difficulté lors de **l'encapsulation** des guides. Comme nous l'avons décrit, les guides d'onde sont créés par un procédé soustractif : un dépôt uniforme de Si_3N_4 est réalisé avant de retirer les régions hors des guides lors de la lithographie. La difficulté est d'ensuite recouvrir uniformément ces guides de silice : par exemple lorsque deux guides sont très proches ($\sim 300\text{ nm}$) lors d'un couplage d'un anneau, il est complexe de « remplir » correctement en silice cet espace. Pour éviter la formation de creux, et aussi protéger le guide d'onde lors de l'encapsulation, des dépôts fins de silice par plasma de haute densité (HDP) sont effectués en alternance avec des phases de gravures avant le dépôt final d'une épaisse couche de silice de 3 μm .

Pour conclure, nous avons brièvement décrit comment le CEA-Leti a développé un procédé soustractif (contrairement au procédé Damascène par exemple [282]) optimisé permettant la fabrication de guide d'onde Si_3N_4 fortement confiné. Ces guides ont la particularité d'exhiber une dispersion anormale et des pertes linéiques à l'état de l'art ($\sim 3\text{ dB/m}$ [71]).

3.2.4. Caractérisations des micro-résonateurs en anneau

Les mesures sur des composants passifs seuls ont pour objectif d'évaluer les pertes de propagation et le comportement des micro-résonateurs. Nous mesurons la transmission spectrale des micro-résonateurs grâce à un analyseur de spectre à haute résolution APEX Technologies (modèle AP2043B). Sa résolution de 5 MHz permet d'apprécier les largeurs à -3 dB des résonances de nos micro-résonateurs. En revanche dans le cas des résonances très fines, le taux d'extinction peut être légèrement sous-estimé. La majorité de nos micro-résonateurs étant injectée par un laser ayant une longueur d'onde proche de 1575 nm , nous recherchons donc les résonances à cette longueur d'onde. De plus, les anneaux étant multimodes, nous ne nous concentrons que sur le mode fondamental TE, car nous exciterons ce mode lors de la génération du peigne de fréquence ultérieurement. Pour éviter d'injecter le mode fondamental TM, nous utilisons un contrôleur de polarisation en amont du guide.

En se concentrant sur les anneaux dont le rayon vaut 200 μm , nous disposons de trente conceptions d'anneaux se distinguant par :

- Une largeur du guide d'onde comprise entre 1,40 μm et 1,70 μm
- Un espacement entre l'anneau et le guide d'accès compris entre 300 nm et 600 nm .

Pour déterminer les meilleures configurations d'anneaux pour la génération de peignes de fréquences, nous avons mesuré l'ensemble des transmissions spectrales. La tendance globale révèle que les guides les plus larges et ayant l'espacement les plus grands exhibent des facteurs de qualité les plus forts. Cela s'explique par deux raisons :

- Les guides les plus larges sont moins affectés par les pertes de rugosité aux interfaces Si_3N_4/SiO_2 .

- Un espacement s'élargissant diminue le coefficient de couplage des micro-résonateurs. Ils s'éloignent ainsi du régime sur-couplé où Q est le moins bon. Plus le guide d'accès s'éloigne de l'anneau, moins celui-ci est perturbé.

Sur la Fig. 107a, nous montrons en particulier les transmissions successives de micro-résonateurs de rayon $200\ \mu\text{m}$, avec une largeur de guide constante à $1,6\ \mu\text{m}$ et un espacement variable. Le taux d'extinction (Fig. 107b) présente un maximum lorsque l'espacement est de $550\ \text{nm}$, signifiant que cette configuration est proche du couplage critique. Nos anneaux dont l'espacement est inférieur à $550\ \text{nm}$ sont donc sur-couplés, tandis que l'anneau avec un espacement de $600\ \text{nm}$ est sous-couplé. Quant au facteur de qualité, il croît avec un espacement grandissant comme la théorie le prédit (83).

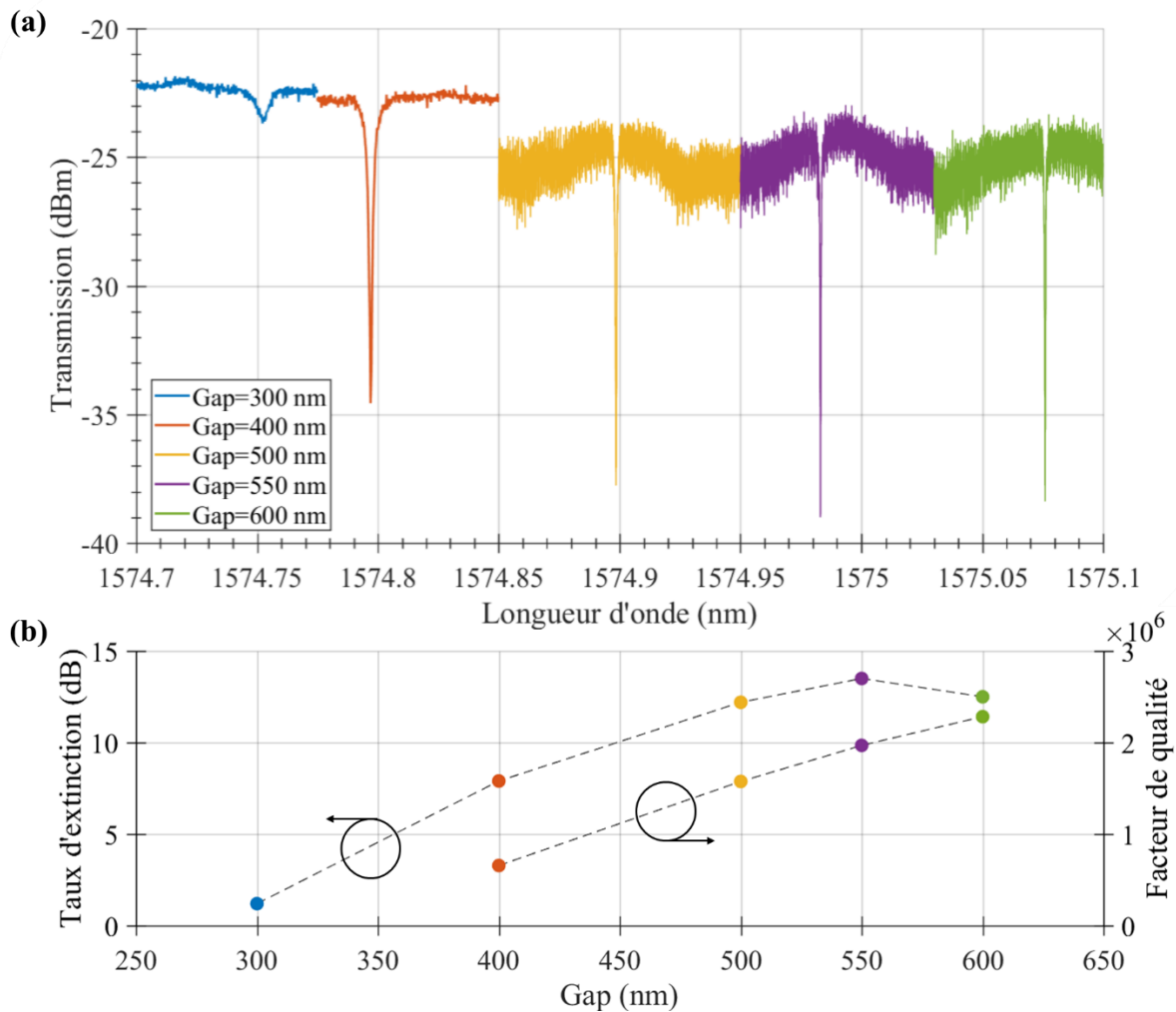


Fig. 107 : (a) Transmissions TE de micro-résonateurs de rayon $200\ \mu\text{m}$, et de largeur de guide $1,60\ \mu\text{m}$ en fonction de l'espacement (« gap ») variable. (b) Taux d'extinction et facteur de qualité des anneaux mesurés en (a). Les changements de bruits et d'amplitudes entre les deux premiers anneaux (300-400 nm) et les trois derniers anneaux (500-600 nm) sont liés à une augmentation de la résolution de mesure ($140\ \text{MHz} \rightarrow 5\ \text{MHz}$).

Concernant ces mesures nous devons rappeler qu'elles donnent seulement un aperçu des performances envisageables. Les coefficients de qualité et les taux d'extinction varient beaucoup selon la résonance mesurée d'une part et selon la puce testée d'autre part. Généralement, ces anneaux font l'objet de milliers de mesures car ils peuvent être sondés automatiquement à l'aide de coupleurs verticaux. Des statistiques peuvent être ainsi réalisées pour mieux évaluer la qualité des résonateurs [71], [258].

A présent, nous proposons de caractériser deux anneaux sur la Fig. 108 en mesurant l'intensité réfléchie au moyen d'un circulateur. Le premier anneau dont le rayon est de $56 \mu m$ se distingue par un dédoublement de la résonance visible sur la transmission autant que la réflexion. Ce dédoublement est dû au couplage entre deux modes contra-propagatifs mutuellement injectés par la rétrodiffusion. Cette contra-propagation est corroborée par la forte intensité réfléchie mesurée. Ce dédoublement a déjà été étudié, car il permet d'évaluer les défauts présents dans le micro-résonateur. Ce défaut peut être l'ajout volontaire de nanoparticules comme dans [283], ou il est plus simplement relié dans notre cas à la rugosité des guides [282]. Plus les deux pics de la résonance, dont le profil est une double lorentzienne, sont espacés, plus les défauts de rugosité sont importants⁸ [284], [285].

Sur la Fig. 108b, nous observons la réponse spectrale d'un anneau de rayon $200 \mu m$. Ce micro-résonateur a la particularité d'avoir bénéficié d'une recette de fabrication différente : le procédé de gravure a été amélioré, ainsi la rugosité a été largement diminuée. Sur l'ensemble de nos mesures, nous observons deux conséquences :

- Les facteurs Q sont globalement améliorés.
- Le nombre de dédoublement de résonance est grandement réduit sur l'ensemble des anneaux. Les rares fois que nous avons pu observer ce dédoublement, l'écart était nettement réduit. L'écart du dédoublement pourrait souvent être non-observable par notre analyseur de spectre.
- L'amplitude de la réflexion est globalement réduite comme nous le relevons par exemple entre la Fig. 108b et la Fig. 108a, où la réduction est d'environ de 3 dB .

Ces observations confirment bien la diminution de la rugosité et donc de la rétrodiffusion. Grâce à cette amélioration, nous relevons une largeur à -3 dB de 70 MHz sur la Fig. 108b. Le facteur de qualité Q est donc de $2,7 \times 10^6$. En supposant un couplage critique, comme nous l'avons déduit de la Fig. 107, le coefficient de qualité intrinsèque est de $5,4 \times 10^6$. Lors de ce type de mesure, il est nécessaire d'utiliser une puissance d'injection assez faible pour ne pas déformer la résonance mesurée à cause de son fort coefficient de qualité. Le balayage de la résonance étant effectuée par longueur d'onde croissante (qui est dans le même sens que le triangle thermique (Fig. 104)), il est possible que nous élargissions la résonance mesurée, conduisant donc à une surestimation de la largeur à -3 dB . En revanche, nos mesures ne sont *a priori* pas affectées par les effets non-linéaires dans l'anneau. En effet, après avoir retiré les pertes du montage et d'insertion, nous estimons une puissance d'injection du micro-résonateur à $-19 \pm 1 \text{ dBm}$, ce qui est bien inférieure au seuil d'oscillations paramétriques ($\sim -5,2 \text{ dBm}$) que nous calculons au paragraphe suivant.

Nous pouvons donc déduire grâce à l'expression (86) des pertes de propagation de $6,5 \text{ dB/m}$ en se basant seulement sur la mesure de cette résonance. Le CEA-Leti a étudié statistiquement des composants similaires sur un volume d'échantillon plus représentatif et a publié des pertes de propagation de 3 dB/m [71] proche de l'état de l'art à 1 dB/m [258], [273]. Dans notre configuration, avec un tel coefficient de qualité, nous estimons grâce à l'expression (87) un seuil d'oscillation paramétrique d'environ $300 \mu W$. Ce seuil bas montre que le pompage de ce micro-résonateur est largement réalisable avec à un laser semiconducteur issu de notre plateforme III-V.

Concernant la réduction des pertes, la diminution de la rugosité des guides d'onde entraîne une rétrodiffusion plus faible. Notons que si dans la grande majorité des applications réalisables par cette plateforme, il s'agit d'un point positif, cela est moins évident pour notre cas. En effet, lors de la

⁸ L'écart $\Delta\nu$ entre les deux résonances est relié à la rétrodiffusion ρ par la relation : $\Delta\nu = \rho c / (\pi n L)$, où c est la vitesse de la lumière, n est l'indice de réfraction, et L est la longueur du résonateur.

génération de peigne de fréquence par un laser DFB, ce dernier se verrouille sur la résonance de l’anneau grâce à la rétrodiffusion. D’un côté nous facilitons l’apparition du mélange à quatre ondes par l’augmentation du facteur de qualité Q , mais d’un autre côté la robustesse du verrouillage du laser sur le micro-résonateur nécessite une intensité rétro réfléchée suffisante. Il y aurait donc un compromis à trouver (que nous n’avons pas eu l’occasion d’étudier au cours de ces travaux).

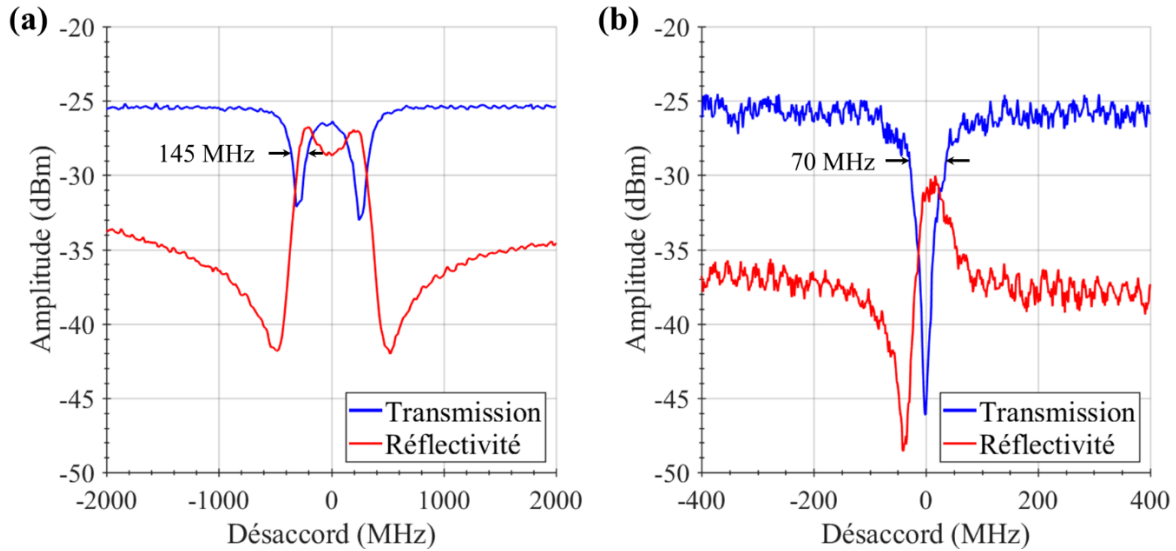


Fig. 108 : Transmissions (bleu) et réflectivités (rouge) de deux anneaux ((a) rayon : 56 μm , largeur de guide : 1,45 μm , espacement : 600 nm. (b) rayon : 200 μm , largeur de guide : 1,70 μm , espacement : 550 nm). Les deux résonances sont respectivement mesurées à 1576,08 nm et à 1575,31 nm. Les creux présents dans la mesure de réflectivité (a) à ± 500 MHz sont liés à des grandes oscillations non visibles à l’échelle du graphique (4 GHz (33 pm)) formées par une cavité parasite correspondant à la longueur de la puce (22 mm). En revanche, l’origine du creux de la réflectivité (b) à -50 MHz est incertaine : elle pourrait être liée à une résonance Fano.

Pour terminer notre évaluation des composants passifs, nous devons mesurer les dimensions du mode de sortie pour mieux appréhender le futur couplage d’un composant à semiconducteurs, à partir de mesures de champ proche et de divergence. Les méthodes ayant été décrites au chapitre précédent (2.1.1.3), nous résumons les résultats typiquement obtenus dans le Tableau 16.

Champ proche		Champ lointain	
Largeur horizontale à $1/e^2$	Largeur verticale à $1/e^2$	Divergence horizontale à $1/e^2$	Divergence verticale à $1/e^2$
3,3 $\mu\text{m} \pm 0,2 \mu\text{m}$	3,7 $\mu\text{m} \pm 0,2 \mu\text{m}$	22° $\pm 2^\circ$	34° $\pm 2^\circ$

Tableau 16 : Récapitulatif des mesures des dimensions du mode en sortie d’un guide d’onde Si₃N₄ fortement confiné.

Nous avons donné dans cette sous-partie un aperçu des mesures d’anneaux en Si₃N₄ fortement confiné. En particulier nous avons identifié les configurations avec les meilleurs facteurs de qualité et nous avons constaté l’importance des pertes de propagation. Nous comprenons mieux les efforts investis pour atteindre la recette de fabrication optimale, pour laquelle nous avons détaillé les étapes clés. Ces éléments et les rappels théoriques sur les anneaux donnent les bases pour déclencher les processus de mélange à quatre ondes avec un pompage optique.

3.3. Injection d’un micro-résonateur Si₃N₄/SiO₂ à fort coefficient de qualité

L’objectif dans un premier temps sera de démontrer la génération de peigne de fréquences à l’aide d’un laser externe. Puis, nous remplacerons cette pompe par un laser DFB fabriqué par le III-V Lab pour

reproduire cette expérience. Nous prendrons soin de caractériser les peignes générés pour comprendre comment atteindre un peigne solitonique.

3.3.1. Premiers essais avec une source externe

Dans cette partie, nous avons testé la réponse de notre composant passif à l'aide d'une source externe. Grâce à un amplificateur optique, nous avons réussi à générer un peigne de fréquence avec des micro-résonateurs de la 1^{ère} génération de composants du CEA-Leti dont les pertes ne permettaient qu'un facteur de qualité inférieur à 10^6 . Le micro-résonateur utilisé dans cette partie est un anneau de rayon $R = 200 \mu\text{m}$, d'une largeur de guide $W = 1,55 \mu\text{m}$, et d'un espacement entre l'anneau et le guide droit s'y couplant $G = 500 \text{ nm}$.

Le banc pour générer un peigne de fréquence est décrit sur la Fig. 109. Le laser de pompe est une diode laser dont nous pouvons finement contrôler sa longueur d'onde d'émission en modifiant son courant. L'amplificateur à fibre dopé erbium (EDFA) permet d'obtenir une puissance optique de $1,7 \text{ W}$, que nous injectons grâce à une fibre lentillée dans la puce Si₃N₄/SiO₂. La puissance transmise par cette puce est extraite par une fibre lentillée, puis le signal est mesuré par un analyseur de spectre optique ou une photodiode connectée à un oscilloscope pour obtenir une image de la puissance de sortie. Les fibres lentillées sont alignées par des vis micrométriques sur des plateformes trois axes.

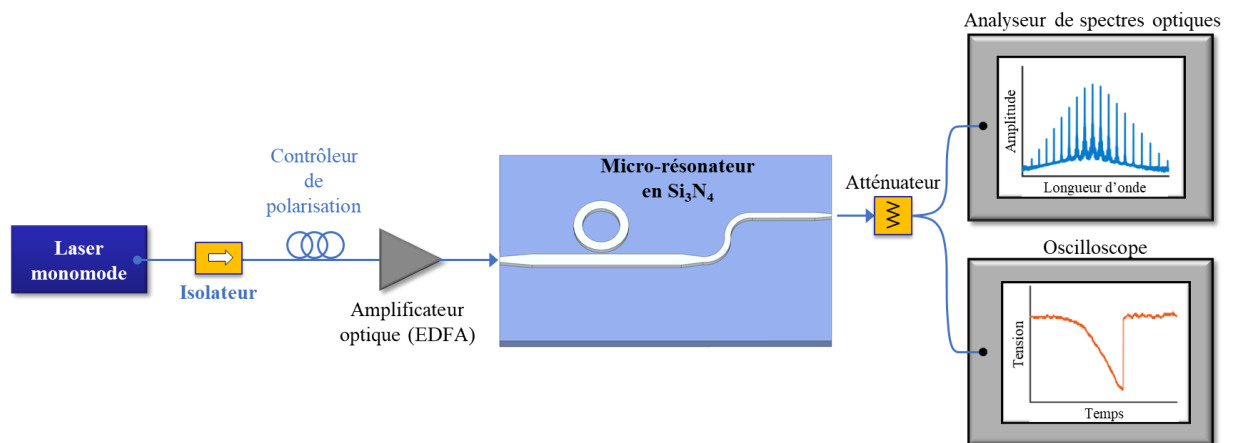


Fig. 109 : Montage d'injection d'un micro-résonateur par une diode laser externe (Eblana Photonics, modèle EP1550-DM) amplifiée (EDFA 33dB Manlight). Le contrôleur de polarisation permet d'exciter les modes TE du micro-résonateur.

Lorsque les composants sont tous alignés, nous appliquons une rampe de longueur d'onde afin de détecter une résonance. Une fois un creux de puissance détecté à l'oscilloscope, nous pouvons réduire l'amplitude de la rampe pour finalement contrôler la longueur d'onde de pompe manuellement. Une augmentation de longueur d'onde progressive permet de scanner la résonance du bleu vers le rouge. Ce sens de désaccord facilite la génération de peignes par instabilité de modulation en suivant le triangle thermique (Fig. 104). De plus, seul ce sens de désaccord permet d'atteindre un désaccord rouge entre la pompe et la résonance, nécessaire à la génération des micro-peignes solitoniques [252].

Néanmoins, sans procédé de stabilisation thermique du micro-résonateur, il n'est pas possible d'atteindre un état solitonique. En effet, la différence de puissance dans le micro-résonateur entre un état d'instabilité de modulation et un état solitonique induit une instabilité thermique trop importante [252]. Les Fig. 110a-c montrent les peignes formés par l'instabilité de modulation lorsque la longueur d'onde est augmentée manuellement.

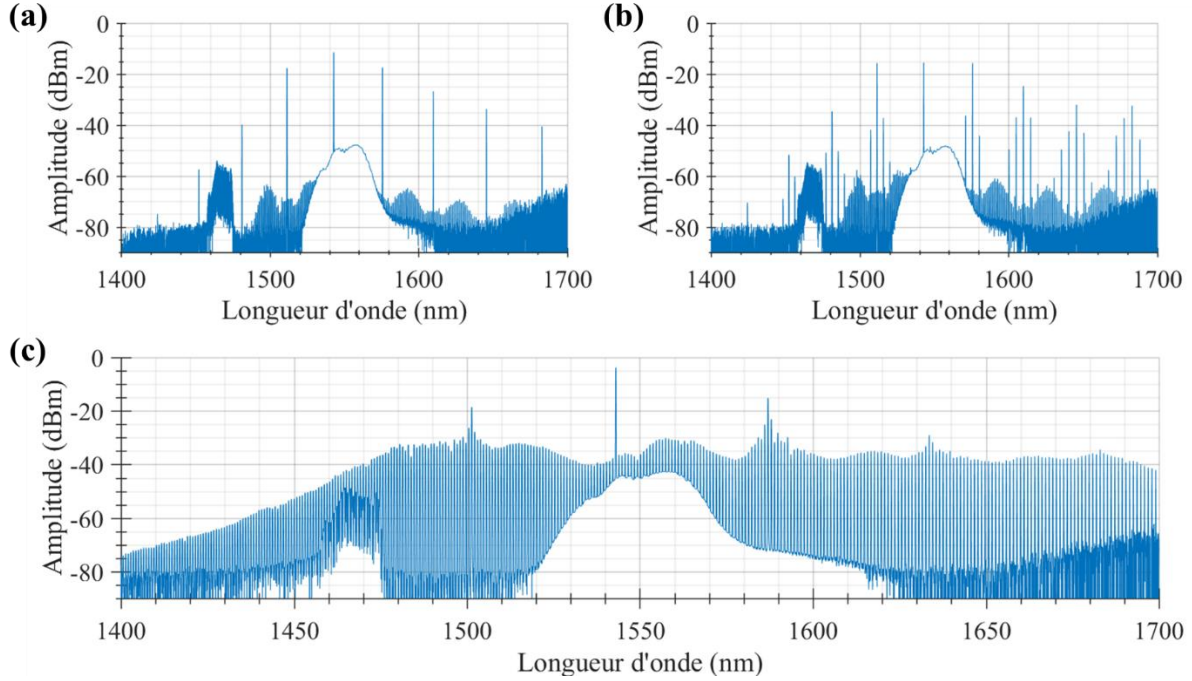


Fig. 110 : Réponses spectrales de la transmission d'un micro-résonateur ($R = 200 \mu\text{m}$, $W = 1,55 \mu\text{m}$, $G = 500 \text{nm}$) lors de l'injection d'un laser. Entre (a)-(c), la longueur d'onde est graduellement augmentée tout en restant dans la résonance de l'anneau. En tenant compte des pertes d'insertion, nous estimons une puissance d'injection de l'ordre de 550 mW. Aucun filtrage n'a été appliqué dans ces mesures. Le plancher de bruit élevé au niveau de la pompe correspond à l'émission spontanée amplifiée de l'EDFA.

Sur la Fig. 110a, les premiers effets non-linéaires que nous rencontrons sont des raies primaires espacées de $32,7 \text{ nm}$ ($4,09 \text{ THz}$). Ces raies sont dues à du mélange à quatre ondes dégénéré de la pompe qui se produit dès que le gain paramétrique est supérieur aux pertes de la cavité [247]. Cela correspond à une instabilité de modulation exhibant un état de Turing. Ces raies primaires apparaissent dans des zones de gain paramétriques non-linéaire autour de la pompe. Ces régions dépendent la puissance injectée P_{in} , de la dispersion D_2 du micro-résonateur et du taux de pertes totales $\kappa = \omega/Q$ dans le micro-résonateur. En utilisant une notation en nombre de modes μ , les raies primaires μ_{seuil} apparaissent autour de la pompe selon l'expression suivante [247] :

$$\mu_{seuil} \approx \sqrt{\frac{\kappa}{D_2} \left(1 + \sqrt{\frac{P_{in}}{P_{seuil}}} - 1 \right)} \quad (90)$$

En utilisant cette formule dans notre cas (Tableau 17), nous estimons $\mu_{seuil} \approx 35,8 \approx 36$, ce qui correspond bien à ce que nous mesurons sur le spectre optique $\frac{4,09 \text{ THz}}{112 \text{ GHz}} \approx 36,4 \approx 36$. Ce large espacement s'explique par une combinaison d'un faible coefficient de qualité et une forte puissance d'injection.

Sur la Fig. 110b, nous observons l'apparition de raies secondaires lorsque la longueur d'onde de la pompe est légèrement augmentée. Leur espacement est de $4,3 \text{ nm}$ (568 GHz), soit environ 5 fois l'ISL du micro-résonateur. Ce mélange à quatre ondes non-dégénérés s'opèrent dans les régions de gain non-linéaires [247]. En désaccordant davantage la pompe vers le rouge par rapport à la position de la résonance froide, nous obtenons finalement un peigne de pas égal à l'ISL de l'anneau : $0,89 \text{ nm}$ (112 GHz). Il s'agit du dernier état lié à l'instabilité de modulation avant de « sortir » de la résonance.

3.3 Injection d'un micro-résonateur Si₃N₄/SiO₂ à fort coefficient de qualité

Par rapport à la charte des solutions de l'équation de Lugiato-Lefever (Fig. 99), notre configuration présente un facteur $f^2 \approx 80$, la plaçant très haut sur l'axe des ordonnées dans une zone d'instabilité de modulation chaotique. L'état solitonique n'est pas accessible lorsque nous décalons davantage la pompe vers le rouge, car nous pensons que la puissance injectée induit une élévation en température importante, rendant impossible la stabilisation de l'état solitonique.

Intervalle spectral libre	ISL	112 GHz
Facteur de qualité	Q	1×10^6
Taux de pertes totales	κ	1,2 rad. GHz
2 ^{ème} ordre de dispersion	D_2	9,6 rad. MHz
Puissance à l'entrée du résonateur	P_{in}	550 mW
Puissance seuil	P_{seuil}	7 mW

Tableau 17 : Paramètres du micro-résonateur utilisé dans cette section. La dispersion donnée est un ordre de grandeur estimé à partir des simulations de la Fig. 102. La puissance de seuil est estimée grâce à l'équation (87).

Lorsque la puissance circulant dans le micro-résonateur est maximale, nous avons observé une illumination bleue (Fig. 111a). Pour analyser cette émission de lumière dans le visible, nous commençons par utiliser un analyseur de spectre dans le visible en transmission du guide. Néanmoins, nous n'avons rien détecté au-dessus du plancher de bruit. Comme le Si₃N₄ est bien transparent dans le visible, nous pouvons apporter deux hypothèses pour expliquer cette absence de signal :

- Le coupleur du micro-résonateur n'est pas adapté pour de si faibles longueurs d'onde.
- La génération d'harmonique est probablement réalisée pour un ordre élevé de mode transverse, qui n'est pas guidé au travers de notre virage en S monomode (Fig. 101b).

Pour caractériser cette émission dans le visible, nous suspendons une fibre multimode au-dessus de l'anneau. La puissance collectée est analysée au moyen d'un spectromètre. Nous obtenons ainsi le spectre tracé sur la Fig. 111b. Les matériaux que nous utilisons étant centrosymétriques, nous retrouvons au 1^{er} ordre une émission correspondant à la génération de 3^{ème} harmonique. Le triplement de fréquence ne semble pas s'effectuer avec la pompe, puisque $\lambda_{pompe}/3 = 1543/3 = 514 \text{ nm}$ ne correspond à la principale longueur d'onde détectée à 494 nm. Cette question reste ouverte, puisque les mécanismes générant les trois pics dans le bleu/vert ne sont pas clairement identifiés (surtout que plusieurs effets non-linéaires cascades pourraient intervenir : diffusion Raman, mélange à quatre ondes, triplement de fréquence, ...).

Autour de 760 nm – 780 nm, nous observons également un faible signal semblant correspondre à un doublement de fréquence. Nous retrouvons un résultat montré par Levy et al. [286] : bien que le Si₃N₄ et le SiO₂ étant des matériaux centrosymétriques, la génération de seconde harmonique est possible. L'interface du guide entre le Si₃N₄ et le SiO₂ brise la symétrie des matériaux et induit une réponse non-linéaire d'ordre deux aux interfaces du guide.

Pour résumer, nous avons injecté beaucoup ($> 500 \text{ mW}$) de puissance dans un micro-résonateur de qualité modérée ($< 10^6$), permettant de nous familiariser sur la génération de peigne de fréquences. Dans la suite, nous allons remplacer :

- La pompe externe par un semiconducteur III-V.
- Le composant passif de première génération par une puce passive dont les pertes sont fortement réduites en dessous de 10 dB/m.

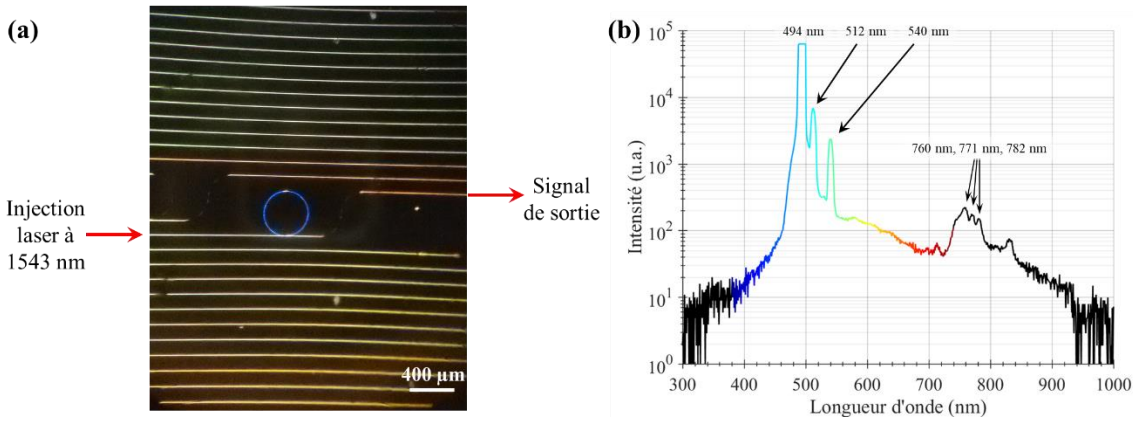


Fig. 111 : Générations d'harmoniques dans le visible lors du pompage d'un micro-résonateur de 200 µm de rayon. (a) Photographie au microscope optique du dessus du micro-résonateur pendant son excitation. (b) Spectre visible acquis (spectromètre Ocean Insight) grâce à une fibre multimode maintenue directement au-dessus de l'anneau. La couleur de la courbe varie selon sur les couleurs du spectre visible. La durée d'acquisition de 10 secondes entraîne une saturation du signal à 494 nm.

3.3.2. Injection par un laser DFB de puissance

Le CEA-Leti a progressivement optimisé son procédé de fabrication sur la plateforme Si₃N₄ épais de 2017 à 2019, nous permettant d'accéder à des composants à l'état de l'art après les premières expériences menés dans la partie précédente. En partie 3.2.4, nous avons mesuré un micro-résonateur que nous utiliserons avec un coefficient de qualité intrinsèque de $5,4 \times 10^6$. Ce fort coefficient de qualité diminue fortement le seuil des non-linéarités, nous donnant plus de libertés sur le choix de la source. Nous choisissons de remplacer la pompe externe par un laser semiconducteur de notre laboratoire (III-V Lab).

Avant de passer aux expériences d'injection de puissance dans le micro-résonateur, nous commençons par décrire le semiconducteur utilisé, et comment le coupler au composant passif.

3.3.2.1. Description de la source utilisée

Le laser semiconducteur est un laser DFB en InGaAsP/InP conçu pour émettre un signal continu monomode suffisamment intense pour stimuler l'effet Kerr dans nos micro-résonateurs. Il est fabriqué avec une structure dite « dual channel shallow ridge » décrite en [45]. Sa longueur géométrique de 1,75 mm permet d'obtenir une largeur de raie lorentzienne entre 100 kHz et 200 kHz selon le courant d'injection. Pour maximiser la puissance de sortie et un couplage optimal avec le composant passif, la facette arrière et de sortie sont respectivement traités haute-réflexivité et anti-réflexivité. Le seuil du laser est mesuré à 81 mA, et sa puissance de sortie peut atteindre plus de 200 mW en espace libre comme montré sur la Fig. 112a.

En utilisant le montage décrit sur la Fig. 24, nous mesurons un profil d'émission laser asymétrique : l'angle de pleine divergence à $1/e^2$ est de $20^\circ \times 60^\circ$ (horizontale \times verticale). Cette forme non-circulaire s'explique par la conception spécifique décrite en détails dans [45], [211]. En quelques mots, cette conception est basée sur l'ajout d'une semelle diluée en InP/InGaAsP entre la zone active et le substrat InP dopé N. La zone active est constituée de plusieurs puits quantiques en InGaAsP. La semelle permet de dé-confiner le mode laser et ainsi réduire au maximum la propagation dans la région InP dopée P où les pertes sont les plus importantes. Cette technique a pour conséquence entre autres d'augmenter significativement la puissance optique mais également de déformer la forme du faisceau

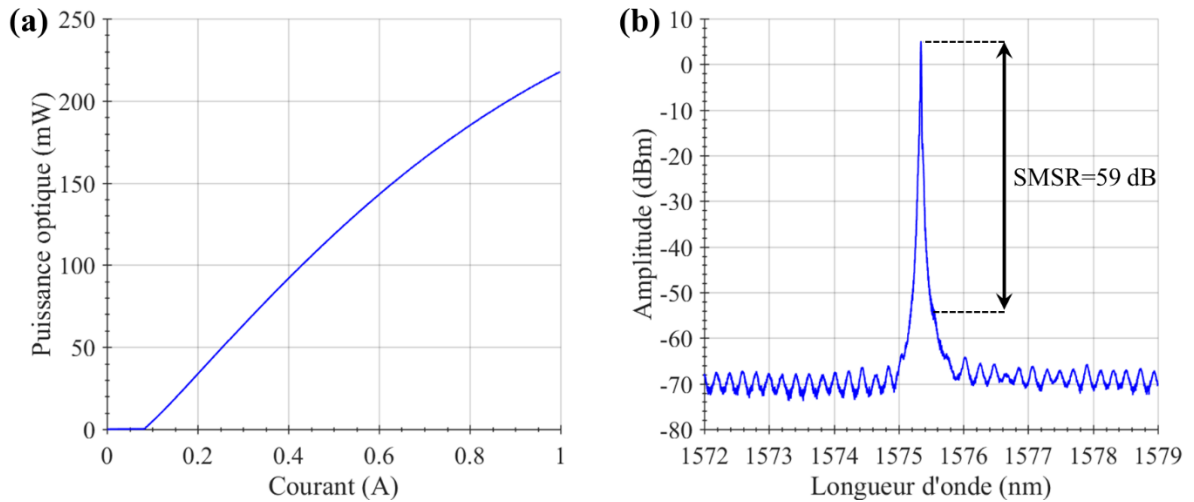


Fig. 112 : (a) Puissance optique du laser DFB réglé à 25°C acquis à la sphère intégratrice. (b) Spectre du laser DFB pour un courant de 647 mA et une température de 23,7°C. L'oscillation locale de 203 pm (24,6 GHz) correspond à l'ISL du laser.

La longueur d'onde du laser peut être précisément accordée en contrôlant son courant. Cet accord lié à l'échauffement du DFB varie selon sa température. Par exemple, pour une température d'embase de 25°C et un courant de fonctionnement autour de 700 mA, nous avons relevé une accordabilité de 5 pm/mA. La gamme de longueur d'onde que nous utiliserons sera située autour de 1575 nm, nous permettant de s'éloigner davantage de la zone centrée autour de 1520 nm, où les pertes dans le résonateur peuvent être plus élevées à cause des résidus d'hydrogène dans le guide d'onde. Le contrôle de la longueur d'onde d'émission laser est essentiel pour pouvoir injecter précisément la résonance d'un micro-résonateur. Cependant, l'inconvénient de cette méthode d'injection est qu'il n'est pas possible de séparer une variation de la longueur d'onde d'émission d'une variation de puissance.

Sur la Fig. 112b, le spectre du laser montre un taux de réjection (SMSR) de 59 dB, permettant d'éviter d'éventuels problèmes lors de la génération de peigne de fréquence, comme par exemple l'injection d'un mode secondaire dans la résonance du micro-résonateur ou un saut de mode parasite du laser DFB. D'autre part, l'usage d'un laser monomode lors d'un balayage continu d'une résonance facilite l'interprétation de l'expérience par rapport à un laser Fabry-Pérot. Mentionnons que l'usage d'un laser Fabry-Pérot est toutefois possible comme l'a démontré Raja *et al.* [269]

3.3.2.2. Description de l'assemblage InP-Si₃N₄/SiO₂

Pour réaliser le couplage par la tranche (« butt-coupling ») du laser DFB et de la puce passive, nous utilisons la méthode décrite aux chapitres précédents (Fig. 4b et 2.2.2.1). Dans ces expériences, n'ayant pas pu bénéficier d'une mise en sous-module ou en module de nos hybridations, l'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre sera issu d'un couplage dynamique. Les deux composants sont alignés manuellement avec des plateformes de translation équipés de vis micrométriques (Fig. 100). L'avantage est de pouvoir tester un grand nombre de configurations de micro-résonateurs, au prix d'instabilités mécaniques parfois importantes sur l'assemblage hybride.

Le couplage du laser DFB et du guide Si₃N₄ est donc effectué avec une qualité variable lors de nos mesures. Nous en profitons pour avertir le lecteur que les résultats obtenus avec ce type de montage changent selon la qualité du couplage. Mentionnons certaines difficultés techniques lors de nos expériences :

- Les facettes optiques du composant passif n'étant pas « wedgées » et n'étant pas traitées anti-reflet, le faisceau laser peut être partiellement réfléchi (par la facette d'entrée et/ou de sortie). Ces réflexions peuvent altérer la dynamique du laser DFB avec deux conséquences néfastes :
 - Une nouvelle cavité parasite peut engendrer un laser multimode.
 - Le laser DFB peut rentrer en régime de rétroaction IV [63], correspondant à l'effondrement de la cohérence. La première conséquence visible serait l'exaltation des oscillations de relaxation avant de perdre toute cohérence. Nous avons déjà observé et décrit ce phénomène lors de nos hybridations du chapitre précédent (2.2.3.2).
- Selon le couplage réalisé, une lame d'air entre 0 et 500 μm peut se former entre les deux composants. Cet espacement peut affecter le traitement anti-réflexivité (AR) du laser DFB. En effet cet espacement pourrait être du même ordre de grandeur que les couches réalisant le traitement AR.
- La taille de la lame d'air entre les deux composants modifie la phase du champ de la pompe injectée dans la résonance. Il est important de contrôler cette phase, car le profil de la résonance pompée (observable avec un oscilloscope en appliquant une rampe de fréquence au laser) est très dépendante de cette phase [287] ; et ce profil serait lié à la génération des peignes de fréquences. N'ayant pas de section de phase sur nos composants passifs, nous devons contrôler la phase du signal d'injection en ajustant soigneusement cet espacement.

Nos composants n'étant pas parfaitement optimisés pour l'hybridation, nous avons de nombreuses fois fait face à ces difficultés techniques. Dans la suite, nous ne présenterons que des résultats de mesures dépourvues de ces problèmes techniques.

Avant de conclure cette sous-partie, nous évaluons les pertes de couplage entre les deux composants. Une estimation théorique des pertes minimales peut être fournie en calculant le recouvrement des divergences des deux composants comme nous l'avons décrit en 2.2.2.2.A. En sommant les pertes liées à l'interface air/Si₃N₄ et celles dues à la différence de recouvrement des divergences, nous estimons un des pertes de couplage minimales de $0,5 + 0,6 = 1,1 \text{ dB}$. D'un point de vue plus expérimental, nous pouvons aussi estimer ces pertes en retranchant la puissance transmise de l'assemblage hybride à celle émise par le laser DFB seul au même courant. En y retirant les autres contributions, comme les pertes d'extraction et les pertes de propagation, nous estimons de manière plus réaliste des pertes de couplage de l'ordre de $4 \text{ dB} \pm 1 \text{ dB}$.

3.3.2.3. Expériences d'injection

Connaissant à présent le comportement de nos micro-résonateurs Si₃N₄, et de notre laser DFB, nous procédons à l'assemblage dynamique dans cette partie. Nous testerons en premier lieu les peignes générés par instabilités de modulation pour différentes tailles d'anneaux avant de nous focaliser sur des anneaux d'ISL 113 GHz.

A. Premiers tests sur plusieurs tailles de micro-résonateurs

Nous disposons de trois tailles de micro-résonateurs en anneaux dont nous résumons les caractéristiques dans le Tableau 18. Pour chacun des anneaux, nous avons accordé le signal émis par le laser DFB sur une résonance de manière similaire à la partie 3.3.1.

Comme nous venons de l'expliquer, l'alignement des deux composants est critique. Pour l'optimiser, nous le réalisons en deux étapes. Tout d'abord, nous alignons le composant passif devant le laser pompé à courant constant. Ce premier alignement est effectué pour maximiser la puissance optique transmise par le guide d'onde. Puis, le courant d'injection du laser est modulé en dent de scie pour générer une

3.3 Injection d'un micro-résonateur Si₃N₄/SiO₂ à fort coefficient de qualité

rampe périodique de la longueur d'onde d'émission (à une fréquence de répétition de 100 Hz par exemple). Nous mesurons l'intensité transmise à l'oscilloscope. Si le laser de pompe ne « balaie » pas une résonance de l'anneau, les variations de l'intensité transmise sont censées reproduire les fluctuations de puissance du laser. Néanmoins en pratique, l'intensité transmise peut être assez bruitée, en dents de scie, à cause de nombreuses réflexions parasites. En changeant le courant moyen du laser ou en augmentant l'amplitude de la rampe, nous pouvons détecter un creux de puissance dans la transmission correspondant à une résonance du micro-résonateur. Nous procédons alors la seconde étape d'alignement : l'optimisation du profil de la résonance pompée. En effet en changeant légèrement la distance entre le laser et la puce passive à l'aide de cales piézo-électriques, nous pouvons changer la phase du laser et donc le régime de verrouillage du laser sur l'anneau comme l'explique Kondratiev *et al.* dans [287]. En variant de manière monotone l'espacement entre les deux composants, nous alternons périodiquement entre les profils montrés dans la Fig. 4b de [287] et reproduite ci-dessous (Fig. 113). Nous choisissons un espacement permettant un profil d'intensité transmise proche de à l'état II, ce qui permettrait d'induire un désaccord plus important entre le laser de pompe et la résonance [287]. Rappelons qu'un désaccord important permet la génération d'états solitoniques (Fig. 99).

Conception	Rayon	56 μm	112 μm	200 μm
	ISL	406 GHz (3,35 nm)	203 GHz (1,68 nm)	113 GHz (0,94 nm)
Mesures	Largeur à -30 dB	17,8 THz (147 nm)	15 THz (124 nm)	12,1 THz (100 nm)
	Nombre de raies à -30dB	45	75	105

Tableau 18 : Caractéristiques des anneaux testés. L'indice de groupe vaut $n_g = 2,1$. L'intervalle spectral libre (ISL) en nm est donné pour une longueur d'onde centrale de 1575 nm (longueur d'onde d'émission du laser DFB).

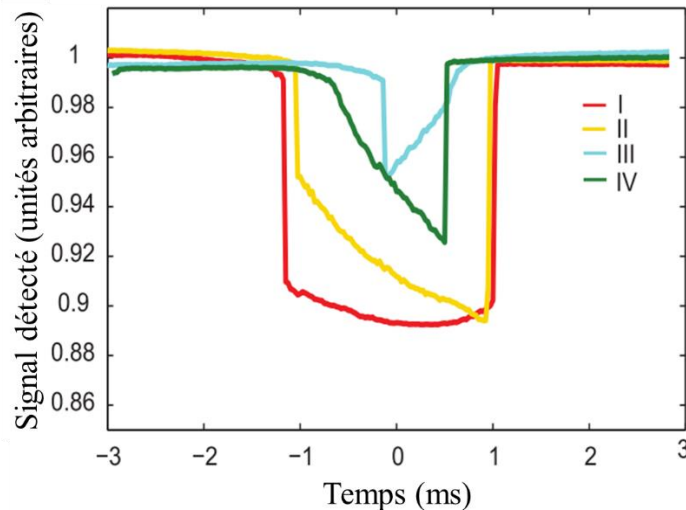


Fig. 113 : Trace temporelle de l'intensité transmise par un micro-résonateur pour des phases du laser. Les états I, II, III et IV ont respectivement des phases de 0 , $\pi/2$, π , $3\pi/2$. Figure extraite de [287].

Une fois cette étape d'alignement réalisée, nous stoppons la modulation de courant pour pouvoir contrôler l'émission laser manuellement. Nous augmentons le courant du laser de manière à rentrer par le côté bleu de la résonance pour suivre le triangle thermique.

Lors de cette première campagne de mesure, nous nous sommes concentrés sur un état présentant un peigne de fréquence assez régulier. Nous l'observons à l'aide d'un analyseur de spectre optique (Fig. 114) pour les trois tailles d'anneaux. Nous évaluons la largeur de l'enveloppe du peigne à -30 dB (cf.

Fig. 114 et Tableau 18). Ces larges peignes sont possibles grâce à la maximisation de la puissance injectée, l'optimisation de la dispersion sur une large gamme spectrale et une forte finesse \mathcal{F} [288]. La largeur de l'enveloppe du peigne $\Delta f_{-3\text{ dB}}$ a été estimée dans le cas d'un résonateur au couplage critique par [288] :

$$\Delta f_{-3\text{ dB}} = \frac{0,315}{1,763} \sqrt{\frac{2\gamma P_{in}\mathcal{F}}{\pi|\beta_2|}} \quad (91)$$

Avec $\gamma = 2\pi n_2/(\lambda_p A_{eff})$ le coefficient non-linéaire où n_2 est l'indice de réfraction non-linéaire du Si₃N₄ dans notre cas, et λ_p la longueur d'onde de la pompe, et A_{eff} la section du mode effectif. Nous rappelons que $\beta_2 = GVD = -D\lambda^2/2\pi c$. En utilisant cette formule dans notre cas (Tableau 19), nous estimons $\Delta f_{-3\text{ dB}} \approx 3,4\text{ THz}$ (28 nm), ce qui est en accord avec notre mesure (Fig. 114c).

Puissance à l'entrée du résonateur	P_{in}	100 mW
Longueur d'onde de pompe	λ_p	1575 nm
Surface modale	A_{eff}	2 μm^2
Indice non-linéaire du Si ₃ N ₄	n_2	2,5 * 10 ¹⁹ m ² /W
Coefficient non-linéaire	γ	0,5 W ⁻¹ .m ⁻¹
Finesse	\mathcal{F}	1500
Dispersion	D	100 ps/nm/km
Dispersion de vitesse de groupe (GVD)	β_2	-132 ps ² /km

Tableau 19 : Paramètres typiques d'un micro-résonateur de rayon 200 μm en Si₃N₄ pompé par un laser DFB. La dispersion donnée est un ordre de grandeur estimé à partir des simulations de la Fig. 102. Le paramètre A_{eff} est extrait d'une simulation obtenue avec le logiciel Fimmwave. Les valeurs sont du même ordre de grandeur que celles trouvées dans la littérature [257]. Notamment le paramètre γ est proche de celui mesuré par le CEA-Leti [246].

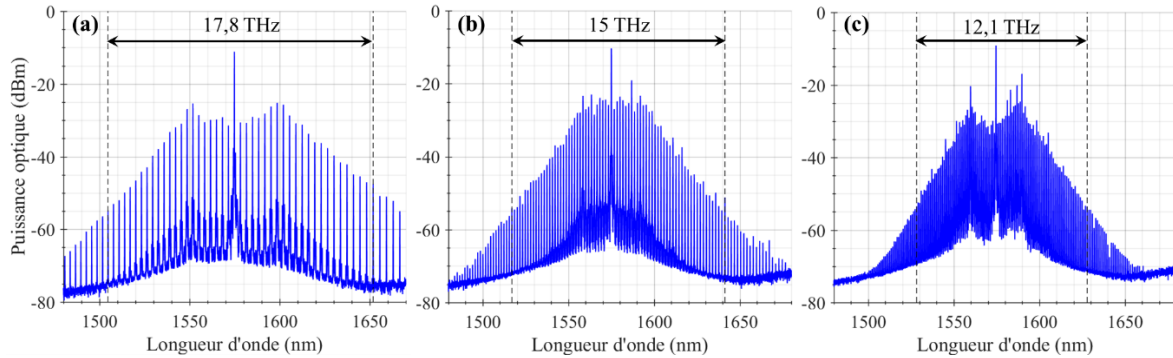


Fig. 114 : Mesures du spectre de la transmission de différentes hybridations à l'aide d'un analyseur de spectre optique Anritsu (modèle : MS9740A). (a) Laser DFB pompé à 558 mA + anneau ($R=56\ \mu\text{m}$, $W=1,40\ \mu\text{m}$, $G=550\ \text{nm}$). (b) Laser DFB pompé à 596 mA + anneau ($R=112\ \mu\text{m}$, $W=1,55\ \mu\text{m}$, $G=550\ \text{nm}$). (c) Laser DFB pompé à 521 mA + anneau ($R=200\ \mu\text{m}$, $W=1,55\ \mu\text{m}$, $G=550\ \text{nm}$). R pour rayon, W pour largeur de guide, G pour espacement. L'élargissement des raies entre -70 dB et -50 dB est un artefact de mesure liée à l'analyseur de spectre. Les droites pointillées encadrent les modes à -30 dB de l'enveloppe du peigne (pompe exclue). Aucun filtrage n'a été appliqué.

Soulignons que l'allure régulière des peignes optiques est trompeuse : ce ne sont pas des états solitoniques, mais plutôt un peigne lié à l'instabilité de modulation. En 2013, une équipe d'OEWaves spécialisé dans le verrouillage de lasers sur des résonateurs avertit la communauté scientifique sur ce type de peigne, qui correspond à un régime chaotique [289]. L'enveloppe en W renversée pour les peignes sur la Fig. 114a et sur la Fig. 113c, ainsi que la forme aplatie de la partie supérieure du peigne sur la Fig. 114b en sont des indices que nous pouvons retrouver dans la littérature [252], [289]–[291].

En particulier, notre génération de peigne ressemble à celle de [290] : en augmentant la longueur d'onde de la pompe, nous engendrons au fur à mesure des raies primaires entourées de raies secondaires peuplant de plus en plus le spectre pour former finalement le peigne donné par la Fig. 114. D'après [290], il s'agirait d'un motif de Turing déstabilisé se transformant en un peigne issu de la déstabilisation de plusieurs cavités solitoniques. Mentionnons que, lors de la formation de ces peignes, nous observons à l'œil nu la génération de 3^{ème} harmonique (fluorescence verte) comme dans la partie 3.3.1.

Au bilan, nous avons généré un large peigne de fréquence d'apparence régulière mais qui n'est pas tout à fait cohérent. Pour confirmer cette conclusion, nous allons nous concentrer dans la suite sur l'étude du plus grand résonateur (rayon $R = 200 \mu m$). Son taux de répétition étant le plus bas de nos configurations, nous sommes en capacité de mesurer la puissance instantanée à l'aide d'une photodiode rapide et d'un analyseur de spectre électrique.

B. Mesures d'un peigne chaotique

Dans cette section, nous utilisons un micro-résonateur en anneau de rayon $R = 200 \mu m$, avec une largeur de guide $W = 1,70 \mu m$ et placé à $G = 550 nm$ du guide d'onde d'accès. A partir des mesures présentées sur la Fig. 108b, nous avons déduit que cet anneau est proche d'un couplage critique, et que son facteur de qualité intrinsèque est de l'ordre de $5,4 \times 10^6$.

Nous nous concentrons ici sur le type de peigne généré dans la partie précédente. Il s'agit en effet d'un peigne que nous arrivons facilement à exciter en accordant la pompe manuellement du bleu vers le rouge. Tout comme dans la partie précédente, le peigne se forme graduellement lorsque nous décalons la pompe vers le rouge : un peigne avec un large écart de raie ($\approx 14 * ISL_{anneau}$) se forme (motif de Turing), puis une forêt de raies apparait et grandit progressivement à l'ISL de l'anneau jusqu'à engendrer l'état mesuré sur la Fig. 116a. Le but principal est d'observer la cohérence pour déterminer si ce type de peigne est bien chaotique et non solitonique.

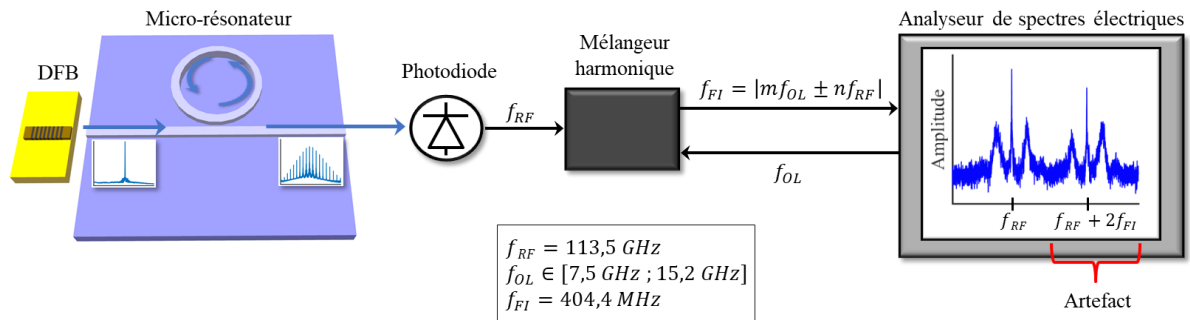


Fig. 115 : Banc de mesure pour l'acquisition d'un peigne de fréquence avec un taux de répétition f_{RF} . La photodiode que nous utilisons possède une bande passante de 70 GHz, et est caractérisée par une perte de 6 dB pour des fréquences autour de f_{RF} . Le mélangeur harmonique (Rohde & Schwarz FS-Z110) effectue une descente en fréquence par mélange avec un signal issu de l'analyseur de spectre électrique (Rohde & Schwarz FSU67GHz) à la fréquence f_{OL} (OL : oscillateur local). Le mélangeur transmet alors le signal détecté à une fréquence intermédiaire f_{FI} à l'analyseur de spectre. Le paramètre m est un coefficient multiplicatif entier (dans notre cas $m = 10$), et n est un entier représentant les harmoniques parasites dû au mélange. Après réglage, l'analyseur de spectre affiche le signal à f_{RF} mais également un signal fictif dû au mélangeur à $f_{RF} + 2f_{FI}$.

Idéalement, l'observation du train d'impulsion permettrait d'estimer la durée des impulsions [252]. Cependant, notre banc n'ayant pas la résolution pour caractériser un train d'impulsion de pas $1/113GHz \approx 9 ps$, une alternative efficace et répandue est d'étudier le comportement à basses fréquences (10 MHz – 1 GHz) [258], [269]. Nous analysons donc simultanément la structure de notre peigne à l'aide d'un analyseur de spectre optique (ASO) et d'un analyseur de spectre électrique RF à basse fréquence (cf. Fig. 116a et c). En parallèle, nous observons le comportement d'une raie optique

du peigne et nous analysons la fréquence de battement du peigne (à 113,5 GHz) (cf. Fig. 116b et d) au moyen du banc décrit sur la Fig. 115.

Un état à un soliton unique exhiberait des raies optiques fines limitées par la résolution de l'ASO, une absence de bruit RF à basse fréquence et une raie RF à sa fréquence de battement dont la finesse serait limitée par la résolution de l'analyseur de spectre électrique. Dans notre cas, lorsque nous observons une seule raie du peigne, nous rencontrons un large pic ($FWHM = 1 \text{ GHz}$ (9 pm)), bien au-delà de la résolution de notre ASO (5 MHz). Ce large pic est modulé par une oscillation dont la période est d'environ 185 MHz. Nous retrouvons cette modulation dans le domaine électrique : la réponse RF à basse fréquence (Fig. 116c) est très bruitée avec un maximum vers 150 MHz, et la réponse RF à la fréquence de battement est également bruitée (Fig. 116d). Le pic central à 113,5 GHz a une $FWHM$ de 6,3 MHz et est accompagné de lobes latéraux espacés d'environ 165 MHz du pic central. Cette forme à trois bosses est très similaire à celle obtenue par T. Herr *et al.* [252] juste avant l'apparition d'un état solitonique. Par rapport à la charte des équations de Lugiato-Lefever (Fig. 99), notre configuration se place très haut en ordonnée ($f^2 \sim 200$) dans une zone d'instabilité de modulation chaotique. Lorsque nous augmentons le courant du laser DFB, nous augmentons potentiellement le désaccord (l'augmentation de la puissance est négligeable par rapport à celle du désaccord sur cette charte), c'est-à-dire nous accordons la pompe vers le rouge. A la différence des travaux cités [252], nous sortons de la résonance sans pouvoir « s'arrêter » sur un état solitonique.

Nous proposons plusieurs hypothèses pour expliquer cette absence de solitons :

- Les instabilités du couplage dynamique empêchent la rétrodiffusion de Rayleigh d'être réinjectée efficacement dans le laser DFB. Notamment, ces instabilités mécaniques peuvent modifier l'épaisseur de la lame d'air entre les deux composants et donc dégrader les conditions de rétro-injection. Or le passage d'un état d'instabilité de modulation à un état solitonique provoquant un brusque changement de température dans l'anneau, une bonne rétro-injection est nécessaire pour compenser l'instabilité thermique et permettre la stabilisation d'un éventuel soliton.
- Nous injectons beaucoup de puissance ($\sim 60 \text{ mW}$ à l'entrée du résonateur) par rapport au seuil des non-linéarités ($\sim 300 \text{ }\mu\text{W}$). Par conséquent :
 - Les instabilités thermiques sont d'autant plus complexes à compenser.
 - Nos combinaisons de puissance et de désaccord entre la pompe et la résonance ne permettent pas la génération de solitons (cf. charte des solutions de l'équation Lugiato-Lefever Fig. 99). De plus, comme le laser peut se verrouiller sur le micro-résonateur, le désaccord effectif peut être inférieur au désaccord que nous pensons appliquer en accordant la source de courant [287].

Les informations de ces mesures se recoupent et confirment l'aspect bruité de notre peigne de fréquence. Pour résumer, nous générons un premier peigne en rentrant dans la résonance formée par une instabilité de modulation « stable » (motif de Turing), puis nous obtenons un peigne de fréquence (Fig. 116a) instable dû à une instabilité de modulation chaotique.

Sur la Fig. 116a, nous observons des réductions de l'intensité de certaines raies, notamment à 1543 nm, 1564 nm, et 1587 nm. En observant ces réductions sur plusieurs mesures successives, nous pouvons en déduire que l'explication n'est pas une éventuelle instabilité, mais un phénomène déjà observé dans un micro-résonateur pompé par un laser externe [292] : il s'agit de croisement de modes (« mode crossings » en anglais) associé au micro-résonateur. Dans un résonateur, il existe plusieurs familles de modes de différentes polarisations ou d'ordres spatiaux supérieurs qui peuvent interagir. Dans notre cas,

il s'agit majoritairement de l'interaction de familles de modes d'ordres supérieurs, puisque notre laser émet un mode TE₀₀. Deux familles de mode peuvent se croiser ou s'éviter (« avoided mode crossings ») [292], [293]. Un croisement correspond à une fréquence de résonance commune aux deux familles de mode. Ce phénomène est en particulier visible lorsque nous observons de deux familles de mode d'ISL différent. Lorsque deux familles de mode se croisent sans interaction ou se repoussent, la dispersion est localement fortement changée induisant dans le cas présent une baisse de l'intensité de certaines raies optiques. En particulier, T. Herr et *al.* a montré que cet effet peut interférer dans la formation de solitons dans un cas similaire au notre [294].

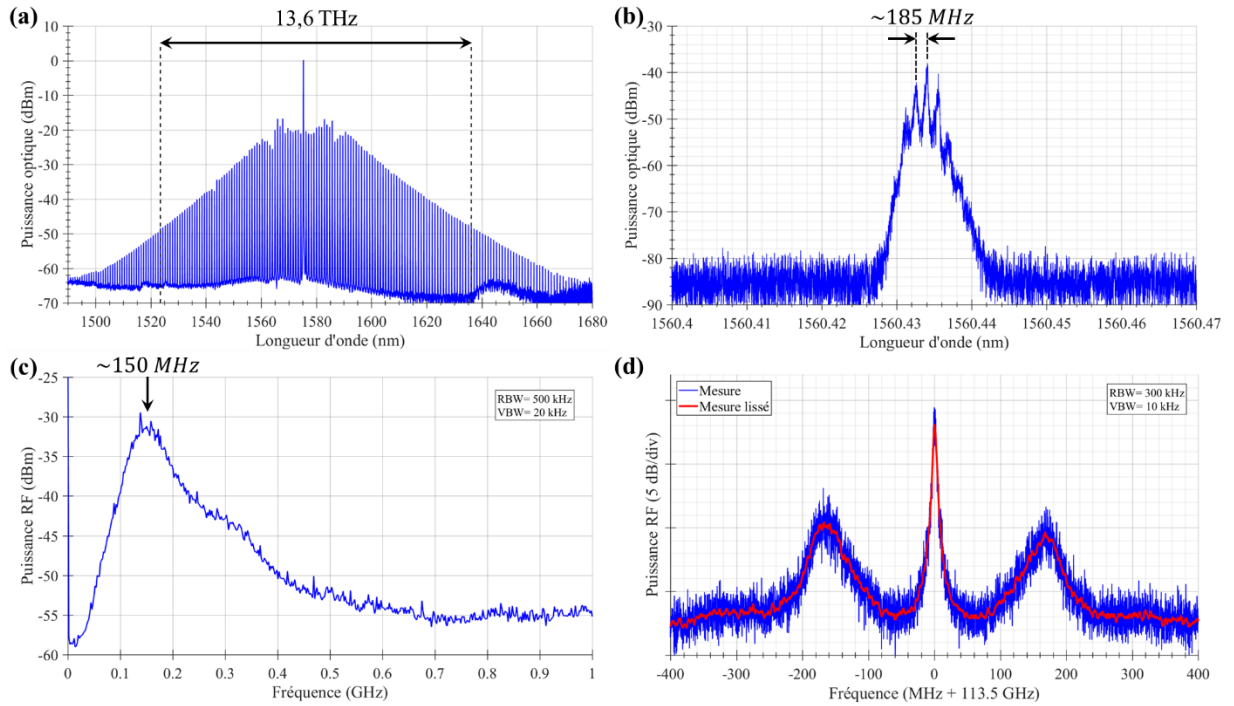


Fig. 116 : Peigne optique généré par un micro-résonateur ($R=200 \mu\text{m}$, $W=1,70 \mu\text{m}$, $G=550 \text{nm}$) abouté à un laser DFB à 647 mA. (a) L'ensemble du peigne est mesuré par un analyseur de spectre optique (ASO) Ando (modèle : AQ6317). (b) Zoom sur une des raies du peigne avec un ASO haute résolution Apex (modèle : AP2043B). (c) Mesures du spectre RF à basse fréquence. (d) Mesures du spectre RF à 113,5 GHz à l'aide d'une photodiode de bande passante 70 GHz. RBW pour resolution bandwidth, VBW pour video bandwidth. Les mesures (a), (b), (c) et (d) ont été effectués simultanément.

Dans cette partie, nous avons généré un peigne de fréquences qui bien qu'à l'aspect régulier n'est en fait pas un état solitonique mais un état chaotique. Les mesures RF à basse et haute fréquence, ainsi qu'un zoom sur une raie optique nous l'a confirmé. Dans la partie suivante, nous conserverons seulement l'acquisition des basses fréquences RF qui est simple à mettre en place, mais qui suffit pour lever les doutes sur les peignes générés.

C. Mesures d'états solitoniques

Un des moyens les plus simples pour détecter la présence de solitons est d'observer la trace temporelle de la transmission d'un micro-résonateur lorsque celui-ci est pompé par une rampe de longueur d'onde. En effet, un état solitonique se distingue par l'apparition d'un plateau de puissance [252]. Ainsi, plusieurs états solitoniques à la suite, caractérisés par différents niveaux de puissance moyenne visible en sortie de composant, laissent une série de plateaux à différents d'énergie formant des marches. Ce comportement typique a été simulé et mesuré notamment dans [261].

Dans cette partie, nous choisissons le même micro-résonateur qu'à la section précédente : il s'agit d'un anneau de rayon $R = 200 \mu\text{m}$, de largeur de guide $W = 1,70 \mu\text{m}$, placé à $G = 550 \text{nm}$ d'un guide droit.

Nous y injectons le faisceau du laser DFB dont le courant est modulé triangulairement afin d'appliquer une rampe en longueur d'onde. En optimisant l'alignement du composant passif avec le laser DFB, nous parvenons à obtenir une forme de résonance contenant des plateaux solitoniques visibles sur la trace temporelle de la Fig. 117a. Jusqu'à présent, nous appliquons la même méthode que la partie précédente, mais ici nous obtenons des marches solitoniques. Plusieurs raisons expliquent cette différence :

- Nous utilisons dans cette partie une photodiode reliée à un oscilloscope nous permettant de mieux distinguer les états bruités et les marches, alors que précédemment nous acquérions les niveaux de puissance à l'aide d'un puissance-mètre qui moyennait le signal.
- Nous injectons moins de puissance dans cette expérience : le courant de pompage du laser DFB est ici d'environ 380 mA contre 650 mA précédemment, signifiant une puissance émise ici de 86 mW contre 154 mW précédemment. Cette réduction de puissance injectée pourrait diminuer les instabilités thermiques, et donc faciliter l'apparition des marches solitoniques.

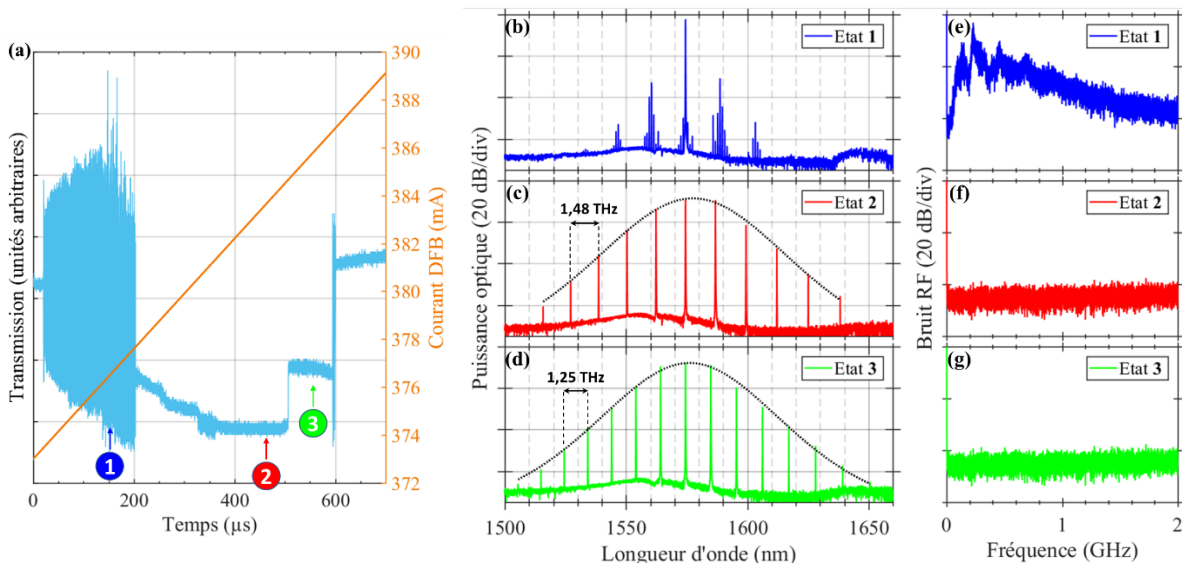


Fig. 117 : (a) Trace temporelle de la transmission du micro-résonateur lors d'une rampe de longueur d'onde ascendante de la pompe. L'état (1) est un état instable dont le spectre optique est (b). Les états (2) et (3) sont des états stables dont les spectres optiques respectivement en (c) et en (d) montrent respectivement des peignes avec des raies espacées de $13 * ISL_{anneau} = 1,48 \text{ THz}$ et $11 * ISL_{anneau} = 1,25 \text{ THz}$. Ces deux spectres ont une enveloppe en forme de sech^2 (courbes pointillées), ce qui est caractéristique d'un régime solitonique. (e)-(g) Mesures de bruit RF à basse fréquence des états (1)-(3). Aucun filtrage n'a été appliqué lors de ces mesures.

Pour être certain du caractère solitonique de ces plateaux de puissance, nous avons ajusté le courant du laser manuellement pour se placer aux états (1), (2) et (3) sur la Fig. 117a et ainsi mesurer les spectres optiques et électriques correspondants (cf. Fig. 117b-g). L'état (1) est indiqué par le large bruit sur la Fig. 117a et sur la Fig. 116e où l'instabilité de modulation domine. Malgré ce bruit, nous observons sur le spectre optique (Fig. 117b) de multiples sous-peignes avec un pas égal à l'ISL de l'anneau ($\sim 113 \text{ GHz}$). Les états (2) et (3) génèrent des peignes avec des pas respectivement égaux à 13 et 11 fois l'ISL de l'anneau. Les états (2) et (3) sont des solitons particuliers, ils appartiennent à la classe des *cristaux solitoniques parfaits* étudiés notamment par M. Karpov *et al.* [295] et répertoriés par D. C. Cole [296]. Cela signifie que respectivement 13 et 11 impulsions se propagent régulièrement dans l'anneau. Les réponses RF de ces états présentent un faible bruit, ce qui corrobore l'hypothèse de régime solitoniques. Par rapport à la charte des solutions de l'équation de Lugiato-Lefever (Fig. 99), l'état (1) se situe dans la zone d'instabilité de modulation chaotique ($P_{in} \approx 35 \text{ mW}$, donc $f^2 \approx 117$), puis en augmentant le désaccord les états (2) et (3) sont localisés dans la zone des solitons.

Cette expérience illustre bien la différence entre la génération de peignes Kerr par un montage traditionnel où la pompe externe et le micro-résonateur sont séparés d'un isolateur, alors que dans notre cas la pompe est intégrée et bénéficie de la rétro-injection induit par la rétrodiffusion Rayleigh dans l'anneau. En effet, traditionnellement, lorsque le laser balaie la résonance du bleu vers le rouge, nous observons un état d'instabilité de modulation, puis éventuellement un état de soliton dit respirant (« breathing soliton »), et enfin une succession de marches solitoniques [252]. Lorsque le laser est désaccordé de plus en plus vers le rouge, le système explore les différents états solitoniques un par un jusqu'au fameux état d'un soliton unique. Cela est possible car le désaccord entre la pompe et la résonance chaude augmente.

Pour notre expérience, nous n'explorons pas ces états un par un. En appliquant une rampe en longueur d'onde, nous devrions augmenter continûment le désaccord entre la pompe et la résonance chaude. En réalité, comme expliqué en détail dans [270], notre laser est verrouillé sur la résonance, ainsi le désaccord reste constant malgré l'augmentation du courant. Le système peut alors difficilement évoluer vers d'autres états solitoniques.

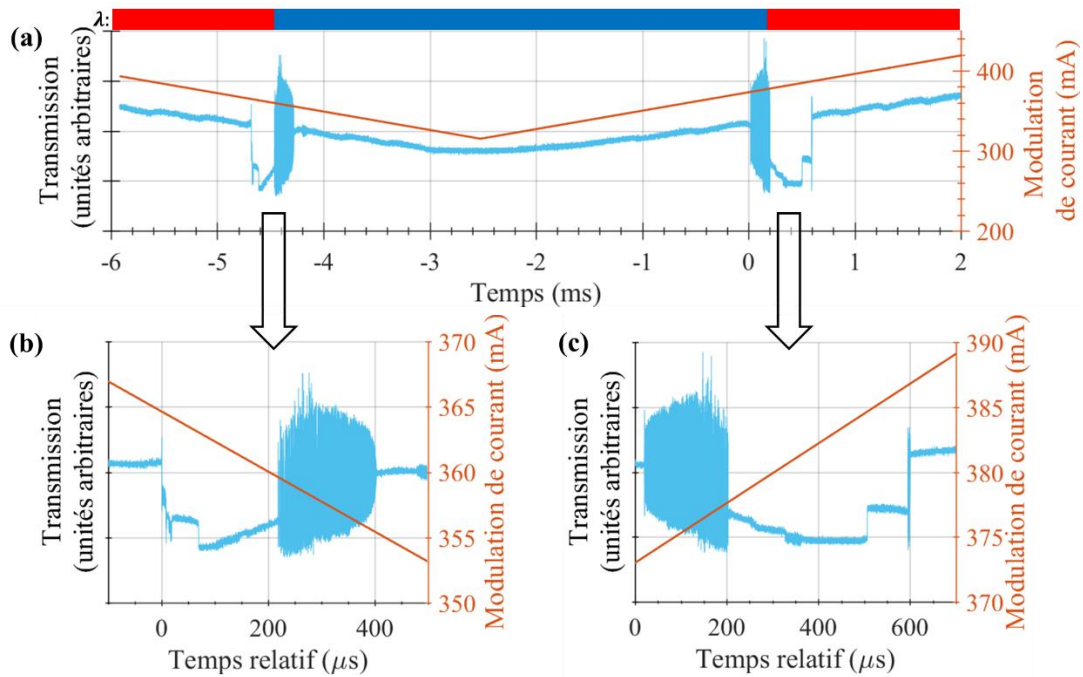


Fig. 118 : (a) Trace temporelle de la transmission d'un micro-résonateur injectée par un laser DFB dont le courant est modulé triangulairement. ZOOMS pour un scan par longueur d'onde descendante (b) et ascendante (c). Les marches solitoniques ne peuvent exister que si la pompe est décalée vers le rouge par rapport à la résonance [229].

Sur la Fig. 118, nous observons la trace temporelle de l'expérience précédente. Elle met en valeur l'avantage d'un système intégré sans isolateur. Traditionnellement, il est nécessaire de pomper des petites longueurs d'onde vers les plus grandes pour suivre l'échauffement thermique de la résonance. Nous avons utilisé cette méthode sur la Fig. 117 et sur la Fig. 118c pour obtenir des états solitoniques. Grâce à l'auto-verrouillage du laser stabilisant les instabilités thermiques, nous pouvons générer un état solitonique également en pompant du bleu vers le rouge de la résonance. Ainsi les profils d'intensité transmise par le micro-résonateur sont quasiment symétriques (Fig. 118b et Fig. 118c).

Par rapport à la section précédente, la réduction de la puissance injectée et l'ajustement de la phase du laser, nous ont permis de générer des états solitoniques avec un écart en fréquence de l'ordre du THz. Ces états sont des cristaux solitoniques parfaits qui par leur régularité sont des configurations intéressantes. En effet, il a été démontré dans un montage traditionnel qu'il est possible de choisir de

manière déterministe le degré de l'état solitonique parfait et donc la fréquence de répétition du peigne [297], [298]. Ces états permettent ainsi l'élaboration de filtres RF reconfigurables [297]. Dans des travaux ultérieurs, nous pourrions imaginer remplacer la pompe externe par notre version intégrée, à condition de maîtriser parfaitement le couplage entre le composant actif et le composant passif.

D. Mesures dynamiques d'un peigne de fréquence

Précédemment, nous réglions manuellement le courant de la pompe lors des acquisitions des spectres optiques et électriques. A présent, nous automatisons la montée en courant tout en acquérant la puissance moyenne transmise, le spectre optique, et le spectre électrique à basse fréquence (Fig. 119). Nous pouvons ainsi suivre la formation d'un peigne optique. Ce banc de mesure possède néanmoins deux contraintes :

- La puissance acquise est moyennée, et ne reflète plus le bruit présent lors de l'instabilité de modulation. Il convient de se référer à la mesure de bruit RF à basse fréquence.
- Nous avons dû utiliser un analyseur de spectre possédant une moins bonne dynamique de mesure et exhibant des artefacts élargissant artificiellement la base des raies optiques.

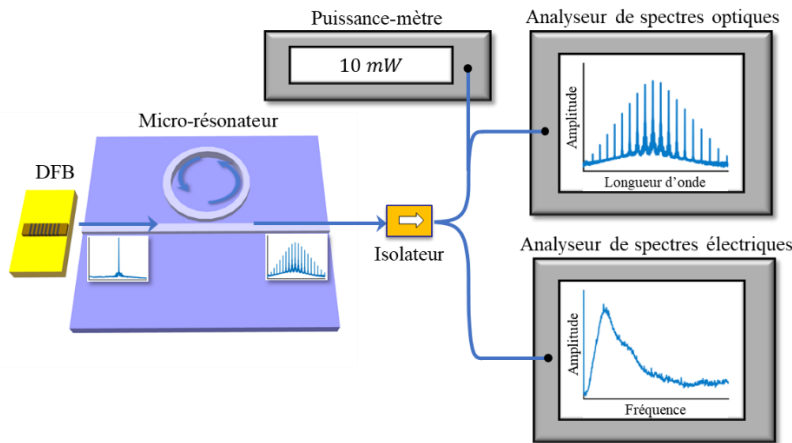


Fig. 119 : Banc de mesure permettant d'acquérir l'évolution du peigne Kerr formée pendant une rampe lente de longueur d'onde. L'alimentation du laser (ILX LDC-3742B) effectue une rampe de courant pendant qu'un puissance-mètre mesure la forme de la résonance pompée. Un analyseur de spectres optiques (Anritsu MS9740A) enregistre en même temps la génération du peigne, pendant qu'un analyseur de spectre électrique (Rohde & Schwarz FSU67) mesure le bruit RF à basses fréquences.

Pour cette mesure, nous utilisons un micro-anneau de rayon $R = 200 \mu m$, une largeur de guide $W = 1,5 \mu m$, placé à $G = 500 nm$ d'un guide droit. Nous avons estimé un facteur de qualité chargé d'environ 1,0 million. Nous rapportons l'expérience d'injection du laser DFB dans ce micro-résonateur sur la Fig. 120a-d. La mesure est assez similaire à celle réalisée précédemment : nous pouvons notamment mettre en parallèle la puissance transmise ici (Fig. 120a) avec la trace temporelle de la Fig. 117a. Nous rappelons que le puissance-mètre moyenne la zone bruitée contrairement à la photodiode. Ce type de mesure et les résultats obtenus sont similaires aux travaux publiés [229], [269], [299].

Lorsque la longueur d'onde de la pompe augmente, la transmission de l'anneau peut être décrite par trois états (Fig. 120a). Après avoir franchi la zone initiale (I), notre système hybride (laser DFB + micro-résonateur) exhibe un état instable en (II). Durant cet état, nous estimons que le laser DFB subit une rétroaction grandissante du micro-résonateur : la dynamique du laser est alors modifiée et pourrait devenir chaotique comme le suggère le large bruit RF mesuré sur la Fig. 120c. Nous notons que dans cette zone (II), le spectre transmis reste globalement monomode, hormis à la fin où l'instabilité de modulation permet l'apparition d'un début de peigne (Fig. 120b et d) similaire à celui mesuré sur la Fig.

117b. Dans la zone (III), la puissance transmise chute brutalement, générant un peigne de fréquence Kerr avec peu de bruit RF. Le niveau de puissance atteint reste constant sur une plage de courant suggérant un verrouillage du laser sur la résonance du micro-résonateur. Sur l'ensemble de la zone (III), les raies du peigne générées sont espacées de 2,04 THz, ce qui est 17 fois l'ISL du micro-résonateur. En considérant l'ensemble de ces mesures et le fait que l'enveloppe du peigne est de la forme $sech^2$ [300], nous pouvons déduire que la zone (III) correspond à un état de *crystal solitonique parfait* à 17 impulsions. Mentionnons qu'un cristal solitonique parfait ne doit pas être confondu avec un motif de Turing : ils ont des profils spectraux similaires, mais l'état solitonique est moins bruité.

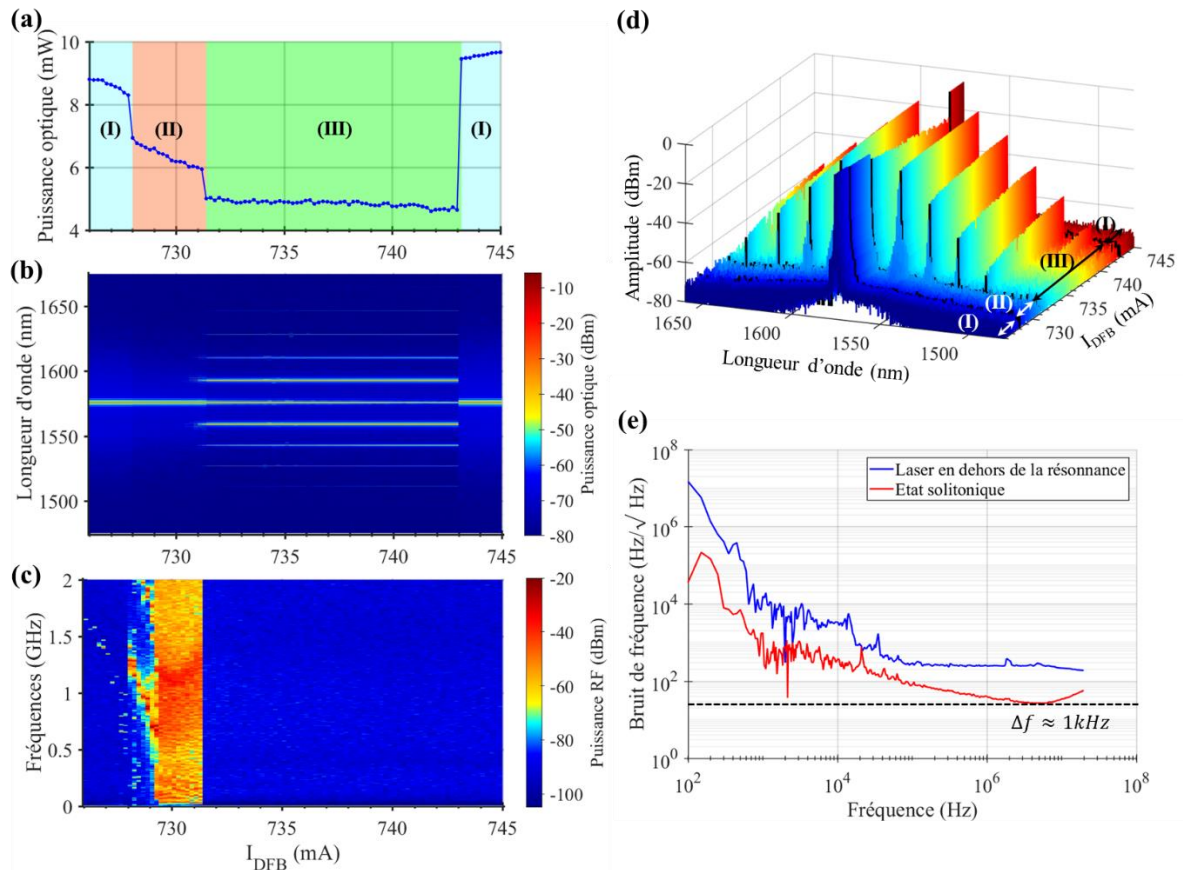


Fig. 120 : (a) Puissance transmise du laser DFB à travers le micro-résonateur pour une rampe de courant ascendante, induisant une montée en longueur d'onde. Pour chaque point de courant, les spectres optiques et électriques sont acquis respectivement en (b) et (c). Les zones (I) correspondent au laser transmis en dehors de la résonance, la zone (II) est une région instable sans peigne de fréquence bien définie, et la zone (III) correspond à la génération d'un peigne Kerr sans bruit RF. (d) Les spectres optiques sont retracés avec une gamme de couleur différente. Les spectres noirs délimitent les différentes zones. (e) Bruits de fréquences d'un état (I) et d'un état verrouillé (zone III).

Comme précédemment (3.3.2.3.C), le verrouillage de la pompe sur la résonance bloque le désaccord entre la pompe et la résonance chaude. Ainsi malgré l'augmentation de courant, l'état solitonique reste constant : 17 impulsions se propagent uniformément dans l'anneau pendant toute la zone (III). Nous n'observons pas les marches en escaliers comme dans [252]. Par rapport aux travaux similaires [230], [269] qui atteignent l'état à un soliton simple, il est possible que nous injectons trop de puissance dans notre micro-résonateur sans induire le désaccord nécessaire. Cela expliquerait pourquoi nous obtenons directement un cristal de solitons à 17 impulsions. Cette forte puissance injectée, qui est supérieure à celle de la partie précédente où nous générions seulement 13 et 11 impulsions, expliquent la présence importante de la zone chaotique. En effet d'après M. Karpov *et al.* dans [295], il existe un seuil de puissance au-delà duquel la génération d'états solitoniques est stochastique et passe notamment par une zone de chaos. Nous n'avons pas pu atteindre ce seuil dans notre configuration, mais considérant la zone

chaotique rencontrée, nous estimons être au-dessus de celui-ci. Une autre explication concernant l'apparition d'un cristal de soliton parfait serait la présence de croisement ou l'évitement de modes spatiaux d'ordres supérieures comme expliqué dans [292], [296], et comme le montre la Fig. 116a.

L'augmentation du courant de la pompe en zone (III) se traduit par une réduction progressive de la puissance de la raie de la pompe (à 1575 nm) (Fig. 120d). Rappelons que nous ne filtrons pas la pompe dans ces mesures. Cette diminution est surprenante, car l'apparition d'un état solitonique est conditionné par le fait que la pompe est du côté rouge de la résonance [229]. Par conséquent, si le désaccord entre la pompe et la résonance devait être modifié à cause d'un verrouillage imparfait, la pompe devrait s'éloigner de la résonance chaude, et donc en sortir. La puissance intra-résonateur diminuant, le mélange à quatre ondes serait moins présent. Ainsi la puissance transmise de toutes les raies devrait potentiellement diminuer. Cependant dans notre expérience, nous observons que la pompe finit par devenir moins intense que les raies latérales dans la fin de la zone (III). Nous proposons deux hypothèses pour expliquer ce phénomène :

- L'efficacité du mélange à quatre ondes serait accrue sans que nous en sachions la raison. L'efficacité de conversion de puissance η_{peigne} est défini comme le rapport entre la somme des puissances des raies générés $P_i(\omega_i - \omega_{pompe})$ et la puissance initiale de la pompe P_{pompe}^{in} :

$$\eta_{peigne} = \frac{\sum_i P_i(\omega_i \neq \omega_{pompe})}{P_{pompe}^{in}} \quad (92)$$

Pour calculer cette efficacité, nous utilisons les spectres optiques mesurés. Nous prenons le premier spectre en sortant de la résonance à 743 mA pour fixer P_{pompe}^{in} . A 731,6 mA et à 742,8 mA, nous relevons les puissances des peignes représentant respectivement le début et la fin de la zone (III). Ainsi, nous déduisons une augmentation de $\eta_{peigne}(731,6 \text{ mA}) = 27 \%$ à $\eta_{peigne}(742,8 \text{ mA}) = 44 \%$. Ces valeurs sont très élevées par rapport à des cas similaires, à la fois dans le cas de la dispersion anormale [271] (10%), ou dans le cas de la dispersion normale réputée pour exhiber des solitons sombres (« dark solitons » ou « platicons ») avec des meilleures efficacités (30%) [301].

- La forte intensité dans le micro-résonateur pourrait ajouter des pertes non-linéaires aux pertes linéaires initiales du micro-résonateur. Par conséquent, durant l'accroissement du pompage, la somme des pertes pourrait se rapprocher des pertes du coupleur du résonateur. Le micro-résonateur se rapprocherait d'un régime de couplage critique, où son taux d'extinction est maximal. Ainsi, l'efficacité de l'injection de la pompe est accrue, comme nous le retrouvons dans l'expression théorique de la puissance P_{cir} circulant dans un anneau [274] :

$$P_{cir} = \frac{a^2(1 - |t|^2)}{(1 - a|t|)^2} \quad (93)$$

Avec le formalisme introduit à la section 3.2.2. Lorsque le coefficient $|t|$ est égal aux pertes du résonateur a , le couplage est dit critique, et P_{cir} est bien maximum.

Pour confirmer l'hypothèse du verrouillage du laser, nous effectuons une mesure de largeur de raie de la pompe. En effet, le verrouillage d'un laser sur un résonateur externe permet de réduire sa largeur de raie intrinsèque [97]. Dans notre cas, cette réduction s'exprime par l'expression [287] :

$$\frac{\Delta f_{\text{verrouillé}}}{\Delta f_{\text{libre}}} \approx \frac{Q_{\text{laser}}^2}{Q_{\text{anneau}}^2} \frac{1}{16\Gamma_m(1 + \alpha_H)} \quad (94)$$

Avec Q_{laser} , Q_{anneau} , Γ_m et α_H respectivement le coefficient de qualité du laser, le coefficient de qualité de l'anneau, l'amplitude de la rétro-injection, et le facteur de couplage amplitude-phase (facteur d'Henry). Si nous prenons l'exemple d'un de nos micro-résonateurs avec un facteur de qualité de 5×10^6 , couplé à un laser caractérisé par $Q = 10^4$ et $\alpha_H = 3$ et qui est soumis à une rétro-injection de l'ordre de 1 %, la largeur de raie du laser verrouillé sur le micro-résonateur est théoriquement réduite d'un facteur 10^5 . Par exemple, OEwaves est une entreprise exploitant ce concept pour commercialiser des lasers avec une largeur de raie inférieure à 10 Hz [50].

Pour mesurer l'influence du verrouillage sur notre laser, nous avons mesuré sur la Fig. 120e le bruit de fréquence du laser à travers le guide d'onde passif en dehors de la résonance en zone (I), puis en zone (III). Le banc de mesure utilisé est celui décrit au chapitre précédent (2.2.3.4.A). En zone (I), nous mesurons une largeur de raie intrinsèque de 60 kHz. Nous pouvons déjà noter que cette valeur est assez faible pour un laser DFB. Cela s'explique par les réflexions et la rétrodiffusion dues au composant passif. En zone (III), nous mesurons une drastique diminution de la largeur de raie à 1 kHz. La remontée de bruit de fréquence au-delà de 5 MHz est due au plancher de mesure du bruit de phase du banc pour la puissance optique disponible pour la mesure. La largeur de raie intrinsèque de 1 kHz est probablement la limite de notre banc pour la puissance optique disponible.

Finalement, les mesures réalisées en fonction du courant nous ont permis de mieux appréhender la génération d'un peigne. Nous avons apporté de nombreux éléments confirmant un état en cristal solitonique parfait à 17 impulsions. De plus, le verrouillage du laser sur l'anneau a été confirmé par la réduction de la largeur de raie. Ces mesures apportent également de nouvelles interrogations auxquelles nous avons proposé des éléments de réponse. Notamment, nous avons mis en valeur un comportement chaotique qui interviendrait juste avant l'instabilité de modulation, et d'autre part nous avons observé une réduction progressive de la pompe dans l'état solitonique.

3.4. Conclusions et perspectives

Ce chapitre fut l'occasion d'expérimenter la génération de peignes de fréquences par effet Kerr. Nous avons travaillé dans le cadre particulier de la photonique intégrée pour ce type d'expérience. En effet la génération de peignes par effet Kerr date de 2007 [245], mais la génération compacte grâce au remplacement de la pompe externe par un semiconducteur n'a été démontrée pour la première fois qu'en 2018 [230]. Cette configuration repose sur l'usage d'un laser en composant III-V émettant une centaine de mW et un micro-résonateur en Si₃N₄ à fort coefficient de qualité ($> 10^6$) avec une dispersion anormale.

Notre volonté a été d'approfondir expérimentalement cette configuration pour mieux appréhender ses défis et ouvrir la voie à des travaux plus poussés. Pour expérimenter la génération de peignes de fréquences, nous avons détaillé les étapes essentielles en partant des rappels théoriques, en passant par la conception, puis en donnant un aperçu de la fabrication effectuée par les équipes du CEA-Leti. Enfin, nous avons donné un aperçu des expériences d'aboutement d'un laser DFB avec un micro-résonateur.

Ainsi, nous avons réussi à générer des peignes Kerr dans cette configuration qui en 2020 est utilisée par très peu de laboratoires. En particulier, nous avons démontré la génération de plusieurs types de peignes sur plusieurs tailles d'anneaux. De plus, nous avons mis en lumière l'apparence régulière trompeuse d'un peigne chaotique issu de l'instabilité de modulation, et plus tard nous avons généré des peignes

basés sur des cristaux solitoniques parfaits avec un écart de raie de l'ordre du THz. Même si nous n'avons pas atteint l'état de soliton unique, ces résultats sont très encourageants et confirment l'intérêt de cette technologie pour la génération **compacte** de peigne cohérent. De plus, nous avons observé que le verrouillage du laser DFB sur le micro-résonateur permet une nette réduction de la largeur de raie intrinsèque à 1 kHz.

Ces travaux ont mis en exergue les difficultés rencontrées pour la génération des peignes de fréquence Kerr par une configuration compacte III-V/Si₃N₄ et les méthodes pour les surmonter. Nous pouvons reprendre les principales :

- La conception d'un résonateur à dispersion anormale.
- La fabrication d'un Si₃N₄ épais avec des faibles pertes linéiques.
- L'aboutement entre le laser III-V et la puce passive, et la maîtrise de ce couplage.

Nous avons débuté la mise en place d'un banc de mesure pour évaluer les peignes générés. Ce banc pourrait être complété par : la mesure de la dispersion des résonateurs, des mesures d'autocorrélation pour appréhender les impulsions, et des mesures de résonance des peignes à l'aide d'un analyseur de réseau vectoriel [302].

Les mesures que nous avons exposées soulèvent de nombreuses interrogations dont nous avons apporté des éléments de réponses comme : sur l'état solitonique généré, la réduction de la pompe dans la génération de peigne ou encore la nature chaotique du système avant l'apparition du peigne.

D'un point de vue des perspectives, le premier point commun aux aboutements par la tranche est d'améliorer et maîtriser le couplage entre le composant actif et du composant passif. La mise en module de notre système ainsi que l'ajout d'une section de phase sur le composant passif faciliteraient grandement les expériences et leurs compréhensions. Un grand nombre d'améliorations porte donc sur la maîtrise technologique de l'assemblage. Ces premières améliorations devraient permettre la génération d'un soliton unique, c'est-à-dire un peigne cohérent à l'ISL de l'anneau.

Dans un second temps, de nombreuses pistes peuvent être suggérées. Un point crucial est la maîtrise de la dispersion sur une large gamme spectrale. Une dispersion optimisée permettrait de résoudre deux problèmes rencontrés dans notre type de configuration : le faible nombre de raies à -3 dB à cause de la forme en $sech^2$ et la faible largeur spectrale du peigne [303]. Des simulations reposant sur l'équation de Lugiato-Lefever permettent de prédire la génération du peigne selon la dispersion, et inversement il est possible de prédire la dispersion nécessaire à l'obtention d'un peigne idéale. Pour y parvenir, il faudra dans un premier temps écrire un tel algorithme, puis être capable de fabriquer un composant avec le profil de dispersion recherché.

Pour favoriser la génération d'un peigne de fréquence, nous pouvons imaginer différentes stratégies :

- Nous pourrions moduler la source laser sur l'ISL du résonateur, si celui-ci est assez faible pour être dans la bande passante du laser. Des travaux prometteurs dans ce sens ont déjà été réalisés sur une plateforme en niobate de lithium [304].
- La génération d'un peigne de fréquence est liée au couplage de l'anneau par rapport à son guide d'accès, le résonateur est généralement conçu pour être couplé de manière critique à la longueur d'onde de la pompe. En s'appuyant sur les travaux de [305], nous pourrions optimiser le couplage pour qu'il soit critique sur une plage spectrale plus importante. L'efficacité du mélange à quatre ondes cascades pourrait être améliorée.

- Une autre piste serait d'utiliser deux lasers DFB d'une même embase [306] pour pomper en même temps un même micro-résonateur grâce à une circuiterie de guide d'onde adaptée. Dans ce cas, un laser pourrait chauffer le micro-résonateur, tandis que l'autre générerait un soliton. Une seconde idée serait de tenter de générer deux solitons en même temps avec les deux lasers.
- Il serait intéressant de modéliser la rétrodiffusion du micro-résonateur lors de la génération du peigne permettant le verrouillage du laser, comme il est fait dans [270], [307]. Nous pourrions alors optimiser les conceptions des deux composants.
- Enfin, il convient de s'intéresser à d'autres plateformes, en effet, la génération d'effets non-linéaires peut également réaliser avec d'autres matériaux prometteurs comme l'AlGaAs sur isolant [26] le nitrure de silicium riche en silicium [308].

Conclusion générale

Les travaux dans cette thèse ont principalement consisté à élaborer un laser à grande pureté spectrale en bande C via la photonique intégrée. Pour y parvenir, nous avons hybridé des composants actifs en matériaux InGaAsP du III-V Lab avec des composants passifs en Si₃N₄ du CEA-Leti.

Le but du 1^{er} chapitre a été de décrire le laser hybride. Après avoir présenté les aspects technologiques (couplage des composants III-V et Si₃N₄, état de l'art), nous avons centré nos propos sur le laser hybride DBR en détaillant les paramètres pertinents : puissance de sortie, largeur de raie et RIN. En particulier, nous avons veillé à décrire l'évolution de ses caractéristiques en fonction du courant d'injection et de la dispersion de la réflectivité du réseau de Bragg. Nous avons redémontré la réduction de largeur de raie sur le flanc rouge du réseau de Bragg dans le cas d'un laser hybride DBR. De plus, nous avons calculé les paramètres optimums (longueur du composant passif et du composant actif, et pertes linéiques du composant passif) pour réduire le plus efficacement la largeur de raie d'un laser. Enfin, nous avons calculé que le laser oscille davantage sur le flanc rouge de la réflectivité du réseau de Bragg que son flanc bleu. Cette asymétrie dépend de la forme de la réflectivité du réseau de Bragg (condition sur le gain), et de la longueur de la cavité (condition sur la phase). Ces travaux ont permis de définir l'architecture retenue pour le laser hybride DBR et de prévoir théoriquement son comportement.

Le chapitre 2 présente la réalisation de lasers hybrides composés d'un RSOA en InGaAsP et d'un réseau de Bragg en Si₃N₄. Les semiconducteurs III-V représentant une technologie mature au III-V Lab, nous nous sommes focalisés sur le composant passif, avant d'étudier les sources hybrides. Après avoir présenté les caractéristiques du guide d'onde du composant passif, nous avons décrit les étapes clés de la fabrication des composants Si₃N₄ réalisés au CEA-Leti. A l'issue de cette collaboration en 2020, nous disposons des guides d'onde Si₃N₄ à faible confinement avec des pertes linéiques à l'état de l'art ($1 - 10 \text{ dB/m}$), nous permettant de réaliser de longues cavités hybrides. Un des enjeux principaux de ces travaux a été d'étudier les réseaux de Bragg adaptés à nos besoins. Nous avons ainsi simulé, conçu et caractérisé une grande variété de réseaux de Bragg. La seconde moitié du chapitre 2 est consacrée à l'expérimentation approfondie des lasers hybrides DBR. Après avoir détaillé le couplage entre le composant actif et le composant passif, nous avons caractérisé nos lasers hybrides DBR et comparés ses résultats à l'analyse théorique du chapitre 1. En particulier, nous avons en partie expliqué et expérimenté la dynamique du laser autour des sauts de modes grâce à des mesures de puissances, de spectres optiques, de largeurs de raie, et de RIN. Ces études ont été facilitées par la mise en module d'un de nos lasers hybrides par la société Lumibird. Au bilan, nous avons vérifié que cette source hybride répondait à nos besoins (par exemple, une largeur de raie inférieure à 10 kHz a été démontrée).

Dans le 3^{ème} chapitre, nous avons profité de la versatilité de la plateforme Si₃N₄ pour concevoir des sources compactes de peigne de fréquences optiques par effet Kerr. L'objet de ce chapitre était d'expérimenter une nouvelle source hybride capable de générer ces peignes, celle-ci étant constituée de l'aboutement d'un laser DFB en InGaAsP/InP du III-V Lab par un micro-résonateur en Si₃N₄ à fort confinement du CEA-Leti. Après des rappels sur les peignes de fréquences par effet Kerr, nous avons

conclu sur la nécessité de générer des peignes solitoniques et orienté nos choix technologiques en ce sens : compensation des pertes du micro-résonateur par le gain fourni par le laser DFB, et compensation de l'auto-modulation de phase associée à l'effet Kerr par la dispersion anormale. La conception, la fabrication et la caractérisation des composants passifs ont été détaillées en se focalisant sur les micro-résonateurs. En particulier, nous avons mesuré des facteurs de qualité intrinsèque supérieur à 5 millions. Puis, nous avons caractérisé le comportement de ces micro-résonateurs lors de l'injection de puissance avec un laser DFB. Les faibles pertes de la plateforme Si_3N_4 ($< 10 \text{ dB/m}$) associées à la forte puissance de nos lasers III-V ($> 100 \text{ mW}$) nous ont permis de générer des peignes de fréquences dans plusieurs tailles de micro-résonateurs. Nous nous sommes concentrés sur un anneau de rayon de $200 \mu\text{m}$ pour générer différents types de peignes. Nous avons mesuré en particulier d'une part des peignes dont l'allure optique est régulière et qui s'avèrent être chaotiques, et d'autre part des peignes solitoniques dont l'espacement des raies était multiple de l'ISL du micro-résonateur (cristaux solitoniques parfaits).

Les travaux de cette thèse ont montré quelques réalisations issues de l'hybridation des plateformes III-V et Si_3N_4 : des lasers monomodes à faible largeur de raie, des sources de peigne de fréquence avec une fréquence de répétition de l'ordre du GHz (avec un laser à verrouillage de mode), ou entre 10 GHz - 1 THz (en pompant un micro-résonateur). Mentionnons que nous avons mesuré des comportements similaires pour ces deux types de peignes, généré respectivement par le verrouillage de modes et par effet Kerr. Dans les deux cas, ces peignes de fréquences présentent une enveloppe de spectre optique régulière et du bruit dans le domaine RF. Une analyse croisée de la dynamique des peignes pourrait donner lieu à des analogies et faciliter la compréhension de la génération de ces peignes de fréquences. D'autre part, l'étendue spectrale d'un peigne Kerr peut être plus large que celle d'un peigne issu d'un laser à verrouillage de modes. En effet, elle est principalement limitée par les longueurs d'onde où la dispersion du guide d'onde est anormale, alors que l'étendue spectrale des lasers à verrouillage de modes repose sur un milieu à gain et parfois un absorbant saturable dont les plages fréquentielles sont plus limitées. Ces deux sources de peignes sont complémentaires et employées pour des applications différentes, car leur taux de répétition sont différents ($100 \text{ MHz} - 50 \text{ GHz}$ pour les lasers à verrouillages de modes, et $10 \text{ GHz} - 1 \text{ THz}$ pour les peignes Kerr).

L'hybridation de ces deux plateformes offre une grande liberté de conception et permet d'envisager un grand nombre d'applications. Potentiellement, toutes les expériences utilisant un laser externe et une puce Si_3N_4 pourraient être intégrées par un assemblage III-V/ Si_3N_4 . Par exemple, des systèmes lidar [36], [243], des filtres RF reconfigurables [297], ou des oscillateurs optoélectroniques [120], ..., peuvent être intégrés. Les deux architectures décrites dans ce manuscrit pourraient également être couplées : le laser hybride DBR pourrait pomper directement un micro-résonateur dans le composant en Si_3N_4 contenant déjà le réseau de Bragg. En verrouillant le laser hybride sur le micro-résonateur, la largeur de raie pourrait être drastiquement réduite. Avec la maturité de la plateforme Si_3N_4 , le seul verrou technologique de ces applications est le couplage entre le composant actif et le composant passif lors de la mise en module des sources hybrides car il est généralement la 1^{ère} source de pertes dans les sources hybrides. Face aux nombreuses architectures de sources hybrides, la communauté scientifique a proposé plusieurs alternatives pour faciliter ce couplage [309] : reporter le RSOA via flip-chip sur le composant passif lors de sa fabrication [70], [196], intégrer verticalement le milieu à gain sur le Si_3N_4 en y intercalant une couche de Si [76], réaliser des adaptateurs de mode sub-longueur d'onde plus efficace [128], ou ajouter un liquide d'indice entre les deux composants [68].

Complétement, ces travaux furent l'occasion de mettre en avant des sources hybrides, via les plateformes III-V et Si_3N_4 . Ces sources hybrides compactes ($< 5 \text{ cm}^3$), spectralement pures ($\Delta f < 10 \text{ kHz}$ et $RIN \sim -150 \text{ dB/Hz}$), et peu gourmandes (consommation électrique $< 3 \text{ W}$), sont

Conclusion générale

prometteuses pour de nombreuses applications et pourraient suivre l'essor des technologies de notre quotidien telles que les télécommunications cohérentes et les voitures autonomes munies de lidar embarquées.

Bibliographie

- [1] W. Claus, *Lidar: range-resolved optical remote sensing of the atmosphere*. Springer Science & Business, 2006.
- [2] S. Royo and M. Ballesta-Garcia, “An overview of lidar imaging systems for autonomous vehicles,” *Appl. Sci.*, vol. 9, no. 19, p. 4093, 2019.
- [3] Mordor Intelligence, “Autonomous/Driverless Car Market - Growth, Trends, and Forecast (2020-2025),” 2019.
- [4] E. Agrell and M. Karlsson, “Power-Efficient Modulation Formats in Coherent Transmission Systems,” *J. Light. Technol.*, vol. 27, no. 22, pp. 5115–5126, 2009.
- [5] “Cisco Annual Internet Report (2018–2023),” Cisco, 2020, <https://www.cisco.com/c/en/us/solutions/collateral/executive-perspectives/annual-internet-report/white-paper-c11-741490.pdf>.
- [6] X. Yi, W. Shieh, and Y. Ma, “Phase Noise Effects on High Spectral Efficiency Coherent Optical OFDM Transmission,” *J. Light. Technol.*, vol. 26, no. 10, pp. 1309–1316, 2008.
- [7] K. Kikuchi, “Fundamentals of coherent optical fiber communications,” *J. Light. Technol.*, vol. 34, no. 1, pp. 157–179, 2016.
- [8] A. E. Siegman, *Lasers*. University Science Books, 1986.
- [9] A. L. Schawlow and C. H. Townes, “Infrared and Optical Masers,” *Phys. Rev.*, vol. 112, no. 6, pp. 1940–1949, 1958.
- [10] T. H. Maiman, “Stimulated optical radiation in ruby,” *Nature*, vol. 187, no. 4736, pp. 493–494, 1960.
- [11] A. Mooradian, “Laser Linewidth,” *Phys. Today*, vol. 38, no. 5, p. 42, 1985.
- [12] L. B. Mercer, “1/f Frequency Noise Effects on Self-Heterodyne Linewidth Measurements,” *J. Light. Technol.*, vol. 9, no. 4, pp. 485–493, 1991.
- [13] G. M. Stéphan, T. T. Tam, S. Blin, P. Besnard, and M. Têtu, “Laser line shape and spectral density of frequency noise,” *Phys. Rev. A*, vol. 71, no. 4, pp. 1–9, 2005.
- [14] M. A. Tran, D. Huang, and J. E. Bowers, “Tutorial on narrow linewidth tunable semiconductor lasers using Si / III-V heterogeneous integration,” *APL Photonics*, vol. 4, no. 11, p. 111101, 2019.
- [15] A. van Rees *et al.*, “Ring resonator enhanced mode-hop-free wavelength tuning of an integrated extended-cavity laser,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 4, p. 5669, 2020.
- [16] Y. Fan *et al.*, “A hybrid integrated InP-Si₃N₄ diode laser with 40-Hz intrinsic linewidth,” *Opt. Express*, vol. 28, no. 15, pp. 21713–21728, 2020.
- [17] D. J. Blumenthal, R. Heideman, D. Geuzebroek, A. Leinse, and C. Roeloffzen, “Silicon Nitride in Silicon Photonics,” *Proc. IEEE*, vol. 106, no. 12, pp. 2209–2231, 2018.
- [18] J. Leuthold, C. Koos, and W. Freude, “Nonlinear silicon photonics,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 8, pp. 535–544, 2010.
- [19] M. E. Marhic, P. A. Andrekson, P. Petropoulos, S. Radic, C. Peucheret, and M. Jazayerifar, “Fiber optical parametric amplifiers in optical communication systems,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 9, no. 1, pp. 50–74, 2015.
- [20] J. F. Bauters *et al.*, “Planar waveguides with less than 0.1 dB/m propagation loss fabricated with wafer bonding,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 24, p. 24090, 2011.

- [21] M. Tien, J. F. Bauters, M. J. R. Heck, D. J. Blumenthal, and J. E. Bowers, “Ultra-low loss Si₃N₄ waveguides with low nonlinearity and high power handling capability,” *Opt. Express*, vol. 18, no. 23, pp. 23562–23568, 2010.
- [22] J. S. Levy, A. Gondarenko, M. A. Foster, A. C. Turner-Foster, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 1, pp. 37–40, 2010.
- [23] M. A. Tran, D. Huang, T. Komljenovic, J. Peters, A. Malik, and J. E. Bowers, “Ultra-low-loss silicon waveguides for heterogeneously integrated silicon/III-V photonics,” *Appl. Sci.*, vol. 8, no. 7, 2018.
- [24] H. K. Tsang and Y. Liu, “Nonlinear optical properties of silicon waveguides,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 23, no. 6, p. 064007, 2008.
- [25] L. Razzari *et al.*, “CMOS-compatible integrated optical hyper- parametric oscillator,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 1, pp. 41–45, 2010.
- [26] M. Pu, L. Ottaviano, E. Semenova, and K. Yvind, “Efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator,” *Optica*, vol. 3, no. 8, pp. 823–826, 2016.
- [27] L. Chang *et al.*, “Ultra-efficient frequency comb generation in AlGaAs-on-insulator microresonators,” *Nat. Commun.*, vol. 11, no. 1, pp. 1–8, 2020.
- [28] C. Wang, M. Zhang, M. Yu, R. Zhu, H. Hu, and M. Loncar, “Monolithic lithium niobate photonic circuits for Kerr frequency comb generation and modulation,” *Nat. Commun.*, vol. 10, no. 1, pp. 1–6, 2019.
- [29] M. Zhang, C. Wang, R. Cheng, A. Shams-Ansari, and M. Loncar, “Monolithic ultra-high- Q lithium niobate microring resonator,” *Optica*, vol. 4, no. 12, pp. 1536–1537, 2017.
- [30] H. Jung, C. Xiong, K. Y. Fong, X. Zhang, and H. X. Tang, “Optical frequency comb generation from aluminum nitride microring resonator,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 15, pp. 2810–2813, 2013.
- [31] C. Lacava *et al.*, “Si-rich Silicon Nitride for Nonlinear Signal Processing Applications,” *Sci. Rep.*, vol. 7, no. 1, pp. 1–13, 2017.
- [32] C. Xiong *et al.*, “Integrated GaN photonic circuits on silicon (100) for second harmonic generation,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 11, pp. 10462–10470, 2011.
- [33] D. J. Wilson, K. Schneider, H. Simon, M. Anderson, T. J. Kippenberg, and P. Seidler, “Integrated gallium phosphide nonlinear photonics,” *Nature*, vol. 14, no. 1, pp. 57–62, 2020.
- [34] B. J. M. Hausmann, I. Bulu, V. Venkataraman, P. Deotare, and M. Lonc, “Diamond nonlinear photonics,” *Nat. Photonics*, vol. 8, no. 5, pp. 369–374, 2014.
- [35] C.-L. Wu *et al.*, “Efficient wavelength conversion with low operation power in a Ta₂O₅ -based micro-ring resonator,” *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 23, pp. 4804–4807, 2017.
- [36] A. Martin *et al.*, “Photonic integrated circuit-based FMCW coherent LiDAR,” *J. Light. Technol.*, vol. 36, no. 19, pp. 4640–4645, 2018.
- [37] D. Marpaung, C. Roeloffzen, R. Heideman, A. Leinse, S. Sales, and J. Capmany, “Integrated microwave photonics,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 7, no. 4, pp. 506–538, 2013.
- [38] B. C. Young, F. C. Cruz, W. M. Itano, and J. C. Bergquist, “Visible Lasers with Subhertz Linewidths,” pp. 3799–3802, 1999.
- [39] D. G. Matei *et al.*, “1.5 μ m lasers with sub-10 mHz linewidth,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 118, no. 26, p. 263202, 2017.
- [40] X. Qiang *et al.*, “Large-scale silicon quantum photonics implementing arbitrary two-qubit processing,” *Nat. Photonics*, vol. 12, no. 9, pp. 534–539, 2018.
- [41] “Koheras ADJUSTIK low noise single-frequency lasers,” *NKT Photonics*, 2020, <https://www.nktphotonics.com/lasers-fibers/product/koheras-adjustik-low-noise-single-frequency-lasers/>.
- [42] “LRL: 1.5um CW Narrow Linewidth Fiber Laser,” *RPMC Lasers Inc*, 2020, <https://www.rpmclasers.com/wp-content/uploads/2020/11/LRL.pdf>.
- [43] “CEFL-KILO,” *Lumibird*, 2020, https://www.keopsys.com/wp-content/uploads/PDF/CEFL-KILO_brochure-v1-0.pdf.

- [44] “NLL - Narrow Linewidth Laser,” *Teraxion*, 2020, <https://teraxion.blob.core.windows.net/media/1163/teraxion-purespectrum-nll-specsheet.pdf>.
- [45] M. Faugeron *et al.*, “High-power tunable dilute mode DFB laser with low RIN and narrow linewidth,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 25, no. 1, pp. 7–10, 2013.
- [46] “EM650 High Power DFB Laser Module,” *Gooch & Housego*, 2014.
- [47] P. A. Morton and M. J. Morton, “High-Power , Ultra-Low Noise Hybrid Lasers for Microwave Photonics and Optical Sensing,” *J. Light. Technol.*, vol. 36, no. 21, pp. 5048–5057, 2018.
- [48] W. Liang, V. S. Ilchenko, A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Seidel, and L. Maleki, “Whispering-gallery-mode-resonator-based ultranarrow linewidth external-cavity semiconductor laser,” *Opt. Lett.*, vol. 21, no. 16, pp. 2822–2824, 2010.
- [49] W. Liang *et al.*, “Ultralow noise miniature external cavity semiconductor laser,” *Nat. Commun.*, vol. 6, no. 1, pp. 1–6, 2015.
- [50] “HI-Q 1.5 MICRON LASER sub-hertz,” *OEwaves*, 2020, <https://www.oewaves.com/>.
- [51] G. Crosnier *et al.*, “Hybrid indium phosphide-on-silicon nanolaser diode,” *Nat. Photonics*, vol. 11, no. 5, pp. 297–300, 2017.
- [52] J. Kim, A. Shinya, K. Nozaki, H. Taniyama, and C. Chen, “Narrow linewidth operation of buried-heterostructure photonic crystal nanolaser,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 11, pp. 11643–11651, 2012.
- [53] R. Ma and R. F. Oulton, “Applications of nanolasers,” *Nat. Nanotechnol.*, vol. 14, no. 1, pp. 12–22, 2019.
- [54] J.-F. Lemieux, *Contrôle de la fréquence d’émission de lasers à semi-conducteur par rétroaction optique*. Mémoire, Université Laval, 1999.
- [55] C. T. Santis and A. Yariv, “High-Q Silicon Resonators For High-Coherence Hybrid Si/III-V Semiconductor Lasers,” in *CLEO: Science and Innovations (San Jose, CA)*, 2015.
- [56] J. Mak *et al.*, “Linewidth narrowing via low-loss dielectric waveguide feedback circuits in hybrid integrated frequency comb lasers,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 9, p. 13307, 2019.
- [57] N. Kobayashi *et al.*, “Silicon photonic hybrid ring-filter external cavity wavelength tunable lasers,” *J. Light. Technol.*, vol. 33, no. 6, pp. 1241–1246, 2015.
- [58] P. A. Morton *et al.*, “Stable single mode hybrid laser with high power and narrow linewidth,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, no. 20, pp. 2634–2636, 1994.
- [59] C. J. Hawthorn, K. P. Weber, and R. E. Scholten, “Littrow configuration tunable external cavity diode laser with fixed direction output beam,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 72, no. 12, pp. 4477–4479, 2001.
- [60] A. Hugi, R. Maulini, and J. Faist, “External cavity quantum cascade laser,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 25, no. 8, p. 083001, 2010.
- [61] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, and A. Mooradian, “High-Power (0.5-W CW) Diode-Pumped Vertical-External-Cavity Surface-Emitting Semiconductor Lasers with Circular TEM Beams,” *Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, no. 8, pp. 1063–1065, 1997.
- [62] P. Zorabedian, “Tuning Fidelity of Acoustooptically Controlled External-Cavity Semiconductor Lasers,” *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 1, pp. 62–66, 1995.
- [63] R. W. Tkach and A. R. Chraplyvy, “Regimes of Feedback Effects in 1.5- μm Distributed Feedback Lasers,” *J. Light. Technol.*, vol. 4, no. 11, pp. 1655–1661, 1986.
- [64] G. Duan *et al.*, “Hybrid III – V on Silicon Lasers for Photonic Integrated Circuits on Silicon,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 20, no. 4, pp. 158–170, 2014.
- [65] J. M. Ramirez *et al.*, “III-V-on-Silicon Integration : From Hybrid Devices to Heterogeneous Photonic Integrated Circuits,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 2, pp. 1–13, 2020.
- [66] C. Xiang, P. A. Morton, and J. E. Bowers, “Ultra-narrow linewidth laser based on a semiconductor gain chip and extended Si₃N₄ Bragg grating,” *Opt. Lett.*, vol. 44, no. 15, pp. 3825–3828, 2019.
- [67] P. Primiani *et al.*, “Silicon Nitride Bragg Grating with Joule Thermal Tuning for External Cavity

- Lasers,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 31, no. 12, pp. 983–986, 2019.
- [68] A. Goto, “Optical coupling system using gel resin and the mounting structure,” 6075911, 2000.
- [69] H. Elfaiki, “Transceivers cohérents (PDM-IQ) intégrant des lasers et des amplificateurs en III-V sur silicium pour les transmissions à 400 Gbit/s,” PhD Thesis, Université Paris-Saclay, 2020.
- [70] M. Theurer *et al.*, “Flip-Chip Integration of InP to SiN Photonic Integrated Circuits,” *J. Light Technol.*, vol. 38, no. 9, pp. 2630–2636, 2020.
- [71] H. El Dirani *et al.*, “Ultralow-loss tightly confining Si₃N₄ waveguides and high-Q microresonators,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 21, pp. 30726–30740, 2019.
- [72] M. A. Tran, D. Huang, T. Komljenovic, J. Peters, A. Malik, and J. E. Bowers, “Ultra-low-loss silicon waveguides for heterogeneously integrated silicon/III-V photonics,” *Appl. Sci.*, vol. 8, no. 7, p. 1139, 2018.
- [73] B. Stern, X. Ji, A. Dutt, and M. Lipson, “Compact narrow-linewidth integrated laser based on a low-loss silicon nitride ring resonator,” *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 21, pp. 4541–4544, 2017.
- [74] D. Taillaert *et al.*, “An Out-of-Plane Grating Coupler for Efficient Butt-Coupling Between Compact Planar Waveguides and Single-Mode Fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 7, pp. 949–954, 2002.
- [75] D. Taillaert, P. Bienstman, and R. Baets, “Compact efficient broadband grating coupler for silicon-on-insulator waveguides,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 23, p. 2749, 2004.
- [76] C. Xiang *et al.*, “Narrow-linewidth III-V/Si/Si₃N₄ laser using multilayer heterogeneous integration,” *Optica*, vol. 7, no. 1, pp. 20–21, 2020.
- [77] “PLANEX 1550 nm External Cavity Laser,” *RIO-Lasers*, 2020, <https://rio-lasers.com/1550nm-laser-diode/>.
- [78] C. T. Santis, Y. Vilenchik, and A. Yariv, “Sub-kHz Quantum Linewidth Semiconductor Laser On Silicon Chip,” in *CLEO: Applications and Technology (San Jose, CA)*, 2015.
- [79] Y. Fan *et al.*, “290 Hz intrinsic linewidth from an integrated optical chip-based widely tunable InP-Si₃N₄ hybrid laser,” in *Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, 2017.
- [80] A. Verdier, G. De Valicourt, R. Brenot, H. Debregeas, H. Carr, and Y. Chen, “Ultrawideband Wavelength-Tunable Hybrid External-Cavity Lasers,” *J. Light Technol.*, vol. 36, no. 1, pp. 37–43, 2018.
- [81] D. Huang *et al.*, “High-power sub-kHz linewidth lasers fully integrated on silicon,” *Optica*, vol. 6, no. 6, pp. 745–752, 2019.
- [82] M. A. Tran, D. Huang, J. Guo, T. Komljenovic, P. A. Morton, and J. E. Bowers, “Ring-resonator based widely-tunable narrow-linewidth Si/InP integrated lasers,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 2, pp. 1–14, 2020.
- [83] K. Boller *et al.*, “Hybrid Integrated Semiconductor Lasers with Silicon Nitride Feedback Circuits,” *Multidiscip. Digit. Publ. Inst.*, vol. 7, no. 1, p. 4, 2020.
- [84] D. Kharas *et al.*, “High Power (> 300 mW) 1550 nm On-Chip Laser Realized Using Passively Aligned Hybrid Integration,” in *CLEO: Science and Innovations (Washington DC)*, 2020.
- [85] G. T. Reed, G. Mashanovich, F. Y. Gardes, and D. J. Thomson, “Silicon optical modulators,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 8, pp. 518–526, 2010.
- [86] D. T. Spencer *et al.*, “An optical-frequency synthesizer using integrated photonics,” *Nature*, vol. 557, no. 7703, pp. 81–85, 2018.
- [87] M. W. Fleming and A. Mooradian, “Fundamental line broadening of single-mode (GaAl)As diode lasers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 38, no. 7, pp. 511–513, 1981.
- [88] C. H. Henry, “Theory of the linewidth of semiconductor lasers,” *Quantum*, no. 2, pp. 259–264, 1982.
- [89] V. Lucarini, J. J. Saarinen, K.-E. Peiponen, and E. M. Vartiainen, *Kramers-Kronig Relations in Optical Materials Research*. 2005.
- [90] L. A. Coldren and S. W. Corzine, *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. 1995.
- [91] A. Thorette, “Synchronization dynamics of dual-mode solid-state and semiconductor DFB lasers,” PhD Thesis, Université de Rennes 1, 2018.

- [92] L. D. Westbrook and M. J. Adams, "Simple expressions for the linewidth enhancement factor in direct-gap semiconductors," *IEE Proc. J - Optoelectron.*, vol. 134, no. 4, pp. 209–214, 1987.
- [93] K. Petermann, "External Optical Feedback Phenomena in Semiconductor Lasers," vol. 1, no. 2, pp. 480–489, 1995.
- [94] G. P. Agrawal and C. H. Henry, "Modulation Performance of a Semiconductor Laser Coupled to an External High-Q Resonator," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 2, pp. 134–142, 1988.
- [95] R. F. Kazarinov and C. H. Henry, "The Relation of Line Narrowing and Chirp Reduction Resulting from the Coupling of a Semiconductor Laser to a Passive Resonator," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 23, no. 9, pp. 1401–1409, 1987.
- [96] G. H. Duan, P. Gallion, and G. Debarge, "Analysis of the Phase-Amplitude Coupling Factor and Spectral Linewidth of Distributed Feedback and Composite-Cavity Semiconductor Lasers," *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 26, no. 1, pp. 32–44, 1990.
- [97] G. P. Agrawal, "Line Narrowing in a Single-Mode Injection Laser Due to External Optical Feedback," no. 5, pp. 468–471, 1984.
- [98] L. T. Koch and U. Koren, "Semiconductor Lasers for Coherent Optical Fiber Communications," *J. Light. Technol.*, vol. 8, no. 3, pp. 274–293, 1990.
- [99] K. Schunk and K. Petermann, "Numerical Analysis of the Feedback Regimes for a Single-Mode Semiconductor Laser with External Feedback," *J. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 7, pp. 1242–1247, 1988.
- [100] E. Patzak, A. Sugimura, S. Saito, T. Mukai, and H. Olesen, "Semiconductor laser linewidth in optical feedback configurations," *Electron. Lett.*, vol. 19, no. 24, pp. 1026–1027, 1983.
- [101] C. H. Henry, "Theory of Spontaneous Emission Noise in Open Resonators and its Application to Lasers and Optical Amplifiers," *J. Light. Technol.*, vol. 4, no. 3, pp. 288–297, 1986.
- [102] G. P. Agrawal and N. K. Dutta, *Semiconductor Lasers*, 2nd ed. 1993.
- [103] B. Liu, A. Shakouri, and J. E. Bowers, "Passive microring-resonator-coupled lasers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, no. 22, pp. 3561–3563, 2001.
- [104] S. Boust *et al.*, "Single-mode and multi-mode DBR lasers using InP-Si₃N₄/SiO₂ integration," in *European Conference on Integrated Optics (ECIO)*, 2020, pp. 20–22.
- [105] J. R. Ong, R. Kumar, and S. Mookherjee, "Ultra-High-Contrast and Tunable-Bandwidth Filter Using Cascaded High-Order Silicon Microring Filters," vol. 25, no. 16, pp. 1543–1546, 2013.
- [106] D. Oser *et al.*, "Coherency-Broken Bragg Filters : Overcoming On-Chip Rejection Limitations," *Laser Photonics Rev.*, vol. 13, no. 8, p. 1800226, 2019.
- [107] P. Ghelfi *et al.*, "A fully photonics-based coherent radar system," *Nature*, vol. 507, no. 7492, pp. 341–345, 2014.
- [108] M. N. Sysak *et al.*, "Experimental and theoretical thermal analysis of a Hybrid Silicon Evanescent Laser," *Opt. Express*, vol. 15, no. 23, pp. 15041–15046, 2007.
- [109] A. J. Zilkie *et al.*, "Power-efficient III-V/Silicon external cavity DBR lasers," *Opt. Express*, vol. 20, no. 21, pp. 23456–23462, 2012.
- [110] K. Kallimani and M. J. O'Mahony, "Calculation of optical power emitted from a fibre grating laser," *IEE Proc. Optoelectron.*, vol. 145, no. 6, pp. 319–324, 1998.
- [111] C. H. Cox, E. I. Ackerman, G. E. Betts, and J. L. Prince, "Limits on the Performance of RF-Over-Fiber Links and Their Impact on Device Design," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 54, no. 2, pp. 906–920, 2006.
- [112] F. Bretenaker, *Laser physics*. <https://docplayer.net/161395896-Laser-physics-fabien-bretenaker.html>, 2015.
- [113] G. Baili, "Contribution à la réduction du bruit d'intensité relatif des lasers à semiconducteurs pour des applications aux radars," PhD Thesis, Université Paris XI Orsay, 2008.
- [114] C. Pham *et al.*, "Modulation of a High Power Semiconductor Optical Amplifier for Free Space Communications," *J. Light. Technol.*, vol. 38, no. 7, pp. 1836–1843, 2020.
- [115] T. Fukushima, R. Nagarajan, J. E. Bowers, R. A. Logan, and T. Tanbun-Ek, "Relative Intensity

- Noise Reduction in InGaAs/InP Multiple Quantum well Lasers with Low Nonlinear Damping,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 3, no. 8, pp. 688–693, 1991.
- [116] K. Wörhoff, R. G. Heideman, A. Leinse, and M. Hoekman, “TriPleX: A versatile dielectric photonic platform,” *Adv. Opt. Technol.*, vol. 4, no. 2, pp. 189–207, 2015.
- [117] Y. A. Vlasov and S. J. Mcnab, “Losses in single-mode silicon-on-insulator strip waveguides and bends,” *Opt. Express*, vol. 12, no. 8, pp. 1622–1631, 2004.
- [118] E. A. J. Marcatili, “Bends in Optical Dielectric Guides,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 48, no. 7, pp. 2103–2132, 1969.
- [119] J. F. Bauters *et al.*, “Ultra-low-loss high-aspect-ratio Si₃N₄ waveguides,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 4, pp. 3163–3174, 2011.
- [120] P. Primiani, “Oscillateurs opto-électroniques intégrés,” PhD Thesis, Université de Rennes 1, Soutenance prévue 2021.
- [121] W. Bogaerts and S. K. Selvaraja, “Compact Single-Mode Silicon Hybrid Rib/Strip Waveguide With Adiabatic Bends,” *IEEE Photonics J.*, vol. 3, no. 3, pp. 422–432, 2011.
- [122] F. Ladouceur and P. Labeye, “A New General Approach to Optical Waveguide Path Design,” *J. Light. Technol.*, vol. 13, no. 3, pp. 481–492, 1995.
- [123] X. Pommarede, “Circuits photoniques intégrés III-V/Si pour les applications en télécommunications optiques,” PhD Thesis, Université Paris-Saclay, 2017.
- [124] E. S. Kintzer, J. N. Walpole, S. R. Chinn, C. A. Wang, and L. J. Missaggia, “High-Power, Strained-Laser Amplifiers and Lasers with Tapered Gain Regions,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 5, no. 6, pp. 605–608, 1993.
- [125] J. N. Walpole, “Semiconductor amplifiers and lasers with tapered gain regions,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 28, no. 6, pp. 623–645, 1996.
- [126] Y. Fu, T. Ye, W. Tang, and T. Chu, “Efficient adiabatic silicon-on-insulator waveguide taper,” *Photonics Res.*, vol. 2, no. 3, pp. 41–44, 2014.
- [127] G. Ren, S. Chen, Y. Cheng, and Y. Zhai, “Study on inverse taper based mode transformer for low loss coupling between silicon wire waveguide and lensed fiber,” *Opt. Commun.*, vol. 284, no. 19, pp. 4782–4788, 2011.
- [128] R. Halir *et al.*, “Waveguide sub-wavelength structures: a review of principles,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 9, no. 1, pp. 25–49, 2015.
- [129] H. El Dirani, “Development of high quality Silicon nitride chips for integrated nonlinear photonics,” PhD Thesis, Université de Lyon, 2019.
- [130] J. S. Levy, “Integrated Nonlinear Optics in Silicon Nitride Waveguides,” PhD Thesis, Cornell University, 2011.
- [131] A. S. Sudbo, “Film mode matching: a versatile numerical method for vector mode field calculations in dielectric waveguides,” *Pure Appl. Opt. J. Eur. Opt. Soc. Part A*, vol. 2, no. 3, pp. 211–233, 1993.
- [132] G. Grand, J. P. Jadot, H. Denis, S. Valette, A. Fournier, and A. M. Grouillet, “Low-loss PECVD silica channel waveguides for optical communications,” *Electron. Lett.*, vol. 26, no. 25, pp. 2135–2137, 1990.
- [133] B. E. Deal and A. S. Grove, “General Relationship for the Thermal Oxidation of Silicon Rapid thermal oxidation of silicon,” *J. Appl. Phys.*, vol. 36, no. 12, pp. 3770–3778, 1965.
- [134] S. Guerber, “Intégration d’un deuxième niveau de guidage photonique par dépôt de SiN au-dessus du SOI traditionnel,” PhD Thesis, Université Paris-Saclay, 2019.
- [135] M. J. Shaw, J. Guo, G. A. Vawter, S. Habermehl, and C. T. Sullivan, “Fabrication techniques for low loss silicon nitride waveguides,” in *International Society for Optics and Photonics*, 2005, vol. 5720, pp. 109–118.
- [136] M. H. P. Pfeiffer, J. Liu, A. S. Raja, T. Morais, B. Ghadiani, and T. J. Kippenberg, “Ultra-smooth silicon nitride waveguides based on the Damascene reflow process: fabrication and loss origins,” *Optica*, vol. 5, no. 7, pp. 884–892, 2018.
- [137] Q. Li, A. A. Eftekhari, M. Sodagar, Z. Xia, A. H. Atabaki, and A. Adibi, “Vertical integration of

- high-Q silicon nitride microresonators into silicon-on-insulator platform,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 15, pp. 18236–18248, 2013.
- [138] W. D. Sacher *et al.*, “Monolithically Integrated Multilayer Silicon Nitride-on-Silicon Waveguide Platforms for 3-D Photonic Circuits and Devices,” in *Proceedings of the IEEE*, 2018, vol. 106, no. 12, pp. 2232–2245.
- [139] L. Wang, W. Xie, D. Van Thourhout, Y. Zhang, H. Yu, and S. Wang, “Nonlinear silicon nitride waveguides based on a PECVD deposition platform,” *Opt. Express*, vol. 26, no. 8, pp. 9645–9654, 2018.
- [140] H. Takahashi, K. Oda, and H. Toba, “Impact of Crosstalk in an Arrayed-Waveguide on $N \times N$ Optical Interconnection,” *J. Light. Technol.*, vol. 14, no. 6, pp. 1097–1105, 1996.
- [141] A. G. Rickman, G. T. Reef, and F. Namavar, “Silicon-on-insulator optical rib waveguide loss and mode characteristics,” *J. Light. Technol.*, vol. 12, no. 10, pp. 1771–1776, 1994.
- [142] G. Tittelbach, B. Richter, and W. Karthe, “Comparison of three transmission methods for integrated optical waveguide propagation loss measurement,” *Pure Appl. Opt. J. Eur. Opt. Soc. Part A*, vol. 2, no. 6, p. 683, 1993.
- [143] P. Muñoz *et al.*, “Silicon Nitride Photonic Integration Platforms for Visible, Near-Infrared and Mid-Infrared Applications,” *Sensors*, vol. 17, no. 9, pp. 1–25, 2017.
- [144] M. U. Khan, Y. Xing, Y. Ye, W. Bogaerts, and S. Member, “Photonic Integrated Circuit Design in a Foundry + Fabless Ecosystem,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 5, pp. 1–14, 2019.
- [145] C. K. Madsen and J. H. Zhao, *Optical Filter Design and Analysis*. New York: Wiley, 1999.
- [146] T. Erdogan, “Fiber grating spectra,” *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1277–1294, 1997.
- [147] A. Othonos, “Fiber Bragg gratings,” *Rev. Sci. Instrum.*, vol. 68, no. 12, pp. 4309–4341, 1997.
- [148] K. O. Hill and G. Meltz, “Fiber Bragg grating technology fundamentals and overview,” *J. Light. Technol.*, vol. 15, no. 8, pp. 1263–1276, 1997.
- [149] K. O. Hill, Y. Fujii, D. C. Johnson, and B. S. Kawasaki, “Photosensitivity in optical fiber waveguides: Application to reflection filter fabrication,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 32, no. 10, pp. 647–649, 1978.
- [150] B. S. Kawasaki, K. O. Hill, D. C. Johnson, and Y. Fujii, “Narrow-band Bragg reflectors in optical fibers,” *Opt. Lett.*, vol. 3, no. 2, p. 66, 1978.
- [151] A. Yariv and M. Nakamura, “Periodic Structures for Integrated Optics,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 13, no. 4, pp. 233–253, 1977.
- [152] A. Yariv, “Coupled-Mode Theory for Guided-Wave Optics,” *J. quantum*, vol. 9, no. 9, pp. 919–933, 1973.
- [153] H. Kogelnik, *Theory of optical waveguides*. Springer, Berlin, Heidelberg, 1988.
- [154] S. W. Corzine, R. H. Yan, and L. A. Coldren, “A Tanh Substitution Technique for the Analysis of Abrupt and Graded Interface Multilayer Dielectric Stacks,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 27, no. 9, pp. 2086–2090, 1991.
- [155] J.-P. Tournenc, “Caractérisation et Modélisation du Bruit d’Amplitude Optique, du Bruit de Fréquence et de la Largeur de Raie de VCSELs monomodes émettant autour de 850nm,” PhD Thesis, Université Montpellier II, 2005.
- [156] S. Huang, M. LeBlanc, M. M. Ohn, and R. M. Measures, “Bragg intragrating structural sensing,” *Appl. Opt.*, vol. 34, no. 22, p. 5003, 1995.
- [157] D. T. Spencer, M. Davenport, S. Srinivasan, J. Khurgin, P. A. Morton, and J. E. Bowers, “Low kappa, narrow bandwidth Si₃N₄ Bragg gratings,” *Opt. Express*, vol. 23, no. 23, p. 30329, 2015.
- [158] C. T. Santis, S. T. Steger, Y. Vilenchik, A. Vasilyev, and A. Yariv, “High-coherence semiconductor lasers based on integral high-Q resonators in hybrid Si/III-V platforms,” *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.*, vol. 111, no. 8, pp. 2879–2884, 2014.
- [159] M. A. Muriel and A. Carballar, “Internal Field Distributions in Fiber Bragg Gratings,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 9, no. 7, pp. 955–957, 1997.
- [160] C. K. Charalambos and I. S. Dimitrios, “General transfer-matrix method for optical multilayer

- systems with coherent, partially coherent, and incoherent interference,” *Appl. Opt.*, vol. 41, no. 19, pp. 3978–3987, 2002.
- [161] X. Wang, W. Shi, H. Yun, S. Grist, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, “Narrow-band waveguide Bragg gratings on SOI wafers with CMOS-compatible fabrication process,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 14, pp. 3013–3015, 2012.
- [162] X. Wang, W. Shi, R. Vafaei, N. A. F. Jaeger, and L. Chrostowski, “Uniform and Sampled Bragg Gratings in SOI Strip Waveguides With Sidewall Corrugations,” *Photonics Technol. Lett.*, vol. 23, no. 5, pp. 290–292, 2011.
- [163] D. T. H. Tan, K. Ikeda, and Y. Fainman, “Cladding-modulated Bragg gratings in silicon waveguides,” *Opt. Lett.*, vol. 34, no. 9, pp. 1357–1359, 2009.
- [164] T. E. Murphy, J. T. Hastings, and H. I. Smith, “Fabrication and Characterization of Narrow-Band Bragg-Reflection Filters in Silicon-on-Insulator Ridge Ridge Waveguides,” *J. Light. Technol.*, vol. 19, no. 12, pp. 1938–1942, 2001.
- [165] A. Hardy, D. F. Welch, and W. Streifer, “Analysis of Second-Order Gratings,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 25, no. 10, pp. 2096–2105, 1989.
- [166] A. Saliminia, A. Villeneuve, T. V. Galstyan, S. LaRochelle, and K. Richardson, “First- and second-order Bragg gratings in single-mode planar waveguides of chalcogenide glasses,” *J. Light. Technol.*, vol. 17, no. 5, pp. 837–842, 1999.
- [167] J. Park, H. Kim, and B. Lee, “High order plasmonic Bragg reflection in the metal-insulator-metal waveguide Bragg grating,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 1, pp. 413–425, 2008.
- [168] M. Belt *et al.*, “Sidewall gratings in ultra-low-loss Si₃N₄ planar waveguides,” *Opt. Express*, vol. 21, no. 1, pp. 1181–1188, 2013.
- [169] C. Lin, J. R. Adleman, E. W. Jacobs, J. S. Rodgers, R. Liang, and T. Chen, “Higher Order Planar-Waveguide Bragg Grating on Curved Waveguide,” in *IEEE Photonic Society 24th Annual Meeting*, 2011, pp. 357–358.
- [170] H. Kogelnik, “Filter response of nonuniform almost-periodic structures,” *Bell Syst. Tech. J.*, vol. 55, no. 1, pp. 109–126, 1976.
- [171] K. O. Hill, “Aperiodic Distributed-Parameter Waveguides for Integrated Optics,” *Appl. Opt.*, vol. 13, no. 8, pp. 1853–1856, 1974.
- [172] B. Malo, S. Theriault, D. C. Johnson, and F. Bilodeau, “Apodized in-fibre Bragg grating reflectors photoimprinted using a phase mask,” *Electron. Lett.*, vol. 31, no. 3, pp. 223–225, 1995.
- [173] M. Matsuhara and K. Hill, “Optical-Waveguide Band-Rejection Filters : Design,” *Appl. Opt.*, vol. 13, no. 12, pp. 2886–2889, 1974.
- [174] K. Ennser, M. N. Zervas, and R. I. Laming, “Optimization of Apodized Linearly Chirped Fiber Gratings for Optical Communications,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 34, no. 5, pp. 770–778, 1998.
- [175] A. D. Simard, N. Belhadj, Y. Painchaud, and S. Laroche, “Apodized Silicon-on-Insulator Bragg Gratings,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 24, no. 12, pp. 1033–1035, 2012.
- [176] M. Ma *et al.*, “Apodized Spiral Bragg Grating Waveguides in Silicon-on-Insulator,” *Photonics Technol. Lett.*, vol. 30, no. 1, pp. 111–114, 2018.
- [177] R. Cheng, Y. Han, and L. Chrostowski, “Characterization and compensation of apodization phase noise in silicon integrated Bragg gratings,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 7, pp. 9516–9535, 2019.
- [178] M. Antelius, K. B. Gylfason, and H. Sohlstr, “An apodized SOI waveguide-to-fiber surface grating coupler for single lithography silicon photonics,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 4, pp. 3592–3598, 2011.
- [179] A. Gallet, “Hybrid III-V on silicon lasers for optical communications,” PhD Thesis, Université Paris-Saclay, 2019.
- [180] D. Wiesmann, C. David, R. Germann, D. Erni, and G. L. Bona, “Apodized Surface-Corrugated Gratings With Varying Duty Cycles,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 12, no. 6, pp. 639–641, 2000.
- [181] X. Wang *et al.*, “Precise control of the coupling coefficient through destructive interference in

- silicon waveguide Bragg gratings,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 19, pp. 5519–5522, 2014.
- [182] S. A. Kingsley and D. E. N. Davies, “OFDR diagnostics for fibre and integrated-optic systems,” *Electron. Lett.*, vol. 21, no. 10, pp. 434–435, 1985.
- [183] K. Takada, “High-Resolution OFDR with Incorporated Fiber-optic Frequency Encoder,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 4, no. 9, pp. 1069–1072, 1992.
- [184] Y. Ibrahim *et al.*, “Long cavity hybrid InP/SiN mode-locked lasers,” in *2020 International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, 2020.
- [185] B. Troia, F. De Leonardis, and V. M. N. Passaro, “Cascaded ring resonator and Mach-Zehnder interferometer with a Sagnac loop for Vernier-effect refractive index sensing,” *Sensors Actuators B. Chem.*, vol. 240, pp. 76–89, 2017.
- [186] Z. Du *et al.*, “Silicon nitride chirped spiral Bragg grating with large group delay,” *APL Photonics*, vol. 5, no. 10, p. 101302, 2020.
- [187] P. Diego *et al.*, “Optical pump-rejection filter based on silicon sub-wavelength engineered photonic structures,” *Opt. Lett.*, vol. 42, no. 8, pp. 1468–1471, 2017.
- [188] D. Oser, “Integrated silicon photonics for quantum optics,” PhD Thesis, Université Paris-Saclay, 2019.
- [189] A. Verdier, “Modélisation, conception, fabrication, caractérisation et valorisation d’amplificateurs optiques à semiconducteur de très large bande spectrale.,” PhD Thesis, Université de Toulouse, 2018.
- [190] A. Maho, “Sources appliquées aux cavités auto-alimentées pour les nouveaux réseaux d’accès multiplexés en longueur d’onde,” PhD Thesis, Université Pierre et Marie Curie, 2017.
- [191] C. Pham, “Sources laser de puissance à semi-conducteurs 1,55 μm pour transmission en espace libre et applications LIDAR,” PhD Thesis, Université de Toulouse, 2019.
- [192] G. N. Childs, S. Brand, and R. A. Abram, “Intervalence band absorption in semiconductor laser materials,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 1, no. 2, pp. 116–120, 1986.
- [193] P. W. Juodawlkis, J. J. Plant, R. K. Huang, L. J. Missaggia, and J. P. Donnelly, “High-Power 1.5- μm InGaAsP–InP Slab-Coupled Optical Waveguide Amplifier,” *Photonics Technol. Lett.*, vol. 17, no. 2, pp. 279–281, 2005.
- [194] K. Otsubo *et al.*, “1.3- μm AlGaInAs Multiple-Quantum-Well Semi-insulating Buried-Heterostructure Distributed-Feedback Lasers for High-Speed Direct Modulation,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 15, no. 3, pp. 687–693, 2009.
- [195] C. G. H. Roeloffzen *et al.*, “Optically Integrated InP – Si₃N₄ Hybrid Laser,” *IEEE Photonics J.*, vol. 8, no. 6, pp. 1–11, 2016.
- [196] S. Tanaka, S. Jeong, S. Sekiguchi, Y. Tanaka, and K. Morito, “High-output-power, single-wavelength silicon hybrid laser using precise flip-chip bonding technology,” *Opt. Express*, vol. 20, no. 27, pp. 28057–28069, 2012.
- [197] A. W. Snyder and J. Love, *Optical Waveguide Theory*. Springer Science & Business Media, 1983.
- [198] N. K. Dutta and Q. Wang, *Semiconductor Optical Amplifiers*. World scientific, 2006.
- [199] P. Martin, E. M. Skouri, L. Chusseau, C. Alibert, and H. Bissessur, “Accurate refractive index measurements of doped and undoped InP by a grating coupling technique by a grating coupling technique,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, no. 7, pp. 881–883, 1998.
- [200] H. Li, J. Ye, and J. G. McInerney, “Detailed Analysis of Coherence Collapse in Semiconductor Lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 29, no. 9, pp. 2421–2432, 1993.
- [201] D. Lenstra, B. H. Verbeek, and A. J. D. E. N. Boef, “Coherence Collapse in Single-Mode Semiconductor Lasers Due to Optical Feedback,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 21, no. 6, pp. 674–679, 1985.
- [202] J. Mork, B. Tromborg, and J. Mark, “Chaos in Semiconductor Lasers with Optical Feedback : Theory and Experiment,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 28, no. I, pp. 93–108, 1992.
- [203] T. Sano, “Antimode dynamics and chaotic itinerancy in the coherence collapse of semiconductor lasers with optical feedback,” *Phys. Rev. A*, vol. 50, no. 3, pp. 2719–2726, 1994.

- [204] G. Di Domenico, S. Schilt, and P. Thomann, “Simple approach to the relation between laser frequency noise and laser line shape,” *Appl. Opt.*, vol. 49, no. 25, pp. 4801–4807, 2010.
- [205] D. S. Elliott, R. Roy, and S. J. Smith, “Extracavity laser band-shape and bandwidth modification,” *Phys. Rev. A*, vol. 26, no. 1, pp. 12–18, 1982.
- [206] O. Llopis *et al.*, “Phase noise measurement of a narrow linewidth CW laser using delay lines approaches,” *Opt. Lett.*, vol. 36, no. 14, pp. 2713–2715, 2011.
- [207] T. Okoshi, K. Kikuchi, and A. Nakayama, “Novel method for high resolution measurement of laser output spectrum,” *Electron. Lett.*, vol. 16, no. 16, pp. 630–631, 1980.
- [208] O. Llopis, Z. Abdallah, V. Auroux, and A. Fernandez, “High spectral purity laser characterization with a self-heterodyne frequency discriminator,” in *2015 Joint Conference of the IEEE International Frequency Control Symposium & the European Frequency and Time Forum*, 2015.
- [209] S. Camatel and V. Ferrero, “Narrow Linewidth CW Laser Phase Noise Characterization Methods for Coherent,” *J. Light. Technol.*, vol. 26, no. 17, pp. 3048–3055, 2008.
- [210] M. O. Sahni, “Contribution à l’étude de techniques pour l’affinement spectral de lasers : application aux diodes à blocage de modes destinées aux télécommunications optiques cohérentes,” PhD Thesis, Université de Rennes 1, 2018.
- [211] M. Faugeron, “Diode laser 1.5 micron de puissance et faible bruit pour l’optique hyperfréquence,” PhD Thesis, Université de Lorraine, 2012.
- [212] K. Petermann, *Laser Diode Modulation and Noise*. Springer Science & Business Media, 2012.
- [213] A. Arbabi and L. L. Goddard, “Measurements of the refractive indices and thermo-optic coefficients of Si₃N₄ and SiO_x using microring resonances,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 19, pp. 3878–3881, 2013.
- [214] K. Sato, “Optical Pulse Generation Using Fabry-Pérot Lasers Under Continuous-Wave Operation,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 9, no. 5, pp. 1288–1293, 2003.
- [215] D. E. Spence, P. N. Kean, and W. Sibbett, “60-fsec pulse generation from a self mode-locked Ti:Sapphire laser,” *Opt. Lett.*, vol. 16, no. 1, pp. 42–44, 1991.
- [216] T. Udem, J. Reichert, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, “Absolute Optical Frequency Measurement of the Cesium D1 Line with a Mode-Locked Laser,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 82, no. 18, p. 3568, 1999.
- [217] M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, and H. Katori, “An optical lattice clock,” *Nature*, vol. 435, no. May, pp. 321–324, 2005.
- [218] I. Coddington, N. Newbury, and W. Swann, “Dual-comb spectroscopy,” *Optica*, vol. 3, no. 4, pp. 414–426, 2016.
- [219] A. J. DeMaria, D. A. Stetser, and H. Heynau, “Self Mode-Locking of Lasers With Saturable Absorbers,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 8, no. 174, pp. 174–176, 1966.
- [220] S. Cheung *et al.*, “1-GHz monolithically integrated hybrid mode-locked InP laser,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 22, no. 24, pp. 1793–1795, 2010.
- [221] K. Tamura, E. P. Ippen, H. A. Haus, and L. E. Nelson, “77-Fs Pulse Generation From a Stretched-Pulse Mode-Locked All-Fiber Ring Laser,” *Opt. Lett.*, vol. 18, no. 13, p. 1080, 1993.
- [222] B. R. Washburn, S. A. Diddams, N. R. Newbury, J. W. Nicholson, M. F. Yan, and C. G. Jorgensen, “Phase-locked, erbium-fiber-laser-based frequency comb in the near infrared,” *Opt. Lett.*, vol. 29, no. 3, pp. 250–252, 2004.
- [223] S. Kobtsev, S. Kukarin, and Y. Fedotov, “Ultra-low repetition rate mode-locked fiber laser with high-energy pulses,” *Opt. Express*, vol. 16, no. 26, p. 21936, 2008.
- [224] M. L. Davenport, S. Liu, and J. E. Bowers, “Integrated heterogeneous silicon / III – V mode-locked lasers,” *Photonics Res.*, vol. 6, no. 5, pp. 468–478, 2018.
- [225] Z. Wang *et al.*, “A III-V-on-Si ultra-dense comb laser,” *Light Sci. Appl.*, vol. 6, no. 5, pp. e16260–e16260, 2017.
- [226] M. Smit *et al.*, “An introduction to InP-based generic integration technology,” *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 29, no. 8, p. 083001, 2014.
- [227] K. Van Gasse *et al.*, “III-V-on-silicon mode-locked lasers with 1-GHz line spacing for dual-

- comb spectroscopy,” in *CLEO: Science and Innovations*, 2020.
- [228] S. Cuyvers *et al.*, “Ultra-Dense III-V-on-Silicon Nitride Frequency Comb Laser,” in *ECOC (European Conference on Optical Communication)*, 2020.
- [229] T. J. Kippenberg, A. L. Gaeta, M. Lipson, and M. L. Gorodetsky, “Dissipative Kerr solitons in optical microresonators,” *Science*, vol. 361, no. 6402, 2018.
- [230] B. Stern, X. Ji, Y. Okawachi, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “Battery-operated integrated frequency comb generator,” *Nature*, vol. 562, no. 7727, pp. 401–405, 2018.
- [231] T. Herr, “Solitons and dynamics of frequency comb formation in optical microresonators,” PhD Thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2013.
- [232] E. Lucas, “Physics of Dissipative Kerr Solitons in Optical Microresonators and Application to Frequency Synthesis,” PhD Thesis, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, 2019.
- [233] R. W. Boyd, *Nonlinear Optics*, 3rd ed. Academic press, 2007.
- [234] G. P. Agrawal, *Applications of Nonlinear Fiber Optics*. Elsevier, 2001.
- [235] A. Pasquazi *et al.*, “Micro-combs: A novel generation of optical sources,” *Phys. Rep.*, vol. 729, pp. 1–81, 2018.
- [236] R. Holzwarth, “Optical frequency metrology,” *Nature*, vol. 416, no. 6877, pp. 233–237, 2002.
- [237] S. B. Papp *et al.*, “Microresonator frequency comb optical clock,” *Optica*, vol. 1, no. 1, p. 10, 2014.
- [238] A. H. Zewail, “Laser Femtochemistry,” *Science*, vol. 242, no. 4886, pp. 1645–1653, 1988.
- [239] M.-G. Suh *et al.*, “Searching for Exoplanets Using a Microresonator Astrocomb,” *Nat. Photonics*, vol. 13, no. 1, pp. 25–30, 2019.
- [240] W. Liang, D. Eliyahu, A. B. Matsko, V. S. Ilchenko, D. Seidel, and L. Maleki, “Spectrally pure RF photonic source based on a resonant optical hyper-parametric oscillator,” *Laser Reson. Microresonators, Beam Control XVI*, vol. 8960, p. 896010, 2014.
- [241] J. Pfeifle *et al.*, “Coherent terabit communications with microresonator Kerr frequency combs,” *Nat. Photonics*, vol. 8, no. 5, pp. 375–380, 2014.
- [242] P. Trocha *et al.*, “Ultrafast optical ranging using microresonator soliton frequency combs,” *Science*, vol. 359, no. 6378, pp. 887–891, 2018.
- [243] J. Riemensberger *et al.*, “Massively parallel coherent laser ranging using a soliton microcomb,” *Nature*, vol. 581, no. 7807, pp. 164–170, 2020.
- [244] H. Murata, A. Morimoto, T. Kobayashi, and S. Yamamoto, “Optical Pulse Generation by Electrooptic-Modulation Method and Its Application to Integrated Ultrashort Pulse Generators,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 6, no. 6, pp. 1325–1331, 2000.
- [245] P. Del’Haye, A. Schliesser, O. Arcizet, T. Wilken, R. Holzwarth, and T. J. Kippenberg, “Optical frequency comb generation from a monolithic microresonator,” *Nature*, vol. 450, no. 7173, pp. 1214–1217, 2007.
- [246] H. El Dirani *et al.*, “Crack-free silicon-nitride-on-insulator nonlinear circuits for continuum generation in the c-band,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 30, no. 4, pp. 355–358, 2018.
- [247] T. Herr *et al.*, “Universal formation dynamics and noise of Kerr-frequency combs in microresonators,” *Nat. Photonics*, vol. 6, no. 7, pp. 480–487, 2012.
- [248] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, “Kerr-Nonlinearity Optical Parametric Oscillation in an Ultrahigh-Q Toroid Microcavity,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 8, p. 083904, 2004.
- [249] R. H. Stolen and J. E. Bjorkholm, “Parametric Amplification and Frequency Conversion in Optical Fibers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 18, no. 7, pp. 1062–1072, 1982.
- [250] F. Leo, S. Coen, P. Kockaert, S.-P. Gorza, P. Emplit, and M. Haelterman, “Temporal cavity solitons in one-dimensional Kerr media as bits in an all-optical buffer,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 7, pp. 471–476, 2010.
- [251] W. Liang *et al.*, “High spectral purity Kerr frequency comb radio frequency photonic oscillator,” *Nat. Commun.*, vol. 6, no. 1, pp. 1–8, 2015.
- [252] T. Herr *et al.*, “Temporal solitons in optical microresonators,” *Nat. Photonics*, vol. 8, no. 2, pp.

- 145–152, 2014.
- [253] X. Yi, Q. Yang, K. Y. Yang, M.-G. Suh, and K. Vahala, “Soliton frequency comb at microwave rates in a high-Q silica microresonator,” *Optica*, vol. 2, no. 12, pp. 1078–1085, 2015.
- [254] M. Yu, Y. Okawachi, A. G. Griffith, M. Lipson, and A. L. Gaeta, “Mode-locked mid-infrared frequency combs in a silicon microresonator,” *Optica*, vol. 3, no. 8, pp. 854–860, 2016.
- [255] Y. He *et al.*, “Self-starting bi-chromatic LiNbO₃ soliton microcomb,” *Optica*, vol. 6, no. 9, pp. 1138–1144, 2019.
- [256] V. Brasch *et al.*, “Photonic chip-based optical frequency comb using soliton Cherenkov radiation,” *Science*, vol. 351, no. 6271, pp. 357–360, 2016.
- [257] M. H. P. Pfeiffer *et al.*, “Photonic Damascene process for integrated high-Q microresonator based nonlinear photonics,” *Optica*, vol. 3, no. 1, pp. 20–25, 2016.
- [258] J. Liu *et al.*, “Ultralow-power chip-based soliton microcombs for photonic integration,” *Optica*, vol. 5, no. 10, pp. 1347–1353, 2018.
- [259] A. L. Gaeta, M. Lipson, and T. J. Kippenberg, “Photonic-chip-based frequency combs,” *Nat. Photonics*, vol. 13, no. 3, pp. 158–169, 2019.
- [260] T. Hansson and S. Wabnitz, “Dynamics of microresonator frequency comb generation : models and stability,” *Nanophotonics*, vol. 5, no. 2, pp. 231–243, 2016.
- [261] L. A. Lugiato, F. Prati, M. L. Gorodetsky, A. Tecnologia, and U. Insubria, “From the Lugiato – Lefever equation to microresonator- based soliton Kerr frequency combs,” *Philos. Trans. R. Soc. A Math. Phys. Eng. Sci.*, vol. 376, no. 2135, p. 20180113, 2018.
- [262] S. Coen, H. G. Randle, T. Sylvestre, and M. Erkintalo, “Modeling of octave-spanning Kerr frequency combs using a generalized mean-field Lugiato–Lefever model,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 1, p. 37, 2013.
- [263] T. Herr *et al.*, “Temporal solitons in optical microresonators,” *Nat. Photonics*, vol. 8, no. 2, pp. 145–152, 2014.
- [264] G. P. Agrawal, “Nonlinear fiber optics,” *Nonlinear Sci. Daw. 21st Century*, pp. 195–211, 2000.
- [265] Y. K. Chembo, “Kerr optical frequency combs: Theory, applications and perspectives,” *Nanophotonics*, vol. 5, no. 2, pp. 214–230, 2016.
- [266] V. Brasch, M. Geiselmann, M. H. P. Pfeiffer, and T. J. Kippenberg, “Bringing short-lived dissipative Kerr soliton states in microresonators into a steady state,” *Opt. Express*, vol. 24, no. 25, pp. 29312–29320, 2016.
- [267] B. Shen *et al.*, “Integrated turnkey soliton microcombs,” *Nature*, vol. 582, no. 7812, pp. 365–369, 2020.
- [268] T. C. Briles *et al.*, “Generation of octave-spanning microresonator solitons with a self injection-locked DFB laser,” *AVFOP 2019 - Avion. Veh. Fiber-Optics Photonics Conf.*, pp. 1–2, 2019.
- [269] A. S. Raja *et al.*, “Electrically pumped photonic integrated soliton microcomb,” *Nat. Commun.*, vol. 10, no. 1, pp. 1–8, 2019.
- [270] A. S. Voloshin, J. Liu, N. M. Kondratiev, G. V. Lihachev, T. J. Kippenberg, and I. A. Bilenko, “Dynamics of soliton self-injection locking in a photonic chip-based microresonator,” in *2020 Conference on Lasers and Electro-Optics (CLEO)*, voir aussi A. S. Voloshin, N. M. Kondratiev, G. V. Lihachev, J. Liu, V. E. Lobanov, N. Y. Dmitriev, ... & I. A. Bilenko (2019). *arXiv preprint arXiv:1912.11303*.
- [271] A. Fülöp *et al.*, “Long-haul coherent communications using microresonator-based frequency combs,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 22, pp. 26678–26688, 2017.
- [272] J. M. C. Boggio *et al.*, “Dispersion engineered silicon nitride waveguides by geometrical and refractive-index optimization,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 31, no. 11, pp. 2846–2857, 2014.
- [273] J. Liu *et al.*, “High-yield wafer-scale fabrication of ultralow-loss, dispersion-engineered silicon nitride photonic circuits,” *arXiv Prepr.*, vol. 1, pp. 1–9, 2020.
- [274] D. G. Rabus, *Integrated Ring Resonators*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007.
- [275] J. E. Heebner, V. Wong, A. Schweinsberg, R. W. Boyd, and D. J. Jackson, “Optical transmission characteristics of fiber ring resonators,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 40, no. 6, pp. 726–730,

- 2004.
- [276] W. Bogaerts *et al.*, “Silicon microring resonators,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 6, no. 1, pp. 47–73, 2012.
- [277] A. Yariv, “Critical coupling and its control in optical waveguide-ring resonator systems,” *IEEE Photonics Technol. Lett.*, vol. 14, no. 4, pp. 483–485, 2002.
- [278] A. A. Savchenkov, A. B. Matsko, D. Strekalov, M. Mohageg, V. S. Ilchenko, and L. Maleki, “Low threshold optical oscillations in a whispering gallery mode CaF₂ resonator,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 93, no. 24, pp. 2–5, 2004.
- [279] H. El Dirani *et al.*, “Annealing-free Si₃N₄ frequency combs for monolithic integration with Si photonics,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 113, no. 8, p. 081102, 2018.
- [280] Z. Ye, K. Twayana, P. A. Andrekson, and V. Torres-Company, “High-Q Si₃N₄ microresonators based on a subtractive processing for Kerr nonlinear optics,” *Opt. Express*, vol. 27, no. 24, pp. 35719–35727, 2019.
- [281] L. Azarnouche *et al.*, “Benefits of plasma treatments on critical dimension control and line width roughness transfer during gate patterning,” *J. Vac. Sci. Technol. B, Nanotechnol. Microelectron. Mater. Process. Meas. Phenom.*, vol. 31, no. 1, p. 012205, 2013.
- [282] M. Hubert *et al.*, “Photonic Damascene Process for Low-Loss , High-Confinement Silicon Nitride Waveguides,” *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, vol. 24, no. 4, pp. 1–11, 2018.
- [283] J. Zhu *et al.*, “On-chip single nanoparticle detection and sizing by mode splitting in an ultrahigh-Q microresonator,” *Nat. Photonics*, vol. 4, no. 1, pp. 46–49, 2010.
- [284] T. J. Kippenberg, S. M. Spillane, and K. J. Vahala, “Modal coupling in traveling-wave resonators,” *Opt. Lett.*, vol. 27, no. 19, pp. 1669–1671, 2002.
- [285] C. Tyroky, R. Richter, and S. Sinor, “Dual resonance in a waveguide-coupled ring microresonator,” *Opt. Quantum Electron.*, vol. 38, no. 9, pp. 781–797, 2006.
- [286] J. S. Levy, M. A. Foster, A. L. Gaeta, and M. Lipson, “Harmonic generation in silicon nitride ring resonators,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 12, p. 11415, 2011.
- [287] N. M. Kondratiev *et al.*, “Self-injection locking of a laser diode to a high-Q WGM microresonator,” *Opt. Express*, vol. 25, no. 23, pp. 28167–28178, 2017.
- [288] S. Coen and M. Erkintalo, “Universal scaling laws of Kerr frequency combs,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 11, pp. 1790–1792, 2013.
- [289] A. B. Matsko, W. Liang, A. A. Savchenkov, and L. Maleki, “Chaotic dynamics of frequency combs generated with continuously pumped nonlinear microresonators,” *Opt. Lett.*, vol. 38, no. 4, pp. 525–527, 2013.
- [290] A. Coillet and Y. K. Chembo, “Routes to spatiotemporal chaos in Kerr optical frequency combs,” *Chaos An Interdiscip. J. Nonlinear Sci.*, vol. 24, no. 1, p. 013113, 2014.
- [291] C. Joshi *et al.*, “Thermally controlled comb generation and soliton modelocking in microresonators,” *Opt. Lett.*, vol. 41, no. 11, pp. 2565–2568, 2016.
- [292] S. Ramelow *et al.*, “Strong polarization mode coupling in microresonators,” *Opt. Lett.*, vol. 39, no. 17, pp. 5134–5137, 2014.
- [293] W. W. Lui, T. Hirono, K. Yokoyama, and W.-P. Huang, “Polarization Rotation in Semiconductor Bending Waveguides: A Coupled-Mode Theory Formulation,” *J. Light. Technol.*, vol. 16, no. 5, pp. 929–936, 1998.
- [294] T. Herr *et al.*, “Mode Spectrum and Temporal Soliton Formation in Optical Microresonators,” *Phys. Rev. Lett.*, vol. 113, no. 12, p. 123901, 2014.
- [295] M. Karpov, M. H. P. Pfeiffer, H. Guo, W. Weng, J. Liu, and T. J. Kippenberg, “Dynamics of soliton crystals in optical microresonators,” *Nat. Phys.*, vol. 15, no. 10, pp. 1071–1077, 2019.
- [296] D. C. Cole, E. S. Lamb, P. Del’Haye, S. A. Diddams, and S. B. Papp, “Soliton crystals in Kerr resonators,” *Nat. Photonics*, vol. 11, no. 10, pp. 671–676, 2017.
- [297] J. Hu *et al.*, “Reconfigurable radiofrequency filters based on versatile soliton microcombs,” *Nat. Commun.*, vol. 11, no. 1, pp. 1–9, 2020.
- [298] Y. He, J. Ling, M. Li, and Q. Lin, “Perfect soliton crystals on demand,” *Laser Photonics Rev.*,

- vol. 14, no. 8, pp. 6–1900339, 2020.
- [299] N. G. Pavlov *et al.*, “Narrow-linewidth lasing and soliton Kerr microcombs with ordinary laser diodes,” *Nat. Photonics*, vol. 12, no. 11, pp. 694–698, 2018.
- [300] S. Boust *et al.*, “Microcomb Source Based on InP DFB / Si₃N₄ Microring Butt-Coupling,” *J. Light. Technol.*, vol. 38, no. 19, pp. 5517–5525, 2020.
- [301] X. Xue, P. Wang, Y. Xuan, M. Qi, and A. M. Weiner, “Microresonator Kerr frequency combs with high conversion efficiency,” *Laser Photonics Rev.*, vol. 11, no. 1, p. 1600276, 2017.
- [302] H. Guo *et al.*, “Universal dynamics and deterministic switching of dissipative Kerr solitons in optical microresonators,” *Nat. Phys.*, vol. 13, no. 1, pp. 94–102, 2017.
- [303] T. C. Briles *et al.*, “Hybrid InP and SiN integration of an octave-spanning frequency comb,” *APL Photonics*, vol. 6, no. 2, p. 026102, 2021.
- [304] M. Zhang *et al.*, “Broadband electro-optic frequency comb generation in a lithium niobate microring resonator,” *Nature*, pp. 4–11, 2019.
- [305] C. Arlotti, O. Gauthier-lafaye, A. Monmayrant, and S. Calvez, “Achromatic critically coupled racetrack resonators,” *J. Opt. Soc. Am. B*, vol. 34, no. 11, pp. 2343–2351, 2017.
- [306] F. Van Dijk, A. Accard, A. Enard, O. Drisse, D. Make, and F. Lelarge, “Monolithic dual wavelength DFB lasers for narrow linewidth heterodyne beat-note generation,” in *2011 IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics - Jointly Held with the 2011 Asia-Pacific Microwave Photonics Conference (MWP/APMP)*, 2011, pp. 73–76.
- [307] N. M. Kondratiev and V. E. Lobanov, “Modulational instability and frequency combs in whispering-gallery-mode microresonators with backscattering,” *Phys. Rev. A*, vol. 101, no. 1, p. 13816, 2020.
- [308] C. Lafforgue *et al.*, “Broadband supercontinuum generation in nitrogen-rich silicon nitride waveguides using a 300 mm industrial platform,” *Photonics Res.*, vol. 8, no. 3, pp. 352–358, 2020.
- [309] L. Carroll *et al.*, “Photonic Packaging : Transforming Silicon Photonic Integrated Circuits into Photonic Devices simple,” *Appl. Sci.*, vol. 6, no. 12, p. 426, 2016.
- [310] J. S. Manning, “Thermal impedance of diode lasers : Comparison of experimental methods and a theoretical model and a theoretical model,” *J. Appl. Phys.*, vol. 52, no. 5, 1981.
- [311] B. S. Bhumbra, G. H. B. Thompson, and A. P. Wright, “Thermal impedance measurement of semiconductor lasers,” *Electron. Lett.*, vol. 30, no. 10, pp. 793–794, 1994.
- [312] L. P. Thomas, “A New Technique for Measuring the Thermal Impedance of Junction Lasers,” *IEEE J. Quantum Electron.*, vol. 11, no. 7, pp. 498–503, 1975.
- [313] L. Zhang, Y. Yue, R. G. Beausoleil, and A. E. Willner, “Analysis and engineering of chromatic dispersion in silicon waveguide bends and ring resonators,” *Opt. Express*, vol. 19, no. 9, pp. 8102–8107, 2011.
- [314] C. Besancon, “Intégration hybride de sources laser III-V sur Si par collage direct et recroissance pour les télécommunications à haut débit,” PhD Thesis, Université Grenoble Alpes, 2020.

Liste des publications

Articles de journal :

- **S. Boust**, H. El Dirani, L. Youssef, Y. Robert, A. Larrue, C. Petit-Etienne, E. Vinet, S. Kerdiles, E. Pargon, M. Vallet, F. Duport, C. Sciancalepore, F. van Dijk, "Microcomb source based on InP DFB / Si₃N₄ microring butt-coupling," dans *Journal of Lightwave Technology*, vol 38, no. 19, pp. 5517-5525, 2020.
- P. Primiani, **S. Boust**, J.-F. Fedeli, F. Duport, C. Gomez, J.-F. Paret, A. Garreau, K. Mekhazni, C. Fortin, F. van Dijk, "Silicon nitride Bragg grating with joule thermal tuning for external cavity lasers," dans *IEEE Photonics Technology Letters*, vol 31, no. 10, pp. 671-676, 2017.

Conférences :

- Y. Ibrahim, **S. Boust**, Q. Wilmart, J.-F. Paret, A. Garreau, K. Mekhazni, C. Fortin, F. Duport, J.-M. Fédlé, C. Sciancalepore, S. Garcia, F. van Dijk, "Long cavity hybrid InP/SiN mode-locked lasers" à *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, 2020, online.
- **S. Boust**, H. El Dirani, L. Youssef, Y. Robert, A. Larrue, C. Petit-Etienne, E. Vinet, S. Kerdiles, E. Pargon, M. Vallet, F. Duport, C. Sciancalepore, F. van Dijk, "Compact soliton generation based on the butt-coupling between a Si₃N₄ microresonator and a DFB laser," à *OSA Advanced Photonics Congress 2020*, online (Best Student Paper).
- **S. Boust**, Y. Ibrahim, J.-F. Paret, A. Garreau, K. Mekhazni, C. Fortin, F. Duport, M. Vallet, J.-M. Fedeli, F. van Dijk, "Single-mode and multi-mode DBR lasers using InP-Si₃N₄/SiO₂ integration," à *European Conference on Integrated Optics (ECIO)*, 2020, online.
- **S. Boust**, H. El Dirani, F. Duport, L. Youssef, Y. Robert, A. Larrue, C. Petit-Etienne, E. Vinet, S. Kerdiles, E. Parfon, M. Faugeron, M. Vallet, C. Sciancalepore, F. van Dijk, "Compact optical frequency comb source based on a DFB butt-coupled to a silicon nitride microring." à *IEEE International Topical Meeting on Microwave Photonics (MWP)*, 2019, Ottawa, Canada.
- P. Primiani, **S. Boust**, J.-F. Fedeli, F. Duport, C. Gomez, J.-F. Paret, A. Garreau, K. Mekhazni, C. Fortin, F. van Dijk, "Silicon nitride Bragg grating with joule thermal tuning for external cavity lasers," à *IEEE Photonics Conference (IPC)*, San Antonio, USA.
- **S. Boust**, P. Primiani, C. Gomez, J.-F. Paret, A. Garreau, K. Mekhazni, C. Fortin, M. Makhsiyani, J.-M. Fedeli, F. Duport, F. van Dijk, M. Vallet, "Laser hybride intégré sur InP-Si₃N₄/SiO₂ à faible largeur de raie," aux *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, 2019, Palaiseau, France.
- **S. Boust**, P. Primiani, C. Gomez, J.-F. Paret, A. Garreau, K. Mekhazni, C. Fortin, M. Makhsiyani, J.-M. Fedeli, F. Duport, F. van Dijk, M. Vallet, "Laser en cavité étendue par hybridation de composants actifs InP avec des composants passifs en Si₃N₄," à *Optique Toulouse*, aux *Journées Nationales d'Optique Guidée (JNOG)*, 2018, Toulouse, France.

Annexe A Puissance de sortie d'un laser hybride

Dans cette annexe, nous cherchons à exprimer la puissance de sortie d'un laser hybride du côté composant passif. Le milieu à gain de nos lasers hybrides étant un RSOA (Reflective Semiconductor Optical Amplifier), nous nous appuyerons sur le formalisme des amplificateurs à semiconducteurs [102], [198]. Les puissances utilisées dans nos calculs sont définies ci-dessous :



Fig. 121 : Schéma bloc d'un laser hybride constitué d'un RSOA parfaitement couplé à un composant passif de réflectivité R et de transmission T .

Afin de garder un modèle simple du RSOA, nous considérons un coefficient de réflexion égale à 1 sur la facette réfléchissante (HR) de celui-ci. Les RSOA utilisés pour nos travaux ont été traité HR à 95%, ce qui justifie cette approximation. Rappelons l'expression du gain petit signal G_0 :

$$G_0 = e^{2(\Gamma g - \alpha)L_a} = e^{\Gamma a_N(N - N_{tr})} \quad (95)$$

Avec Γ le confinement du mode optique dans le milieu à gain (les puits quantiques), g est ici le gain matériau, N_{tr} la densité de porteur à la transparence, a_N le gain différentiel $\left(\frac{dg}{dN}\right)$, et α les pertes de propagation. Pour les amplificateurs optiques à semiconducteurs (SOA), habituellement la puissance disponible à la sortie de l'amplificateur ne dépasse pas une valeur maximale qui est le double de la puissance de saturation en sortie $P_{sat,sortant}$. Nous allons utiliser l'approximation suivante, illustrant ce comportement, et également utilisé dans [191] :

$$P_{sortant} = P_{entrant} \frac{G_0}{1 + \frac{P_{entrant}}{P_{sat,entrant}}} = P_{entrant} \frac{G_0}{1 + \frac{G_0 P_{entrant}}{P_{max}}} \quad (96)$$

Avec P_{max} la puissance maximale de sortie du milieu à gain, égale à $P_{max} = G_0 P_{sat,entrant}$. $P_{sat,entrant}$ est la puissance d'entrée qui donne la puissance de saturation de sortie. Cette dernière est mesurable et correspond à la compression du gain de moitié par rapport au gain petit signal G_0 [102] :

$$P_{sat,sortant} = \frac{G_0}{2} P_{sat,entrant} \quad (97)$$

En remplaçant $P_{entrant} = R P_{sortant}$ (avec R la réflectivité en amplitude du miroir de sortie du laser), nous pouvons alors en déduire l'expression de la puissance de sortie :

$$P_{sortant} = P_{max} \frac{e^{2(\Gamma g - \alpha)L_a} - 1/R}{e^{2(\Gamma g - \alpha)L_a}} \quad (98)$$

La puissance sortante d'un amplificateur est reliée à la puissance de sortie P_{out} d'un laser côté composant passif par l'équation $P_{out} = T P_{sortant}$. Ainsi nous en déduisons l'expression suivante

$$P_{out} = T P_{max} \frac{e^{2(\Gamma g - \alpha)L_a} - 1/R}{e^{2(\Gamma g - \alpha)L_a}} \quad (99)$$

Avec T la transmission du composant passif. Cette formule est utilisée à la partie 1.2.4.2.A.

Annexe B Autres expressions de la largeur de raie

La largeur de raie peut s'écrire en fonction de divers paramètres. Notamment, à partir de (6), elle peut s'exprimer en fonction de la puissance intra-cavité P_{in} :

$$\Delta f_{STH} = \frac{1}{4\pi} \frac{v_g^2 h\nu n_{sp} (\alpha_m + \alpha_i)^2 (1 + \alpha_H^2)}{P_{in}} \quad (100)$$

P_{in} peut s'exprimer en fonction de la densité de photon N_{ph} et du volume V du milieu actif [102]:

$$P_{in} = h\nu V N_{ph} \tau_{ph}^{-1} \quad (101)$$

P_{in} peut également s'exprimer en fonction du courant I et du courant de seuil I_{th} :

$$P_{in} = \frac{h\nu}{q} \eta_i (I - I_{th}) \quad (102)$$

Avec q la charge de l'électron, et η_i l'efficacité quantique interne. Cette dernière représente la fraction de porteurs injectés convertie en photons. La largeur Schawlow-Townes peut donc s'écrire sous cette forme :

$$\Delta f_{STH} = \frac{1}{4\pi} \frac{v_g^2 q n_{sp} (\alpha_m + \alpha_i)^2 (1 + \alpha_H^2)}{\eta_i (I - I_{th})} \quad (103)$$

Finalement, en prenant en compte la rétroaction du composant passif, la largeur de raie s'écrit :

$$\Delta f = \frac{1}{4\pi} \frac{v_g^2 q n_{sp} (\alpha_m + \alpha_i)^2 (1 + \alpha_H^2)}{\eta_i (I - I_{th})} \frac{1}{F^2} \quad (104)$$

Où le facteur F^2 est définie à la section 1.2.4.2.A.

Annexe C Paramètres thermiques

Pour modéliser numériquement l'évolution de la puissance d'un laser hybride, nous utilisons différents paramètres décrivant la thermique de la source. A partir de [90], [102], [108], [109], nous rappelons dans cette annexe leur définition et comment les mesurer dans notre cas.

- L'impédance thermique Z_T

Pour quantifier l'efficacité de la dissipation thermique, l'impédance thermique Z_T est utilisée : il s'agit du rapport entre le changement de température induit par un changement de puissance dissipée ($\Delta T/\Delta P$). Il existe plusieurs techniques pour la mesurer (cf. [108], [310]–[312]). La méthode utilisée dans nos travaux est celle décrite dans [108]. Le principe est de mesurer d'une part la variation de la longueur d'onde émise lors d'un changement de température ($\frac{d\lambda}{dT}$), et d'autre part la variation de la longueur d'onde selon la puissance dissipée par le laser ($\frac{d\lambda}{dP}$).

$$Z_T = \left(\frac{d\lambda}{dT}\right)^{-1} \frac{d\lambda}{dP} \quad (105)$$

Le coefficient $\left(\frac{d\lambda}{dT}\right)$ est obtenu à partir des variations de la longueur d'onde (mesurée à l'analyseur de spectre optique) et de la température du laser mesurée indirectement au moyen d'une thermistance placée sur l'embase du laser. Pour connaître précisément la température du laser, celui-ci est alimenté par un courant pulsé avec un faible rapport cyclique. Ainsi l'apport de chaleur due à l'alimentation du laser est négligeable, et nous pouvons considérer que la température observée sur la thermistance est la température du laser. Dans le cas de notre laser hybride (formé d'un RSOA abouté à un réseau de Bragg), nous avons appliqué un signal de 200 mA pulsé avec 1 μ s de largeur sur une période de 1 ms. En variant la température du laser hybride, nous avons mesuré les changements de longueur d'onde (Fig. 122).

Dans le cas d'un laser DFB ou d'une source hybride évoquée dans [108], le comportement attendu est linéaire. Dans le cas du laser hybride DBR, la longueur d'onde est une succession de droite représentant l'accordabilité de chaque mode longitudinal. En effet, dans cette expérience, la hausse de la température modifie les indices des matériaux par effet thermo-optique. Il existe deux conséquences visibles dans notre expérience :

- La longueur optique de la cavité est modifiée, ainsi les modes longitudinaux « défilent » vers les hautes longueurs d'onde.
- La modification des indices matériaux ($\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$) utilisés dans le réseau de Bragg altèrent la relation de Bragg. Ainsi la bande spectrale associée au filtre de Bragg se translate également vers les hautes longueurs d'onde.

Ces deux phénomènes n'ont pas la même dépendance en température : le réseau de Bragg se translate plus rapidement que le défilement des modes longitudinaux, comme le montre la Fig. 122 : lorsque le filtre de Bragg se translate spectralement, les modes longitudinaux oscillent à tour de rôle. Un saut de mode s'opère à chaque changement de couleur de la Fig. 122.

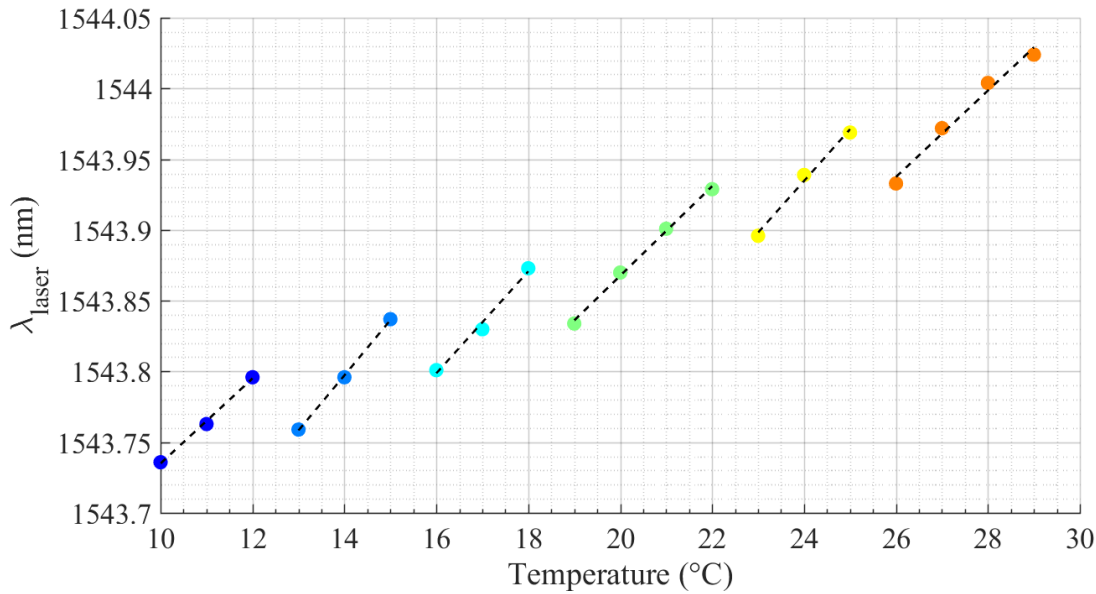


Fig. 122 : Mesure de la longueur d'onde laser d'une source hybride en régime pulsé pour différentes températures. Chaque couleur représente un mode longitudinal différent. Les courbes en pointillés sont des régressions linéaires.

En analysant ces successions de droite, nous pouvons extraire une pente moyenne correspondant au coefficient recherché : $\frac{d\lambda}{dT} = 33.9 \text{ pm}/^{\circ}K$.

Pour trouver le coefficient $\left(\frac{d\lambda}{dP}\right)$ pour un semiconducteur, il suffit de mesurer λ_{laser} pour différents courant d'alimentation en continu. En notant la tension appliquée, nous pouvons faire l'approximation que la puissance dissipée est le produit du courant appliquée par la tension. Pour davantage de justesse, la puissance optique peut y être soustraite [311]. Dans notre cas (Fig. 123), nous appliquons une rampe de courant restreinte (entre 160 mA et 260 mA) pour éviter des sauts de mode. Par une régression linéaire, nous en déduisons que $\frac{d\lambda}{dP} = 725.8 \text{ pm}/W$.

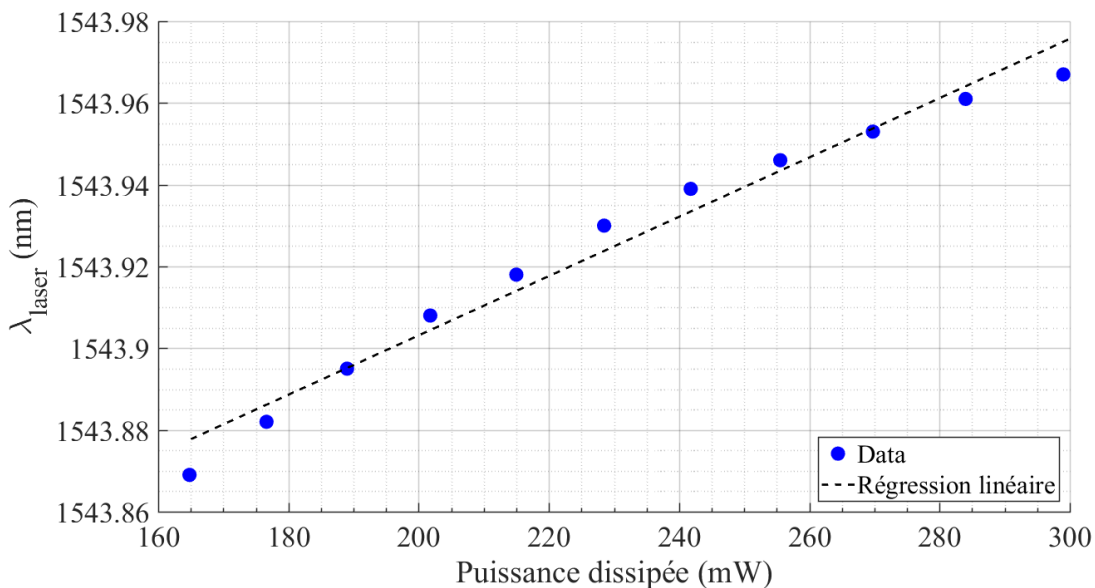


Fig. 123 : Mesure de la longueur d'onde laser d'une source hybride en régime continu à $25^{\circ}C$ en fonction du produit courant×tension.

Finalement, en faisant le rapport des deux précédents résultats, nous mesurons une impédance thermique $Z_T = 21.4 \text{ }^\circ\text{K/W}$.

- Températures caractéristiques

Le fonctionnement d'un laser hybride selon sa température peut être décrit grâce à différents paramètres. Le courant au seuil I_{seuil} notamment est lié à la température T par l'équation suivante [90] :

$$I_{seuil} = I_0 e^{T/T_0} \quad (106)$$

Avec I_0 le courant de seuil pour une température de 0 degré Celcius, et T_0 une température dite caractéristique globale. D'autre part, nous utilisons les facteurs I_{P0} (paramètre de la loi) et T_1 (température dite caractéristique au-dessus du seuil) dans l'équation suivante :

$$I - I_{seuil} = I_{P0} e^{T/T_1} \quad (107)$$

Pour déterminer ces paramètres, nous devons mesurer le seuil tout en connaissant précisément la température du laser. Ainsi, comme pour la mesure de l'impédance thermique, le laser doit fonctionner en régime pulsé pour ne pas engendrer un apport de chaleur non mesurable. Sur la Fig. 124, nous mesurons l'évolution de la puissance en fonction du courant pour différentes températures. Nous relevons alors I_{seuil} et I_{1mW} (le courant permettant l'émission de 1 mW) en fonction de la température.

Contrairement aux mesures de I_{1mW} , nous notons que les mesures de I_{seuil} sont bruitées (Fig. 124b). Nous nous heurtons une nouvelle fois aux limites de cette méthode dans notre cas. En effet, comme mentionné lors de la mesure de l'impédance thermique, le filtre de Bragg se translate spectralement lors du changement de température. Par conséquent, la valeur de la réflectivité du miroir de sortie du laser varie, donc les pertes totales de la cavité et *in fine* le seuil varient également.

En traçant la régression linéaire de $\ln(I_{seuil})$ et de $\ln(I_{1mW} - I_{seuil})$ sur la Fig. 125, nous pouvons extraire les paramètres d'intérêt résumés dans le Tableau 20.

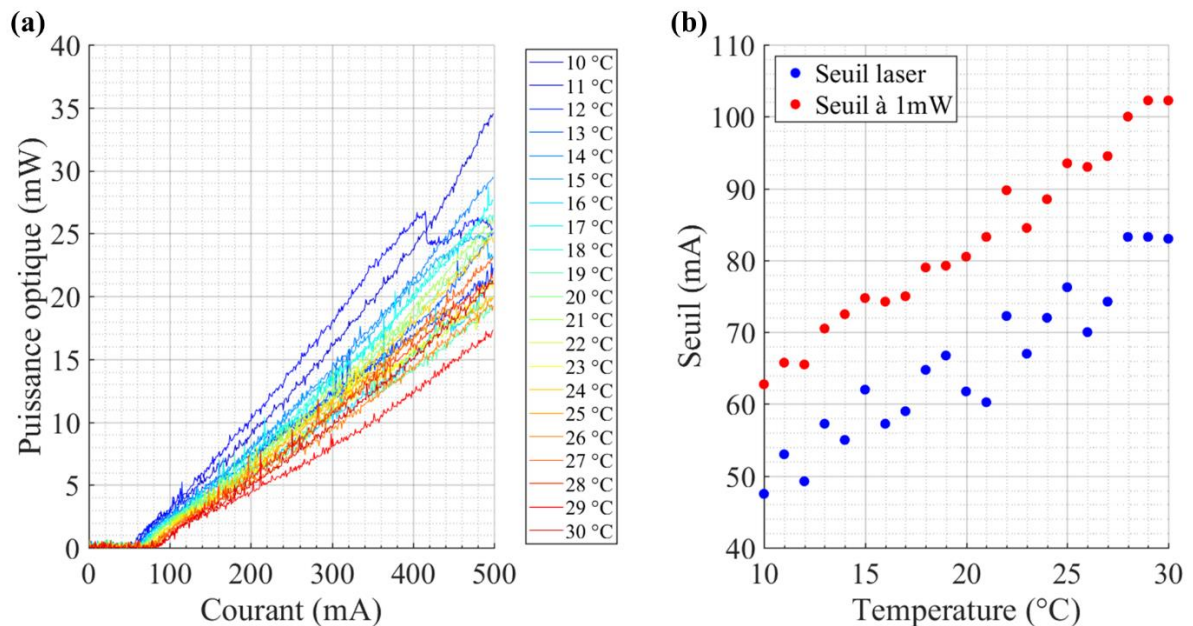


Fig. 124 : (a) Puissance optique d'un laser hybride mesurée en régime pulsé par une sphère intégratrice. La température est contrôlée par un Peltier et mesurée par une thermistance sur l'embase du laser. (b) Relevés des seuils lasers (bleu) et seuils à 1 mW (rouge) pour différentes températures.

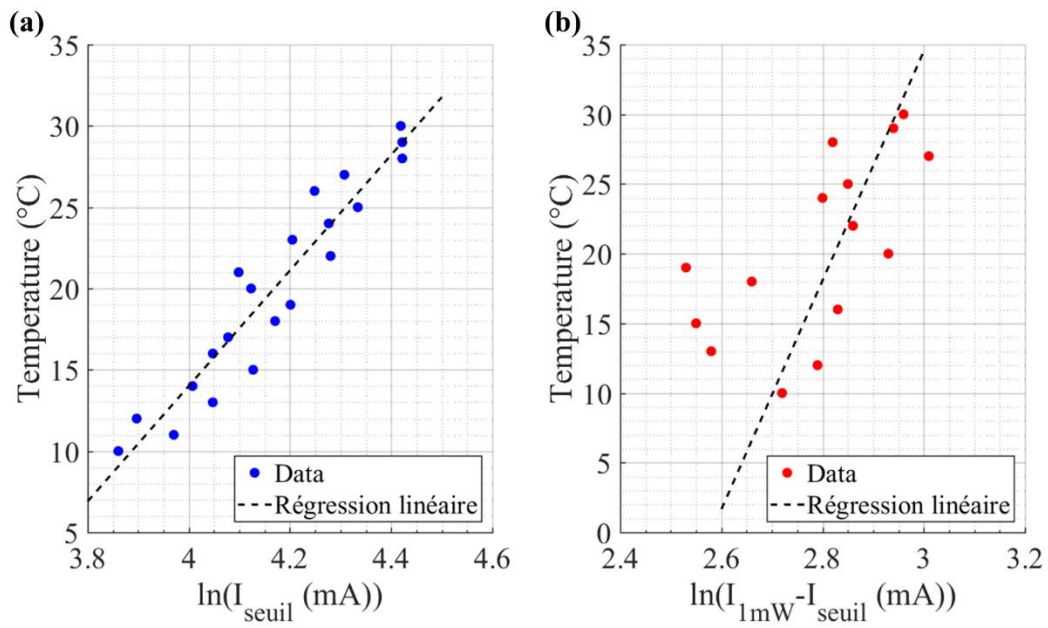


Fig. 125 : Tracé du logarithme népérien du courant de seuil (a) et du courant requis pour une émission de 1 mW (b) en fonction de la température du laser. Pour tracer la régression de la courbe (b), des points de mesure extrêmes ont été omis.

I_0	36.7 mA
I_{P0}	13.3 mA
T_0	35.5 °C
T_1	82 °C

Tableau 20 : Paramètres caractéristiques d'un laser hybride. Les coefficients I_{P0} et T_1 sont soumis à une incertitude élevée

Annexe D Construction d'un réseau apodisé sans chirp

A l'aide du croquis suivant, nous définissons les paramètres utilisés dans notre méthode.

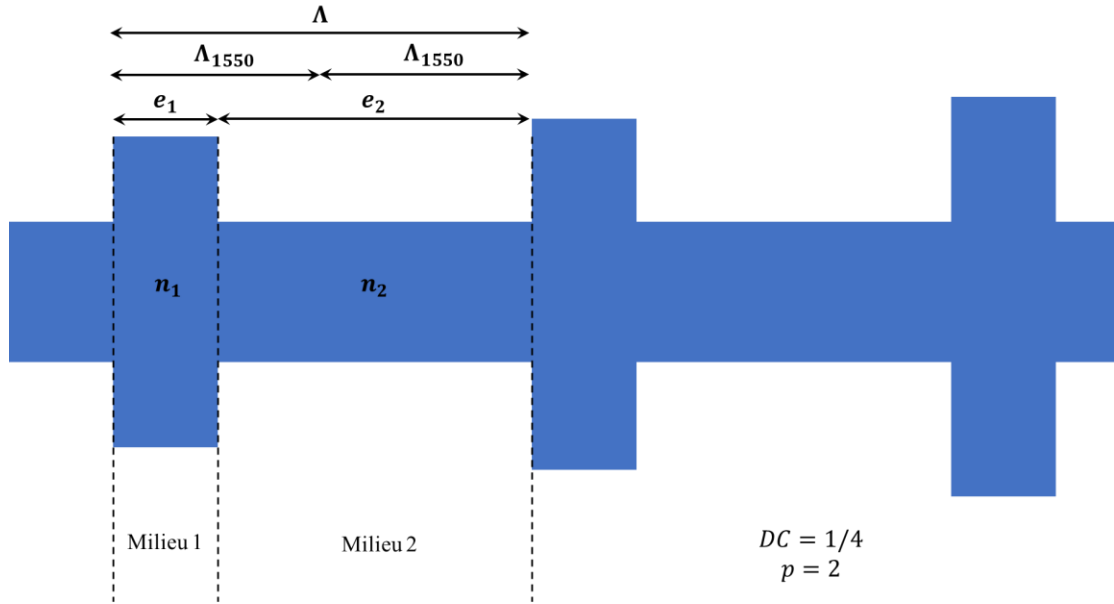


Fig. 126 : Schéma d'un réseau de Bragg apodisé où s'alterne des milieux que nous nommons 1 et 2. Pour cet exemple, l'ordre p vaut 2, et le rapport cyclique DC est de 0,25.

L'apodisation d'un réseau de Bragg consiste à faire varier la différence d'indice le long du réseau pour engendrer une variation du paramètre κ . Pour cela, une technique usuelle est de changer l'amplitude de la dent du milieu 1. Une conséquence additionnelle au changement sur la différence d'indice est que l'indice moyen du réseau n_{moy} soit également modifié, comme on l'observe dans cette formule :

$$n_{moy} = \frac{(e_1 n_1 + e_2 n_2)}{e_1 + e_2} \quad (108)$$

Or la longueur d'onde de Bragg (réfléchi à 1550 nm dans notre cas) dépend de ce paramètre :

$$\lambda_B = 2n_{moy}\Lambda_{1550} \quad (109)$$

Ainsi, en modifiant progressivement l'indentation, λ_B est décalée. Dans certains cas, ce décalage peut être négligeable, mais il peut aussi être simplement corrigé en modifiant le milieu 2. En regardant les paramètres présents, cela est possible théoriquement en modifiant :

- La longueur e_2 , mais la variation nécessaire pour compenser la variation de n_1 est largement en dessous du nm .
- L'indice n_2 , que nous pouvons manipuler en changeant la largeur du guide dans le milieu 2.

Ainsi lors de l'écriture du réseau, lorsque nous augmentons la largeur du guide dans le milieu 1 (et donc le n_1), nous pouvons diminuer la largeur du guide du milieu 2 (pour diminuer n_2) et garder n_{moy} constant. A la place de modifier la largeur, il est possible de translater (ou agrandir) la position d'un ilot dans un réseau à ilot.

Travaillant avec des réseaux d'ordres p ($p \in \mathbb{N}^*$), et des rapports cycliques DC différents, nous généralisons la formule précédente. En réécrivant les longueurs e_1 et e_2 ainsi :

$$e_1 = DC \cdot \Lambda_{1550} \cdot p \quad \text{et} \quad e_2 = (1 - DC) \cdot \Lambda_{1550} \cdot p \quad (110)$$

Nous obtenons :

$$n_{moy} = n_1 \cdot DC + n_2 \cdot (1 - DC) \quad (111)$$

D'autre part, en notant $\Lambda = e_1 + e_2$, nous pouvons écrire l'expressions de Λ_{1550} :

$$\Lambda_{1550} = DC \cdot \Lambda + \frac{(1 - DC)}{2p - 1} \Lambda \quad (112)$$

C'est-à-dire :

$$\Lambda_{1550} = \frac{2(p - 1)DC + 1}{2p - 1} \Lambda \quad (113)$$

Finalement, nous obtenons :

$$\lambda_B = (n_1 \cdot DC + n_2 \cdot (1 - DC)) \frac{2(p - 1)DC + 1}{2p - 1} \Lambda \quad (114)$$

Avec cette formule nous pouvons concevoir un réseau apodisé sans chirp de proche en proche.

Dans un premier temps, il faut :

- Simuler une abaque liant les indices à un motif géométrique (par exemple une largeur de guide, ou l'emplacement de l'ilot).
- Fixer les paramètres e_1 , e_2 , p et DC
- Fixer les indices n_1 et n_2 temporairement pour vérifier que l'équation précédente donne un λ_B conforme à nos attentes.

Dans un second temps, nous pouvons appliquer la fonction d'apodisation au 1^{er} milieu 1 ; nous connaissons donc n_1 . En renversant l'équation précédente, nous en déduisons l'indice du milieu suivant :

$$n_2 = \frac{1}{1 - DC} \left(\frac{\lambda_B}{\Lambda} \frac{2p - 1}{2(p - 1)DC + 1} - n_1 DC \right) \quad (115)$$

En utilisant notre abaque, nous pouvons alors obtenir la géométrie du milieu 2 correspondant à cet indice n_2 . Nous pouvons alors réitérer cette procédure pour continuer la construction du réseau : appliquer la fonction d'apodisation pour obtenir l'indice n_1 , puis en déduire l'indice n_2 du milieu suivant... jusqu'à la fin du réseau.

Annexe E Notions sur la dispersion chromatique

Lorsqu'une onde polychromatique se propage dans un matériau, ses composantes fréquentielles se propagent à des vitesses différentes : le matériau est dit dispersif. Cela se traduit par la dépendance de l'indice de réfraction en fonction de la fréquence. Dans un guide d'onde, la constante de propagation s'écrit :

$$\beta(\omega) = \omega \frac{n_{eff}(\omega)}{c} = \frac{\omega}{v_p(\omega)} \quad (116)$$

Avec v_p la vitesse de phase. Pour mieux appréhender la dispersion, β est développé en série de Taylor autour d'une fréquence ω_0 :

$$\beta(\omega) = \beta_0 + \beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{\beta_2}{2}(\omega - \omega_0)^2 + \dots \quad (117)$$

Avec :

- $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ est la constante de propagation à ω_0 ,
- $\beta_1 = 1/v_g$ avec $v_g = \frac{n_g}{c} = \frac{1}{c} \left(n_{eff} + \omega \frac{\partial n_{eff}}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} \right)$
- β_2 est la dispersion de la vitesse de groupe (« Group Velocity Dispersion »(GVD)) qui s'exprime généralement en ps^2/m . Elle est reliée à la dispersion D qui s'exprime en $ps/nm/km$:

$$D = -\frac{\lambda}{c} \frac{d^2 n_{eff}}{d\lambda^2} = -\frac{2\pi c}{\lambda^2} \beta_2 \quad (118)$$

Le paramètre β_2 permet de qualifier les différents régimes de dispersion. Si β_2 est positif (cad $D < 0$), la dispersion est dite **normale**. Tandis que si β_2 est négatif (cad $D > 0$), la dispersion est dite **anormale**. Si $\beta \approx 0$, alors il s'agit d'une zone dispersion nulle (permettant lors d'une génération de peigne de fréquences Kerr l'exaltation locale des raies grâce à la radiation Cherenkov [256], [262]).

Le cas du résonateur :

Pour un guide d'onde, la dispersion dépend du matériau et de la forme du guide d'onde. Dans un résonateur, elle est également affectée par la courbure du guide d'onde [313]. Néanmoins nos simulations (Fig. 102) ont montré dans notre cas d'un rayon de $200 \mu m$ en fort confinement, la dispersion d'un guide droit était proche d'un guide courbe. Les fréquences des résonances ω_μ d'un micro-résonateur peuvent être développées sous forme d'un développement de Taylor autour du mode la pompe ω_0 :

$$\omega_\mu = \omega_0 + D_1\mu + \frac{D_2}{2}\mu^2 + \dots \quad (119)$$

Avec μ le nombre entier relatif indexant les résonances autour de la pompe. Les coefficients D_1 et D_2 s'écrivent :

- $D_1/2\pi = ISL$ est l'intervalle spectral libre exprimée en Hz.
- $D_2 = -\frac{\beta_2 D_1^2}{\beta_1} = -\frac{c}{n_g} \beta_2 D_1^2$

Il est commun [256] d'utiliser un autre paramètre tenant compte des ordres de dispersion supérieur en plus de l'ordre 2, il s'agit de la dispersion intégrée D_{int} :

$$\omega_\mu = \omega_0 + D_1\mu + D_{int}(\mu) \quad (120)$$

Ce paramètre permet de visualiser le décalage des résonances par rapport à une grille de fréquence parfaitement espacé d'un ISL. Dans notre cas de génération de peigne de fréquence, nous rechercherons généralement une dispersion anormale correspondant à $\beta_2 < 0$, cad $D > 0$, cad $D_2 > 0$, et donc $D_{int} > 0$.

Annexe F Liste des notations utilisées

Symboles latins	Unités	Définitions
a_N	cm^{-1}	Gain différentiel
A_{eff}	μm^2	Aire modale
c	$m.s^{-1}$	Vitesse de la lumière dans le vide
D	$ps.nm^{-1}.km^{-1}$	Dispersion
D_{int}	$rad.GHz$	Dispersion intégrée
DC	%	Rapport cyclique d'un réseau de Bragg (« Duty Cycle »)
Δf	Hz	Largeur de raie du laser, sauf mention contraire, il s'agira de la largeur de raie intrinsèque (ou encore fondamentale)
Δf_{ST}	Hz	Largeur de raie Schawlow-Townes
Δf_{STH}	Hz	Largeur de raie Schawlow-Townes modifiée par Henry dans le cas d'un semiconducteur
Δn		Différence d'indice de réfraction
E	$V.m^{-1}$	Champ électrique complexe
f	Hz	Fréquence RF
f_r	Hz	Fréquence des oscillations de relaxation
\mathcal{F}		Finesse d'un anneau
F		Facteur de réduction de chirp (« Chirp reduction factor »)
g	cm^{-1}	Gain linéique
G_0	dB	Gain petit signal (cad non-saturé)
L_a	mm	Longueur géométrique du composant actif
L_p	mm	Longueur géométrique du composant passif
n		Indice de réfraction
n_2	$m^2.W^{-1}$	Indice de réfraction non-linéaire
n_{coeur}		Indice de réfraction du cœur du guide d'onde
n_{gaine}		Indice de réfraction de la gaine du guide d'onde
n_{sp}		Facteur d'émission spontanée (c'est-à-dire le facteur d'inversion de population)
n_p		Indice de réfraction effectif du mode se propageant dans le composant passif.
n_{eff}		Indice effectif de mode
N_{ph}	m^{-3}	Densité de photon
p		Ordre du réseau de Bragg
P_{in}	W	Puissance optique intra-cavité laser
P_1, P_2	W	Puissance optique émise par l'un des deux miroirs du laser
P_D	W	Puissance dissipée par le milieu actif
Q		Facteur de qualité
Q_i		Facteur de qualité intrinsèque
Q_{ex}		Facteur de qualité externe
r_i		Réflectivité (en amplitude) du ième miroir du composant
r_{eff}		Réflectivité effective (en amplitude) prenant en compte les différentes fonctions optiques du composant passif
R	μm	Rayon d'un micro-résonateur en anneau

R_i		Réfectivité du ième miroir du composant en intensité compris entre [0,1].
R_{sp}	s^{-1}	Taux d'émission spontanée
T		Transmission d'une fonction optique ou d'un composant
T	$^{\circ}C$	Température du composant
T_0, T_1	$^{\circ}C$	Températures caractéristiques du composant
v_g	$m. s^{-1}$	Vitesse de groupe
V_{accord}	$GHz/\mu s$	Vitesse d'accord
w_{in}, w_{out}	nm	Largeur du ruban avant et après un adaptateur de mode
Z_T	$K. W^{-1}$	Impédance thermique

Symboles grecs	Unités	Définitions
α	m^{-1} ou $dB. m^{-1}$	Pertes de propagation
α_a	m^{-1} ou $dB. m^{-1}$	Pertes de propagation dans le composant actif
α_p	m^{-1} ou $dB. m^{-1}$	Pertes de propagation dans le composant passif
α_m	m^{-1}	Pertes miroir du laser
α_i	m^{-1} ou $dB. m^{-1}$	Pertes internes dans la cavité laser
α_H		Facteur d'Henry, aussi appelé facteur de couplage amplitude-phase, ou encore facteur d'élargissement de largeur de raie
β	m^{-1}	Constante de propagation dans un guide d'onde
β_{TPA}	$cm. GW^{-1}$	Coefficient d'absorption à 2 photons
γ	GHz	Taux d'amortissement de l'oscillation de relaxation
γ	$m^{-1}. W^{-1}$	Coefficient non-linéaire
Γ	$\%$	Facteur de confinement optique
Γ_E		Fonction d'autocorrélation du champ électrique
κ	cm^{-1}	Constante de couplage pour un réseau de Bragg
κ	$rad. s^{-1}$	Largeur à -3 dB d'une résonance d'un résonateur (c'est-à-dire taux de pertes totales)
κ_0	$rad. s^{-1}$	Taux de pertes intrinsèque
κ_{ex}	$rad. s^{-1}$	Taux de pertes externe
λ	nm	Longueur d'onde dans le vide
λ_{Bragg}	nm	Longueur d'onde au centre de la réflectivité du réseau de Bragg
λ_{laser}	nm	Longueur d'onde du laser dans le vide
Λ	nm	Période d'un réseau de Bragg
ν	THz	Fréquence optique
τ_a	ps	Temps d'aller-retour dans le composant actif
τ_p	ps	Temps d'aller-retour dans le composant passif
τ_{ph}	ps	Temps de vie de photon dans une cavité
$\tau_{porteurs}$	ps	Temps de vie des porteurs de charge
ϕ_{eff}	rad	Phase de r_{eff}
Φ		Fonction d'apodisation d'un réseau de Bragg
$\chi^{(3)}$	$m^2. V^{-2}$	Susceptibilité non-linéaire d'ordre 3
ω	$rad. s^{-1}$	Pulsation

Annexe G Liste des abréviations

AR	Anti-Réflexion
ASE	Emission spontanée amplifiée (« Amplified Spontaneous Emission »)
CEA	Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives
CMP	Planarisation mécano-chimique (« Chemical Mechanical Planarization »)
DBR	Laser à réseau de Bragg distribué (« Distributed Bragg Reflector »)
DFB	Laser à rétroaction répartie (« Distributed FeedBack laser »)
DUV	Lithographie par rayons ultraviolets extrêmes (« Deep UltraViolet lithography »)
FWHM	Pleine largeur à mi-hauteur (« Full Width at Half Maximum »)
FWM	Mélange à quatre ondes (« Four-wave mixing »)
FAV	Face avant d'un wafer
FAR	Face arrière d'un wafer
FOM	Figure de mérite (« Figure Of Merit »)
GVD	Dispersion de vitesse de groupe (« Group Velocity Dispersion »)
HDP	Plasma à haute densité (« High Density Plasma »)
HR	Haute-Réflexivité
HWHM	Demi-largeur à mi-hauteur (« Half Width at Half Maximum »)
ISL	Intervalle spectrale libre
LPCVD	Dépôt en chimie en phase vapeur à basse pression (« Low Pressure Chemical Vapor Deposition »)
LLE	Equation de Lugiato-Lefever (« Lugiato-Lefever Equation »)
MQW	Multiplis puits quantiques (« Multiple Quantum Wells »)
PECVD	Dépôt chimique en phase vapeur assisté par plasma (« Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition »)
RIE	Gravure ionique réactive (« Reactive-Ion Etching »)
RIN	Bruit d'intensité relatif (« Relative Intensity Noise »)
RSOA	Amplificateur optique à semiconducteur réfléchissant (« Reflective Semiconductor Optical Amplifier »)
RF	Domaine des radiofréquences (« Radio-Frequency »)
SIBH	Structure enterrée par des caissons latéraux en matériaux semi-isolants (« Semi Insulated Buried Heterostructure »)
SCOWA	Structure à semelle (« Slab Coupled Optical Waveguide Amplifier »)
SMSR	Taux de réjection (« Side Mode Suppression Ratio »)
TEOS	Orthosilicate de tétraéthyle
TPA	Absorption à deux photons (« Two-Photon Absorption »)
TRT	Thales Research and Technology

Titre : Composants hybrides par aboutement InP-Si₃N₄/SiO₂ pour la réalisation de lasers à faible largeur de raie et sources de peignes de fréquences intégrés

Mots clés : Sources hybrides, faible largeur de raie, réseaux de Bragg, nitrure de silicium, peignes de fréquences

Résumé : Les lasers à semiconducteurs à cavité étendue en photonique intégrée sont compacts, consomment peu d'énergie, peuvent être produits à grande échelle, et ont une bonne pureté spectrale. Ils constituent donc des sources idéales pour de nombreuses applications en bande C comme les systèmes lidar embarqués ou les transmissions cohérentes de données.

Les travaux de cette thèse se placent dans ce cadre et présentent des sources dites hybrides, basées sur l'aboutement d'un milieu à gain (InGaAsP/InP) avec un composant passif en nitrure de silicium (Si₃N₄). Tout d'abord, un laser hybride composé d'un amplificateur optique à semiconducteur réfléchissant (RSOA) abouté à un réseau de Bragg est étudié théoriquement et expérimentalement.

La conception, et la caractérisation de différentes géométries de réseaux de Bragg sur la plateforme Si₃N₄ sont décrites en détails. Une faible largeur de raie intrinsèque (<10 kHz) et un RIN inférieur à -150 dB/Hz est démontrée sur les lasers hybrides DBR fabriqués. Nous présentons également une source compacte de peigne de fréquences optiques basée sur un micro-résonateur annulaire en Si₃N₄ injecté par un laser DFB. Le faisceau rétro-réfléchi verrouille la fréquence pompe sur une résonance du micro-résonateur et permet de s'affranchir d'un dispositif d'asservissement encombrant de la fréquence pompe. Les non-linéarités Kerr dans le micro-résonateur conduisent à la génération de peignes de fréquences optiques (taux de répétition : 113 GHz ; largeur à -30 dB : 13,6 THz). Des cristaux solitoniques sont aussi observés.

Title : Butt-coupling of InP-Si₃N₄/SiO₂ components for compact narrow linewidth lasers and optical frequency comb sources

Keywords : Hybrid sources, narrow linewidth, Bragg gratings, silicon nitride, frequency combs

Abstract : Extended-cavity semiconductor lasers in integrated photonics are compact, exhibit narrow linewidth, low power consumption and are compatible with mass production. They are therefore ideal sources for many applications in C-band such as embedded lidar systems or coherent data transmission.

Within this framework, this thesis presents so-called hybrid sources, based on the butt-coupling between a InGaAsP/InP gain medium and a passive silicon nitride (Si₃N₄) component. Firstly, a hybrid laser composed of a reflective semiconductor optical amplifier (RSOA) butt-coupled to a Bragg grating is studied theoretically and experimentally.

The design and characterization of different Bragg grating geometries on the Si₃N₄ platform are described in detail. A narrow intrinsic linewidth (<10 kHz) and a RIN below -150 dB/Hz are demonstrated on the manufactured hybrid DBR lasers. We also present a compact optical frequency comb source made of a Si₃N₄ ring micro-resonator butt-coupled to a DFB laser. The feedback signal from the ring locks the pump frequency to a resonance of the micro-resonator and eliminates the need for a cumbersome pump frequency controller. The Kerr non-linearities in the micro-resonator lead to the generation of optical frequency combs with a 113 GHz repetition rate of with a -30 dB bandwidth of 13.6 THz. Perfect soliton crystals are also observed.