



HAL
open science

Développement d'une source VECSEL bi-fréquence pour la mesure de l'effet brillouin dans les fibres optiques

Léa Chaccour

► To cite this version:

Léa Chaccour. Développement d'une source VECSEL bi-fréquence pour la mesure de l'effet brillouin dans les fibres optiques. Physique [physics]. universite paris est-Marne-la-vallée, 2016. Français. NNT: . tel-01431469

HAL Id: tel-01431469

<https://hal.science/tel-01431469>

Submitted on 10 Jan 2017

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.

+



Thèse présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris-Est

Spécialité : Physique

par

Léa Chaccour

Ecole Doctorale : SCIENCES, INGENIERIE ET ENVIRONNEMENT

***Développement d'une source VECSEL bi-fréquence
pour la mesure de l'effet brillouin dans les fibres
optiques***

Thèse soutenue le 23 Septembre 2016 devant le jury composé de :

M. Patrice Chatellier	Directeur de recherche, IFSTTAR-MLV	<i>Directeur de thèse</i>
M. Aghiad Khadour	Chargé de recherche, IFSTTAR-MLV	<i>Co-encadrant</i>
M. Razvigor Ossikovski	Professeur chargé de cours, LPICM	<i>Rapporteur</i>
M. Abdelhamid Kellou	Professeur des universités, USTHB	<i>Rapporteur</i>
M. Xavier Marie	Professeur des universités, INSA- Toulouse	<i>Examinateur</i>
Mme. Sophie Bouchoule	Chargée de recherche, CNRS-LPN	<i>Examinatrice</i>
M. Jean-louis Oudar	Docteur émérite, CNRS-LPN	<i>Invité</i>
Mme. Anne-laure Billabert	Chargée de recherche, CNAM	<i>Invité</i>

Remerciement

Cette thèse est le fruit d'une collaboration entre l'IFSTTAR et le laboratoire LPN-CNRS, où j'ai effectué le travail expérimental. Les travaux de thèse n'auraient pu aboutir sans la contribution de plusieurs personnes.

Je tiens tout d'abord à remercier Mme Sophie Bouchoule pour son accueil, son encadrement scientifique, son soutien, sa patience et son encouragement au cours de ces trois ans. Outre les acquis scientifiques j'ai appris avec Sophie la patience et la logique.

Je tiens également à remercier les membres de jury, M. Razvigor Ossikovski et M. Abdelhamid Kellou pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de rapporter ce travail, ainsi que M. Xavier Marie pour avoir accepté le rôle d'examineur. Je remercie de même Mme Anne-Laure Billabert et M. Jean-Louis Oudar. Je n'oublie pas le directeur de ma thèse M. Patrice Chatellier.

Je souhaite également exprimer mes remerciements au directeur scientifique délégué de l'IFSTTAR M. Jean-Luc Clément, je n'oublie pas l'école doctorale SIE de l'université Paris-Est, notamment Mme Cécile Blanchemanche et M. Denis Duhamel pour leur aide et leur disponibilité.

Je souhaite exprimer ma gratitude à M. Guy Aubin et M. Kamel Merghem pour m'avoir prêté leur analyseur de spectre électrique, et les autres instruments qui ont été indispensables pour réaliser les mesures de la dérive du battement fréquentiel et de la FWHM. Un sincère merci à Mme Joëlle Guitton qui gère l'administration au LPN-CNRS. Je remercie aussi M. Yannick Olivier, M. Sébastien Le Baut et M. Olivier Benaud pour avoir aidé aux développements de mes différents setups au LPN-CNRS. Je n'oublie pas les agents du service informatique au LPN.

Je pense notamment à tous mes collègues à l'IFSTTAR : Laura, Janelle, Ha, Elias, Pierre... qui ont été tous d'une très agréable compagnie. Je remercie aussi Gonzague Six, Jean-Luc Bachelier, Sylvie Koudoukouho... de l'IFSTTAR. Je n'oublie pas mes collègues au laboratoire LPN-CNRS : Ahmad, Vivek, Vishnu... Merci également à tous mes amis extérieurs au campus pour l'ambiance exceptionnelle qu'ils ont apportée durant ma période de préparation doctorale – je n'oublie pas Mireille.

Un grand merci à mes parents pour leur soutien pendant les moments difficiles, surtout à mon frère Youssef qui a été une source constante de motivation et de persévérance et à qui cette thèse est dédiée.

J'ai fait tout mon possible pour n'oublier personne dans ces remerciements. Si je n'ai pas réussi dans cette tâche, que les absents sachent que j'ai eu plaisir à les rencontrer.

Résumé

Ce travail de thèse concerne la réalisation d'une source VECSEL bi-fréquence émettant à 1550 nm pour les capteurs à fibres optiques à base de l'effet Brillouin. Nous présentons la conception et la réalisation de la source VECSEL bi-fréquence. Nous comparons les caractéristiques de notre source réalisée avec les spécifications visées pour la source à utiliser dans un capteur sur fibre optique fondé sur l'effet Brillouin.

Mots clés : VECSEL bi-fréquence, capteurs à fibres optiques, laser à semi-conducteur, rétrodiffusion Brillouin.

Dans un premier temps, nous avons testé les structures VECSELS fabriquées dans le but de sélectionner la structure la plus performante pour notre système final. La structure sélectionnée délivre en cavité plan-concave simple une puissance de sortie ~200 mW avec une évacuation de chaleur à travers le miroir de Bragg et le substrat.

L'objectif est de réaliser un VECSEL bi-fréquence avec une différence de fréquence proche de la fréquence Brillouin dans une fibre optique, $\nu_B \sim 11$ GHz. Après une analyse du principe utilisé pour l'obtention d'un VECSEL bi-fréquence, nous avons calculé l'accordabilité du décalage fréquentiel pouvant être obtenue selon plusieurs méthodes (rotation du cristal biréfringent intra-cavité, variation de la température du cristal biréfringent, et variation de la longueur de cavité). Nous avons observé qu'une accordabilité grossière (de l'ordre du GHz) pourrait-être assurée avec la rotation de la lame biréfringente alors qu'une accordabilité plus fine (de l'ordre du MHz) pourrait être assurée avec la variation de la température du cristal ainsi que la variation de la longueur de cavité.

Nous avons ensuite démontré la possibilité de réaliser une émission bi-fréquence avec nos structures semi conductrices. Les premières expériences ont montré une émission instable, mais la stabilité (observée avec un analyseur de spectre optique de résolution ~1 GHz) a pu être améliorée en optimisant la table optique utilisée. Un meilleur contrôle de la stabilité de l'émission bi-fréquence a aussi été obtenu avec une diode de pompe monomode transverse qui a permis une meilleure focalisation du spot de pompe pour l'excitation du mode fondamental de cavité. La puissance de sortie du VECSEL en émission bi-fréquence a été étudiée et comparée aux spécifications visées pour le capteur. Nous avons conclu qu'une puissance de sortie de 50 mW pouvait être obtenue en optimisant la réflectivité du miroir de sortie ainsi que la fonction de filtre et l'intervalle spectral libre de l'étalon Fabry-Pérot. Nous avons aussi comparé la stabilité de l'émission bi-fréquence pour différentes valeurs du recouvrement spatial entre les deux modes orthogonaux de cavité. Une émission bi-fréquence stable (mesurée avec une résolution de 1 GHz) a pu être observée avec un coefficient de recouvrement spatial allant de 0% à 70%. Pour finir, des mesures plus fines du signal de battement ont été réalisées dans le domaine électrique. Nous avons mesuré une largeur de raie de 200 kHz du signal de battement. En cavité non-asservie, le signal de battement présentait une dérive ou gigue temporelle estimée à ~1 MHz/min.

Abstract

In this thesis, we focus on the development of a dual-frequency VECSEL source operating at 1550 nm for Brillouin based optical fiber sensors. We present the design and the realization of this dual-frequency source. We compare the obtained results to the recommended specifications for Brillouin fiber sensors.

Keywords: dual -frequency VECSEL, optical fiber sensors, semiconductor lasers, Brillouin scattering.

In a first step, we have examined the output power of the fabricated VECSEL structures. The selected structure ensures an output power of ~ 200 mW using a downward heat dissipation scheme.

We aim to realize a dual-frequency VECSEL with a frequency difference ν_B close to 11 GHz. After the analysis of the principle used to obtain dual-frequency emission, we have calculated the frequency difference tunability with several ways (rotation of the birefringent crystal, temperature variation of the birefringent crystal and cavity length variation). A large tunability (GHz order) can be realized when the birefringent crystal is rotated. A weak tunability (MHz order) can be achieved by varying the cavity length and the crystal temperature.

We have demonstrated the realization of a dual-frequency VECSEL at 1550 nm; however, the obtained laser emission was unstable. By optimizing our optical table, the observed dual frequency emission was stable (using a resolution ~ 1 GHz). A better control of the laser emission stability is ensured using a single mode pump source. This type of source ensures the pumping of the fundamental cavity modes only.

The output power of the dual- frequency VECSEL was studied and compared to the desired specifications. An output power around 50 mW can be obtained by optimizing the reflectivity of the output coupler, the filter function and of the free spectral range (FSR) of the Fabry-Perot etalon.

We have compared the stability of the dual frequency emission for different coupling coefficients (0 to 70%). A stable dual-frequency emission was observed using a 1 GHz resolution. By investigating the stability with a kHz resolution we have measured a FWHM close to 200 kHz. A jitter of 1 MHz/minute was observed with no phase locked laser loop.

Abréviations

OTDR : *Optical Time Domain Reflectometry* ; Réflectométrie Optique par Analyse Temporelle

OFDR : *Optical Frequency Domain Reflectometry* ; Réflectométrie Optique par Analyse Fréquentielle

B-OTDR : *Brillouin Time Domain Reflectometry* ; Réflectomètre Brillouin par Analyse Temporelle

B-OTDA : *Brillouin Time Domain Analysis* ; Analyseur Brillouin par Analyse Temporelle

CFO : *Capteurs à base de Fibres Optiques*

SRS : *Stimulated Raman Scattering*; diffusion Raman stimulée

SptBS : *Spontaneous Raman Scattering*; diffusion Raman spontanée

BGS : *Brillouin Gain Spectrum*; spectre de gain de Brillouin

EDFA : *Erbium Doped Fiber Amplifier*; amplificateur à fibre dopé erbium

DFB: *Distributed Feedback Laser*

FTIR : *Fourier Transform InfraRed spectroscopy*

CVD: *Chemical Vapor Deposition*

ISL : *Intervalle Spectral Libre*

OSA : *Optical Spectrum Analyser* ; Analyseur de spectre optique

ESA : *Electrical Spectrum Analyser*; Analyseur de spectre électrique

YVO₄: *Orthovanadate d'Yttrium*

R_{OC} : *Rayon de courbure du miroir de sortie*

L_{cav} : *Longueur de cavité*

RBW : *Resolution bandwidth*

VBW : *Video Bandwidth*

FHWM: *Full Width at Half Maximum*

s: *Séparation spatiale induite par la lame YVO₄*

L_p : *Epaisseur du puits quantique*

ω_0 : *Waist à $1/e^2$*

ω_p : *Rayon du spot de pompage à $1/e^2$*

OL : *Oscillateur local*

PQ : *Puits quantique*

VECSEL : *Vertical External Cavity Surface Emitting Laser*

VCSEL : *Vertical Cavity Surface Emitting Laser*

g_B : *Coefficient gain Brillouin*

Δv_B : *Largeur à mi-hauteur de la raie Brillouin*

v_B : *Fréquence Brillouin*

Table de Matières

Introduction générale

Chapitre I. Introduction aux capteurs à base de fibres optiques (CFO)	2
I.1 Les Capteurs à base de fibres optiques.....	2
I.1.a Avantages des Capteurs à Fibres Optiques.....	2
I.1.b Les capteurs à base du réseau de Bragg	2
I.2 Les phénomènes de rétrodiffusion dans les fibres optiques	3
I.2.a Rétrodiffusion de Rayleigh.....	4
I.2.b Rétrodiffusion Raman.....	5
I.2.c Diffusion Brillouin	6
I.2.c.i Diffusion de Brillouin spontanée (SpBS)	6
I.2.c.ii Diffusion de Brillouin stimulée (SBS)	7
I.2.c.iii Dynamique de la rétrodiffusion Brillouin dans les fibres optiques.....	9
I.3 Capteurs répartis à base des fibres optiques.....	11
I.3.a Systèmes à base de la rétrodiffusion Rayleigh	12
I.3.b Utilisation de la rétrodiffusion Raman dans les systèmes d'interrogation	12
I.3.c Utilisation de l'effet Brillouin dans les systèmes d'interrogation	13
I.3.c.i Interrogeurs à base de l'effet Brillouin spontané	13
I.3.c.ii Interrogeurs à base de l'effet Brillouin stimulé.....	14
I.4 Configuration proposée pour la diminution du coût des capteurs à effet Brillouin spontané.....	15
I.5 Détection du signal dans le domaine des moyennes fréquences	16
I.6 Configuration des Capteurs à Fibres Optiques à base de l'effet Brillouin en utilisant une source VECSEL bi-fréquence	17
I.6.a Capteurs utilisant la rétrodiffusion Brillouin spontanée.....	17
I.6.b Capteurs utilisant la rétrodiffusion Brillouin stimulée	18
Références	20
Chapitre II. Présentation de la structure VECSEL	25
II.1 Introduction	25
II.1.a Avantages de la configuration VECSEL	25
II.1.b Régimes d'émission et applications.....	28
II.1.c Caractéristiques importantes des VECSELS	30
II.1.c.i Dissipation de la chaleur dans la structure VECSEL.....	30

II.1.c.ii	Gain modal du VECSEL.....	31
II.1.c.iii	Bruit d'intensité dans les VECSELS.....	32
II.2	Les VECSELS à 1550 nm	33
II.2.a	État de l'art.....	33
II.2.b	Fabrication de la structure VECSEL utilisée dans cette thèse.....	34
II.2.c	Caractérisation des structures VECSEL	37
II.2.c.i	Principe du fonctionnement laser en cavité plan-concave.....	37
II.2.c.ii	Montage expérimental pour le test des structures	41
II.2.c.iii	Résultats des tests obtenus avec les structures VECSEL	46
II.2.c.iii.a	Test réalisé sans aucun dépôt anti reflet	47
II.2.c.iii.b	Test réalisé avec dépôt AR à 1550nm	47
II.2.c.iii.c	Test réalisé avec une cavité résonante et dépôt anti reflet (AR) à 980nm	49
II.3	Conclusion.....	49
	Références	50
	Chapitre III..... Conception et réalisation d'un VECSEL bi-fréquence à 1.55µm pour les interrogateurs de Brillouin.....	55
III.1	Travaux antérieures des lasers bi-fréquences.....	55
III.1.a	Lasers bi-fréquences à l'état solide.....	55
III.1.b	VECSELS bi-fréquences	56
III.2	Conception de la cavité laser.....	58
III.2.a	La géométrie de la cavité	58
III.2.b	L'utilisation d'un étalon Fabry-Perot intra-cavité	59
III.2.c	Caractéristiques du cristal biréfringent	62
III.2.c.i	Propagation du faisceau laser dans le cristal biréfringent	62
III.2.c.ii	Le phénomène de la double réfraction	63
III.2.c.iii	Réfraction des rayons à l'intérieur d'un cristal biréfringent uniaxe.....	63
III.2.c.iv	Calcul de la séparation spatiale induite par la lame biréfringente	65
III.2.d	Coefficient de couplage entre les modes de cavité	66
III.2.e	Calcul de la différence de fréquence ($\Delta\nu$).....	68
III.2.e.i	Accordabilité du décalage fréquentiel avec la variation de la température....	70
III.2.e.ii	Accordabilité du décalage fréquentiel avec la variation de l'angle d'incidence.....	73

III.2.e.iii	Accordabilité du décalage fréquentiel avec la variation de la longueur de la cavité.....	75
III.3	Conclusion.....	76
Références.....		77
Chapitre IV Résultats expérimentaux		80
IV.1	Emission laser bi-fréquence avec une source de pompage multimode.....	80
IV.1.a	Description du montage expérimental	80
IV.1.a.i	Présentation des différents éléments du montage.....	80
IV.1.a.i.a	Le dissipateur de chaleur	81
IV.1.a.i.b	Les éléments de la cavité optique	82
IV.1.a.ii	Gain disponible pour les modes ordinaires et extraordinaires et orientation de la structure VECSEL.....	83
IV.1.a.iii	Le laser de pompage	84
IV.1.a.iii.a	Description du système optique de pompage	84
IV.1.a.iii.b	Mesure de la taille du spot de pompe	85
IV.1.a.iv	Equipements de caractérisation de l'émission laser	89
IV.1.b	Premiers tests pour la réalisation de l'émission bi-fréquence.....	91
IV.1.b.i	Détermination de la longueur de la cavité L_{cav}	91
IV.1.b.ii	Procédure d'alignement de la cavité en présence de la lame biréfringente	91
IV.1.b.iii	Obtention de l'émission bi-fréquence et mise en évidence de l'instabilité	92
IV.1.b.iv	Effet de la taille du spot de pompage et de la compétition entre modes transverses.....	93
IV.1.b.v	Effet des vibrations et de l'isolation de la table optique.....	95
IV.1.c	Réalisation de l'émission laser bi-fréquence après l'optimisation de la table optique.....	96
IV.1.c.i	Emission bi-fréquence stable avec le laser multimode.....	96
IV.1.d	Conclusion	97
IV.2	Emission laser bi-fréquence avec une source de pompage monomode	97
IV.2.a	Description du montage expérimental avec la pompe monomode	98
IV.2.a.i	Éléments de la cavité utilisés dans la suite des expériences.....	98
IV.2.a.ii	Système de focalisation de la source de pompage.....	99
IV.2.a.ii.a	Optique de focalisation	99
IV.2.a.ii.b	Mesure de la taille du spot de pompe	100

IV.2.a.ii.c	Adaptation du spot de pompage pour le pompage des deux modes de cavités.....	101
IV.2.b	Obtention de l'émission bi-fréquence.....	103
IV.2.c	Etude de la puissance de sortie.....	105
IV.2.d	Influence du recouvrement spatial entre les modes orthogonaux.....	109
IV.2.d.i	Emission bi-fréquence avec un recouvrement nul.....	109
IV.2.d.ii	Emission bi-fréquence avec un recouvrement de 25%.....	110
IV.2.d.iii	Emission bi-fréquence avec un recouvrement de 50%.....	112
IV.2.d.iv	Emission bi-fréquence avec un recouvrement de 70%.....	112
IV.2.e	Effet du filtre étalon.....	114
IV.2.f	Analyse fine de la stabilité de la différence de fréquence.....	114
IV.2.f.i	Principe de la mesure.....	114
IV.2.f.ii	Mise en évidence de la gigue de la différence de fréquence.....	115
IV.2.f.iii	Origines de la gigue de la différence fréquentielle observée sur l'ESA...117	
IV.2.f.iii.a	Effet du coefficient de recouvrement.....	117
IV.2.f.iii.b	Autres effets possibles qui induisent l'instabilité de l'émission bi-fréquence.....	118
IV.3	Perspectives pour un meilleur contrôle de l'émission bi-fréquence.....	118
IV.3.a	Réduction la gigue et la dérive de la différence de fréquence.....	118
IV.3.b	Contrôle de la valeur de la différence de fréquence.....	119
IV.3.c	Accordabilité de la différence de fréquence.....	121
IV.4	Conclusion.....	123
	Références.....	124
	Conclusion générale.....	126
	Annexe.....	129

Introduction générale

En 1922, Léon Brillouin a démontré que la diffusion de la lumière par les ondes acoustiques causées par l'agitation thermique dans un milieu (tel que la fibre optique) est accompagnée d'un décalage fréquentiel. Ce phénomène fut nommé la diffusion Brillouin.

La modification des caractéristiques de cette diffusion avec la variation de la température et l'application des contraintes a poussé les chercheurs à exploiter ce phénomène pour réaliser des capteurs à fibres optiques. Le premier capteur à fibre optique à base de l'effet Brillouin été réalisé en 1989 et depuis ce temps différentes configurations de capteurs Brillouin ont été développées pour la surveillance de la santé des structures telles que les digues, les ponts, les tunnels...

Nous proposons une nouvelle configuration de capteurs à fibre optique fondée sur l'effet Brillouin en utilisant une source VECSEL bi-fréquence afin de diminuer le coût de ces capteurs.

Cette thèse concerne la réalisation et l'optimisation d'une **source VECSEL bi-fréquence émettant à 1550 nm** en vue de l'utiliser plus tard dans un capteur à fibre optique fondé sur l'effet Brillouin. Les travaux réalisés ont eu pour but de concevoir une source VECSEL bi-fréquence dont les spécifications sont bien adaptées pour la détection et l'analyse du signal Brillouin rétro-diffusé afin d'assurer une mesure fiable et en temps réel de la température et des contraintes.

La source VECSEL bi-fréquence à 1.5 μ m a été réalisée et testée au laboratoire LPN-CNRS.

Présentation du manuscrit

Ce manuscrit de thèse s'articule en quatre chapitres.

Le **Chapitre I** décrit les avantages des capteurs à base des phénomènes de rétrodiffusion dans les fibres optiques. Un bref état de l'art des capteurs à fibres optiques fondé sur les phénomènes de rétrodiffusion Rayleigh, Raman, et Brillouin est exposé. Nous décrivons ensuite les différentes configurations de capteurs à base de l'effet Brillouin spontané et stimulé, puis les différentes solutions possibles permettant la diminution du coût de ces capteurs. Nous abordons à la fin de ce premier chapitre l'avantage d'utiliser une source VECSEL bi-fréquence qui réside dans le fait que les deux fréquences partagent la même cavité et sont donc exposées aux mêmes fluctuations ou instabilités. Ceci pourrait permettre de s'affranchir des systèmes électroniques pour la synchronisation des deux fréquences. Les spécifications recommandées pour cette source sont données à la fin de ce chapitre.

Le **Chapitre II** est une présentation détaillée des VECSELS pompés optiquement. Nous présentons les avantages du pompage optique, les différentes applications des VECSELS et l'état de l'art des VECSELS émettant à 1550 nm. Une attention particulière est portée à la description des configurations existantes pour la dissipation de chaleur des structures sur substrat InP généralement utilisées pour atteindre ce domaine de longueur d'onde. Une description rapide de la fabrication des structures VECSEL est présentée. A la fin de ce chapitre nous donnons les résultats des tests des structures VECSELS fabriquées qui seront utilisées pour la cavité bi-fréquence. La conception de la cavité VECSEL bi-fréquence est détaillée dans le **Chapitre III**.

Le rôle des éléments intra cavité, la lame biréfringente et le filtre étalon, y est expliqué. La première est utilisée pour assurer une séparation spatiale et fréquentielle du faisceau laser alors que le second est utilisé pour assurer une émission monomode longitudinale sur chaque polarisation. Nous présentons aussi dans ce chapitre un état de l'art des différents travaux

conduits pour réaliser une cavité bi-fréquence. **Notre but est de réaliser une source VECSEL bi-fréquence à 1.5 μm avec un décalage fréquentiel proche de 11 GHz** (décalage Brillouin dans les fibres optiques monomodes). Pour cela la dernière partie du chapitre III présente les calculs effectués pour estimer l'accordabilité du décalage fréquentiel (autour de 11 GHz) pouvant être obtenue suivant différentes méthodes (rotation de la lame biréfringente, variation de la température de cette lame et variation de la longueur de la cavité).

Le **Chapitre IV** concerne les résultats expérimentaux. Dans ce chapitre, nous démontrons la faisabilité d'une source VECSEL bi-fréquence à 1550 nm avec nos structures. Nous présentons les premiers résultats obtenus en émission bi-fréquence et discutons des causes de l'instabilité observée sur les spectres optiques. Après l'optimisation de la table optique, et du système de pompage optique, une émission bi-fréquence stable a pu être obtenue. Nous avons ensuite cherché à augmenter la puissance de sortie du VECSEL, pour cela nous avons examiné l'influence des éléments intra cavité sur la puissance de sortie.

La stabilité de l'émission bi-fréquence étant un paramètre important pour les capteurs à base de l'effet Brillouin, cette stabilité a été examinée, d'abord à l'aide d'un analyseur de spectre optique (avec une résolution de l'ordre du GHz). Une étude plus précise a ensuite été effectuée avec un analyseur de spectre électrique. Pour finir nous discutons des pistes d'amélioration de la source laser bi-fréquence, notamment en recherchant un filtre étalon idéal pour maintenir plus facilement une émission bi-fréquence stable.

I. Introduction aux capteurs à base de fibres optiques (CFO)

Les capteurs intrinsèques à base de fibres optiques conçus pour les mesures distribuées de grandeurs physiques (déformations mécaniques, variations thermiques) sont très souvent utilisés pour le contrôle de l'intégrité et de la sécurité des systèmes et des structures dans le génie civil ou dans l'industrie pétrolière. La détection précoce des anomalies permet en effet d'éviter l'endommagement des structures [1] [2].

Dans ce chapitre, nous décrirons les différents phénomènes de rétrodiffusion dans une fibre optique (Rayleigh, Raman, et Brillouin). Grâce à ces phénomènes qui varient avec certains paramètres physiques (température, pression ...), la surveillance des structures peut être assurée. Dans ce chapitre, nous présenterons également les différents types de capteurs distribués utilisant les phénomènes de rétrodiffusion dans les fibres optiques, les avantages des capteurs fondés sur la rétrodiffusion Brillouin et en fin de chapitre, nous présenterons la nouvelle configuration proposée pour réaliser un capteur distribué basé sur la rétrodiffusion Brillouin.

I.1 Les Capteurs à base de fibres optiques

Au cours des dernières décennies, les fibres optiques ont révolutionné le domaine des télécommunications en assurant la transmission des informations à longues distances avec des hauts débits et de faibles coûts [3]. Avec ces fibres optiques, nous pouvons réaliser des capteurs dont les principaux avantages sont représentés dans ce qui suit.

I.1.a Avantages des Capteurs à Fibres Optiques

Les avantages des Capteurs à Fibres Optiques, par rapport aux capteurs électroniques traditionnels, sont nombreux. Un résumé de ces avantages est donné dans la suite :

- La fibre optique est fabriquée avec des matériaux diélectriques chimiquement inertes. Ceci permet de placer les capteurs à base de fibres optiques dans les environnements corrosifs et dans les milieux où il y a des risques d'explosion [4].
- Les fibres optiques sont fabriquées avec de la silice qui possède une température de fusion élevée (autour de 1500°C). Elles sont donc résistantes à la température et, par suite, il est possible d'installer la fibre dans un environnement à haute température.
- La petite taille et la légèreté des fibres fait de la fibre un capteur peu intrusif.
- La fibre optique de silice possède une atténuation faible, avec un minimum autour de 1550 nm.

Les Capteurs à Fibres Optiques à base de réseaux de Bragg et de cavités Fabry-Perot, sont aujourd'hui largement utilisés dans la surveillance des infrastructures pour réaliser des mesures précises localisées. Leur nombre dépend des dimensions et de la complexité de la structure. Nous commençons donc par rappeler le principe des capteurs à réseaux de Bragg.

I.1.b Les capteurs à base de réseau de Bragg

Dans une fibre optique, un réseau de Bragg est un petit segment dont le cœur présente une modification périodique et permanente de l'indice de réfraction [5] [6].

Il agit comme un miroir sélectif en longueur d'onde, réfléchissant une longueur d'onde particulière, appelée longueur d'onde de Bragg (λ_b).

$$\lambda_b = 2n_{\text{eff}}\Lambda$$

I- 1

La longueur d'onde de Bragg est proportionnelle au « pas » (Λ) et à l'indice effectif du mode optique guidé dans la fibre (n_{eff}). Ainsi, toute modification de ces paramètres déplace proportionnellement λ_b .

Le suivi du décalage spectral permet de remonter aux paramètres mesurables, comme la température ou les déformations subies localement par la fibre optique [7].

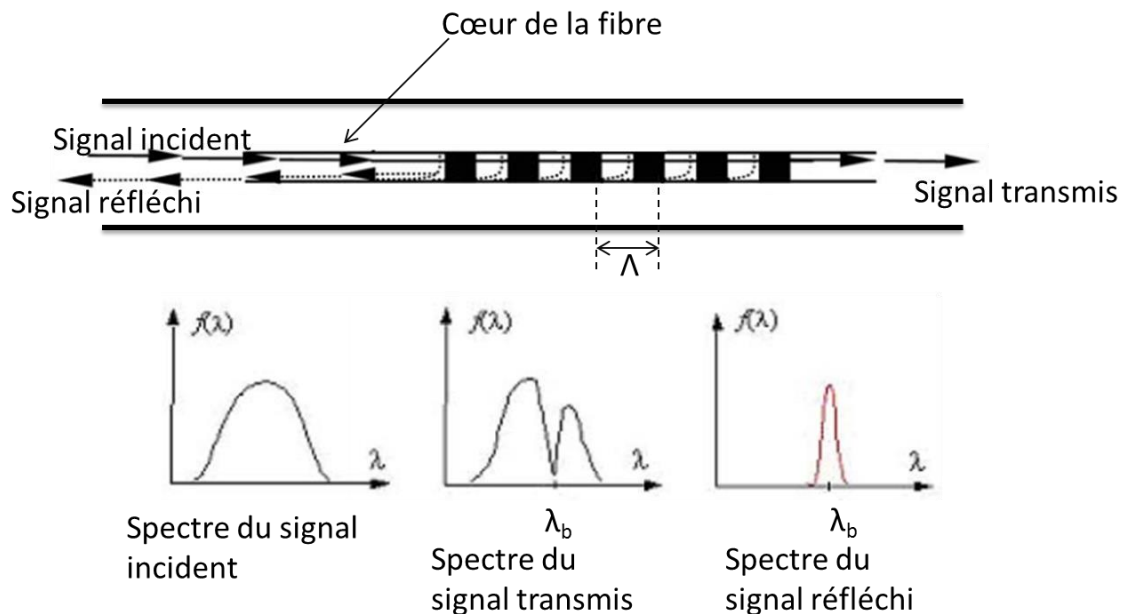


Figure I-1: Représentation du principe capteur à réseau de Bragg

L'utilisation des réseaux de Bragg est limitée par leur nombre le long de la fibre optique, qui limite le nombre de points de mesure. Par contre, dans le cas des Capteurs à Fibres Optiques répartis, il est possible d'obtenir des informations sur la déformation et/ou la température en chaque point de la fibre [8]. Ces types de capteurs sont basés sur les phénomènes **de rétrodiffusion dans les fibres optiques tels que la rétrodiffusion Rayleigh, Brillouin et Raman**. Nous décrivons dans ce qui suit chacun de ces phénomènes de rétrodiffusion.

I.2 Les phénomènes de rétrodiffusion dans les fibres optiques

Plusieurs phénomènes participent à l'atténuation de la lumière par la fibre optique : l'absorption, les pertes dus à la diffusion élastique (la diffusion de Rayleigh), le couplage de modes, la diffusion non-élastique (diffusion Brillouin, spontanée ou stimulée, diffusion Raman) [9] [10]. Un spectre typique d'atténuation d'une fibre optique de silice est représenté sur la Figure I-2.

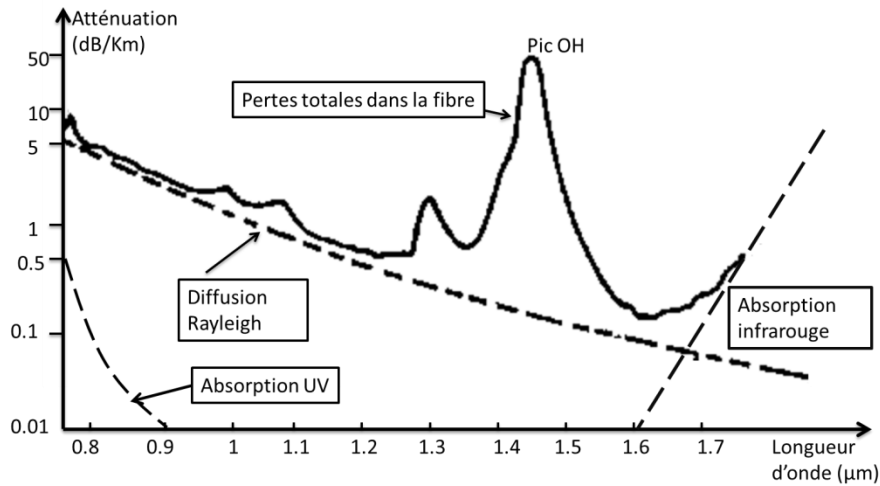


Figure I-2 : Spectre d'atténuation d'une fibre optique de silice

I.2.a Diffusion de Rayleigh

La diffusion de Rayleigh a lieu lorsque la taille des molécules (exemple : les molécules de silice lorsque la diffusion a lieu dans une fibre optique) est plus petite, voire du même ordre de grandeur, que la longueur d'onde d'incidence. C'est une diffusion de type élastique, du fait que le noyau de l'atome est beaucoup plus lourd que l'électron, son déplacement est négligeable. Dans une fibre optique, les inhomogénéités des matériaux du cœur, créent des fluctuations de densité. Ces fluctuations induisent une variation de l'indice de réfraction et, par suite, la rétrodiffusion de la lumière [11]. Le coefficient d'atténuation de la diffusion Rayleigh est proportionnel à λ^{-4} [12].

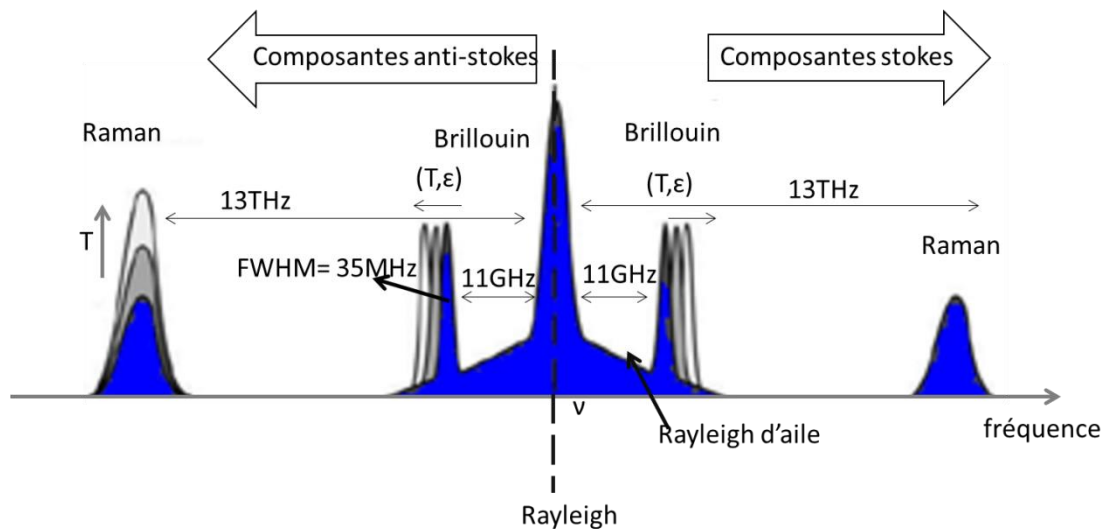


Figure I-3: Répartition spectrale de la lumière diffusée spontanément par une fibre optique de silice : les décalages spectraux standard des spectres Raman et Brillouin par rapport à l'onde rétrodiffusée de Rayleigh sont affichés ainsi que la température T et les contraintes ϵ

La Figure I-3 schématise le décalage Stokes et anti-Stokes de la rétrodiffusion Rayleigh, Raman et Brillouin par rapport à la longueur d'onde incidente représentée par le trait pointillé

($\lambda = 1550$ nm dans notre cas). Le phénomène de Rayleigh formant des ailes de part et d'autre de la raie principale (*Rayleigh Wing*), visible sur la Figure I-3, représente un processus de diffusion de la lumière causé par les molécules anisotropes qui ont tendance à s'orienter dans la direction du champ électrique d'une onde laser, et qui peuvent entraîner la modification de l'indice de réfraction du milieu. Cette tendance est partiellement contrebalancée par l'agitation thermique qui tend à rendre isotrope la distribution d'orientation des molécules. L'évolution dynamique de l'orientation moléculaire est caractérisée par un temps d'orientation, ce temps est de l'ordre de 10 ps dans la fibre de silice ce qui est à l'origine de l'élargissement spectral [11].

I.2.b Rétrodiffusion Raman

L'agitation thermique permet le passage de certaines molécules existantes dans le cœur de la silice de l'état fondamental à un état excité [7].

Dans le cas de la diffusion Raman spontanée, lorsque le photon incident, ayant une énergie $h\nu_p$, excite un niveau vibrationnel du milieu (la fibre optique) ayant une énergie $h\nu_v$, il cède une partie de son énergie pour le faire passer à un état excité, dans ce cas, l'énergie du photon diffusé est donnée par la formule I-2 c'est le cas d'une diffusion Stokes. Le cas de la diffusion anti-Stokes, correspond à l'interaction avec la molécule dans son niveau excité. Le photon diffusé récupère l'énergie libérée par le retour de la molécule à son niveau fondamental, l'énergie de ce photon diffusé est donnée par la formule I-3 [7].

$$h\nu_s = h\nu_p - h\nu_v \quad \text{I-2}$$

$$h\nu_{as} = h\nu_p + h\nu_v \quad \text{I-3}$$

La Figure I-4 présente une description schématique des transitions énergétiques de la rétrodiffusion Raman spontanée.

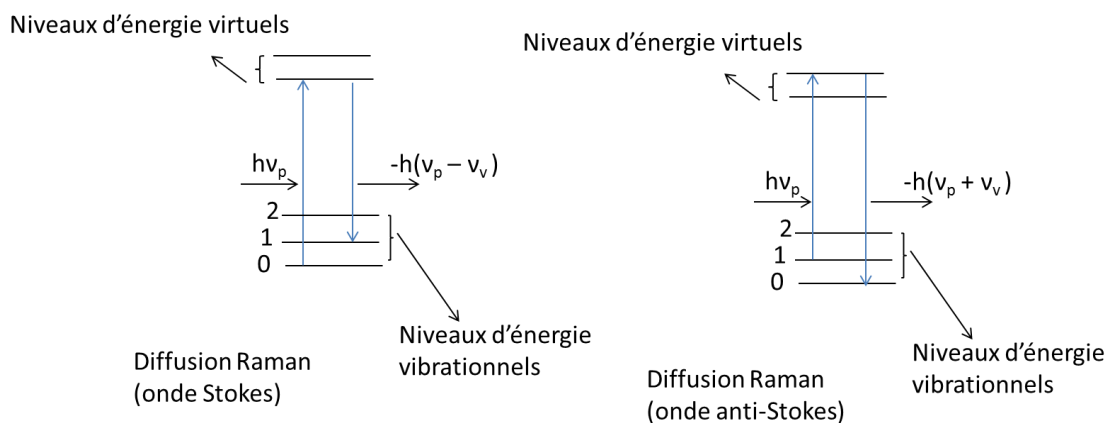


Figure I-4 : Schémas représentant la diffusion Raman : le premier représente la diffusion Raman avec un décalage Stokes : le photon diffusé possède une énergie inférieure au photon incident. Le deuxième représente la diffusion Raman avec un décalage anti-Stokes : le photon diffusé possède une énergie supérieure au photon incident

En 1962, l'effet Raman stimulé (SRS) a été découvert [13]. Il a été remarqué que l'intensité de l'onde Stokes augmente rapidement dans le milieu grâce à l'onde pompe qui lui transmet

la majorité de son énergie [14]. La Figure I-5 présente une illustration du principe de diffusion Raman stimulée. En effet, la diffusion Raman stimulée est un couplage entre deux ondes aux fréquences de l'onde incidente (la pompe) et du signal (Stokes). Lorsque la puissance du faisceau de pompage est élevée, une grande partie de cette puissance peut être transférée vers l'onde Stokes et par suite le signal optique sera amplifié. Le décalage de la fréquence Raman rétrodiffusée dans une fibre de silice est de l'ordre de ~ 13 THz dans la bande spectrale $1,55 \mu\text{m}$. Notons que l'effet Raman stimulé n'est pas utilisé pour la réalisation des capteurs. En effet, l'onde Stokes est amplifiée alors que l'onde anti-Stokes est atténuée dans les deux cas, proportionnellement à la pompe. Par conséquent, il n'est pas possible de tirer l'information sur la température [14].

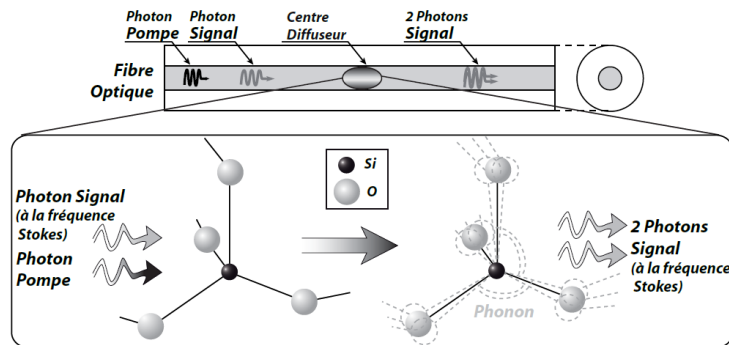


Figure I-5: Illustration du principe de diffusion Raman stimulée au sein d'une fibre optique silice [15]

I.2.c Diffusion Brillouin

I.2.c.i Diffusion de Brillouin spontanée (SpBS)

Sous l'effet de la température une agitation thermique est créée dans le milieu. Cette agitation entraîne le déplacement des molécules autour de leur position d'équilibre. La superposition des vibrations de ces molécules crée des ondes acoustiques. Ces dernières modifient la pression dans le milieu ce qui induit une variation locale de l'indice de réfraction du milieu. L'interaction de l'onde incidente avec le réseau d'indice donne naissance à l'onde Brillouin diffusée. Dans ce cas, une faible fraction de l'onde pompe est diffusée, c'est ce qu'on appelle la diffusion Brillouin spontanée [16].

L'onde optique, qui se propage dans un milieu à une fréquence ν_p , interagit avec l'onde acoustique de fréquence ν_B dans ce même milieu, il y a alors formation d'une nouvelle fréquence optique Stokes $\nu_s = \nu_p - \nu_B$ (ou d'une fréquence optique anti-Stokes $\nu_{as} = \nu_p + \nu_B$) [16].

Les directions de propagation de ces trois ondes (onde pompe, onde acoustique et onde Stokes) dans une fibre optique sont présentées à la Figure I-6. Si l'onde de pompe est injectée dans la direction des z croissants, l'onde Stokes se trouve rétrodiffusée par une onde acoustique se propageant également dans la direction des z croissants.

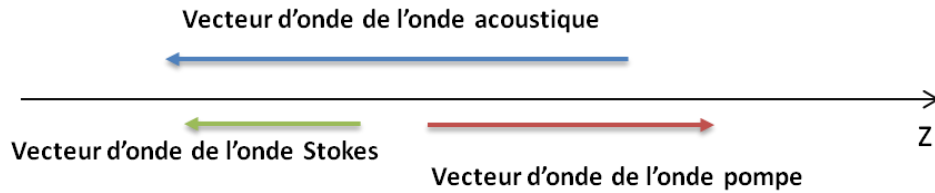


Figure I-6: Vecteurs d'ondes des ondes impliquées dans la diffusion Brillouin Stokes dans une fibre optique

I.2.c.ii Diffusion de Brillouin stimulée (SBS)

La diffusion Brillouin stimulée a lieu entre l'onde pompe de fréquence ν_p et l'onde Stokes de fréquence ν_s ($\nu_s = \nu_p - \nu_B$). L'interférence entre ces deux ondes génère un battement égal à ν_B et produit par électrostriction¹ une onde acoustique ν_a à la même fréquence ν_B . Cette onde acoustique enrichit le milieu en phonons et accroît la diffusion de l'onde pompe en onde Stokes. Le principe du phénomène de la rétrodiffusion Brillouin stimulé est illustré à la Figure I-7.

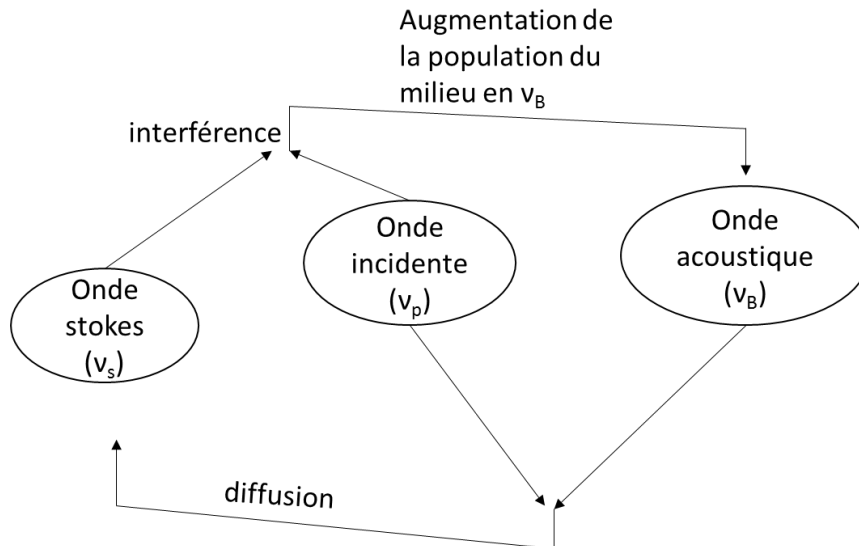


Figure I-7: Le phénomène de la diffusion de Brillouin stimulée

Il faut noter que lorsque le phénomène de la diffusion Brillouin stimulée est déclenché, la population du milieu en phonons anti-Stokes diminue, et au bout d'un certain temps il y a disparition de la raie anti-Stokes [17].

La Figure I-8 représente les décalages Stokes et anti-Stokes dans les cas d'une diffusion Brillouin stimulée et spontanée.

¹ Dans un milieu diélectrique et sous l'action d'un champ électrique les molécules se polarisent et migrent vers des zones où le champ électrique est le plus élevé. Ceci va permettre la concentration des molécules dans une certaine région et donc une compression de la matière conduisant à la fin à l'augmentation de l'indice de réfraction de ces zones.

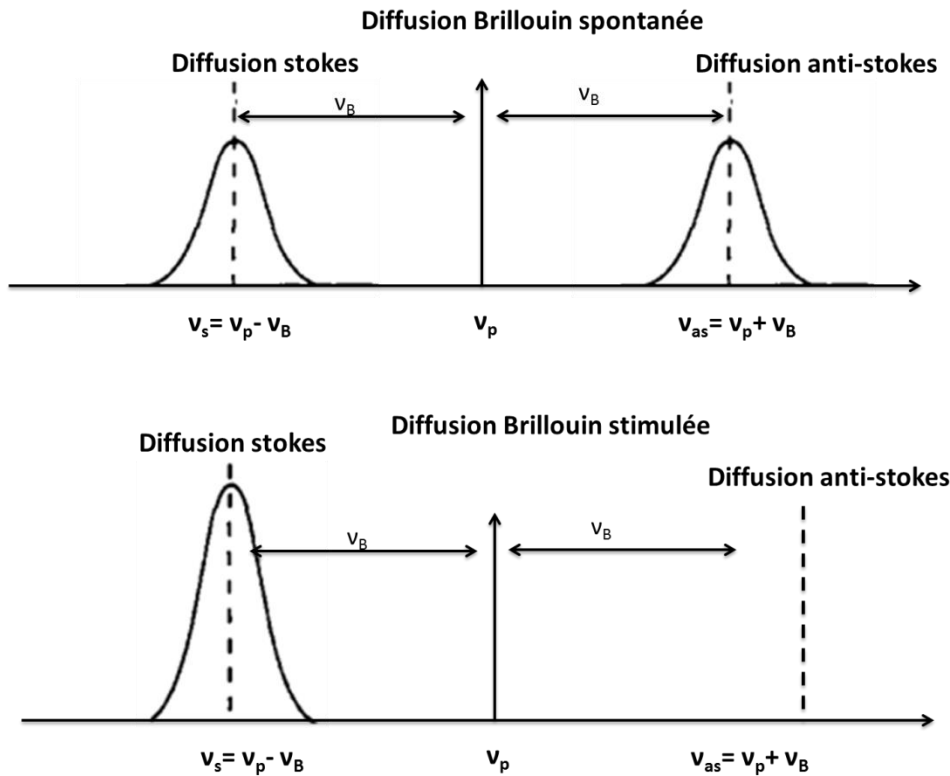


Figure I-8 : Les diffusions Stokes et anti-Stokes dans les cas d'une diffusion Brillouin stimulée et spontanée [18]

ν_B est donnée par la formule I-4

$$\nu_B = 2n_{\text{eff}}\nu_a/\lambda \quad \text{I-4}$$

ν_a : la vitesse acoustique, n_{eff} : l'indice effectif de la fibre et λ : la longueur d'onde de pompage.

La variation de ν_B dans une fibre optique monomode, ainsi que la largeur spectrale du signal sont présentés dans le Tableau I-1.

Longueur d'onde (μm)	Décalage Brillouin (GHz)	Largeur de raie (MHz)
0,8	21,8	70
1,32	12,8	35
1,55	11	29

Tableau I-1: Ordre de grandeur des paramètres caractéristiques de la rétrodiffusion Brillouin dans les fibres optiques à base de silice [18] [19]

La variation de la fréquence Brillouin ($\delta\nu_B$) est une fonction linéaire de la température et de la déformation dans les matériaux, ce décalage est donné par l'équation I-5 [20].

$$\delta\nu_B = \nu_B(T, \varepsilon) - \nu_{B0} = C_T \Delta T + C_\varepsilon \Delta \varepsilon \quad \text{I-5}$$

Avec C_T et C_ε les coefficients de sensibilité en température et en pression, respectivement. Dans une fibre optique monomode de la silice $C_T = 1 \text{ MHz}/^\circ\text{C}$ et $C_\varepsilon = 5 \text{ MHz}/0.01\%$ déformation [21].

I.2.c.iii Dynamique de la rétrodiffusion Brillouin dans les fibres optiques

Le spectre de gain Brillouin (BGS) généré suite à l'interaction entre l'onde pompe et l'onde acoustique, est caractérisé par trois paramètres : la fréquence Brillouin (ν_B), le coefficient de gain Brillouin (g_B) et la largeur à mi-hauteur de la raie Brillouin ($\Delta\nu_B$).

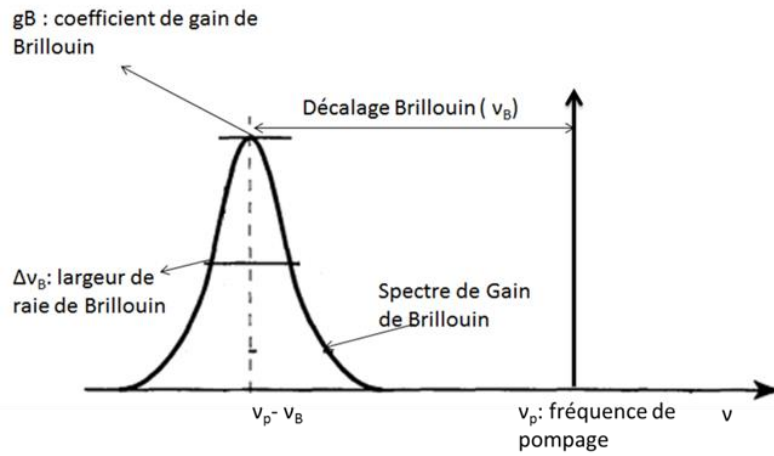


Figure I-9: Schéma représentatif de la courbe de gain de Brillouin (BGS)

Pour trouver ces paramètres, nous commençons par décrire la dynamique de la rétrodiffusion Brillouin dans les fibres optiques. La rétrodiffusion Brillouin est basée sur un ensemble d'équations différentielles qui définissent le couplage entre trois ondes : l'onde de pompe \mathbf{E}_p , l'onde de sonde \mathbf{E}_s et une onde acoustique représentée par une variation de densité $\Delta\rho$.

En supposant que les états de polarisation des deux ondes optiques (la pompe et la sonde) sont alignés (pour produire une interférence maximale) et sont ainsi définis par le même vecteur unitaire \mathbf{e}_p , l'évolution spatiale et temporelle de ces deux ondes est décrite par les équations d'ondes perturbées :

$$\nabla^2 \mathbf{E}_p - \frac{1}{v_g^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_p}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_p^{\text{NL}}}{\partial t^2} \quad \text{I-6}$$

$$\nabla^2 \mathbf{E}_s - \frac{1}{v_g^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}_s}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_s^{\text{NL}}}{\partial t^2} \quad \text{I-7}$$

Avec :

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_p(r, t) &= \mathbf{e}_p \frac{1}{2} E_p(z, t) e^{j(\omega_p t - k_p z)} + c.c \\ \mathbf{E}_s(r, t) &= \mathbf{e}_s \frac{1}{2} E_s(z, t) e^{j(\omega_s t - k_s z)} + c.c \end{aligned}$$

\mathbf{E}_p et \mathbf{E}_s représentent la variation des champs électriques de l'onde pompe et de l'onde sonde, et k_p et k_s représentent les vecteurs d'ondes de l'onde pompe et de l'onde sonde, ω_p et ω_s sont les pulsations. v_g représente la vitesse du groupe de la lumière dans la fibre optique et μ_0 : la perméabilité du vide, \mathbf{P}_p^{NL} et \mathbf{P}_s^{NL} sont les polarisations du milieu suivant l'onde de pompe et de l'onde sonde.

En régime d'interaction faible, l'évolution des ondes optiques présentes dans la fibre varie très peu sur une distance de quelques longueurs d'ondes ou sur un temps correspondant à quelques périodes d'oscillations. Donc nous négligeons les dérivées secondes spatiales et temporelles des enveloppes des champs (approximation des enveloppes lentement variables), les équations I-6 et I-7 deviennent:

$$\left(\frac{1}{v_g} \cdot \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{E}_p(r, t) = -\frac{\alpha}{2} \mathbf{E}_p(r, t) + j k \rho \mathbf{E}_s(r, t) \quad \text{I-8}$$

$$\left(-\frac{1}{v_g} \cdot \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \right) \mathbf{E}_s(r, t) = -\frac{\alpha}{2} \mathbf{E}_s(r, t) + j k \rho^* \mathbf{E}_p(r, t) \quad \text{I-9}$$

ρ représente la densité de distribution du champ acoustique, α représente les pertes de propagation du signal dans la fibre optique, et k le coefficient de couplage entre E_p , E_s [22] [23] [24].

L'évolution de l'onde acoustique est donnée par l'équation I-10 :

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \frac{\Gamma_B}{q^2} \frac{\partial}{\partial t} \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} - V^2 \frac{\partial^2 \rho}{\partial z^2} = -\frac{\gamma}{8\pi} \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_{tot}^2 + f \quad \text{I-10}$$

Γ_B représente le taux d'amortissement de l'onde acoustique, il est relié à la largeur de raie acoustique par l'équation $\Delta v_B = \frac{\Gamma_B}{\pi}$, f représente le bruit de Langevin qui décrit l'excitation thermique des ondes acoustiques et qui sont à la base du phénomène de Brillouin stimulé. $E_{tot}(r, t) = \mathbf{E}_p(r, t) + \mathbf{E}_s(r, t)$, $\rho = p \frac{1}{2} \rho(z, t) e^{j(qz - \Omega t)} + c.c$, V représente vitesse du son dans le milieu et q représente le nombre d'onde.

Lorsqu'il y a génération de l'onde de Brillouin rétrodiffusée le premier terme à droite dans l'équation devient : $\frac{\gamma q^2}{16\pi} (E_p E_s^* e^{j(qz - \Omega t)} + c.c) + f$.

Avec l'approximation des enveloppes lentement variables et en remplaçant ρ dans les équations I-8 et I-9, l'équation I-10 devient :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{2} \Gamma_B \rho + V \frac{\partial \rho}{\partial z} = \frac{j\gamma q^2}{16\pi} (E_p E_s^*) + f' \quad \text{I-11}$$

Avec $f' = -j\Omega f e^{j(qz - \Omega t)} + c.c$ avec Ω est la fréquence acoustique, elle est donnée par $\Omega = qV$.

En considérant le phénomène de la rétrodiffusion Brillouin spontané, l'équation I-11 est dominée par le bruit f' . Alors, qu'en considérant la rétrodiffusion stimulée, le premier terme $j k \rho E_s^*(r, t) \mathbf{E}_p(r, t)$ est dominant. Les puissances optiques de l'onde pompe et de l'onde

sonde sont donnée par : $P_p = |E_p|^2$ et $P_s = |E_s|^2$. Lorsqu'il y a un transfert d'énergie entre P_s et P_p l'équation I-8 devient I-12 et l'équation I-9 devient I-13 :

$$\left(\frac{1}{v_g} \cdot \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} + \alpha \right) P_p = -g(\nu) P_p \cdot P_s \quad \text{I-12}$$

$$\left(\frac{1}{v_g} \cdot \frac{\partial}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial z} + \alpha \right) P_p = +g(\nu) P_p \cdot P_s \quad \text{I-13}$$

La différence de signes entre les deux équations montre que la puissance de pompe (sonde) est réduite alors que la puissance de la sonde (pompe) est amplifiée. Autrement dit : lors de l'interaction entre l'onde pompe et l'onde sonde, l'intensité de la sonde (pompe) augmente. L'amplification de la sonde (pompe) est maximale lorsque l'écart fréquentiel entre l'onde sonde et l'onde pompe est égal à la fréquence de Brillouin ν_B , ($\Delta\nu = (\nu_{\text{sonde}} - \nu_{\text{pompe}}) - \nu_B$).

$g_B(\nu)$ qui représente le spectre de gain de Brillouin (BGS : Brillouin Gain Spectrum) est donné par la formule I-14 [25]:

$$g_B(\nu) = g_B \cdot \frac{\left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2}{\Delta\nu^2 + \left(\frac{\Delta\nu_B}{2}\right)^2} \quad \text{I-14}$$

Le BGS fournit des informations sur trois paramètres qui sont le décalage Brillouin, le pic du gain Brillouin et la largeur de raie Brillouin [25]. La largeur de raie et le gain sont donnés par les formules I-15 et I-16 :

$$\Delta\nu_B = \frac{\Gamma_B}{\pi} g_B \quad \text{I-15}$$

$$g_B = \frac{2\pi n^7 \rho_{12}^2}{c \lambda_p^2 \rho \nu_B \Delta\nu_B} \quad \text{I-16}$$

avec : Γ_B : amortissement acoustique, ρ_{12} : le coefficient élasto-optique longitudinal, ρ : densité de la silice, λ_p : longueur d'onde de pompe.

Les phénomènes de rétrodiffusion Rayleigh, Brillouin et Raman présentés sur la Figure I-3 peuvent être utilisés pour réaliser des capteurs sensibles aux variations de la température et/ou des déformations et à la variation de la polarisation de l'onde lumineuse dans la fibre. La variation de ces paramètres permet une surveillance en temps réel des structures sur lesquelles la fibre est déployée. Le principe de ces capteurs est présenté au paragraphe I-3.

I.3 Capteurs répartis à base des fibres optiques

Dans cette partie nous décrivons brièvement les capteurs à base de différents phénomènes de rétrodiffusion.

I.3.a Systèmes à base de la rétrodiffusion Rayleigh

Les Capteurs à Fibres Optiques à base de la rétrodiffusion de Rayleigh permettent de mesurer les variations de la température, des déformations... Un système basé sur la réflectométrie optique temporelle (OTDR) peut être utilisé pour réaliser ces mesures.

La technique OTDR consiste à envoyer des impulsions optiques dans la fibre optique sous test, le temps de parcours et l'amplitude du signal rétrodiffusé sont mesurés [26].

Dans une fibre optique monomode (SMF 28 par exemple) la dépendance à la température de l'intensité de la rétrodiffusion de Rayleigh est très faible, ce qui ne permet pas la réalisation d'un capteur. L'approche proposée pour la réalisation des Capteurs à Fibres Optiques à base de la rétrodiffusion de Rayleigh, pour la mesure de la température, fut historiquement fondée sur l'utilisation de fibres à cœur liquide [26]. La fibre utilisée est alors une fibre exotique de silice dont le cœur creux est rempli par un liquide qui assure le guidage de la lumière à l'intérieur de la fibre et dont l'indice de réfraction, voire les pertes dues à sa présence peuvent dépendre la température.

Une autre solution pour l'utilisation de la rétrodiffusion Rayleigh est basée sur l'utilisation des fibres à cœur dopé, généralement de terres-rares. Avec la variation de la température, la bande d'absorption du ou des dopant(s) est décalée. L'observation des pertes sur une bande d'absorption spécifique permet de réaliser la mesure de la température. Mais, les pertes dans une fibre dopée sont plus élevées que dans une fibre non dopée ce qui limite la distance sur laquelle la mesure peut être réalisée [26].

Pour obtenir une résolution millimétrique avec les systèmes Rayleigh basés sur la technique OTDR il faut disposer d'un laser émettant des impulsions ultra courtes (centaines de ps), d'une carte d'acquisition ayant une grande bande passante (de l'ordre d'une dizaine de GHz) et d'une détection ultra performantes de type comptage de photons. Tout ce dispositif augmente le coût de ces dispositifs [26].

En utilisant la technique réflectométrie du domaine de fréquence optique (OFDR) pour la génération de signaux et le traitement du signal, la réponse fréquentielle du système est convertie dans le domaine spatial (ou temporel). Donc la résolution spatiale devient indépendante de la largeur de raie du détecteur et du numérateur (la carte d'acquisition) [26].

Cette technique permet une mesure des contraintes ou des températures avec une résolution spatiale de l'ordre du 1 cm. Elle est excellente pour la surveillance jusqu'à des distance de 2 km. Pour une surveillance structurelle de plus grandes dimensions, avec une meilleure résolution spatiale, les capteurs fondés sur l'effet Brillouin sont plus volontiers utilisés.

I.3.b Utilisation de la rétrodiffusion Raman dans les systèmes d'interrogation

Les capteurs qui utilisent l'effet Raman sont utilisés depuis le milieu des années 80, pour la détection d'incendies et pour d'autres applications industrielles. En 2006, cette technologie est devenue très utile pour la surveillance thermique de certaines structures [27].

La majorité des capteurs qui utilisent l'effet Raman pour mesurer des variations de température sont basés sur la technique (OTDR). L'estimation de la variation de température est réalisée en mesurant les intensités des ondes Stokes et anti-Stokes de l'émission Raman rétrodiffusée [28]. Nous présentons dans ce qui suit le principe de détection de ces capteurs [29]. Les capteurs à base de la rétrodiffusion Raman utilisent le rapport entre les intensités des ondes Stokes (I_S) et anti-Stokes (I_{AS}) pour la mesure de la température. Ce rapport ($\frac{I_{AS}}{I_S}$)

est proportionnel à $\exp\left(\frac{h\Delta\nu}{kT}\right)$ (h : constante de Planck, $\Delta\nu$: différence de fréquence entre le signal Stokes et le signal anti-Stokes, k : la constante de Boltzmann, T : température absolue exprimée en [K]). Cette équation se traduit par le fait que le nombre d'électrons dans les

niveaux d'énergies élevés augmente avec la température, ainsi le rapport $\frac{I_{AS}}{I_S}$ s'en trouve-t-il modifié avec la température.

Ces capteurs permettent la mesure de la température alors que les capteurs à base de l'effet Brillouin peuvent mesurer simultanément la température et les déformations. Une description détaillée des capteurs à effet Brillouin est présentée dans ce qui suit.

I.3.c Utilisation de l'effet Brillouin dans les systèmes d'interrogation

Pour la surveillance des structures les capteurs à base de l'effet Brillouin, stimulé ou spontané, peuvent être utilisés.

I.3.c.i Interrogeurs à base de l'effet Brillouin spontané

Les systèmes basés sur la technique B-OTDR sont utilisés pour la détection et l'analyse de la rétrodiffusion Brillouin spontanée dans les fibres optiques. Nous décrivons le schéma général d'un système Brillouin spontané comme présenté dans la Figure I-10.

Le faisceau de pompage est modulé par un modulateur électro optique pour générer des impulsions dont la polarisation est contrôlée avec un contrôleur de polarisation (PC). Cette impulsion est amplifiée ensuite par un amplificateur optique EDFA, elle traverse ensuite un brouilleur de polarisation avant d'être injectée dans la fibre à tester [30]. Le temps d'aller-retour d'une impulsion dans la fibre correspond à la position pour laquelle la mesure de température et de déformation a eu lieu. En d'autres termes, pour chaque position de la fibre, le signal rétrodiffusé est enregistré en fonction de temps de propagation [31].

Pour obtenir la mesure des spectres du gain Brillouin, un hétérodynage optique entre le signal Brillouin rétrodiffusé et le signal provenant d'un oscillateur local (OL) est réalisé [32] (Figure I-10). La détection cohérente permet l'analyse du signal dans le domaine des radiofréquences autour de ~ 11 à 13 GHz. En comparant les spectres de gain Brillouin obtenus à un spectre de référence de la même fibre (sans variation de température et de contraintes), nous obtenons l'information sur la température et les déformations.

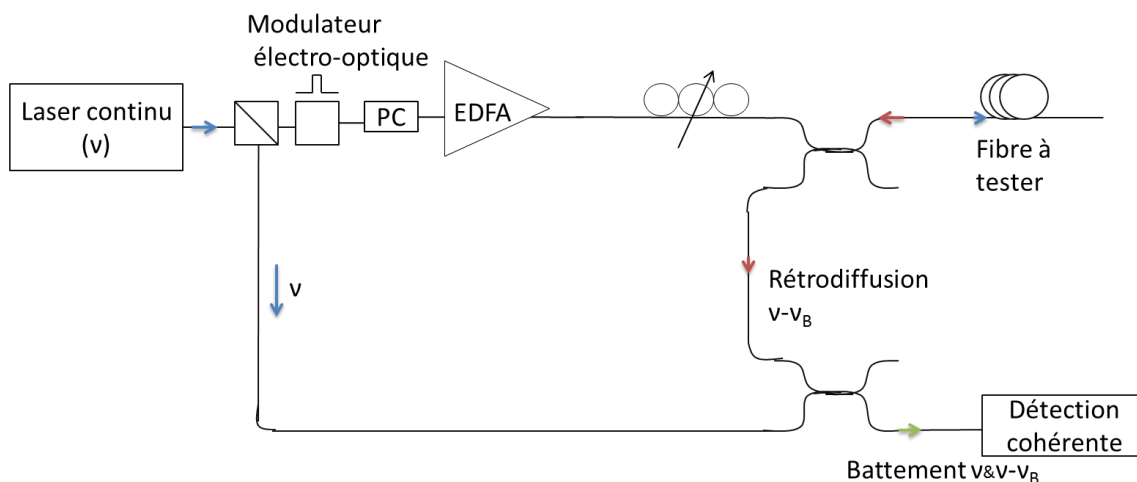


Figure I-10: Capteur à base de la rétrodiffusion de Brillouin spontanée

La résolution spatiale des capteurs à base de la rétrodiffusion Brillouin spontané dépend de la durée de l'impulsion optique envoyée dans la fibre, et est limitée par la durée de vie du phonon dans la fibre. Lorsque la durée de l'impulsion laser est inférieure à 10 ns

(correspondant à une résolution spatiale de 1 m) le spectre de gain de Brillouin devient large ce qui entraîne une diminution de la précision de mesure du décalage fréquentiel de la raie Brillouin.

I.3.c.ii Interrogeurs à base de l'effet Brillouin stimulé

Les systèmes basés sur la rétrodiffusion Brillouin stimulée (B-OTDA) permettent l'amélioration de la résolution spatiale sans la modification de la largeur des impulsions optiques en utilisant un laser de pompage intense.

La diffusion Brillouin stimulée a lieu grâce au couplage entre l'onde pompe et l'onde Stokes. Le signal de pompe ayant une intensité assez élevée est envoyé en mode pulsé dans une extrémité de la fibre alors que la sonde est envoyée en continu *via* l'autre extrémité de la fibre optique. La différence de fréquence entre les deux signaux est enregistrée en continu. Après amplification, le signal est exploité pour une valeur de fréquence égale à la différence de fréquence entre l'onde pompe et l'onde sonde [31].

Puisque la polarisation de la lumière dans la fibre optique varie aléatoirement, pour obtenir un gain maximal il convient de placer un brouilleur de polarisation pour éliminer l'influence de la polarisation sur le spectre de gain [31].

Nous décrivons dans ce qui suit une configuration de capteur à base d'effet Brillouin stimulé. Cette configuration consiste à utiliser deux sources lasers Nd:YAG [33]. L'amplitude du signal de pompage est modulée pour générer des impulsions qui seront injectées par la suite dans l'un des bouts de la fibre à tester. A l'autre extrémité, la sonde est injectée en continu. La fréquence de la sonde est accordable autour de ν , lorsque ν_a devient égale à ν_B il y a donc, un transfert de puissance de la sonde vers la pompe (la puissance transmise dépend du coefficient de gain). En examinant le battement entre les deux fréquences et en enregistrant l'amplitude de la sonde en fonction de ν_a , le spectre de gain Brillouin est obtenu.

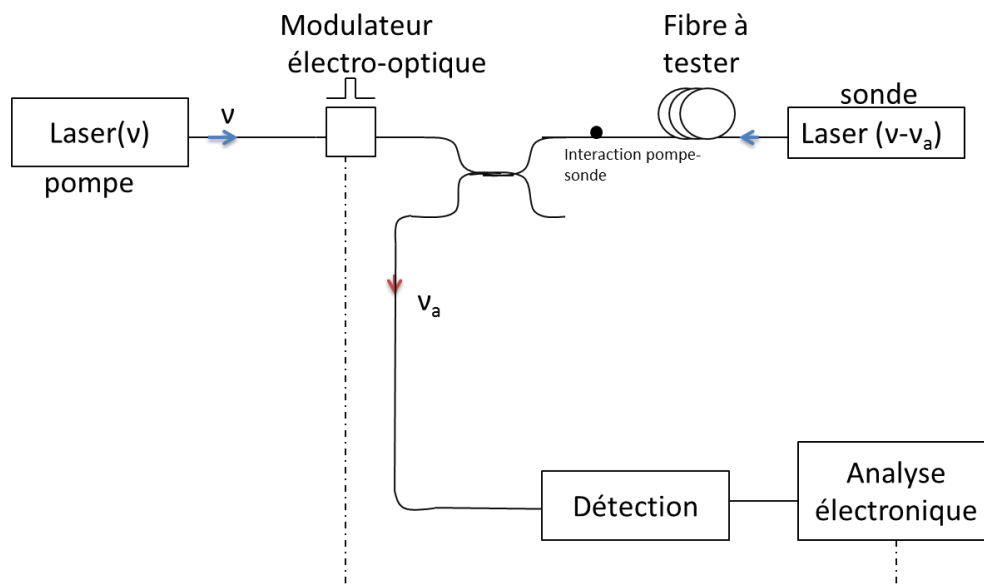


Figure I-11 : Schéma simplifié d'un capteur à base de l'effet Brillouin stimulé basé sur la mesure du signal de la sonde.

À l'heure actuelle, parmi les raisons qui rendent le coût des capteurs à effet Brillouin élevé figurent les systèmes utilisés pour la stabilisation des lasers (la pompe et la sonde) et les

systèmes utilisés pour réaliser l'accordabilité du signal de la sonde (capteurs à base de l'effet Brillouin stimulé).

Pour éviter l'utilisation de deux sources lasers, une autre approche a été développée pour les capteurs à base de l'effet Brillouin stimulé. Cette approche consiste à utiliser une seule entrée de la fibre optique. Dans ce cas un seul laser est utilisé pour envoyer le signal de pompage en continu dans l'un des bouts de la fibre sous test. Notamment, un modulateur électro-optique est utilisé pour générer le signal de pompage et la fréquence de la sonde. Le signal de pompage est réfléchi au bout de la fibre, avec l'application d'un signal microonde sur les électrodes du modulateur il y a alors création d'une bande latérale (BL) dans le spectre laser. Lorsque la fréquence de modulation (f_m) devient proche de (ν_B), la bande latérale générée sera donc dans le BGS et la sonde sera amplifiée à travers le signal Brillouin stimulé. Le BGS est obtenu en balayant la fréquence de modulation f_m et en enregistrant l'intensité de la sonde le long de la fibre [34].

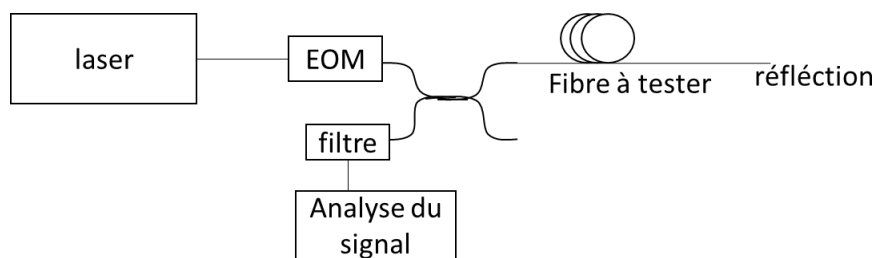


Figure I-12 : Capteur à base d'effet de Brillouin stimulé. Le filtre est utilisé pour éliminer l'effet de la bande latérale générée par le modulateur électro-optique, bande qui n'est pas pertinente pour la mesure

Malgré l'utilisation d'un seul laser ces systèmes restent chers puisqu'ils demandent l'utilisation d'un modulateur hyperfréquence pour la génération d'une bande latérale. Une solution a été proposée par *Y.Li et al.* pour diminuer le coût de ces systèmes en réalisant une boucle de stabilisation de phase de faible coût [35].

Une autre raison du coût élevé des capteurs, est liée à celui des systèmes électroniques utilisés pour la détection et l'analyse du signal dans le domaine des hautes fréquences (9 à 13 GHz) dans les cas des capteurs à l'effet Brillouin spontané.

Une solution décrite au paragraphe I.4, est proposée pour diminuer le coût des dispositifs électroniques utilisés pour la détection et l'analyse du signal (cas des capteurs à base de l'effet Brillouin spontané).

I.4 Configuration proposée pour la diminution du coût des capteurs à effet Brillouin spontané

Une nouvelle configuration de capteurs a été proposée pour les capteurs à effet de Brillouin spontané (SptBS) [36] [37]. La méthode consiste à utiliser un laser à fibre émettant en continue avec une différence de fréquence égale au décalage de Brillouin (ν_B) par rapport à l'oscillateur local (OL). Le premier avantage de cette méthode est de ramener le battement du signal cohérent OL/SBS portant l'information sur la température et les déformations du domaine des hautes fréquences (typiquement 10 GHz) au domaine des moyennes fréquences (< 500 MHz). Le système réalisé est présenté à la Figure I-13.

Une partie du signal d'un laser à fibre optique est modulée pour générer des impulsions dans la fibre à tester. Une autre partie de ce laser, sert à pomper l'oscillateur local (OL) qui possède un décalage de ν_B par rapport au laser à fibre. La fréquence de battement entre le

signal de l'oscillateur local et le signal rétrodiffusé de la fibre à tester est extraite après un traitement électronique et numérique [36] [37]. Le laser utilisé comme (OL) est présenté en détails dans la référence [38].

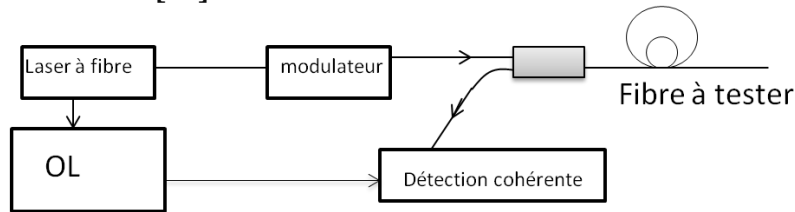


Figure I-13 : Capteur représentant la méthode de détection dans le domaine de moyennes fréquences

Cette solution demande l'utilisation d'une boucle de stabilisation active pour empêcher les fluctuations de l'oscillateur local par rapport à la source.

Nous proposons l'utilisation d'une **source laser bi-fréquence**, avec les capteurs à effet Brillouin stimulés, et spontanés. Cette source devrait permettre de diminuer le coût de ces instruments, et de les démocratiser.

I.5 Détection du signal dans le domaine des moyennes fréquences

En se basant sur l'idée de J.Geng.*et.al*, nous pouvons imaginer différentes configurations possibles pour la détection du signal dans le domaine des moyennes fréquences.

Une configuration est basée sur la synchronisation de deux sources lasers (par exemple DFB) pour la détection du signal dans le domaine de moyennes fréquences.

Concernant l'utilisation de deux lasers indépendants, cette méthode ne permet pas la génération d'un signal très stable, d'où la nécessité de réaliser un verrouillage de phases du battement des deux lasers. En 2010, *F. Friederich et al.* ont proposé le schéma représenté à la Figure I-14 pour le verrouillage de phase de deux lasers DFB à un oscillateur local. Dans cette expérience, le premier bras du coupleur est dirigé vers la boucle de contrôle électronique et le deuxième bras vers l'expérience. Ensuite, un photo-détecteur avec une largeur de bande 100 MHz reçoit le battement de fréquence et l'envoie vers la boucle de contrôle électronique. Le contrôleur représenté sur la figure, a pour rôle d'ajuster le courant de l'un des lasers pour que ses fluctuations suivent celles de l'autre laser [39].

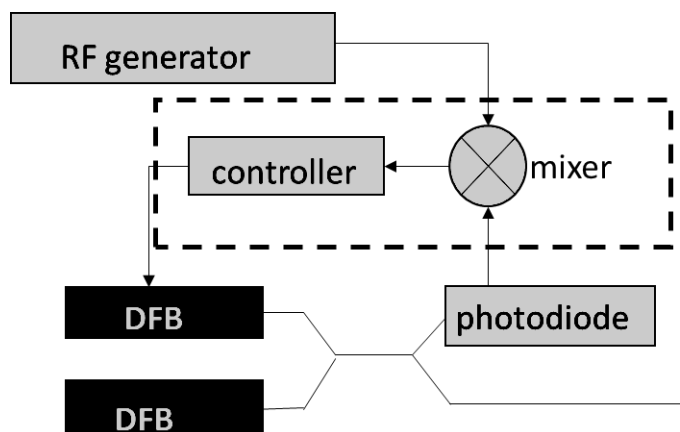


Figure I-14: Figure représentant la boucle de verrouillage de phase des deux lasers DFB

Pour réaliser la détection du signal dans le domaine de moyennes fréquences, en utilisant la configuration des capteurs à base de l'effet Brillouin spontané, le signal émis par l'une de ces sources lasers peut être envoyé vers la fibre à tester, l'autre signal émis par l'autre source DFB ayant un décalage fréquentiel de $\sim 11\text{GHz}$ avec le premier laser, joue le rôle d'un oscillateur local. Le battement peut avoir lieu entre le signal de l'oscillateur local et le signal rétrodiffusé de la fibre à tester.

La technique présentée ci-dessus pour la génération d'un battement dans le domaine de micro-onde nécessite aussi l'utilisation de plusieurs dispositifs électroniques, avec une installation complexe et encombrante. L'utilisation d'une **source VECSEL bi-fréquence** ayant un **décalage fréquentiel autour de 11 GHz**, pourrait être une solution permettant de se débarrasser des composants électroniques nécessaires pour la stabilisation du battement généré, puisque les deux fréquences générées partagent la même cavité et donc les fluctuations provenant de la source elle-même (tel que les fluctuations de température) pourraient être éliminées.

I.6 Configuration des Capteurs à Fibres Optiques à base de l'effet Brillouin en utilisant une source VECSEL bi-fréquence

I.6.a Capteurs utilisant la rétrodiffusion Brillouin spontanée

Le capteur à rétrodiffusion Brillouin spontanée proposé avec une source VECSEL bi-fréquence est représenté à la Figure I-15. Ce laser, génère deux fréquences ayant deux polarisations orthogonales avec une séparation de fréquence proche du décalage Brillouin dans les fibres optiques monomodes soit 11 GHz. La séparation des deux polarisations permet à l'onde portant la fréquence ν de passer dans la fibre à tester, le signal rétrodiffusé possède une fréquence égale à $\nu - \nu_B$. Le battement sera donc réalisé entre $\nu_2 = \nu - \nu_B$ et $\nu_1 = \nu - \nu_1$ et la détection du signal, dans ce cas, est effectuée dans le domaine des moyennes fréquences.

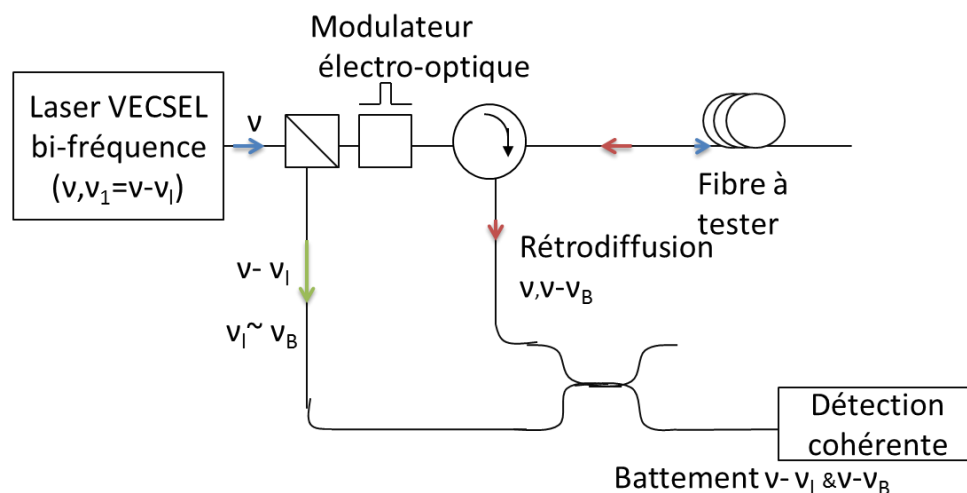


Figure I-15: Capteur à effet Brillouin spontané pour la détection du signal dans le domaine des moyennes fréquences

I.6.b Capteurs utilisant la rétrodiffusion Brillouin stimulée

Pour diminuer le coût des capteurs, à base de l'effet Brillouin stimulé, il faut arriver à générer une différence de fréquence stable entre les deux fréquences (pompe et sonde) sans l'utilisation des systèmes électroniques pour la stabilisation de cette différence de fréquence. En utilisant une source laser bi-fréquence le schéma proposé est celui représenté à la Figure I-16. La source laser bi-fréquence est utilisée pour envoyer un signal pulsé à la fréquence ν vers une extrémité de la fibre à tester, et une autre de fréquence $\nu_1 = \nu - \nu_B$ dans l'autre extrémité de la fibre à tester. Pour une certaine position dans la fibre le battement entre les deux fréquences peut évaluer ν_B ce qui permet d'enrichir le milieu en photons acoustiques. Le signal de pompe rétrodiffusé est donc amplifié et la détection du signal est réalisée à la fréquence $\nu - \nu_B$.

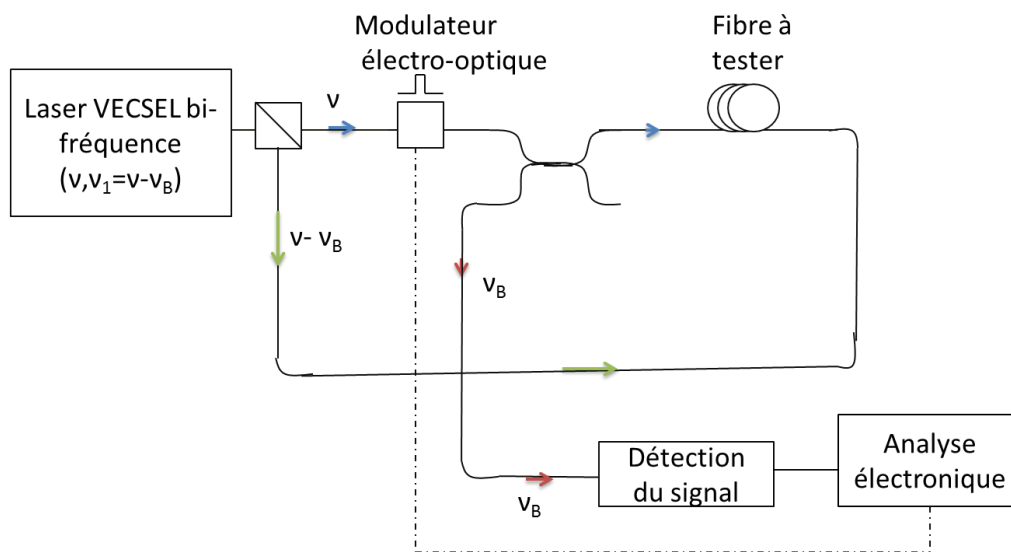


Figure I-16: Configuration proposée avec un capteur à effet Brillouin stimulé avec une source laser bi-fréquence

La source VECSEL bi-fréquence, peut être utilisée avec les systèmes Brillouin stimulé ou spontané. Chacun de ces systèmes possède des avantages et des inconvénients. En effet, avec les systèmes de détection à effet Brillouin stimulé, le signal détecté possède une puissance plus élevée que le signal détecté provenant des systèmes à effet Brillouin spontané [21]. Par contre, avec les systèmes de détection à effet Brillouin spontané, lorsqu'il y a une rupture sur la fibre, la mesure peut être réalisée jusqu'au point de rupture. A l'opposé des systèmes à base de l'effet Brillouin stimulé, où la mesure ne serait plus possible [40].

Les spécifications recommandées pour que la source VECSEL bi-fréquence, qui a vocation à être insérée dans notre système de détection sont représentés dans le tableau, ci-dessous :

Longueur d'onde	1550 nm
Décalage fréquentiel	$\Delta\nu \sim 11$ GHz
Pour détecter une variation de température de 0,5°C	FHWM < 500kHz ²
Puissance de sortie du laser VECSEL ³ : Capteurs à base de l'effet Brillouin spontané : Capteurs à base de l'effet Brillouin stimulé :	~ 10 mW [40] [34] ~50 mW
Stabilité pendant une acquisition	Dérive < 0,5 MHz, pendant 10 min ⁴ [41]

Au cours de cette thèse nous avons travaillé sur la réalisation et l'optimisation de la source VECSEL bi-fréquence émettant à 1550 nm. Nous avons essayé de viser les spécifications recommandées pour cette source afin de l'intégrer dans les capteurs à base de l'effet Brillouin. Dans le chapitre II, nous présentons les tests réalisés pour sélectionner la structure VECSEL à utiliser dans la cavité finale. L'assemblage de la cavité et les résultats obtenus sont présentés au chapitre IV.

² Pour détecter une variation de température de 1 MHz/°C

³ Si la détection est réalisée avec des amplificateurs faible bruit

⁴ Temps de détection et d'analyse du signal doit être < 10 min.

Références

- [1] H. N. Li, D. S. Li, and G. B. Song, , "Recent applications of fiber optic sensors to health monitoring in civil engineering," *ENGINEERING STRUCTURES*, vol. 26, pp. 1647-1657, 2004.
- [2] G.Jakins, "Fiber-optic temperature and positioning sensors," Projet étudiant du cours:'Optical Fiber Systems and Optoelectronics', undergraduate course, Starkville, Mississippi,USA, 2012.
- [3] B.Culshaw, "Fiber-Optic Sensors:Applications and Advances," *OPTICS AND PHOTONICS NEWS*, vol. 16, pp. 24-29, 2005.
- [4] B. D. Gupta, *Fiber Optic Sensors: Principles and Applications*. New Delhi: New India Publishing Agency, 2006.
- [5] B. Lee, "Review of the present status of optical fiber sensors," *OPTICAL FIBER TECHNOLOGY*, vol. 9, pp. 57-79, 2003.
- [6] S.Kamimeni, L.N. Ravinuthala,K.Putha V.Mamidi, "Fiber Bragg grating -based high temperature sensor and its low cost interrogation system with enhanced resolution," *OPTICA APPLICATA*, vol. XLIV, pp. 300-301, 2014.
- [7] P.Ferdinand, *Réseaux de capteurs à fibres optiques, Applications*. R 461: Techniques de l'Ingénieur, sept. 2008.
- [8] J-M. Henault,G. Moreau, S. Blairon,S. Delepine-Lesoille , "Truly Distributed Optical Fiber Sensors for Structural Health Monitoring: From the Telecommunication Optical Fiber Drawing Tower to Water Leakage Detection in Dikes and Concrete Structure Strain Monitoring," *ADVANCES IN CIVIL ENGINEERING*, vol. 2010, pp. ID 930796, 13 pages.
- [9] B.G. Potter, "Cours de l'univesité d'arizona ,OPTI -500: attenuation in optical fibers".
- [10] B. Saleh, M. Teich , *Fundamentals of Photonics.*: second edition, 1991.
- [11] R. W. Boyd, *NonLinear Optics*, Academic Press ed., 2003.
- [12] J.M.Senior, *Optical fiber communication*, second edition ed., 1992.
- [13] G.P.Agrawal, *Non linear fiber optics*, Academic Press ed., 5th edition.
- [14] O. Frazo, C.Correia, M.TM. Giralidi, J.M.Baptista, "Stimulated Raman scattering and its applications in optical communications and optical sensors," *THE OPEN OPTICS* , vol. 3, pp. 1-11, 2009.

- [15] C. Chluda, *Bruit Basse et Moyenne Fréquence des Amplificateurs Optiques Distribués à Effet Raman*.: PhD thesis, Université de Montpellier II, 2006.
- [16] F.Mihellic, "Diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques : amplification Brillouin large bande et laser Brillouin," thèse de doctorat de l'université de l'université de Lille -Lille, 2008.
- [17] A. Kung, "L'émission laser par diffusion Brillouin stimulée dans les fibres optiques," Thèse de doctorat de l'université de Bretagne occidentale-Brest, 1997.
- [18] M. Niklès, "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques - etudes et applications aux capteurs distribués," thèse de doctorat de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, Lausanne, 1997.
- [19] X.Bao, L.Chen, "Recent Progress in Brillouin Scattering Based Fiber Sensors," *SENSORS*, vol. 11, p. 4155, 2011.
- [20] C. A. Galindez-Jamioy, J. M. López-Higuera, "Brillouin Distributed Fiber Sensors: An Overview and Applications," *JOURNAL OF SENSORS*, vol. 2012, pp. 204121 -17 pages, 2012.
- [21] K. Shimizu, T. Horiguchi, Y. Koyamada, T. Kurashima, , "Coherent self-heterodyne detection of spontaneously Brillouin-scattered light waves in a single-mode fiber," *OPTICS LETTERS*, vol. 18, pp. 185-187, 1993.
- [22] R.Boyd A.Gaeta, "stochastic dynamics of stimulated Brillouin scatterning in an optical fiber," *PHYSICAL REVIEW*, vol. 4, pp. 3205-3209, 1991.
- [23] K. Razewski, P.Narum R.Boyd, "Noise initiation of stimulated Brillouin scattering," *PHYSICAL REVIEW*, vol. 42, pp. 5514-5521, 1990.
- [24] W. Zou, X. Long,J. Chen, *Advances in Optical Fiber Technology: Fundamental Optical Phenomena and Applications*.: Dr Moh. Yasin (Ed.), 2015.
- [25] J-Ch Beugnot, "La diffusion Brillouin dans les fibres optiques microstructurées," thèse de doctorat de l'université de Université de Franche-Comté -Besançon,pp.9, 2008.
- [26] L.Chen X.Bao, "Recent progress in distributed fiber optic sensor," *SENSORS*, vol. 12, pp. 8602-8639, 2012.
- [27] M.Hausner, F.Suárez, "Calibrating Single-Ended Fiber-Optic Raman Spectra Distributed Temperature Sensing Data," *SENSORS*, vol. 11, pp. 10859-10879, 2011.
- [28] G.Brown, "Downhole temperature from optical fiber," *OLDFIELD REVIEW*, vol. 20, pp. 34-39, 2008/2009.

- [29] A. Signorini, S. Faralli, M. A. Soto, G. Sacchi, and F. Baronti, R. Barsacchi, A. Lazzeri, R. Roncella, "40 km long-range Raman-based distributed temperature sensor with meter-scale spatial resolution," *Optical Fiber Communication Conference, OSA Technical Digest, San Diego, California, USA*, 21-25 March 2010.
- [30] Y. Sikali Mamdem, "Capteurs à fibres optiques répartis par effet Brillouin : séparation de la dépendance à la température et à la déformation", thèse de doctorat de l'école nationale supérieure des télécommunications, 2012.
- [31] L.Thevenaz, "Brillouin distributed time-domain sensing in optical fibers: state of the art and perspectives," *OPTOELECTRONICS CHINA*, vol. 3, pp. 13 - 21, 2010.
- [32] L.Lu, Y.Liang, B.Li, J.Guo, "A novel distributed optical fiber sensing system based on parallel computing," *Proceedings of the 2012 2nd International Conference on Computer and Information Application, Taiyuan, CHINA*, 29-31 december 2012.
- [33] A.Brown, M.DeMerchant, X.Bao, T.Bremner, "Spatial resolution enhancement of a Brillouin -Distributed sensor using a novel signal processing method," *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, vol. 17, pp. 179-183, 1999.
- [34] M.Niklès, L.Thévenaz, P.Robert, "Simple distributed fiber sensor based on Brillouin gain spectrum analysis," *OPTICS LETTERS*, vol. 21, pp. 758-760, 1996.
- [35] Y.Li, X.Bao, F.Ravet, E.Ponomarev, "Distributed Brillouin sensor system based on offset locking of two distributed feedback lasers," *APPLIED OPTICS*, vol. 47, pp. 99-102, 2008.
- [36] S.Staines, M.Blake, S. Jiang j.Geng, "Distributed fiber temperature and strain sensor using coherent radio-frequency detection of spontaneous Brillouin scattering," *APPLIED OPTICS* , vol. 46, pp. 5928-5932, 2007.
- [37] j.Geng, S. Staines, M.Blake, S.Jiang, "Novel distributed fiber temperature and strain sensor using coherent radio-frequency detection of spontaneous Brillouin scattering," *APPLIED OPTICS*, vol. 46, pp. 5928-5932, 2007.
- [38] S, Stains, Z.wang, S.Jiang J.Geng, "highly stable low -noise Brillouin fiber laser ultra-narrow spectral linewidth," *TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 18, pp. 1813-1815, 2006.
- [39] G.Schuricht, F. Friederich, "Phase-locking of the beat signal of two distributed-feedback diode lasers to oscillators working in the MHz to THz range," *OPTICS EXPRESS*, vol. 18, pp. 8622-8628, 2010.
- [40] F.Ravet, *New Developments in Sensing Technology for Structural Health Monitoring*, Subhas Chandra Mukhopadhyay, Ed., 2011.

- [41] K.Shimizu, T.Horiguchi, Y.Koyamada, T.Kurashima, "Coherent self-heterodyne detection of spontaneously Brillouin-scattered light waves in a single-mode fiber," *OPTICS LETTERS*, vol. 12, pp. 185-187, 1992.

II. Présentation de la structure VECSEL

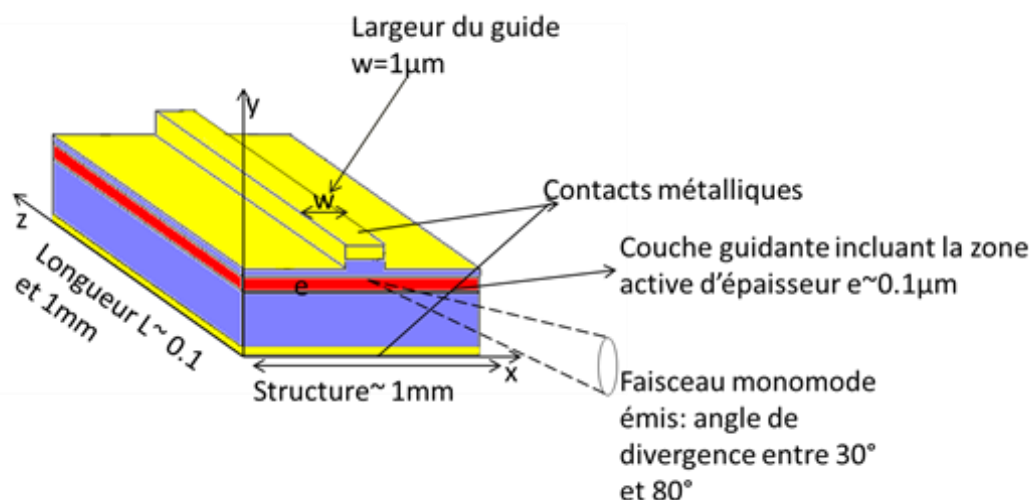
II.1 Introduction

II.1.a Avantages de la configuration VECSEL

Depuis leur invention en 1962 [1] [2], les lasers à semi-conducteurs ont permis de réaliser des progrès significatifs dans plusieurs domaines tels que les communications par fibres optiques, les produits liés à l'informatique (DVD, lecteurs CD, les imprimantes lasers,...), la médecine... [2].

Les diodes lasers les plus couramment utilisées dans les systèmes de communications optiques sont de type 'émission par la tranche'. Cette configuration est schématisée sur la Figure II-1(a). La cavité laser est formée par un guide d'onde plan et est limitée par des faces clivées qui forment les miroirs de la cavité laser. Pour assurer une émission monomode transverse, les dimensions typiques du guide d'onde sont de l'ordre du micron ou moins (w et e sur la Figure II-1(a)) [3]. La faible taille du mode conduit à un faisceau de sortie de forte divergence angulaire. Une autre configuration possible est l'émission par la surface utilisant une microcavité verticale, comme représenté sur la Figure II-1(b). Compte-tenu de l'épaisseur de la microcavité incluant la région active (de l'ordre du micron), le gain accumulé sur un aller-retour de cavité est bien plus faible qu'en émission par la tranche et les miroirs de cavité doivent présenter une réflectivité élevée pour atteindre le seuil d'oscillation laser. Des réflecteurs de Bragg (ou Distributed Bragg Reflectors – DBR) sont généralement utilisés. Les lasers à cavité verticale à émission par la surface (vertical-cavity surface-emitting laser - VCSEL) émettent un faisceau monomode transverse, circulaire et beaucoup moins divergent que celui obtenu avec les lasers à émission par la tranche. Cependant, comme pour les lasers à émission par la tranche, pour garantir une émission monomode transverse il est nécessaire de restreindre le diamètre d'émission, ce qui limite typiquement la puissance émise à moins d'une dizaine de mW. Les VCSELs de large diamètre peuvent délivrer des puissances plus élevées, mais l'émission est alors multimode transverse [4].

(a)



(b)

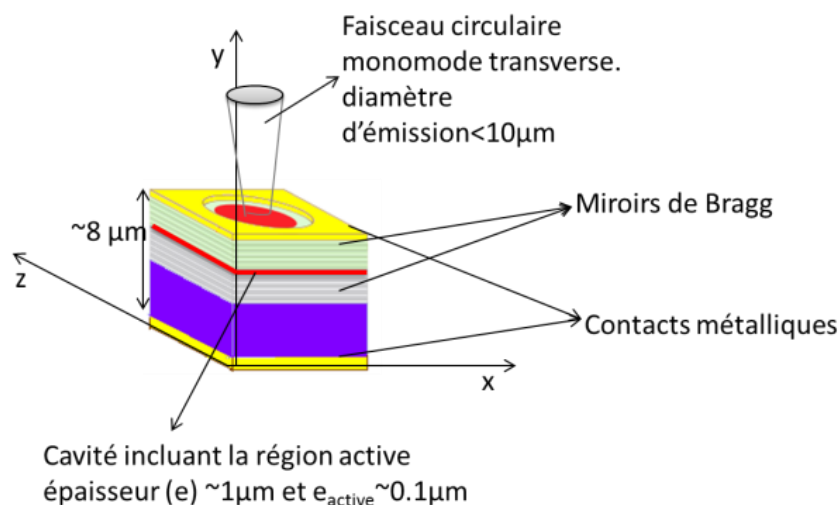


Figure II-1: (a) Représentation schématique d'un laser à émission par la tranche (b) Schéma d'un laser VCSEL

A la fin des années 90, les lasers VECSELs (Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers) sont apparus permettant de combiner une bonne qualité du faisceau de sortie avec des puissances élevées [5].

Les VECSELs sont des lasers à émission par la surface, leur cavité est formée par un miroir plan de haute réflectivité (réflecteur de Bragg), et un miroir concave extérieur, également de haute réflectivité, comme schématisé sur la Figure II-2. La couche active est intégrée avec le miroir plan, cet ensemble est généralement appelé «structure VECSEL ». La configuration de cavité plan-concave, de haute finesse, permet le contrôle des modes de la cavité pour sélectionner une émission monomode, même pour des grands diamètres d'émission. Ainsi avec un VECSEL, il est en principe possible d'augmenter la puissance émise, tout en conservant une émission stable TEM₀₀.

Différentes applications peuvent être envisagées pour exploiter la bonne qualité du faisceau et les puissances de sorties élevées des VECSELs, tels que le pompage de laser à l'état solide, les systèmes radar, les systèmes de traitement de matériaux (soudage, perçage, nettoyage par détente de plasma...), ou encore les imprimantes lasers rapides [6].

Le premier VECSEL, développé par Kuzentsov *et al.*, était pompé optiquement comme représenté sur la Figure II-2[6].

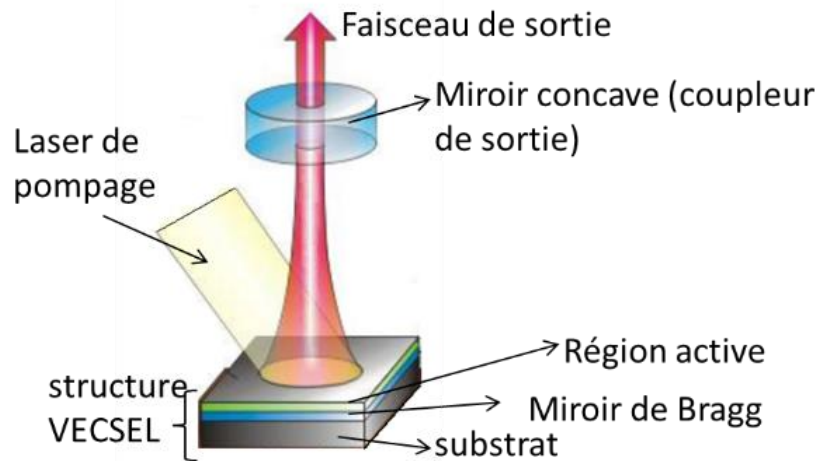


Figure II-2: Schéma d'un VECSEL pompé optiquement

En effet, le pompage optique des structures VECSELS est la méthode la plus simple pour assurer une inversion de population (paires électrons-trous) homogène sur une grande surface. Le pompage optique présente aussi d'autres avantages :

- Les VECSELS pompés optiquement ne nécessitent pas une jonction p-i-n pour l'injection des porteurs (paires électrons-trous) dans la région active, ce qui simplifie le procédé de croissance de la structure.

- Les pertes par effet Joule sont éliminées et par conséquent l'échauffement de la structure est réduit.

- L'absence de régions dopées évite les pertes optiques provenant de l'absorption par porteurs libres dans ces régions.

- Enfin, pour des puissances de pompage élevées, l'augmentation de la taille du spot de pompage, permet de réduire la densité de puissance de pompage ce qui diminue les risques d'endommagement de la surface du laser [7].

La grande majorité des VECSELS réalisés aujourd'hui reste donc pompée optiquement, et les records de puissance émise par des VECSELS sont obtenus sous pompage optique. Les puissances de sortie des VECSELS sur GaAs émettant vers $1 \mu\text{m}$ peuvent atteindre 20 W [8].

Comme dans la plupart des autres types de diodes laser (lasers à émission par la tranche, ou VCSELS monolithiques) utilisées aujourd'hui, la région active dans la structure VECSEL est constituée de puits quantiques (PQs) qui sont représentés sur la Figure II-3. Un puits quantique est une couche mince d'épaisseur suffisamment faible pour induire un confinement quantique des porteurs de charges dans la direction perpendiculaire au plan du puits quantique. Il apparaît donc des niveaux d'énergie discrets comme schématisé sur la Figure II-3, dont la position par rapport au fond de bande dépend de l'épaisseur du puits. Le premier niveau permis dans la bande de conduction (respectivement la bande de valence) est E_1 (respectivement H_1), et la transition optique autorisée est donc $E_1 - H_1 > E_g$ où E_g est l'énergie de gap du matériau semi-conducteur. Ainsi la longueur d'onde d'émission peut être accordée en faisant varier l'épaisseur du puits, ce qui n'est pas le cas si la couche active est épaisse. C'est un des avantages des puits quantiques par rapport aux couches actives en matériaux semi-conducteur massif.

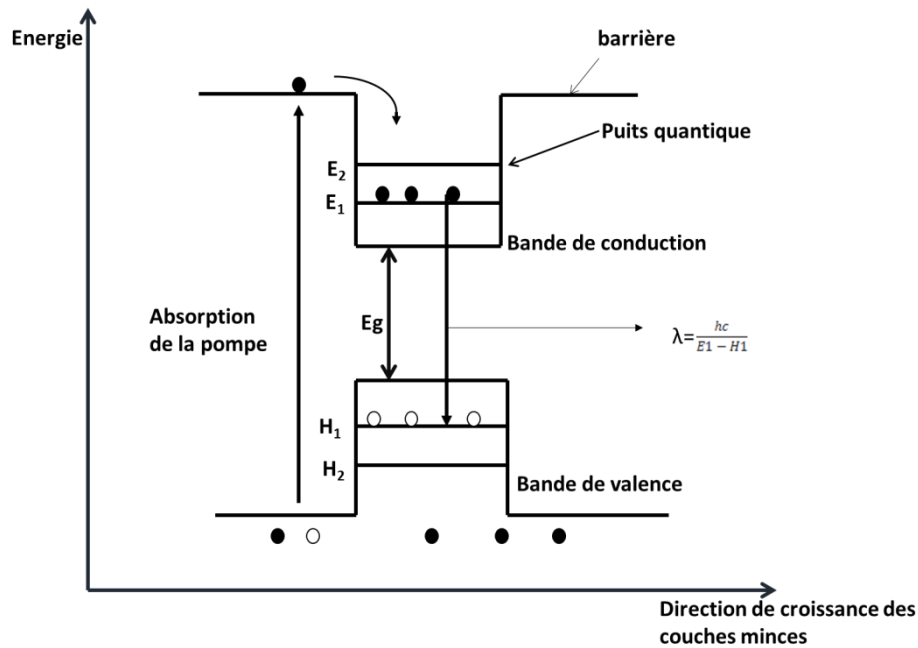


Figure II-3 : Schéma d'un puits quantique entouré de deux barrières en matériau semi-conducteur de plus grand gap, montrant l'absorption de la pompe dans les barrières, la diffusion dans les puits quantiques et l'émission d'un photon ayant une longueur d'onde $\lambda = \frac{hc}{E_1 - H_1}$

Dans un VECSEL pompé optiquement, le signal de pompe peut être absorbé uniquement par les puits quantiques, ou bien par les puits et les couches barrières de plus grand gap séparant les puits. Dans ce dernier cas, les porteurs (paires électrons/trous) photogénérés dans les barrières diffusent vers les PQs où ils se recombinaient radiativement, ce qui est illustré sur la Figure II-3. L'avantage du pompage dans les barrières est l'augmentation de l'efficacité d'absorption du signal de pompe. En contrepartie, la différence d'énergie entre les photons de pompe et les photons émis diminue le rendement du laser⁵. Cette différence d'énergie est dissipée par relaxation non-radiative des porteurs photogénérés, ce qui induit un échauffement de la structure.

Pour obtenir de fortes puissances d'émission, il est indispensable de dissiper la chaleur générée dans la couche active. La structure VECSEL est donc toujours intégrée à un dissipateur de chaleur. Les techniques possibles d'intégration seront présentées au paragraphe (II.1.c.i) pour le cas des VECSELs à 1.55 μm .

II.1.b Régimes d'émission et applications

Un intérêt des VECSELs par rapport aux lasers à l'état solide est la possibilité de choisir la longueur d'onde d'émission en choisissant le matériau semi-conducteur convenable. Par exemple, en utilisant un substrat de GaAs avec des matériaux ternaires tel que AlGaAs, InGaAs l'émission laser peut être obtenue à des longueurs d'ondes entre 800 nm et 1000 nm

⁵ Le rendement d'un laser est défini comme le rapport entre la variation de la puissance de sortie du VECSEL et la variation de la puissance de pompage.

[9] [10] [11]. A partir du substrat InP et des matériaux quaternaires InGaAsP ou InGaAlAs, l'émission laser peut être obtenue entre 1300 et 1650 nm [12] [13]. En 2002, Muller *et al.* ont démontré la réalisation du premier VECSEL à base de AlGaInP émettant une lumière rouge [14], quant au système de matériaux GaInSbAs/GaSb, il permet d'atteindre le domaine spectral moyen infrarouge (MIR, $\lambda \geq 2 \mu\text{m}$). Les VECSELS émettant dans le visible peuvent avoir un intérêt dans le domaine de la médecine (traitement des cancers, lecture des codes des séquences d'ADN, ..) [15]. Dans le domaine MIR (entre 2.2 et 5 μm), ils trouvent une utilité pour les applications de contrôle de procédés industriels, les contre-mesures militaires, la surveillance environnementale, les capteurs de gaz... [16] [17]. Les VECSELS émettant à 1,55 μm sont eux principalement étudiés en vue d'applications dans le domaine des communications optiques et de l'instrumentation sur fibre optique.

Les propriétés d'émission du VECSEL peuvent être modifiées en introduisant des éléments intra-cavité tels que des filtres, des éléments biréfringents, non-linéaires, etc... Différentes fonctions et applications peuvent être envisagées suivant la longueur d'onde d'émission, et le régime d'émission.

Le premier régime d'émission intéressant à citer concerne l'émission mono fréquence. En 1999, M.A. Holm *et al.* [18] ont démontré le premier VECSEL mono fréquence utile pour des applications de spectroscopie et d'optique non linéaire, en utilisant une structure VECSEL GaAs/AlGaAs émettant vers 870 nm. Un régime mono fréquence de grande pureté spectrale a été atteint en introduisant dans la cavité un étalon Fabry-Pérot utilisé pour assurer une émission monomode longitudinale et un filtre de Lyot (LF) utilisé pour sélectionner un seul mode longitudinal de l'étalon Fabry-Pérot. Récemment, un prototype de source VECSEL mono fréquence à 1.5 μm a été proposé comme source faible bruit pour des liaisons radars large-bande [19].

En insérant dans la cavité un élément non linéaire [5], il est possible de modifier les propriétés spectro-temporelles de l'émission laser. Il est par exemple possible de réaliser le doublage de fréquence intra-cavité par génération de seconde harmonique. Ceci permet d'atteindre des longueurs d'ondes difficilement accessibles pour l'instant à partir de matériaux semi-conducteurs, notamment la plage spectrale bleu-violet et ultra-violet (UV) [20]. L'analyse de molécules par spectroscopie d'absorption est l'une des applications qui demandent l'utilisation d'une source UV [21].

En insérant un absorbant saturable dans la cavité VECSEL, nous pouvons obtenir une émission impulsionnelle en régime de blocage de modes passif. Une des principales applications des lasers à blocage de modes est la réalisation de peignes de fréquences avec des modes largement espacés (autour de 50 GHz ou 100 GHz pour les transmissions WDM) ayant des puissances élevées [22]. Ces lasers sont utiles pour des applications métrologiques et pour la réalisation des horloges optiques ultra stables [23]. Une autre application des VECSELS impulsionnels est la spectroscopie d'absorption. En 1999 A.Garnache *et al.* ont ainsi utilisé un VECSEL InGaAs/GaAs en régime de blocage des modes émettant à 1 μm pour la réalisation d'un spectromètre compact pouvant servir comme capteur de gaz [24]. Les VECSELS en régime de blocages de modes émettant à 1.5 μm , peuvent être utilisés dans le domaine des communications optiques, pour générer des peignes de fréquence [23], mais aussi comme source de déclenchement ultra-rapide pour l'échantillonnage tout-optique de signaux optiques haut-débit [25].

Le régime d'émission bi-fréquence nécessite aussi l'insertion d'éléments intra cavité. Le premier VECSEL bi-fréquence a été réalisé par G. Baili *et al.* [26]. Le principe de fonctionnement se fondait sur une architecture de cavité proposée initialement en utilisant comme milieu de gain un cristal ou verre dopé [27] [28]. Dans cette première démonstration [25], l'objectif était de générer un signal de battement hyperfréquence (dans la gamme 0.1 GHz – 20 GHz) sur porteuse optique, pour applications radar large bande. A la suite de cette

première démonstration, d'autres applications des VECSELS bi-fréquence ont émergé, comme la réalisation d'un signal de pompage de la raie D2 de l'atome de césium, pour les horloges atomiques [29].

Dans ce travail de thèse, nous envisageons l'utilisation d'un VECSEL émettant à 1550 nm pour la réalisation d'une source bi-fréquence pour les capteurs à fibres optiques à base de l'effet Brillouin. Le principe de fonctionnement des VECSELS bi-fréquence sera exposé en détail dans le chapitre III consacré à la conception de notre VECSEL bi-fréquence.

Par rapport aux VECSELS basés sur le système de matériau GaAs/AlAs, le problème des VECSELS à base d'InP est l'augmentation excessive de la température dans la région active. Différentes approches sont proposées pour contourner ce problème. Elles sont présentées dans le paragraphe suivant, qui rappelle également quelques caractéristiques importantes des lasers et des VECSELS.

II.1.c Caractéristiques importantes des VECSELS

II.1.c.i Dissipation de la chaleur dans la structure VECSEL

Les VECSELS à 1.55 μm épitaxiés sur substrat InP, utilisent des matériaux quaternaires (InGaAsP, InGaAlAs) pour former la région active, ou le miroir de Bragg (le matériau quaternaire correspondant à la couche quart d'onde de fort indice). Malheureusement, la conductivité thermique des matériaux quaternaires est faible (exemple : $C_{K \text{ InGaAlAs}}=0.023 \text{ W/K.cm}$ alors que la conductivité thermique de l'InP est $C_{K \text{ InP}} = 0.68 \text{ W/K.cm}$ [30]). Cela induit une mauvaise évacuation de la chaleur générée par l'absorption du signal de pompe. Une meilleure évacuation de la chaleur est nécessaire pour réduire le seuil laser et atteindre une puissance de sortie élevée. Deux types d'approches ont été proposées pour résoudre ce problème.

La *première approche* consiste à assurer l'évacuation de chaleur à l'aide d'un dissipateur intra cavité collé sur la surface du VECSEL, au plus près de la région active. L'idée a été proposée par Alford *et al.* des laboratoires Sandia (Nouveau-Mexique, USA) pour améliorer les performances d'un VECSEL en InGaAs/GaAs émettant à 980 nm [10]. Suivant cette approche, la chaleur générée dans la couche active diffuse principalement dans le dissipateur de bonne conductivité thermique, et l'impédance thermique du miroir de Bragg sous-jacent a un effet négligeable pour l'évacuation de la chaleur (Figure II-4).

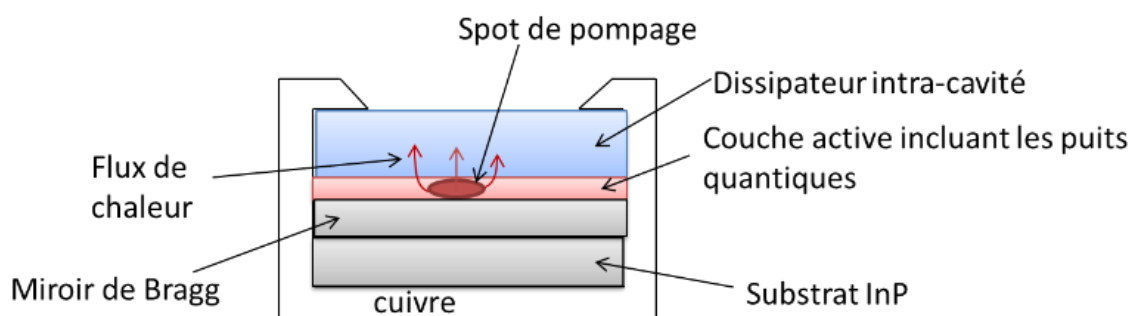


Figure II-4: Schéma représentant l'évacuation de la chaleur d'une structure VECSEL à travers un dissipateur intra-cavité assemblé sur la face avant de la structure

Le dissipateur intra-cavité doit être transparent à la longueur d'onde d'émission du VECSEL et à la longueur d'onde de pompage pour les VECSELS pompés optiquement. Son efficacité dépend de son épaisseur et de la conductivité thermique du matériau utilisé. L'approche intra-

cavité est très efficace mais elle présente certaines limitations : par exemple le dissipateur peut se comporter comme un filtre étalon intra-cavité et modifier les propriétés spectrales de l'émission laser.

Pour éviter ce problème, *une seconde approche* consiste à dissiper la chaleur à travers le miroir de Bragg et le substrat sur lequel est intégré le VECSEL (Figure II-5). Dans ce cas, l'impédance thermique du miroir et du substrat a une grande importance [31].

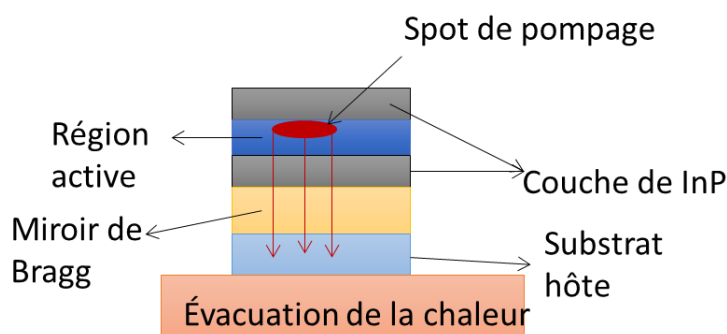


Figure II-5: Schéma représentant l'évacuation de chaleur d'une structure VECSEL à travers le miroir de Bragg et le substrat hôte

Dans le tableau ci-dessous, nous résumons les performances obtenues avec les deux approches, pour des VECSELS à base d'InP émettant vers de 1550 nm.

$\lambda_{\text{émission}}$ (nm)	région active	miroir de Bragg	($\lambda_{\text{pompe}}, P_{\text{pompe}}$)	P_{sortie} (W)	Température (K)	dissipation de chaleur	références	année
1550	PQs (InGaAsP)	48-paires InP/InGaAsP	(1250nm, 1.1W)	0,07	233	DHD ⁶	[32]	2004
			(1250nm, 5.5W)	0,8	240	HS ⁷	[33]	2004
1540	PQs (InGaAlAs)	35-paires GaAs/AlGaAs	(980nm, 25W)	3.8	293	HS	[34]	2011
1550	PQs (InGaAlAs)	17-paires de GaAs/AlGaAs (épitaxie métamorphique)	(980nm, 4.3W)	0.35	283	DHD	[31]	2012

Tableau II-1 : Résumé des résultats obtenus avec des VECSEL pompés optiquement émettant à 1550 nm

Nous remarquons que la méthode de dissipation de chaleur intra cavité est très efficace pour obtenir des puissances de sortie élevées. Néanmoins, plusieurs centaines de mW peuvent être obtenues à la température ambiante avec la seconde approche, ce qui est largement suffisant pour de nombreuses applications des VECSELS à 1.5 μm .

II.1.c.ii Gain modal du VECSEL

Dans une cavité laser, l'effet de cavité crée une onde optique stationnaire et le champ électrique peut s'écrire :

⁶ Downward heat dissipation= dissipation de la chaleur à travers le miroir de Bragg

⁷ Heat spreader=dissipation de la chaleur en utilisant un dissipateur intra cavité

$$E(z) = E_0 \cos(\beta z) \text{ avec } \beta = \frac{2\pi}{\lambda} \quad \text{II- 1}$$

Où $\lambda = \frac{c}{n \cdot f}$ est la longueur d'onde de l'onde stationnaire, n : l'indice de refraction et f : la fréquence optique.

La fonction cosinus indique la création d'une onde stationnaire dans la direction z .

Le gain modal au niveau de la couche active dépend du gain du semi-conducteur (g) et du facteur de confinement longitudinal (Γ). Le gain modal est donné par la formule II- 2.

$$\text{Gain modal} = g \cdot \Gamma \quad \text{II- 2}$$

Pour le cas d'un puits quantique d'épaisseur L_p , le facteur de confinement longitudinal (Γ) se calcule suivant la formule II- 3.

$$\Gamma = \frac{\int_{z_0-L_p/2}^{z_0+L_p/2} \cos(\beta z)^2 dz}{\int_{-L/2}^{L/2} \cos(\beta z)^2 dz} = \frac{L_p}{\lambda/2} \left(1 + \frac{\cos(2\beta z_0) \sin(\beta L_p)}{\beta L_p} \right) \quad \text{II- 3}$$

avec z_0 : le centre du puits quantique et $L=\lambda/2$: la période de l'onde stationnaire.

L'équation II- 3 peut s'écrire :

$$\Gamma = \frac{L_p}{\lambda/2} \Gamma' \quad \text{II- 4}$$

où:

$$\Gamma' = 1 + \frac{\cos(2\beta z_0) \sin(\beta L_p)}{\beta L_p} \quad \text{II- 5}$$

L'équation II- 5 montre que le facteur de confinement Γ' est maximal lorsque le centre du puits quantique coïncide avec un ventre de l'onde stationnaire [35].

II.1.c.iii Bruit d'intensité dans les VECSELS

Une différence importante entre les VECSELS à base de matériaux semi-conducteurs et les lasers à état solide tels que les cristaux dopés, concerne le temps de vie des porteurs dans le milieu de gain. A titre d'exemple, dans un milieu actif en quaternaire sur InP émettant vers $1.5 \mu\text{m}$, au-dessus du seuil laser, le temps de vie des porteurs est de l'ordre de 1 ns ou un peu inférieur, alors que pour un verre dopé à l'Erbium ce temps de vie est de l'ordre de 1.5 ms [36]. Considérons un temps de vie de photons typique dans une cavité externe de l'ordre de 6 ns (cette valeur est calculée pour une cavité de longueur 1 cm et avec des miroirs de réflectivité $R=99\%$, en considérant que les pertes subies par le faisceau laser sont dues seulement au coefficient de réflexion du miroir de sortie). Nous constatons que le rapport temps de vie des porteurs et temps de vie des photons dans la cavité est bien différent dans les deux cas.

Le laser à cristal ou verre dopé est de classe B, alors que le VECSEL est de classe A, c'est-à-dire que les oscillations de relaxation sont supprimées. Cette propriété permet d'éliminer le pic de bruit autour de la fréquence de relaxation, et de réaliser des VECSELS mono fréquence à très faible bruit relatif d'intensité (utiles par exemple pour les applications radar), ou des VECSELS bi-fréquence avec un signal de battement hyperfréquence de grande pureté

spectrale. Il a été démontré que les VECSELS peuvent être des lasers de classe B lorsque la longueur de cavité est fortement réduite car cela conduit à diminuer le temps de vie de photons. Mais tant que la longueur de cavité choisie est assez grande pour permettre d'obtenir une durée de vie de photons supérieure à l'inversion de population, le laser VECSEL sera de classe A [37].

II.2 Les VECSELS à 1550 nm

II.2.a État de l'art

Le premier VECSEL émettant à 1550 nm a été réalisé en 2004 par Hans Lindberg *et al.* [32]. Leur structure était formée par une couche active à puits quantiques InGaAsP/InP, et par un réflecteur de Bragg en InGaAsP/InP sur substrat d'InP. La puissance maximale de sortie obtenue à une température de 233 K (-33°C) était de l'ordre de 60 mW. La structure VECSEL était placée seule sur une monture régulée en température, sans autre dissipateur de chaleur.

Toujours en 2004, la même équipe a réussi à améliorer les performances du VECSEL en collant un dissipateur de chaleur en silicium (Si) sur la région active. La puissance de sortie obtenue à la température ambiante était de 12 mW et atteignait 230 mW à 240 K [38]. Pour augmenter encore la puissance de sortie les auteurs ont remplacé le silicium par du diamant, la puissance de sortie atteignait alors 170 mW à température ambiante [33]. L'équipe du professeur A. Sirbu a amélioré la technique en utilisant un substrat de diamant et en réalisant le montage compact présenté sur la Figure II-6. La structure VECSEL est placée entre deux plaques en cuivre. La plaque supérieure possède une ouverture pour permettre le passage du faisceau de pompage et l'émission laser. La plaque inférieure est collée sur la face froide d'un élément Peltier. La face chaude du Peltier est en contact avec un bloc en cuivre (puits de chaleur) refroidi avec de l'eau. Les microcanaux de circulation d'eau formés dans le bloc servant de puits de chaleur sont réalisés au plus près de la surface et donc de l'élément Peltier.

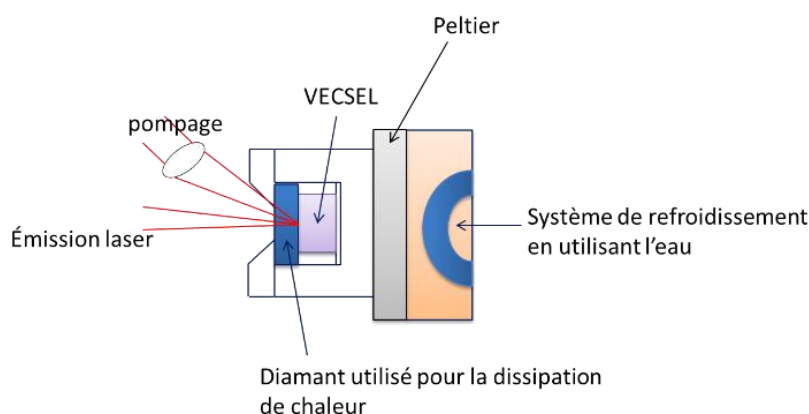


Figure II-6: Schéma de la dissipation de chaleur utilisé par l'équipe d'A. Sirbu de l'EPFL en Suisse [39]

Avec un laser de pompe à la longueur d'onde de 980 nm de puissance 25 W, une puissance de sortie de 2.6 W a pu être obtenue à partir d'une structure VECSEL émettant à 1550 nm réalisée par l'équipe d'A. Sirbu de l'EPFL en Suisse [39]. L'émission laser obtenue était monomode transverse.

Le LPN a proposé une structure VECSEL qui permet une dissipation de chaleur efficace par le miroir de Bragg et le substrat, sans dissipateur intra cavité. Pour cela, la couche active à base d'InP est intégrée à un miroir hybride très réfléchissant comprenant des paires de Bragg complétées par une couche d'or (conductivité thermique $C_{K\text{ Au}} \sim 3.14 \text{ W/K.cm}$), et le tout est reporté sur un substrat hôte très bon conducteur. Au lieu d'utiliser des paires de Bragg InP/InGaAsP ($C_{K\text{ InP}} \sim 0.68 \text{ W/K.cm}$ et $C_{K\text{ InGaAsP}} \sim 0.072 \text{ W/K.cm}$), les matériaux GaAs/AlAs sont utilisés ($C_{K\text{ GaAs}} \sim 0.52 \text{ W/K.cm}$ et $C_{K\text{ AlAs}} \sim 0.8 \text{ W/K.cm}$). La structure VECSEL sur le substrat hôte est ensuite fixée à une monture montée sur un élément Peltier, dont la face chaude est collée sur un puits de chaleur qui peut être refroidi par de l'eau ou par un caloduc, comme schématisé sur la Figure II-7.

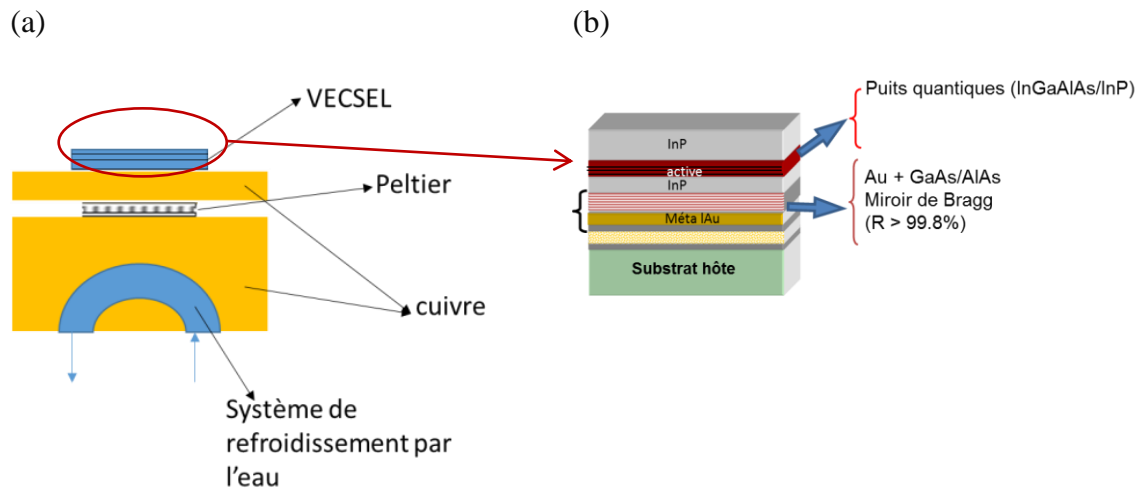


Figure II-7: (a) Schéma du refroidissement de la structure VECSEL au LPN. (b) Détail de la structure VECSEL fabriquée

La première démonstration a été effectuée avec un substrat hôte en carbure de silicium [40], puis en utilisant un substrat hôte en diamant CVD. Le LPN a obtenu en 2012, une puissance de sortie de 350 mW à température ambiante [31]. Nous avons utilisé une telle structure dans ce travail de thèse. Les étapes de fabrication sont brièvement rappelées ci-dessous.

II.2.b Fabrication de la structure VECSEL utilisée dans cette thèse

Les étapes de fabrication de la structure VECSEL sont représentées sur la Figure II-8. Notons dès présent que la structure VECSEL forme une microcavité optique (limitée par le miroir de Bragg d'une part, et l'interface avec l'air d'autre part), dans laquelle se forme une onde stationnaire à la longueur d'onde de $\sim 1550 \text{ nm}$ qui nous intéresse. Cette onde stationnaire est schématisée sur la Figure II-9 qui représente la structure VECSEL en fin de fabrication.

L'épitaxie démarre par une couche sacrificielle appelée 'Etch stop layer' qui sert à protéger la région active durant le retrait du substrat InP.

Dans une première étape, la région active est épitaxiée sur un substrat InP par épitaxie MOVPE. Dans notre cas, cette région active d'épaisseur 2λ est formée par 12 PQs en InGaAlAs. Ces PQs sont distribués au niveau de 3 ventres successifs de l'onde stationnaire. **Dans une deuxième étape**, le miroir de Bragg formé par 17 paires de Bragg en GaAs/Al_{0.97}Ga_{0.03}As est intégré dans la région active, par reprise d'épitaxie métamorphique

[40] en épitaxie MBE. **Dans une troisième étape**, une couche d'or⁸ est déposée sur le miroir de Bragg dans le but d'augmenter sa réflectivité. **Dans une quatrième étape**, cette structure fabriquée est reportée par soudure métallique sur un substrat hôte, en diamant CVD⁹(Chemical Vapor Deposition) dans notre cas. **Dans une cinquième étape**, le substrat d'InP est retiré par gravure chimique sélective, avec arrêt sur la couche « etch stop layer », et la couche « etch stop » est ensuite également retirée par gravure sélective. **Dans une sixième étape**, la couche InP de surface dite « couche de phase » peut être légèrement gravée¹⁰ et une couche anti reflet AR à 980 nm est finalement déposée sur l'InP. Cette couche (AR) permet de diminuer la réflectivité de la pompe et par conséquent augmenter l'efficacité d'absorption. La gravure de la couche InP « de phase » est effectuée de manière à ce que la position en longueur d'onde du mode résonnant de la microcavité, après dépôt de la couche AR, coïncide avec le maximum de gain des puits quantiques [31]. Ceci pour maximiser le gain modal de la structure introduit au paragraphe II.1.c.ii.

Finalement, nous aboutissons à la structure VECSEL dont une vue en coupe est schématisée sur la Figure II-9 [31]. Il est possible de mesurer son spectre de réflectivité, par FTIR (Fourier Transform InfraRed spectroscopy). La réflectivité de la structure VECSEL est donnée à la Figure II-10.

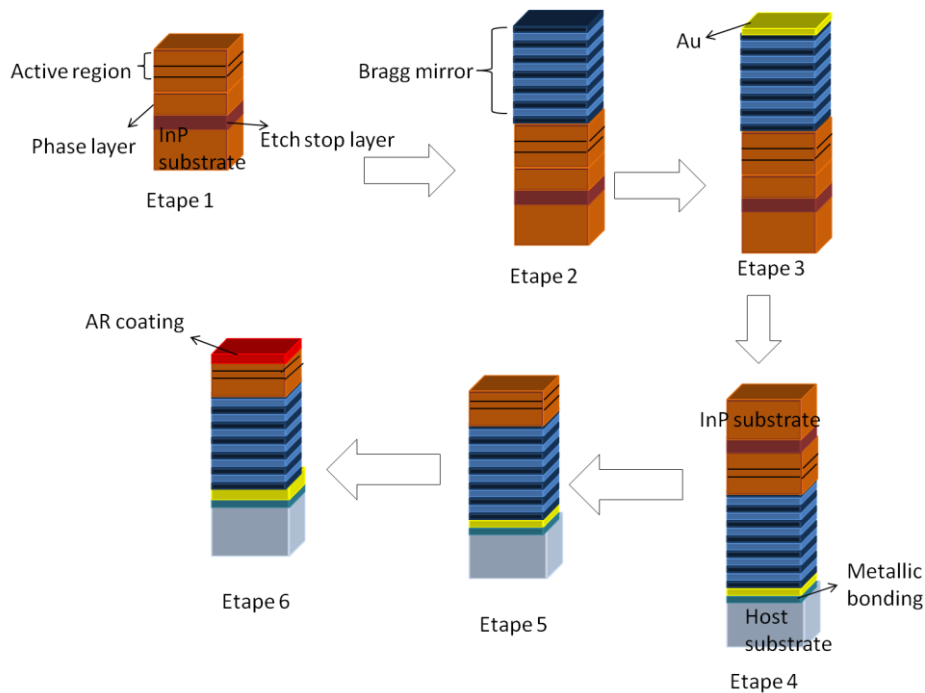


Figure II-8: Représentation schématique des différentes étapes de fabrication de la structure VECSEL

⁸ Epaisseur > 100 nm.

⁹La conductivité thermique du diamant est de : 2000 W/K.m

¹⁰La modification de l'épaisseur de l'InP permet de déplacer en longueur d'onde le mode de résonance de la microcavité

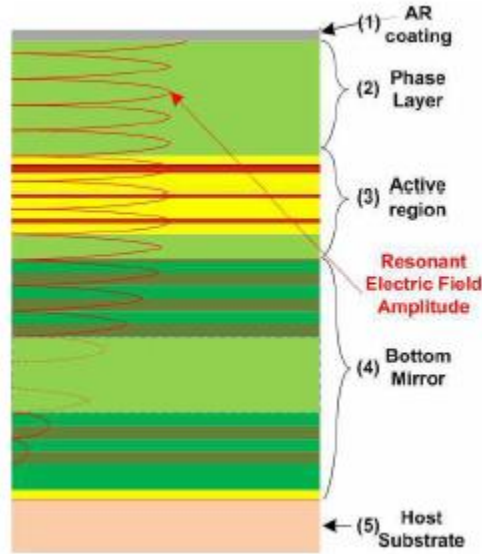


Figure II-9: Schéma de la structure VECSEL fabriquée, et en courbe rouge, représentation de la distribution de l'amplitude du champ électrique à travers la structure. D'après [31].

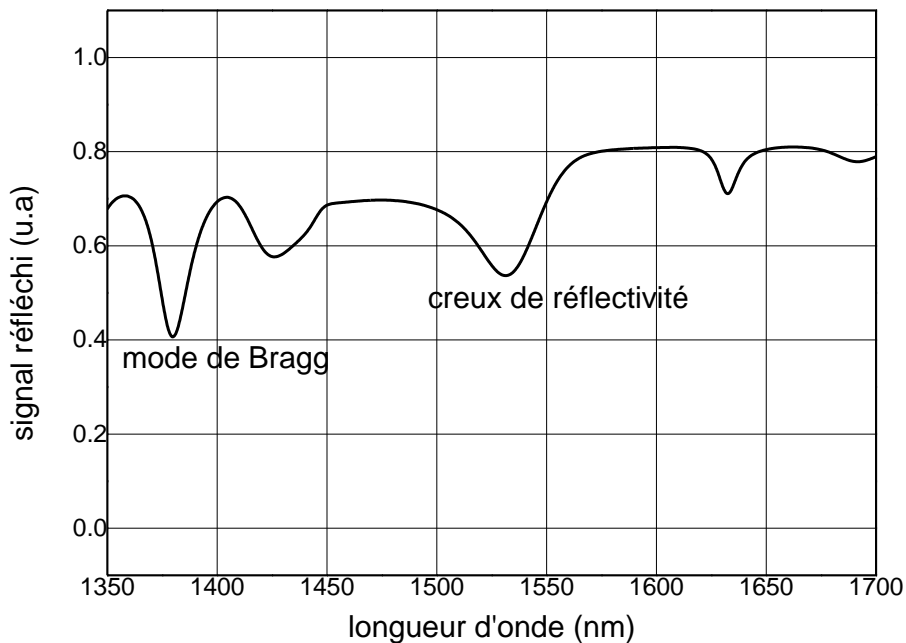


Figure II-10: Spectre de réflectivité de la structure VECSEL 'D1' mesuré par spectroscopie FTIR. Le creux de réflectivité apparent vers 1532 nm est dû au pic excitonique et à la résonance de la microcavité (la longueur d'onde de résonance est estimée à 1555 ± 5 nm dans ce cas)

L'insertion des éléments intra cavité, pour obtenir un fonctionnement bi-fréquence, pourrait augmenter les pertes dans la cavité laser, d'où l'importance de choisir une structure avec un

gain élevé. Pour cette raison les structures VECSELS utilisées pour la réalisation d'un laser bi-fréquence, comportent 12 puits quantiques. Le nombre de puits quantiques a été porté *a priori* à 12, pour augmenter le gain disponible.

Notre but était de sélectionner la structure VECSEL offrant les meilleures performances (faible seuil laser, puissance de sortie élevée) afin de l'utiliser dans notre système final. Nous avons testé deux structures VECSELS et nous avons comparé leurs caractéristiques lasers. Les résultats des tests sont présentés dans le paragraphe suivant.

II.2.c Caractérisation des structures VECSEL

Avant de présenter les résultats des tests, nous allons décrire le montage expérimental utilisé et rappeler le principe du fonctionnement laser en cavité plan-concave.

II.2.c.i Principe du fonctionnement laser en cavité plan-concave

Notre cavité possède une géométrie plan-concave (le miroir de Bragg de la structure VECSEL est le miroir plan et le coupleur de sortie est le miroir concave), elle est représentée à la Figure II-11. Un rappel de la propagation d'un faisceau gaussien est présenté dans la partie ci-dessous.

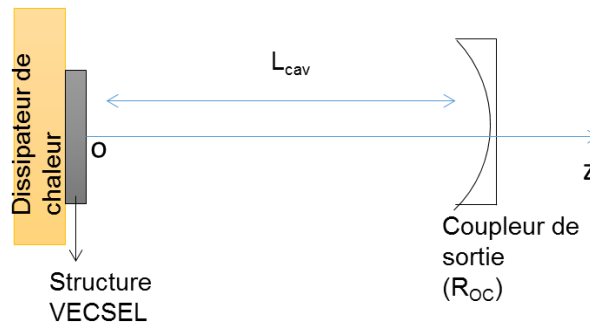


Figure II-11: Schéma de la cavité VECSEL de type plan-concave, la longueur de cavité est L_{cav} et le rayon de courbure du miroir concave est R_{0c}

La solution des équations de Maxwell pour un champ électromagnétique qui se propage dans une cavité formée par deux miroirs sous l'approximation paraxiale est donnée par la formule II- 5 en considérant que la direction de propagation privilégiée est celle de l'axe des z [41].

$$E_{nm}(x, y, z) = E_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right) \cdot H_n\left(\frac{x\sqrt{2}}{\omega(z)}\right) \cdot H_m\left(\frac{y\sqrt{2}}{\omega(z)}\right) \cdot \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \cdot \exp\left(i(kz - 2\pi ft - \varphi)\right) \quad \text{II- 5}$$

L'équation II- 5 représente la distribution du champ électrique des modes transverses.

Dans cette équation :

ω_0 est le rayon dans le plan (x,y) pour lequel l'intensité du champ $E_{nm}(x,y,z)$ chute d'un facteur $1/e^2$. Il est aussi appelé le waist à $1/e^2$ [41].

$\omega(z)$ est le rayon du faisceau laser dans un plan perpendiculaire à la propagation à une distance z de l'origine, il est donné par la formule II-6:

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \frac{z}{Z_R}} \quad \text{avec} \quad Z_R = \sqrt{L_{cav}(R_{0c} - L_{cav})} \quad \text{II- 6}$$

k , f , et φ sont respectivement : la constante de propagation, la fréquence optique, et la phase du champ à l'origine de l'espace et du temps.

H_n est le polynôme d'Hermite d'ordre n et H_m est le polynôme d'Hermite d'ordre m .

Pour l'ordre 0 : $H_0(X)=1$

Pour l'ordre 1 : $H_1(X) = 2X$

Pour l'ordre 2 : $H_2(X) = 4X^2-2$

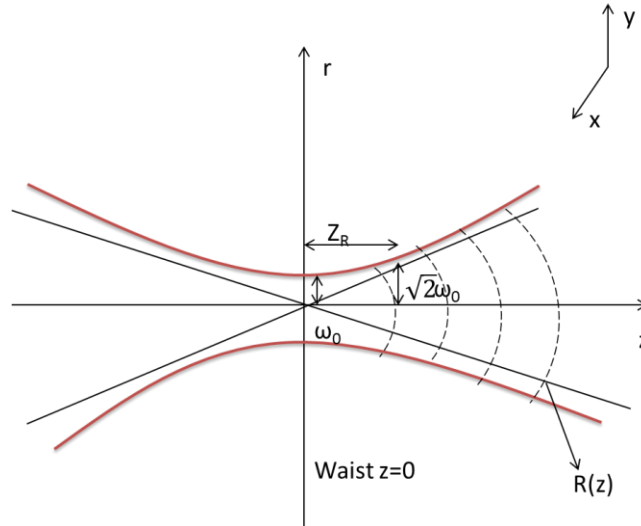


Figure II-12: Schéma représentant les caractéristiques du mode fondamental (ordre 0), aussi appelé mode gaussien, $r = \sqrt{x^2 + y^2}$

La Figure II-12 illustre l'évolution de la taille du mode d'ordre 0 (mode fondamental gaussien) avec la distance z . La longueur de Rayleigh (Z_R) représente la distance à partir de laquelle la taille du faisceau augmente de $\sqrt{2}$ par rapport à sa valeur minimale (waist ω_0).

Pour l'ordre 0 (mode TEM_{00}), l'équation II.5 se réécrit de manière simplifiée avec $n=m=0$ comme :

$$E(x, y, z, t) = E_0 \cdot \frac{\omega_0}{\omega(z)} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{\omega^2(z)}\right) \cdot \exp\left(ik \frac{x^2 + y^2}{2R(z)}\right) \cdot \exp(i(kz - 2\pi ft - \varphi)) \quad \text{II- 7}$$

Nous avons choisi de présenter les profils spatiaux du mode fondamental TEM_{00} et du mode TEM_{01} calculés suivant l'expression II- 5 pour $H_n = H_0(X)=1$ et $H_m = H_1(X) = 2X$.

Mode TEM₀₀

Mode TEM₀₁

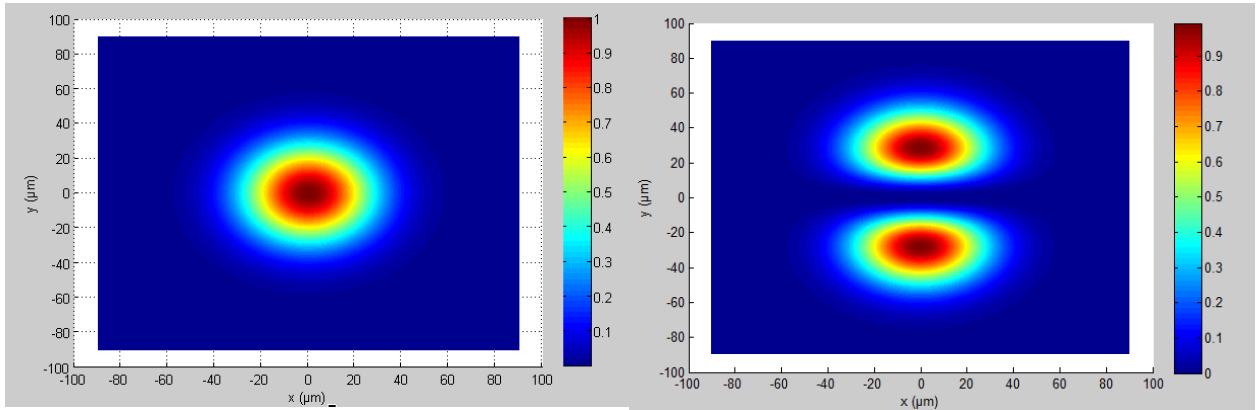


Figure II-13: Profils spatiaux de l'intensité optique (le carré de l'amplitude du champ électrique) des modes TEM₀₀ et TEM₀₁ calculés pour $\omega_0=40\mu\text{m}$ au niveau du VECSEL

Le profil d'intensité du mode gaussien fondamental (TEM₀₀) suivant la direction y (et pour x= 0) est présenté en bleu sur la Figure II-14, alors que le profil d'intensité du mode (TEM₀₁) est représenté en rouge.

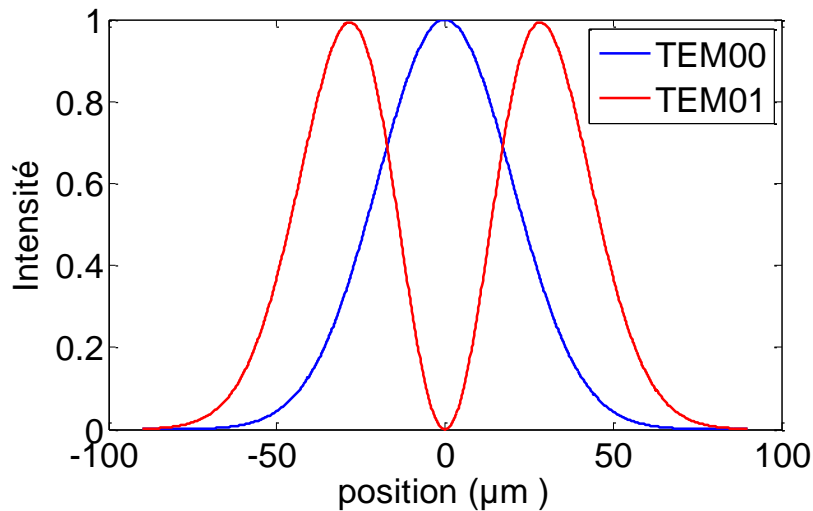


Figure II-14: Profils d'intensité du mode TEM₀₀ (bleu) et du mode TEM₀₁ (rouge), calculé pour $\omega_0 = 40 \mu\text{m}$ au niveau du VECSEL. Nous remarquons que l'étalement spatial du mode fondamental (mesuré à $1/e^2$) est 1.5 fois inférieur à celui du mode d'ordre supérieur

Pour pomper préférentiellement le mode fondamental, nous pouvons donc prévoir qu'il faut adapter la taille du spot de pompe, de manière à garantir $\omega_0 \leq \omega_p < 1.5\omega_0$, où ω_p est le rayon à $1/e^2$ du spot de pompe à la surface du VECSEL.

Il est important de garantir une émission monomode transverse pour les raisons suivantes :

- Une émission sur un ou plusieurs modes d'ordre supérieur peut induire une fluctuation de l'intensité du faisceau émis causée par la compétition entre ces modes et par la suite une instabilité de l'émission laser.
- L'oscillation de plusieurs modes transverse induit une émission multifréquence car les différents modes transverse n'ont pas la même fréquence optique de résonance dans la

cavité. Ceci est vrai sauf pour les cavités plan-concave dites dégénérées pour lesquelles $L_{cav} = R_{OC}/2$ (Figure II-15).

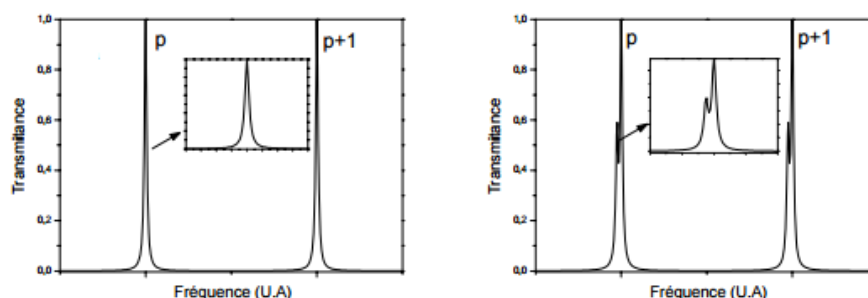


Figure II-15 : A gauche nous représentons les modes de cavité pour une émission sur le mode TEM_{00} . A droite nous représentons les modes de cavité pour une émission sur les modes TEM_{00} et TEM_{01} d'après [42].

Pour une cavité de géométrie fixée (L_{cav} , R_{OC}), la valeur de ω_0 est donnée par la formule II- 8 ci-dessous. Un raisonnement simple permet d'aboutir à cette équation :

Le mode fondamental d'un faisceau gaussien qui se propage dans une cavité est stable (retourne sur lui-même après un aller-retour dans la cavité) si le rayon de courbure du front d'onde coïncide avec les rayons de courbure des miroirs de la cavité. Dans une cavité plan-concave, pour obtenir un mode stable de la cavité, il faut que le rayon de courbure du front d'onde (R) dont la formule est représentée par l'équation II- 9 soit égal au rayon de courbure du miroir concave (R_{OC}) à la longueur de cavité L_{cav} (c'est-à-dire quand $z=L_{cav}$) [43]. Ceci donne l'expression du waist ω_0 en fonction de L_{cav} et R_{OC} du miroir de sortie.

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda Z_R}{\pi}} = \sqrt{\frac{\lambda \sqrt{L_{cav}(R_{OC} - L_{cav})}}{\pi}} \quad \text{II- 8}$$

$$R = z \left[1 + \left(\frac{\pi \omega_0^2}{\lambda z} \right)^2 \right] \quad \text{II- 9}$$

Nous présentons sur la Figure II-16 l'évolution de la taille du waist du mode fondamental, ω_0 , en fonction de la longueur de la cavité pour $R_{OC}=15$ mm, cette valeur correspondant au rayon de courbure du miroir concave choisi pour tester nos structures VECSELS. Nous retrouvons que le waist est maximal lorsque la longueur de cavité est égale à $R_{OC}/2$. Ce waist varie rapidement sur les bords de la courbe de stabilité.

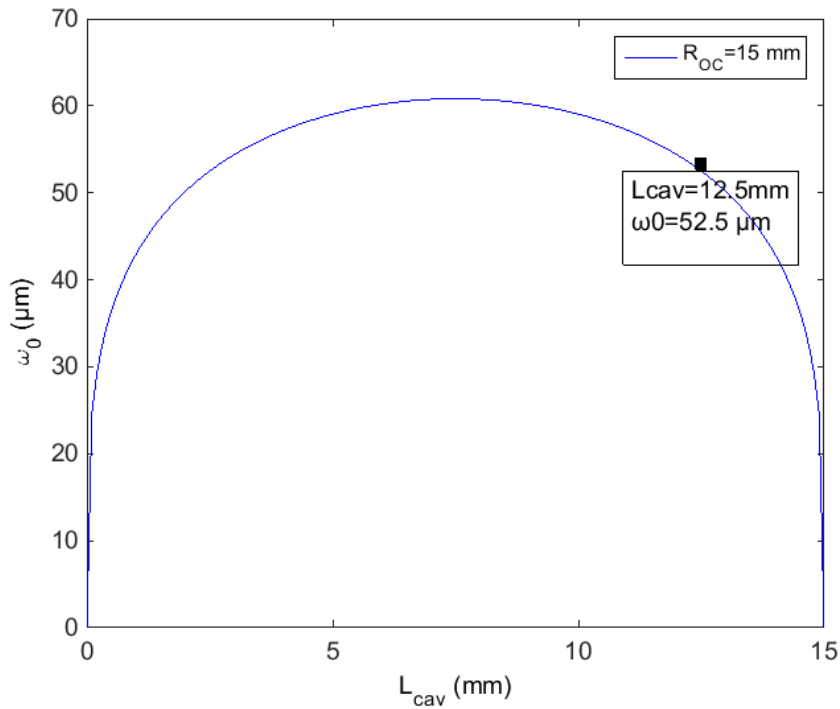


Figure II-16: Evolution du rayon du mode transverse de cavité d'ordre 0 (waist du mode fondamental) au niveau de la structure VECSEL en fonction de la longueur de cavité pour un R_{OC} fixé à 15 mm (miroir utilisé dans la suite des tests). Le rayon calculé pour $L_{\text{cav}} = 12,5 \text{ mm}$ (longueur utilisée dans la suite des tests) est de l'ordre de $53 \mu\text{m}$

II.2.c.ii Montage expérimental pour le test des structures

La cavité utilisée pour tester les structures VECSEL est celle représentée à la Figure II-17.

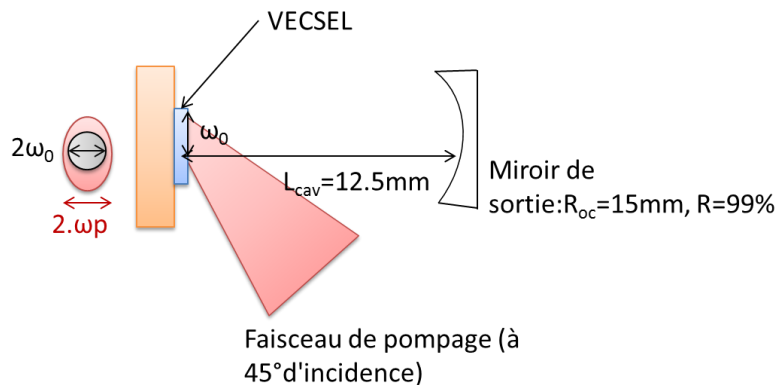


Figure II-17: Schéma représentant la cavité utilisée pour le test des structures VECSELS. Le faisceau du laser de pompe est également représenté. Le rayon du spot de pompe (ω_p) à la surface du VECSEL est adapté pour garantir le pompage du mode fondamental de cavité (le waist ω_0 est fixé par R_{OC} et L_{cav})

Le rayon du mode fondamental de cavité calculé par la formule II- 8 est égal à $54 \mu\text{m}$ pour $L_{\text{cav}}=12.5 \text{ mm}$ et $R_{\text{OC}}=15 \text{ mm}$. Le pompage optique est assuré par une diode laser à 980 nm délivrant une puissance allant jusqu'à 7 W couplée à une fibre multimode (diamètre de cœur $2.\omega_f \sim 110 \mu\text{m}$). Le diamètre du spot de pompage ($2.\omega_p$) garantit le pompage du mode de cavité de diamètre $2.\omega_0$. Le système de pompage est représenté à la Figure II-18, une lentille L_1 de distance focale $OF_1=40 \text{ mm}$ est utilisée pour la collimation du faisceau de pompage à l'infini alors qu'une autre lentille L_2 de distance focale $OF_2=30 \text{ mm}$ est utilisée pour la focalisation du faisceau sur la structure VECSEL.

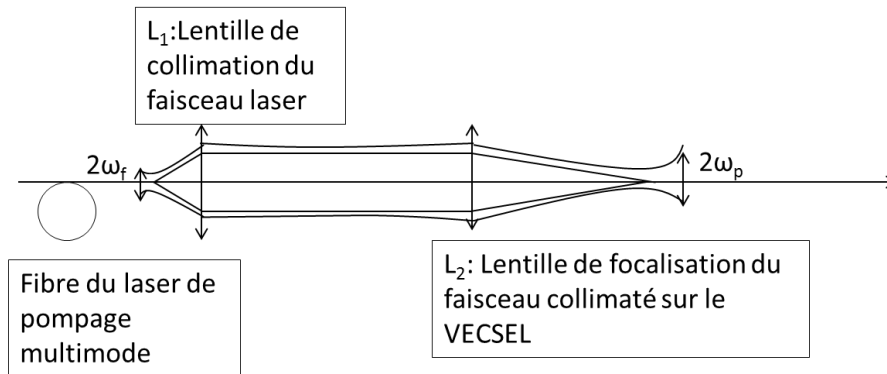


Figure II-18: schéma du système utilisé pour le pompage de la structure VECSEL

Nous avons mesuré la taille du spot de pompage à la surface de la structure VECSEL par deux méthodes :

-La première méthode consiste à focaliser le faisceau de pompage sur une structure active sur InP émettant sous pompage un signal de photoluminescence autour de $1.3 \mu\text{m}$, détecté par la caméra CCD. L'image de ce spot réalisée avec une caméra CCD, qui possède un objectif ayant un grandissement $G=8$, une ouverture numérique $NA=0.15$ et qui est placé à une distance $d=15 \text{ mm}$ de l'échantillon. Cette image est représentée à la Figure II-19.

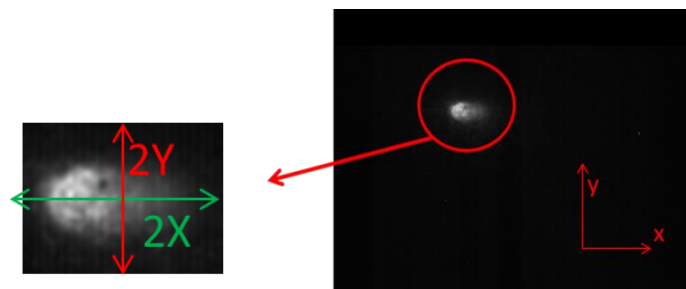
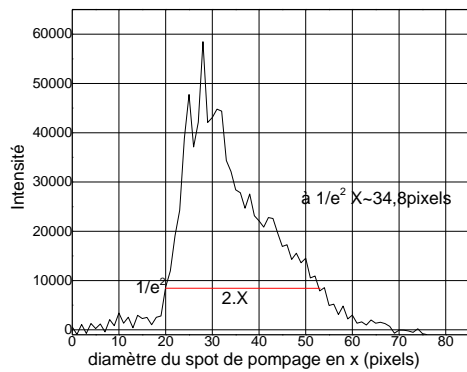


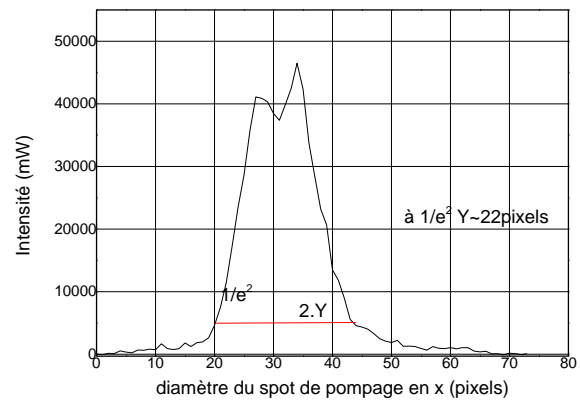
Figure II-19 : Image du spot de pompage observé à la caméra

Le spot de pompage possède une forme elliptique puisqu'il est projeté à 45° sur l'échantillon (le faisceau de pompage présente une incidence de 45° par rapport à la surface du VECSEL). Les profils d'intensité mesurés suivant les directions x et y sont présentés sur la Figure II-20. La demi-largeur du profil d'intensité mesurée à $1/e^2$ suivant la direction x , appelée X est

proche de $\sqrt{2}Y$, où Y est la valeur de la demi-largeur du profil d'intensité mesurée à $1/e^2$ suivant la direction y ($Y=\omega_p$).



(a) suivant la direction x ($2X$)



(b) suivant la direction y ($2Y$)

Figure II-20: a) profil d'intensité du spot de pompage suivant x . b) Profil d'intensité du spot de pompage suivant y

Nous mesurons ce profil avec une caméra pour différentes positions de la lentille de focalisation L_2 par rapport à la surface de l'échantillon, et nous en déduisons la taille du spot de pompe en fonction de la position de L_2 . Nous trouvons finalement la taille du spot de pompage à la focalisation maximale.

Nous avons d'abord mesuré les diamètres $2X$ et $2Y$ en pixels puis nous avons réalisé la conversion en μm . Le principe de cette conversion est le suivant : La Figure II-21 représente un échantillon en InP sur lequel ont été gravés des rubans périodiques, qui sont détectables sur l'image de la caméra CCD (ces rubans apparaissent verticalement sur la Figure II-21). Sur cet échantillon la période des rubans gravés vaut $400 \mu\text{m}$. Nous obtenons ainsi la conversion $\mu\text{m}/\text{pixels}$ dans nos conditions de mesure : $1\text{px}=6.5 \mu\text{m}$.

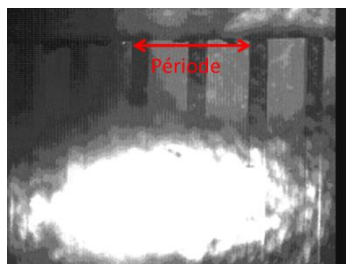


Figure II-21: Image de la structure qui nous a permis de réaliser la conversion pixels/ μm

-La deuxième méthode utilisée pour mesurer la taille du spot de pompage consiste à placer une fente à la sortie de la lentille L_2 , comme le montre la Figure II-22.

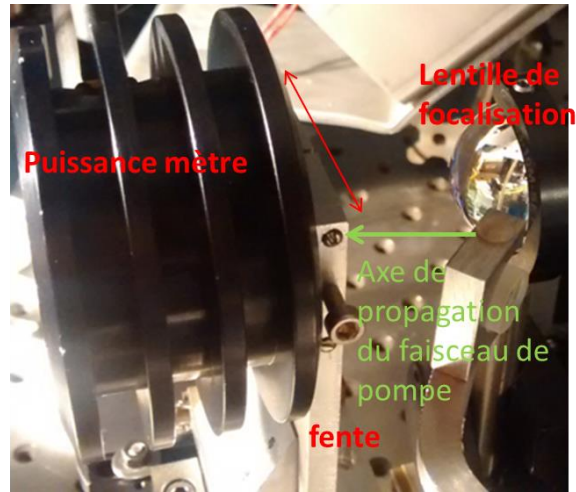


Figure II-22: Montage utilisé pour la mesure de la puissance à la sortie de la fente (cas où la fente est placée perpendiculairement à la propagation du faisceau de pompe). La flèche rouge représente la direction de déplacement de la fente durant la mesure du rayon du spot de pompe (ω_p)

Nous avons fixé la distance lentille-fente à la position où la puissance reçue sur le puissance mètre est maximale. Ceci correspond au point de focalisation maximal du spot de pompe. Dans un premier temps la fente est placée derrière lentille L_2 perpendiculairement à l'axe de propagation du signal de pompe, comme le montre le schéma de la Figure II-23(a). Dans ce cas, le profil du faisceau de pompage sur la fente est circulaire, ce qui nous a permis de déduire Y ($Y=X$ dans cette configuration).

Dans un second temps nous avons placé la fente à 45° par rapport à la lentille L_2 comme le montre le schéma de la Figure II-23 (b). Dans ce cas le profil du faisceau de pompage sur la fente est elliptique, ce qui nous a permis de mesurer X .

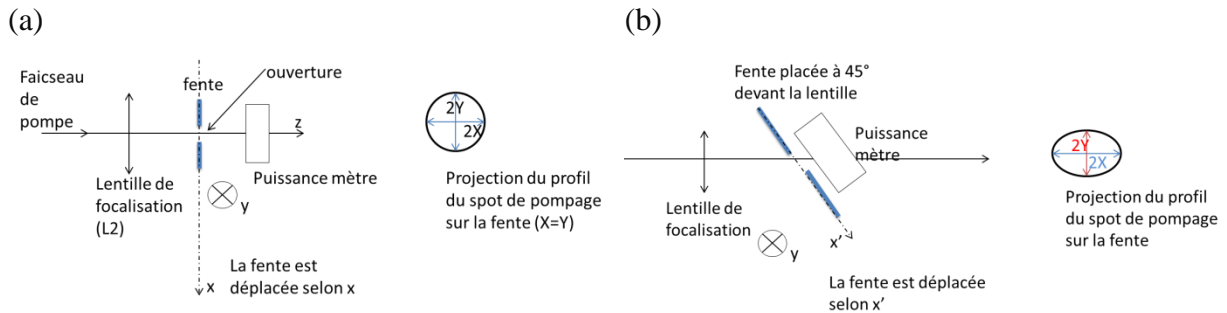


Figure II-23 : Schéma illustrant la position de la fente par rapport à la lentille L_2 . (a) À gauche la fente est placée perpendiculairement à l'axe de propagation du faisceau de pompe. (b) À droite, la fente est placée à 45° de l'axe de propagation

Pour mesurer les rayons à $1/e^2$ du spot de pompe à la surface du VECSEL dans les directions verticales et horizontales (respectivement X ou Y), nous avons placé un puissance-mètre à la sortie de la fente. En déplaçant la fente horizontalement le long de x (Figure II-23 (a)), ou de x' (Figure II-23 (b)) nous avons mesuré l'évolution de la puissance de sortie. Nous avons ainsi tracé cette puissance en fonction du déplacement de la fente.

La fente utilisée possède une ouverture entre 10 et 50 μm . Dans le cas où l'ouverture de la fente (d) est large par rapport au rayon ω_p mesuré, la formule II-10 est utilisée pour le 'fitt' de la courbe de mesure.

$$I(\omega_p, \Delta x) = \int_{\Delta x - d/2}^{\Delta x + d/2} I(x) dx \quad \text{II-10}$$

avec Δx le déplacement de la fente, d la largeur de la fente et $I(x) = I_0 e^{-\frac{2x^2}{\omega_p^2}}$. Dans notre cas, ω_p est égal à $90 \mu\text{m}$, nous avons ‘fitté’ la courbe de mesure de Y avec des ouvertures (d) fixées à 10; 30 et $50 \mu\text{m}$. Les résultats sont représentés à la Figure II-24 .

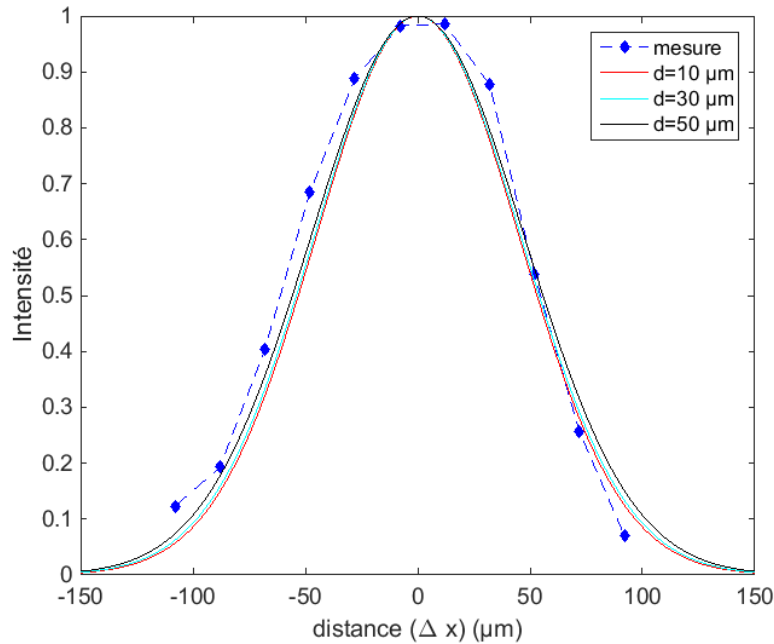
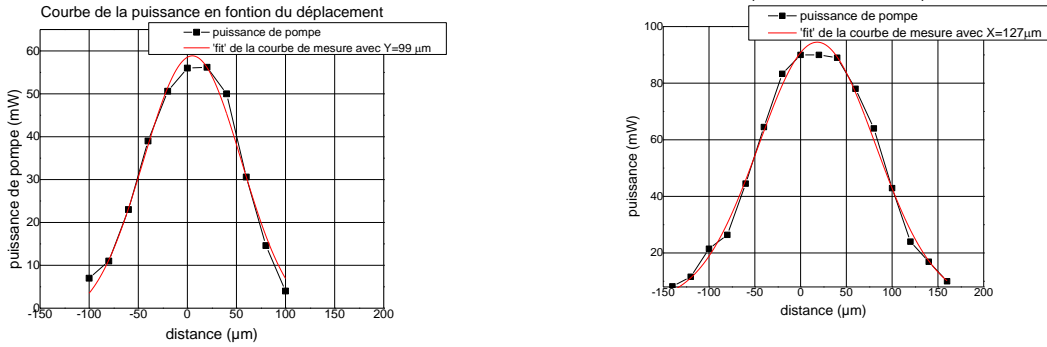


Figure II-24 : fitting de la mesure (représentée en bleu) pour différentes ouvertures de fente

La Figure II-24 montre que, le ‘fitt’ varie peu avec l’ouverture de la fente vu que ω_p est large par rapport à (d). Donc nous avons ‘fitté’ les courbes de mesure de Y et de X sans tenir compte de l’ouverture de la fente, ces résultats sont représentés à la Figure II-25. Le graphe 25 (a) représente les résultats de mesures de Y. Alors que, le graphe 25 (b) représente les résultats de mesures de X.

Le résultat du ‘fit’ des données expérimentales est représenté par la courbe rouge sur la Figure II-25.



(a) Estimation du rayon de pompe Y sur la surface du VECSEL (petit axe, vertical)

(b) Estimation du rayon de pompe X sur la surface du VECSEL (grand axe, horizontal)

Figure II-25: Courbes expérimentales montrant l'évolution de la puissance à la sortie de la fente (noir) en fonction du déplacement de la fente. Les courbes rouges montrent le 'fit' des courbes noir avec $X=127 \mu\text{m}$ et $Y=99 \mu\text{m}$ comme paramètres de fit

Finalement, les résultats obtenus avec les deux méthodes sont rassemblés dans le tableau ci-dessous. Nous pouvons aussi estimer la valeur du rayon de pompage dans la direction horizontale (X) avec l'approximation : $X \sim \sqrt{2}Y$ vu que le spot de pompage est projeté à 45° sur la structure.

	Rayon de pompe dans la direction verticale (Y)	Rayon de pompe dans la direction horizontale (X)	Rayon de pompe dans la direction horizontale calculé par la formule : $X = \sqrt{2} Y$
utilisation des fentes	$93 \pm 9 \mu\text{m}$	$127 \pm 5 \mu\text{m}$	$138 \mu\text{m}$
utilisation de la caméra	$72 \pm 7 \mu\text{m}$	$113 \pm 7 \mu\text{m}$	$100 \mu\text{m}$

Tableau II-2 : Tableau de synthèse de la taille du spot de pompe sur la surface de la puce VECSEL, dans les directions horizontales (x') et verticales (y) , estimée par la méthode de la caméra et la méthode de la fente

D'après ce tableau nous pouvons considérer que le rayon du spot de pompage ($\omega_p \equiv Y$) est approximativement égal à $\sim 80 \mu\text{m}$.

II.2.c.iii Résultats des tests obtenus avec les structures VECSEL

Nous avons commencer par tester des structures VECSELS qui avaient été fabriquées au LPN. Les structures sont testées en trois étapes. Premièrement, la structure est testée sans aucun dépôt de surface sur l'InP, ce test permet de vérifier que l'effet laser peut bien être atteint. Deuxièmement, la structure VECSEL est testée avec un dépôt antireflet à la longueur d'onde de 1550 nm en surface. Dans ces conditions l'effet de microcavité est supprimé, et l'effet laser se produira au maximum de gain des puits quantiques. Ce deuxième test nous permet donc d'identifier où se trouve le maximum de gain dans nos conditions de pompage. Le troisième test est réalisé avec une cavité résonante et un dépôt anti replet pour la pompe à

980 nm, la résonance de la microcavité ayant été calée par gravure de l'InP de surface à une longueur d'onde proche du maximum de gain, identifié en étape 2. Nous détaillons dans ce qui suit les 3 étapes de test pour la structure D1, puis nous comparons les performances finales des structures D1 et D2. Toutes les mesures sont effectuées à une température de 20°C et une longueur de cavité $L_{cav}=12.5$ mm.

II.2.c.iii.a Test réalisé sans aucun dépôt anti reflet

Ce premier test est réalisé pour vérifier le fonctionnement général de la structure. La température est fixée à 20°C. Les résultats du test sont rapportés sur la Figure II-26, qui représente la puissance de sortie du VECSEL en fonction de la densité de puissance de pompe incidente. La densité de puissance de pompe incidente est calculée par la formule II-11 :

$$Densité\ de\ puissance\ de\ pompe\ \left(\frac{kW}{cm^2}\right) = \frac{puissance\ de\ pompe\ (kW)}{Aire\ du\ spot\ de\ pompe\ (cm^2)} \tag{II-11}$$

Pour calculer l'aire du spot de pompage nous avons considéré que le rayon du spot de pompage $\omega_p \sim 80$ μm (aire du spot de pompage est donné par $\pi\sqrt{2}\omega_p^2$). La puissance de sortie maximale était de 100 mW obtenue avec une densité de puissance de pompe de 4.8 kW/cm^2 autour de 1538 nm.

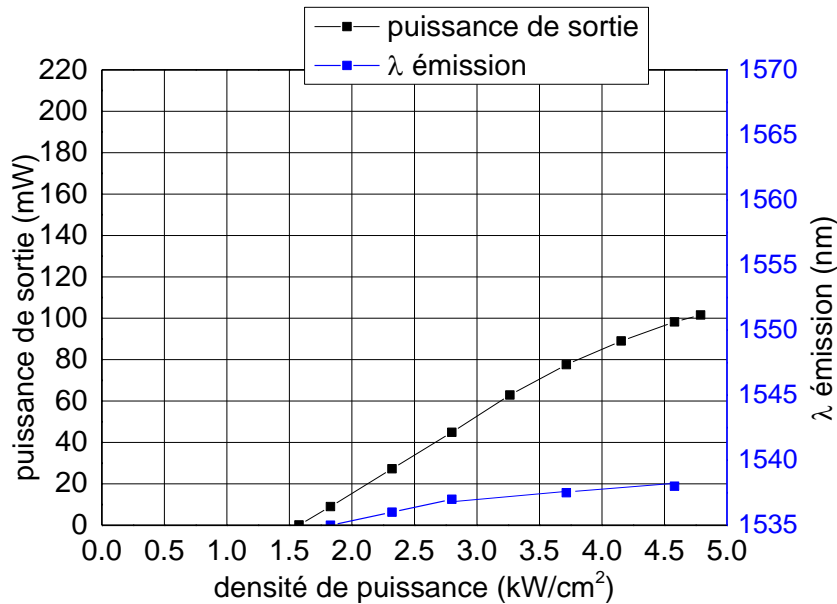


Figure II-26 : Puissance de sortie du VECSEL D1 en fonction de la densité de puissance de pompe pour la structure D1 après retrait de la couche « etch stop layer » sans traitement de surface

Pour déterminer l'homogénéité de la structure, différentes zones sont testées en mesurant les puissances de sorties. Ces dernières étant identiques, nous en déduisons que la structure D1 est homogène.

II.2.c.iii.b Test réalisé avec dépôt AR à 1550 nm

Nous avons ensuite réalisé un dépôt AR à 1550 nm sur la structure D1, pour éliminer l'effet de microcavité. Les résultats obtenus sont illustrés à la Figure II-27.

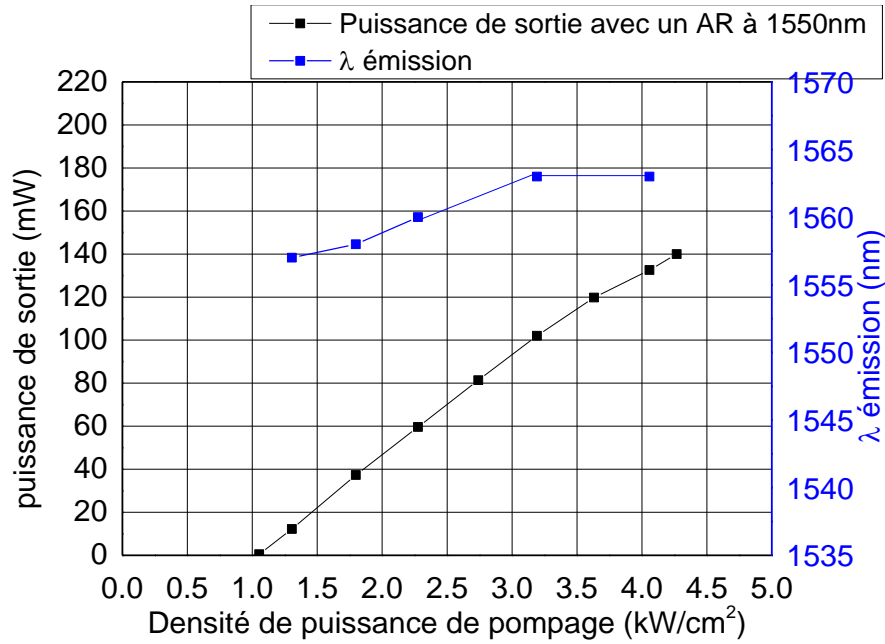


Figure II-27: Résultats du test laser de la structure D1 après avoir effectué le dépôt AR à 1550nm

La puissance de sortie obtenue avec la structure D1 est de 140 mW pour une densité de puissance de 4.2 kW/cm². La longueur d'onde d'émission se situe autour de 1560 nm. Pour déterminer la longueur d'onde d'émission, nous avons choisi de nous référer à la longueur d'onde maximale sur le spectre optique de l'émission laser, comme illustré sur la Figure II-28.

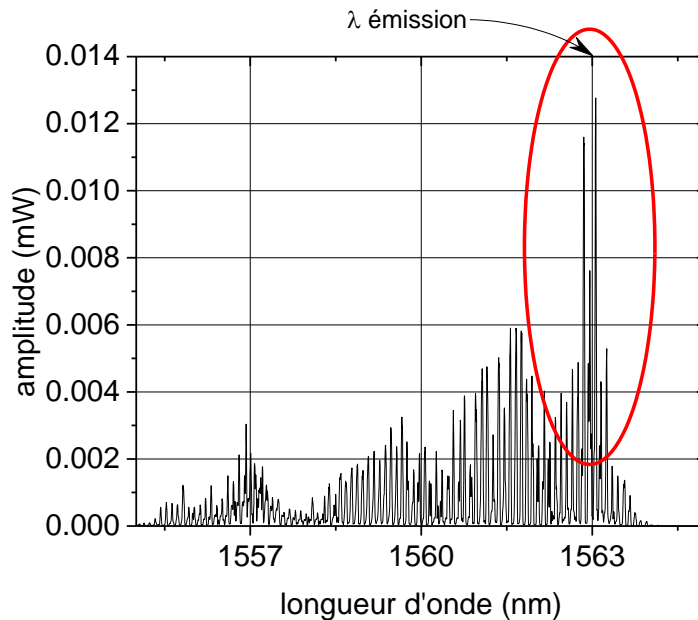


Figure II-28: Spectre optique correspondant à la structure D1 avec traitement AR à 1550 nm, mesuré pour une densité de puissance de pompe incidente de 4.2 kW/cm²

II.2.c.iii.c Test réalisé avec une cavité résonante et dépôt anti reflet (AR) à 980 nm

En dernier lieu, la couche d'InP été gravée et une couche antireflet à 980 nm été déposée. La puissance de sortie obtenue avec la structure D1 est de 202 mW pour une densité de puissance de pompe incidente de 4.3 kW/cm^2 et la longueur d'onde d'émission se situe autour de 1560 nm.

La Figure II-29 compare les caractéristiques laser obtenus après optimisation de la microcavité pour les deux structures VECSEL D1 et D2.

La puissance de sortie obtenue avec la structure D2 est de 166 mW pour une densité de puissance de 4.3 kW/cm^2 et la longueur d'onde d'émission se situe autour de 1565 nm.

Nous avons donc retenu la structure D1 qui présente de meilleures performances, pour notre montage VECSEL bi-fréquence.

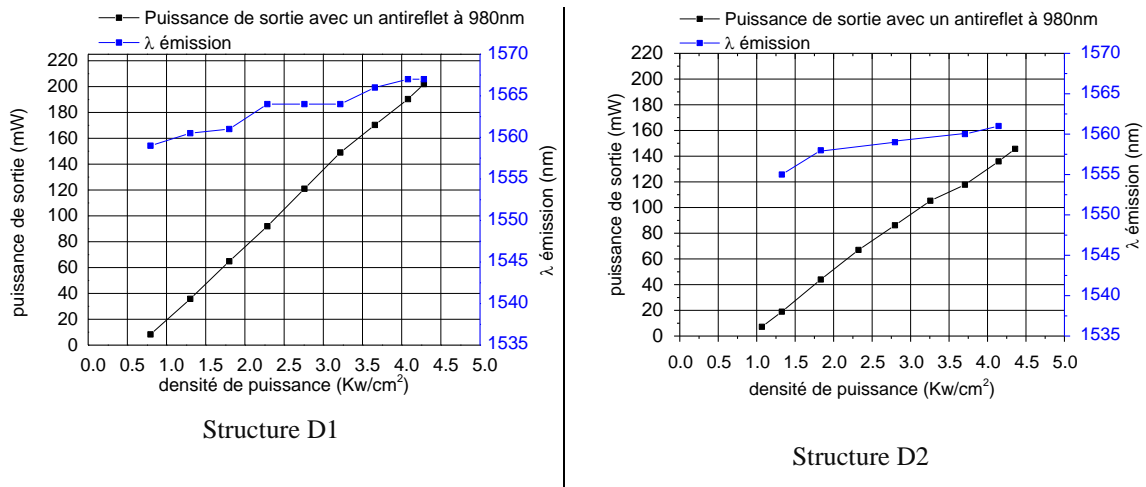


Figure II-29: Caractéristiques laser et longueur d'onde d'émission, pour la structure D1, et la structure D2, après le dépôt AR 980 nm

II.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté le principe des lasers VECSELS, leurs principales propriétés et les domaines d'applications potentiels. Nous avons discuté l'état de l'art des VECSELS à $1.55 \mu\text{m}$ et nous avons détaillé les solutions mises en place pour améliorer la dissipation de chaleur dans ces structures. Finalement, nous avons présenté les résultats des caractérisations laser obtenues avec deux structures VECSEL à $1.5 \mu\text{m}$ réalisées au LPN. La puissance de sortie obtenue était de l'ordre de 200 mW avec la structure D1.

La réalisation d'une source bi-fréquence pour les capteurs de Brillouin est donc envisageable avec notre structure VECSEL, puisque la puissance de sortie obtenue est largement compatible avec les niveaux de puissances requis par les systèmes capteurs Brillouin.

Dans le chapitre suivant nous allons exposer le principe général du fonctionnement d'un VECSEL bi-fréquence et l'état de l'art, nous allons étudier par modélisation l'accordabilité de la différence de fréquence, enfin, nous allons présenter la géométrie de cavité retenue pour le laser bi-fréquence à 1550nm.

Références :

- [1] R. N. Hall, G. E. Fenner, J. D. Kingsley, R. O. Carlson , "coherent light emission from GaAs junctions," *PHYSICAL REVIEW LETTERS*, vol. 9, pp. 366-368, 1962.
- [2] C. Webb, J. Jones , *Handbook of Laser Technology and Applications: Laser design and laser systems, Vertical-cavity-surface-emitting lasers*, institute of physics publishing ed., 2004.
- [3] E. Gehrig, O. Hess , *Spatio-temporel dynamics and quantum fluctuations in semiconductor lasers, Introduction to semiconductor laser*, Springer ed., 2003.
- [4] M. Miller, M. Grabherr, R. Jäger, K. J. Ebeling , "Large-area high power VCSEL," *17th International Semiconductor Laser Conference , USA*, pp. 63-64, 2000.
- [5] M. Kuznetsov, *Semiconductor disk lasers : physics and technology, Quality Beam and UV to IR Wavelength by Design*, Wiley-VCH ed., 2010.
- [6] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, A. Mooradian , "High-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams," *PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 9, pp. 1063-1065, 1997.
- [7] M. Kuznetsov, F. Hakimi, R. Sprague, A. Mooradian , "Design and characteristics of high-power (>0.5-W CW) diode-pumped vertical-external-cavity surface-emitting semiconductor lasers with circular TEM₀₀ beams," *QUANTUM ELECTRONICS*, vol. 5, pp. 561-573, 1999.
- [8] B. Rudin, A. Rutz, M. Hoffmann, D. J. H. C. Maas, U. Keller , "Highly efficient optically pumped vertical-emitting semiconductor laser with more than 20 W average output power in a fundamental transverse mode," *OPTICS LETTERS*, vol. 33, pp. 2719-2721, 2008.
- [9] A. C. Tropper, A. Garnache, S. Hoogland, S. Robert, "Sub-500-fs soliton-pulse in a passively mode-locked broadband surface-emitting laser with 100 mW average power," *APPLIED PHYSICS*, vol. 80, pp. 3892-3894, 2002.
- [10] W. Alford, T. Raymond, A. Allerman , "High power and good beam quality at 980 nm from a vertical external-cavity surface-emitting laser," *OPTICAL SOCIETY*, vol. 19, pp. 663-666, 2002.
- [11] J. Hastie, J. Hopkins, C. Jeon, A. Allerman , "Microchip vertical external cavity surface emitting lasers," *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 39, pp. 1324-1326, 2003.
- [12] M. El Kurdi, S. Bouchoule, A. Bousseksou, J. Jacquet , "Room temperature continuous-wave laser operation of an Electrically-Pumped 1.55 μm VECSEL," *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 40, pp. 671-672, 2004.

- [13] A. Bousseksou, M. El Kurdi, M. Salik, S. Bouchoule , "Wavelength tunable InP-based EP-VECSEL operating at room temperature and in CW at 1.55 μ m," *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 40, pp. 1490-1491, 2004.
- [14] M. I. Müller, N. Linder, C. Karnutsch, G. H.Dohler , "Optically pumped semiconductor thin-disk laser with external cavity operating at 660nm," *conference Vertical-Cavity Surface-Emitting LasersIV volume 4649*, california, U.S.A, 18 january 2002.
- [15] H.Kahle, R.Bek, U.Rengstl, P.Michler , "Strain compensated 10x2 quantum well AlGaInP VECSEL emitting below 660nm frequency doubled for UV output up to 260mW.," *15th European Workshop on Metalorganic Vapour Phase Epitaxy (EWMOVPE XV)*,Germany,pp 139-142,2-5 june 2013.
- [16] A.Baranov, Y.Rouillard, G.Boissier, C.Alibert , "Sb-based monolithic VCSEL operating near 2.2 μ m at room temperature," *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 34, pp. 281-282, 1998.
- [17] J.-M. Hopkins, A. J. Maclean, E. Riis, N. Schulz, , "Tunable, single-frequency, diode-pumped 2.3 μ m VECSEL," *OPTICS EXPRESS*, vol. 15, pp. 8215-6 pages, 2007.
- [18] M.Holm, D.Burns, A.Fregusin, M.Dawson , "Actively stabilized single -frequency Vertical-external-cavity AlGaAs laser," *PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 11, pp. 1551-1553, 1999.
- [19] G. Baili, L. Morvan, G. Pillet,D. Dolfi , "Ultralow Noise and High-Power VECSEL for High Dynamic Range and Broadband RF/Optical Links," *JOURNAL OF LIGHTWAVE TECHNOLOGY*, vol. 32, pp. 3489-3494, 2014.
- [20] T.D.Raymond, W.J.Alford, M.H.Crawford,A.A.Allerman , "Intracavity frequency doubling of a diode -pumped external-cavity surface-emitting semiconductor laser," *OPTICS LETTERS*, vol. 24, pp. 1127-1129, 1999.
- [21] M.kneissl, J.Rass , *III-Nitride Ultraviolet Emitters: Technology and Applications*,InGaN based VECSEL + second harmonic generation, Springer ed., 2016.
- [22] B.W.Tilma, M.Mangold,C.A.Zaugg,U.Keller , "Recent advances in ultrafast semiconductor disk laser," *LIGHT: SCIENCE AND APPLICATIONS*, vol. 4, pp. 7538-15pages, 2015.
- [23] C.A. Zaugg, A. Klenner,M.Mangold,U. Keller , "Gigahertz Self-referenceable Frequency Comb from a Semiconductor Disk Laser," *OPTICS EXPRESS*, vol. 22, pp. 16445-16455 , 2014.
- [24] A.Garnache, A.Kachanov, F.Stoeckel, R.Planel , "High sensitivity intracavity laser absorption spectroscopy with vertical external cavity surface emitting semiconductor

- laser," *OPTICS LETTERS*, vol. 24, pp. 826-828, 1999.
- [25] A.Khadour, S. Bouchoule, G.Aubin, J-L. Oudar , "Ultrashort pulse generation from 1.56 μm mode-locked VECSEL at room temperature," *OPTICS EXPRESS*, vol. 18, pp. 19902-19913, 2010.
- [26] G. Baili, L. Morvan, M.Alouini, D. Dolfi, F.Bretnaker , "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations," *OPTICS LETTERS*, vol. 34, pp. 3421-3423, 2009.
- [27] M.Alouini, M.Brunel, F.Bretenaker, M.Vallet , "Dual Tunable Wavelength Er : Yb : Glass Laser for Terahertz Beat Frequency Generation," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 10, pp. 1554-1556, 1998.
- [28] M.Brunel, M.Aluoini, A.Lefloch , "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *OPTICS LETTERS*, vol. 22, pp. 384-386, 1997.
- [29] F. Camargo, P.Dumont, G. Lucas-Leclin, D.Dolfi , "émission bifréquence d'un laser à semiconducteur en cavité externe à 852 nm pour les horloges atomiques a cesium," *COLOQ Villetaneuse, France,8-11 Juillet 2013*.
- [30] M.Guden, J.Piprek , "Material parameters of quaternary III–V semiconductors," *MODELLING SIMUL. MATER. SCIi. ENG*, vol. 4, pp. 349-357, 1996.
- [31] Z.Zhao, "Pulse generation from Mode-Locked VECSELS at 1.55 μm ," Thèse de doctorat de l'université Paris sud, France, 2012.
- [32] H. Lindberg, M. Strassner, J. Bengtsson, A. Larson , "InP-Based Optically Pumped VECSEL Operating CW at 1550 nm," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 16, pp. 362-364, 2004.
- [33] H.Lindberg, M. Strassner, E. Gerster, A. Larson , "0.8 W optically pumped vertical external cavity surface emitting laser operating CW at 1550 nm," *ELECTRONICS LETTERS*, vol. 40, pp. 601-602, 2004.
- [34] J. Lyytikäinen, J. Rautiainen, A. Sirbu,O. G.Okhotnikov , "High-Power 1.48- m Wafer-Fused Optically Pumped Semiconductor Disk Laser," *OPTICS EXPRESS*, vol. 23, pp. 917-919, 2011.
- [35] H.Chuang , "an iterative model for the steady state current distrubution in oxide - confined Vertical-Cavity-Surface-Emitting-Lasers," thèse de doctorat de l'université methodiste du Sud,Texas, USA, 2007.
- [36] Q. Wang, R. Hui, R. Dahal, H. X. Jiang , "Carrier lifetime in erbium-doped GaN waveguide emitting in 1540 nm wavelength," *APPLIED PHYSICS LETTERS*, vol. 97,

pp. 241105-3 pages, 2010.

- [37] G.Baili, M.Alouini,T.Malherbe, F.Bretenaker , "Direct observation of the class B to class A transition in the dynamical behavior of a semiconductor laser," *EUROPHYSICS LETTERS*, vol. 87, pp. 44005-5 pages, 2009.
- [38] H. Lindberg, M. Strassner, J. Bengtsson, A. Larsson , "High-Power Optically Pumped 1550-nm VECSEL With a Bonded Silicon Heat Spreader," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 16, pp. 1233-1235, 2004.
- [39] J.Rautiainen, J.Lyytikäinen, A. Sirbu,O.G.Okhotnikov , "2.6 W optically-pumped semiconductor disk laser operating at 1.57- μm using wafer fusion ," *OPTICS EXPRESS* , vol. 16, pp. 21881-21886, 2008.
- [40] J.-P. Turrenc, S. Bouchoule, A. Khadour, J.-L. Oudar , , "Thermal optimization of 1.55 μm OP-VECSEL with hybrid metal-metamorphic mirror for single-mode high power operation," *Opt. Quant. Electron*, vol. 40, pp. 155-165, 2008.
- [41] A. Yariv, *Quantum Electronics*:: John Wiley & Sons, third edition, 1988.
- [42] A. Bousseksou, "Dispositifs semiconducteurs en pompage électrique pour laser en cavité verticale externe émettant à 1,55 μm ," thèse de de doctorat de l'université paris sud-France, 2007.
- [43] S.Forget, "Optique des lasers & faisceaux gaussiens," Documents pédagogiques et de recherche mis en ligne par l'équipe, france, 2015, cours de l'université de paris Nord.

III Conception et réalisation d'un VECSEL bi-fréquence à 1.55 μm pour les interrogateurs à base de l'effet Brillouin

L'obtention d'une émission bi-fréquence à partir d'un laser semiconducteur en cavité externe pompé optiquement est basée sur la coexistence de deux modes dans la même cavité uniaxiale. L'utilisation d'un étalon Fabry-Perot permet d'obtenir une émission monomode longitudinale, et l'insertion d'une lame biréfringente assure la génération de deux modes polarisés orthogonalement avec une séparation fréquentielle.

Dans ce chapitre nous allons présenter d'abord, un résumé de quelques travaux antérieurs sur les lasers bi-fréquence. Nous allons ensuite décrire la conception de la cavité VECSEL bi-fréquence, ainsi que le rôle de chacun des éléments intra cavité. Nous allons justifier le choix de ces éléments dans notre cavité pour la réalisation d'une source bi-fréquence avec un décalage fréquentiel proche de 11 GHz. Les mécanismes d'accordabilité du décalage fréquentiel ($\Delta\nu$) autour de 11 GHz seront aussi décrits à la fin de ce chapitre.

III.1 Travaux antérieures des lasers bi-fréquences

Les lasers bi-fréquence générant des signaux optiques micro-ondes (1-100 GHz), trouvent des applications dans les systèmes de communications optoélectroniques (satellites, distribution vidéo sur des faibles gammes...), et les horloges atomiques compactes [1] [2].

Les premiers lasers bi-fréquence compacts réalisés avec l'insertion d'un élément biréfringent dans la cavité, étaient formées par des lasers solides à cristaux dopés (Nd:YAG, Yb:KGW, Er:Yb:Verre). Ces lasers assurent une haute pureté spectrale, par contre ils présentent des oscillations de relaxation qui conduisent à un bruit d'intensité élevé qui limite leur utilisation pour la génération des signaux micro-ondes purs. Pour cela, le milieu à gain a été remplacé par des structures semi-conductrices à puits quantiques (structures VECSEL), vu que les VECSELS appartiennent à la classe A (comme expliqué à la partie II.1.c.iii). Nous commençons par la description des lasers bi-fréquence à état solide.

III.1.a Lasers bi-fréquences à l'état solide

En 1997, M. Brunel *et al.* [1] ont réalisé une source laser bi-fréquence émettant à 1064 nm, dont le milieu à gain utilisé était un cristal dopé Nd:YAG. Un cristal de calcite C_2 coupé à 45° par rapport à son axe optique, était placé dans la cavité pour assurer la séparation spatiale entre les deux modes de cavité polarisés orthogonalement (le mode ordinaire et le mode extraordinaire (Figure III-1)). Le pompage optique était réalisé par un laser émettant autour de 800 nm. Un autre cristal de calcite C_1 aussi coupé à 45° par rapport à son axe était utilisé pour assurer un pompage uniforme des deux modes dans le milieu à gain.

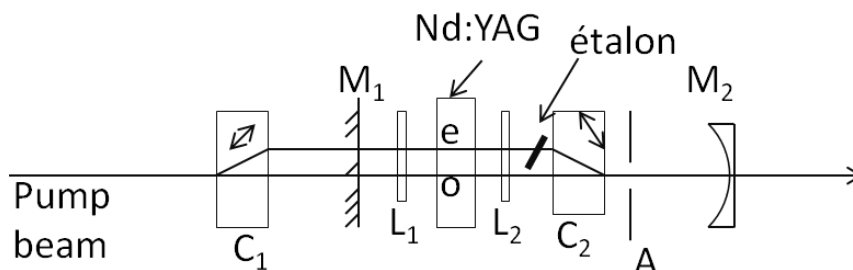


Figure III-1: Montage laser bi-fréquence représenté à la référence [1]. L'ouverture A permet de forcer l'oscillation des modes ordinaires et extraordinaires dans un même axe

L'étalon est utilisé pour sélectionner un seul mode extraordinaire longitudinal sous le spectre de gain tandis que le mode longitudinal ordinaire oscille au centre du spectre de gain.

Entre les deux lames quart d'onde (L_1 et L_2), la polarisation est circulaire pour faciliter l'obtention d'une émission monomode sur les deux axes. L'accordabilité fine (~ 1 ISL) sur un seul mode de l'étalon, est réalisée en faisant la rotation de la lame L_2 .

En 1998, avec la même conception de cavité, en utilisant le milieu à gain Er:Yr:Verre, M. Alouini *et al.* ont réalisé une source laser bi-fréquence émettant à 1550 nm [2], pour des applications dans les systèmes de télécommunication ou dans la spectroscopie infrarouge (Figure III-2). Une large accordabilité (de l'ordre du THz), a été assurée par deux étalons : le premier étalon est utilisé pour contrôler le mode ordinaire, et le second pour contrôler le mode extraordinaire.

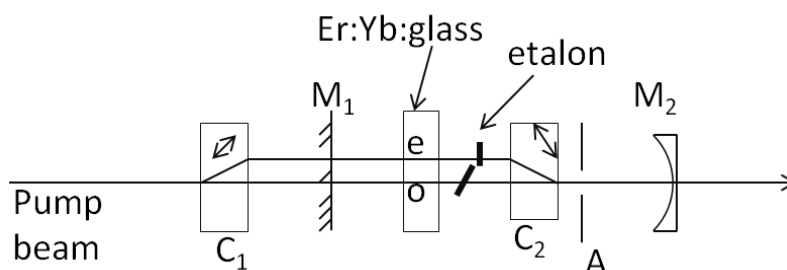


Figure III-2: Montage expérimental du laser bi-fréquence [2]

Pour obtenir une émission bi-fréquence avec un décalage fréquentiel de l'ordre du THz, R.Czarny *et al.* ont développé en 2004, un laser émettant autour de 1.02 μm avec le milieu à gain Yb :KGd(WO₄)₂ [3], en utilisant le même concept de cavité.

III.1.b VECSELS bi-fréquences

En 2009 et en utilisant le même principe mais avec un milieu à gain semiconducteur, G.Baili *et al.* ont développé le premier VECSEL bi-fréquence appartenant à la classe A sans oscillations de relaxation, utile pour les signaux radars large bande et pour la transmission des signaux RF de haute pureté spectrale [4]. Le milieu à gain était formé par des puits quantiques InGaAs/GaAs, pour assurer une émission autour de 1 μm . La cavité réalisée est schématisée à la Figure III-3.

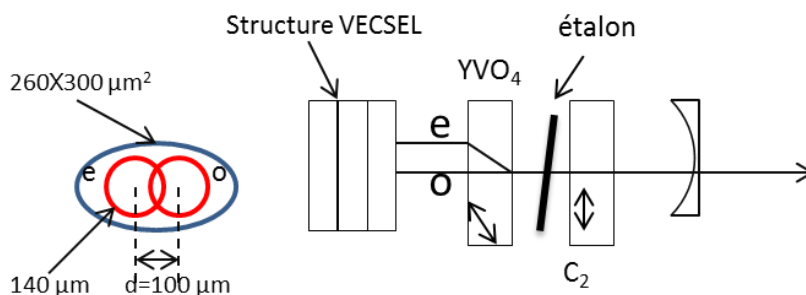


Figure III-3: Cavité VECSEL bi-fréquence émettant à 1 µm [4]

A gauche de la figure nous présentons le spot de pompage optique sur la structure VECSEL. Le diamètre de ce spot est adapté pour pomper les deux modes de cavité.

La lame biréfringente (YVO_4) permet la réalisation de la séparation spatiale et fréquentielle. L'étalon F-P est utilisé pour assurer une émission monomode longitudinale sur les deux polarisations et le cristal C_2 (qui est un cristal YVO_4 d'épaisseur 3mm et dont l'axe optique est parallèle à la surface du cristal) permet d'accorder le décalage fréquentiel par effet thermique. La longueur de la cavité était assez grande pour assurer un fonctionnement de classe A, avec une durée de vie des photons intra cavité τ égale à 59 ns.

En utilisant le même principe, en 2012, F.A.Camargo *et al.* ont démontré un VECSEL bi-fréquence émettant à 850 nm pour le piégeage cohérent des atomes de Césium [5]. Le milieu à gain utilisé est formé par des puits quantiques de AlGaAs/GaAs.

Il a été rapporté que la variation de la longueur de cavité permet de réaliser une accordabilité fréquentielle fine de l'ordre de quelques MHz. Une accordabilité de l'ordre du GHz a été réalisée avec le cristal électro-optique (MgO:SLT) inséré dans la cavité [6]. Les changements d'indices ordinaire n_o et extraordinaire n_e ainsi que les variations thermiques suite à l'insertion du MgO:SLT dans la cavité sont donnés par la formule :

$$\frac{\partial(\Delta L)}{\partial T} = \frac{\partial L}{\partial T} \cdot (n_e - n_o) + L \cdot \left(\frac{\partial n_e}{\partial T} - \frac{\partial n_o}{\partial T} \right) \quad \text{III- 1}$$

ΔL correspond à la différence de la longueur de la cavité optique ordinaire et extraordinaire.

Il a été démontré expérimentalement et par calcul que ce cristal a permis la réalisation d'une accordabilité de 1.4 GHz/K à 25 °C et 1.3 MHz/V pour donner un décalage fréquentiel ~9 GHz à la longueur d'onde 852 nm.

Pour la réalisation d'une émission bi-fréquence avec une large différence de fréquence, nous pouvons envisager l'utilisation d'une cavité VECSEL en T. Une cavité en T est formée par deux cavités VECSELS qui possèdent une section commune (Figure III-4). Les faisceaux issus de chaque cavité ont une polarisation 'rectiligne', un faisceau possède une polarisation s alors qu'un autre faisceau possède une polarisation p [7].

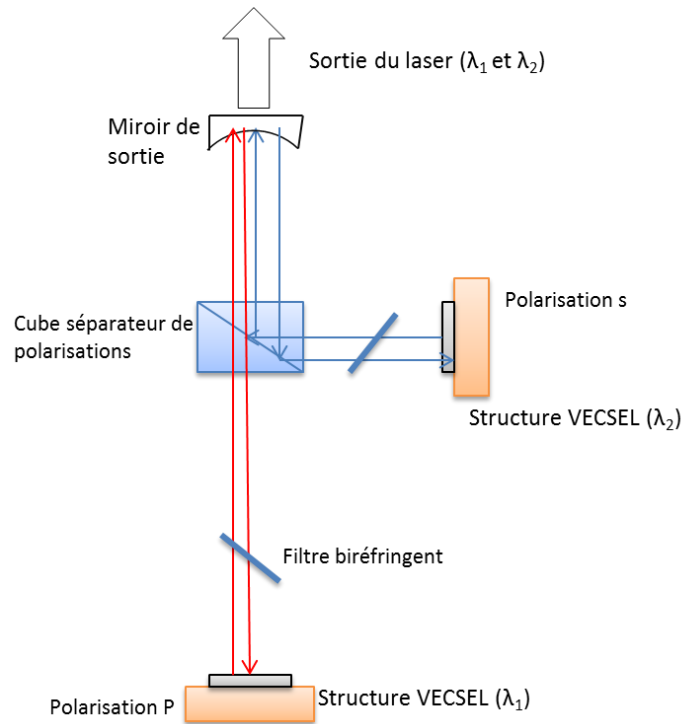


Figure III-4 : Schéma d'une cavité en T formée par deux structures VECSEL. Les filtres biréfringents sont orientés dans la cavité de façon à produire deux polarisations orthogonales

Le filtre biréfringent sur chaque bras est utilisé pour sélectionner le mode longitudinal de cavité et réaliser l'accordabilité de la longueur d'onde. Il est possible de réaliser une large accordabilité, et d'obtenir une haute puissance à la sortie de ce laser bi-fréquence.

L'avantage de la cavité **VECSEL bi-fréquence** proposé par G.Baili *et al.* est que les modes orthogonaux partagent la même cavité donc ils sont exposés aux mêmes fluctuations à l'opposé de la cavité en T où les deux modes orthogonaux oscillent indépendamment.

III.2 Conception de la cavité laser

III.2.a La géométrie de la cavité

Pour réaliser un laser VECSEL bi-fréquence émettant à 1550 nm ayant un décalage fréquentiel ($\Delta\nu$) proche de 11 GHz, il faut que l'intervalle spectral libre (ISL) de la cavité soit supérieur à 11 GHz, pour obtenir les deux modes ordinaire et extraordinaire polarisés orthogonalement dans un même ISL (FigureIII-5).

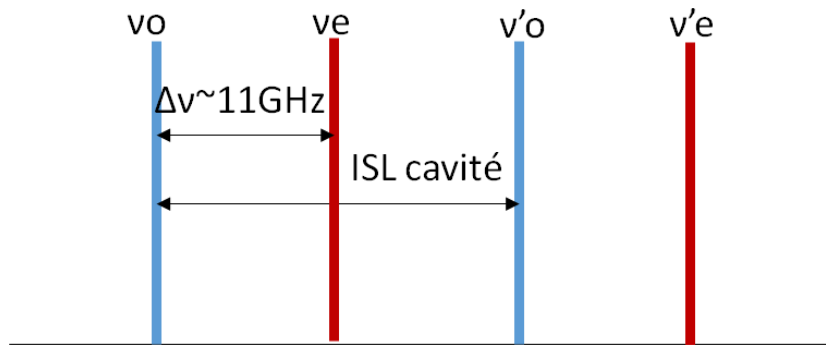


Figure III-5: Schéma représentant la séparation entre les deux fréquences ordinaire et extraordinaire ainsi que l'ISL de la cavité laser bi-fréquence

Nous avons fixé l'intervalle spectral libre de la cavité (ISL) à 15.3 GHz, ce n'est autre que l' ISL_o du mode ordinaire lorsque la lame biréfringente est présente dans la cavité. Sachant que la longueur optique de la cavité L_o est donnée en incidence normale par la formule III- 2 :

$$L_o = L_{cav} + e \cdot (n_o - 1) \quad \text{III- 2}$$

Et l' ISL_o correspondant est donné par la formule III- 3:

$$ISL_o = \frac{c}{2 \cdot L_o} \quad \text{III- 3}$$

Nous avons calculé la longueur de cavité (L_{cav}) correspondante par la formule III- 4 :

$$L_{cav} = \frac{c}{2 \cdot ISL_o} - (n_o - 1) \cdot e \quad \text{III- 4}$$

Avec n_o : l'indice ordinaire de la lame biréfringente et e : l'épaisseur de la lame biréfringente qui est la lame YVO_4 dans notre cas.

Pour le calcul de L_{cav} nous avons fixé l'épaisseur e à 1 mm vu que la lame YVO_4 utilisée dans les premières expériences avait cette épaisseur, l'indice n_o est égal à 1.94. Ces valeurs conduisent à une $L_{cav} \sim 8.8$ mm.

L'émission monomode longitudinale sur chaque polarisation est assurée en insérant **un étalon Fabry-Pérot (F-P)** dans la cavité.

Nous commençons au début par la description de l'influence de l'insertion d'un étalon F-P dans la cavité laser.

III.2.b L'utilisation d'un étalon Fabry-Pérot intra-cavité

L'étalon F-P fonctionne comme un filtre spectral, il transmet une série de pics de résonance uniformément espacé dans le domaine des fréquences. Un étalon F-P placé dans une cavité laser réduit la largeur de raie du spectre de gain, et donc le nombre des modes longitudinaux de la cavité [8]. La Figure III-6 montre que le mode longitudinal sélectionné par l'étalon,

correspond aux deux résonateurs (étalon, cavité laser), ce mode possède un gain suffisant pour donner l'effet laser.

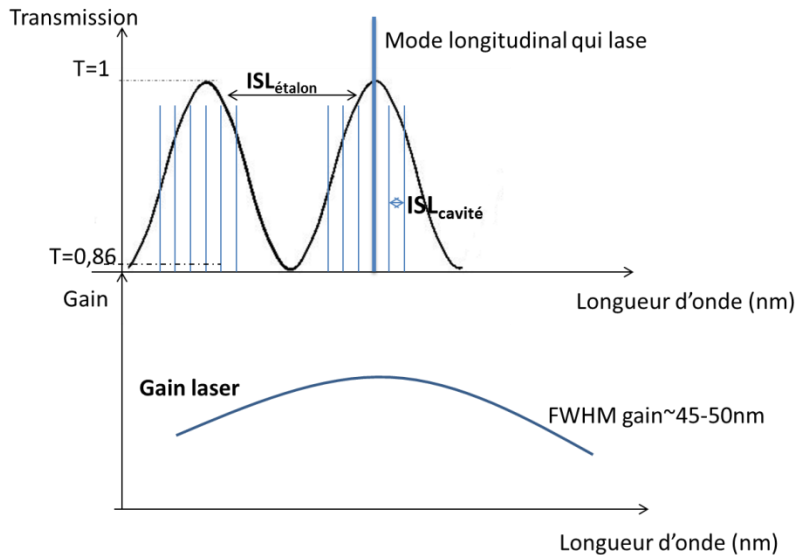


Figure III-6: Sélection d'un seul mode longitudinal de cavité sous un seul pic de l'étalon

L'intervalle spectral libre d'un étalon (ISL_{F-P}) d'épaisseur d et d'indice de réfraction n , à la longueur d'onde λ_0 est donné par la formule III- 5 :

$$ISL_{F-P} = \frac{\lambda_0^2}{2 \cdot n \cdot d \cdot \cos\theta} \quad \text{III- 5}$$

Avec l'approximation des angles faibles nous pouvons écrire :

θ est l'angle du faisceau réfracté dans l'étalon, $\theta = \theta_{ie}/n$, où θ_{ie} est l'angle d'incidence et n est l'indice de l'étalon.

Lorsque l'étalon est placé dans la cavité laser (FigureIII-7), les pertes de réflexions sont minimum pour les fréquences correspondantes au maximum de transmission alors que, pour les autres fréquences ces pertes sont plus élevées [8].

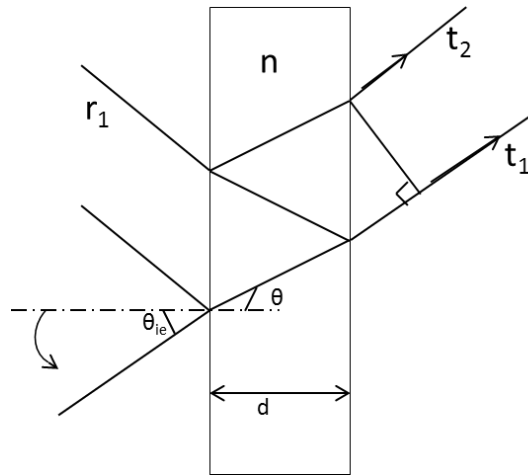


Figure III-7: interférence d'une onde plane dans un étalon F-P (θ_{ie} est l'angle formé entre la normale à la surface de l'étalon et le faisceau incident)

Le pic du maximum de transmission (λ_p) varie en modifiant l'angle de l'étalon (θ_{ie}).

$$\lambda_p = \frac{2 \cdot n \cdot \cos\theta \cdot d}{p} \quad \text{III- 6}$$

p est donné par la partie entière de $\frac{2 \cdot n \cdot \cos\theta \cdot d}{\lambda_0}$.

Nous avons tracé la variation de la longueur d'onde du pic de transmission maximale en fonction de l'angle pour un étalon SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$ (n de l'étalon =1.48). Cette variation est illustrée à la Figure III-8.

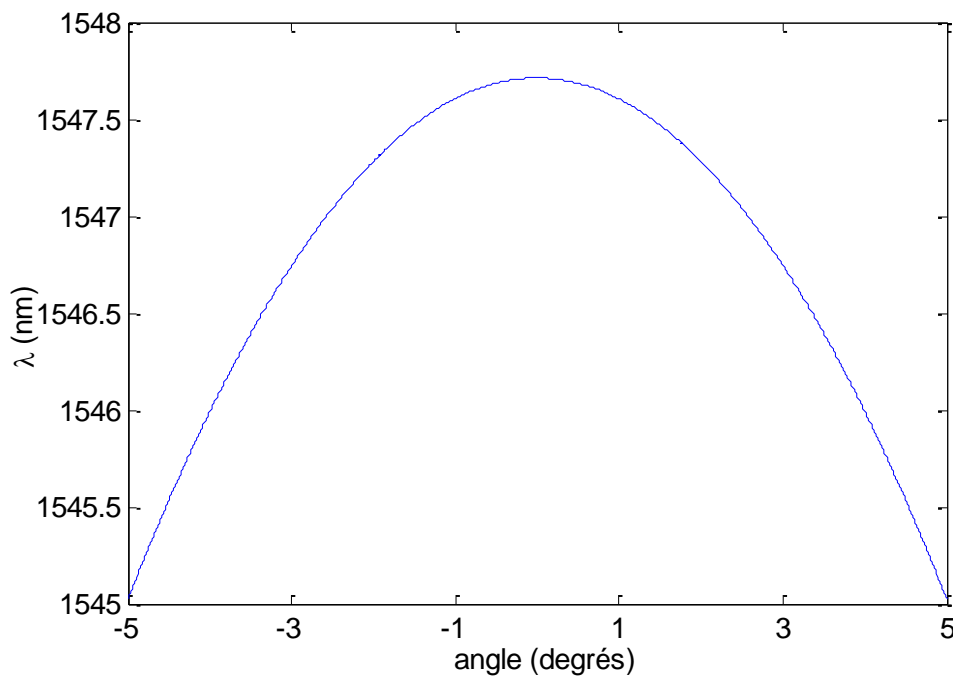


Figure III-8: évolution de la longueur d'onde (λ_p) avec l'angle d'incidence (θ_{ie}) pour un étalon d'épaisseur $160 \mu\text{m}$

Une rotation de l'étalon de 5 degrés entraîne un déplacement du pic de transmission de 2.5 nm sous le spectre de gain. Ce déplacement est négligeable vu que la largeur du spectre de gain à 1550 nm est plus que 20 nm.

Nous avons réalisé une émission monomode longitudinale avec un étalon F-P de SiO₂ d'épaisseur 160 μm (Figure III-9) disponible au laboratoire lors des premières expériences. Le coupleur de sortie utilisé est un miroir ayant un R_{OC} de 18 mm, une réflectivité R ~99.7% et un diamètre Ø=10 mm. La longueur de la cavité était fixée à 8.8 mm donnant un rayon de mode de cavité ω₀~67 μm.

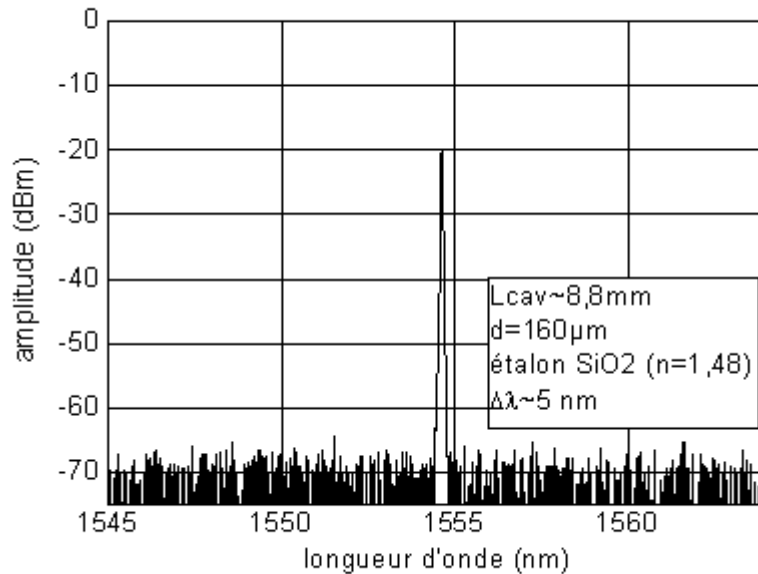


Figure III-9: émission monomode longitudinale obtenue avec un étalon SiO₂ d'épaisseur 160 μm

La Figure III-9 montre l'émission monomode longitudinale obtenue suite à l'insertion de l'étalon F-P dans la cavité.

III.2.c Caractéristiques du cristal biréfringent

III.2.c.i Propagation du faisceau laser dans le cristal biréfringent

Nous avons utilisé le cristal biréfringent YVO₄ qui est un cristal non-linéaire uniaxe positif : un cristal est nommé uniaxe quand $n_1=n_2=n_o$ où n_o est appelé indice ordinaire et $n_3=n_e$, n_e qui est l'indice extraordinaire. Lorsque $n_e > n_o$ le cristal est uniaxe positif autrement, le cristal est uniaxe négatif. Notons que dans un cristal uniaxe l'axe des z est l'axe optique (AO) [9]. Les indices de réfraction sont expliqués en détail dans l'Annexe I.

Dans un cristal uniaxe l'ellipsoïde d'indice est un ellipsoïde de révolution. L'indice de réfraction de l'onde extraordinaire est donné par l'équation III- 7 :

$$\frac{1}{n(\alpha)^2} = \frac{\cos\alpha^2}{n_o^2} + \frac{\sin\alpha^2}{n_e^2} \quad \text{III- 7}$$

Avec : α est l'angle formé entre l'axe optique et l'onde incidente.

L'indice ordinaire (n_o) est indépendant de α alors que l'indice extraordinaire peut avoir une valeur minimale n_o (lorsque $\alpha=0$) et une valeur maximale n_e (lorsque $\alpha=90^\circ$).

III.2.c.ii Le phénomène de la double réfraction

La seule condition donnée durant la propagation du faisceau dans un milieu anisotrope c'est la conservation du front d'onde pour le faisceau se réfractant dans le cristal. Le milieu anisotrope supporte deux modes de vitesses différentes : à chaque faisceau incident correspond deux faisceaux réfractés ayant des polarisations et des directions différentes. Ce phénomène est appelé double réfraction. Les deux faisceaux réfractés dans le cristal sont le faisceau ordinaire dont le front d'onde est perpendiculaire au vecteur d'onde k et le rayon extraordinaire qui d'après son nom il possède une caractéristique 'extraordinaire' : le vecteur d'onde n'est pas perpendiculaire au front d'onde. L'explication détaillée de la propagation d'un faisceau dans un cristal biréfringent est présentée dans l'*Annexe 2* et l'*Annexe 3*.

III.2.c.iii Réfraction des rayons à l'intérieur d'un cristal biréfringent uniaxe

Le cristal YVO_4 utilisé est coupé à 45° par rapport à son axe optique pour permettre la réalisation d'une séparation spatiale.

Pour une meilleure compréhension de la séparation spatiale induite par notre lame YVO_4 , nous représentons dans ce qui suit le calcul de la séparation spatiale (s) d'une lame YVO_4 coupée à 45° par rapport à son axe optique. La construction géométrique de la propagation des rayons dans un cristal biréfringent, est représentée dans l'*Annexe 4*. La propagation des vecteurs d'ondes dans un cristal biréfringent uniaxe positif est représentée à la Figure III-10.

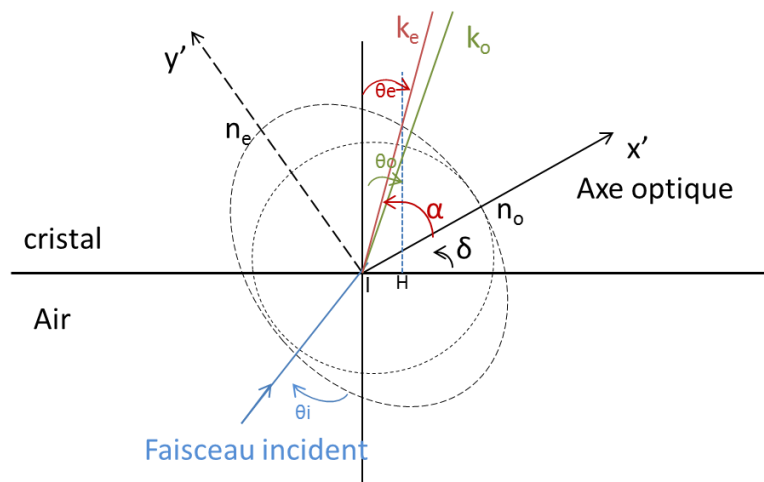


Figure III-10 : Propagation des vecteurs d'ondes dans un cristal biréfringent uniaxe positif

La loi de la conservation du vecteur d'onde du faisceau traversant un cristal biréfringent nous permet d'écrire :

$$\sin \theta_i = n(\theta_e) \cdot \sin \theta_e \quad \text{III- 8}$$

$$\sin \theta_i = n_o \cdot \sin \theta_o \quad \text{III- 9}$$

δ représente l'angle entre l'axe optique et le bord du cristal, $\delta + \alpha - \theta_e = \frac{\pi}{2}$ donc, $\alpha = \theta_e - \delta + \frac{\pi}{2}$, en remplaçant α par sa valeur dans l'équation III- 7 nous obtenons la formule III- 10 :

$$\frac{1}{n(\theta_e)^2} = \frac{\cos(\theta_e - \delta + \frac{\pi}{2})^2}{n_o^2} + \frac{\sin(\theta_e - \delta + \frac{\pi}{2})^2}{n_e^2} \quad \text{III- 10}$$

Nous pouvons tirer la valeur de $n(\theta_e)$ d'après l'équation III- 10 :

$$n(\theta_e) = \frac{n_o \cdot n_e}{(n_o^2 \sin(\theta_e - \delta + \frac{\pi}{2})^2 + n_e^2 \cos(\theta_e - \delta + \frac{\pi}{2})^2)^{\frac{1}{2}}} \quad \text{III- 11}$$

En remplaçant $n(\theta_e)$ par sa valeur dans l'équation III- 8 nous trouvons la valeur θ_e .

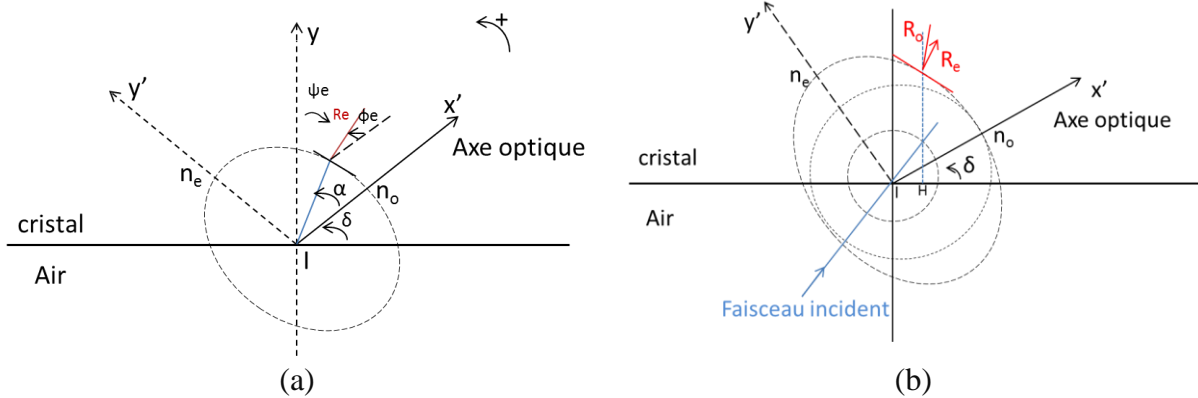


Figure III-11: (a) Illustration des différents angles nécessaires pour le calcul de l'angle entre le rayon ordinaire et le rayon extraordinaire (b) propagation des rayons ordinaires et extraordinaires dans un cristal biréfringent

L'angle entre Ix' et R_e est ϕ_e et l'angle entre Iy et R_e est Ψ_e , Ψ_e est donné par l'équation III- 12:

$$\Psi_e = \delta - \frac{\pi}{2} + \phi_e \quad \text{III- 12}$$

L'angle ρ qui est l'angle entre R_o et R_e est donné par l'équation III- 13:

$$\rho = -\theta_o + \Psi_e \quad \text{III- 13}$$

ρ peut s'écrire aussi sous la forme :

$$\rho = \delta - \frac{\pi}{2} + \phi_e - \theta_o \quad \text{III- 14}$$

Pour calculer φ_e nous pouvons utiliser l'équation :

$$\tan \varphi_e = \frac{n_o^2}{n_e^2} \tan \alpha \quad \text{III- 15}$$

Le cristal YVO_4 utilisé est coupé à 45° par rapport à son axe, donc, $\delta = \frac{\pi}{4}$.

Calcul de l'angle ρ dans le cas de l'incidence normale pour $\theta_i = 0$:

- Les équations III- 8et III- 9 donnent $\theta_o = \theta_e = 0$
- L'équation III- 11 donne $n(\theta_e) = 2.04$ en prenant $n_o = 1.94$ et $n_e = 2.15$ (pour une longueur d'onde $\lambda = 1550$ nm).
- L'équation III- 15 donne $\varphi_e = 39.3^\circ$
- L'équation III- 14 donne $\rho = -5.7$ ($\rho < 0$)

III.2.c.iv Calcul de la séparation spatiale induite par la lame biréfringente

Pour calculer la séparation spatiale obtenue suite à l'insertion d'un cristal biréfringent uniaxe dans une cavité laser, nous représentons sur la Figure III-12 le chemin des rayons ordinaire et extraordinaire (R_o et R_e) dans cette lame.

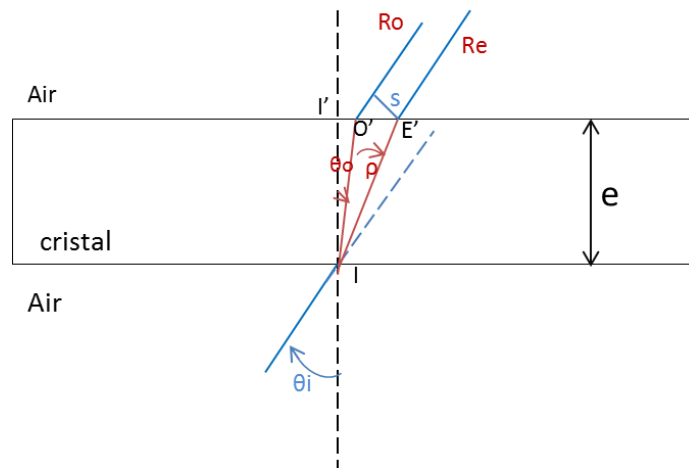


Figure III-12 : séparation spatiale obtenue entre les rayons (R_o et R_e) suite à l'insertion de la lame biréfringente

Pour les calculs, nous désignons $l = O'E'$, $l_o = I'O'$ et $I'E' = l_e$.

La séparation spatiale (s) est donnée par l'équation III- 16 :

$$s = l \cdot \cos \theta_i \quad \text{III- 16}$$

l_o est calculé par l'équation III- 17 :

$$l_o = -e \cdot \tan \theta_o \quad \text{III- 17}$$

l_e est calculé par l'équation III- 18 :

$$l_e = -e \cdot \tan(\theta_o + \rho) \quad \text{III- 18}$$

En utilisant les équations III- 17 et III- 18 la séparation spatiale (s) peut s'écrire :

$$s = e. (\tan \theta_o - \tan(\theta_o + \rho)). \cos(\theta_i) \quad \text{III- 19}$$

En utilisant l'équation III- 19 et en considérant le cas de l'incidence normale $\theta_i = \theta_o = \theta_e = 0$ et $\rho = -5,7^\circ$ ($\rho < 0$) nous obtenons $s \sim 100 \mu\text{m}$.

Lorsque le cristal n'est pas coupé à 45° par rapport à son axe et l'axe optique est confondu avec les bords du cristal nous obtenons $\delta = 0$ et donc en incidence normale s sera nulle, d'où l'importance de couper le cristal à 45° par rapport à son axe.

Dans certaines cavités laser, pour l'obtention d'une émission bi-fréquence, un cristal électro optique est inséré [10]. Ce genre de cristaux assure une émission laser sur deux fréquences polarisées orthogonalement, mais sans l'introduction d'une séparation spatiale. Nous prenons l'exemple du Tantalate de Lithium (LiTaO3), qui possède $n_o \sim n_e \sim 2.1$ à la longueur d'onde 1550 nm. Lorsqu'il est coupé à 45° par rapport à son axe optique s est nulle car les valeurs de n_e et n_o sont presque les mêmes [11] [12].

III.2.d Coefficient de couplage entre les modes de cavité

L'émission laser de deux modes polarisés orthogonalement séparés d'une distance s , de même milieu à gain, dépend de la constante de couplage C entre ces deux modes. Le contrôle de C permet d'obtenir une émission bi-fréquence stable [13].

Pour une séparation spatiale s très élevée, le coefficient C devient nul, il y aura donc apparition d'un bruit qui augmente la gigue du battement fréquentiel. Lorsque la valeur de C s'approche de 1, il y aura une forte compétition entre ces modes. L'obtention d'une oscillation simultanée entre les deux modes dans ce cas devient difficile. Pour obtenir à la sortie du laser bi-fréquence deux modes stables et polarisés orthogonalement, le coefficient C doit rester strictement inférieur à 1 ($0 < C < 1$) [13].

C évolue comme l'intégrale de l'intensité deux modes dans la région active, il est défini par l'équation III- 20 :

$$C = C_0 \int \frac{I_1(x, y) I_2(x, y) dx dy}{(\int I_1^2(x, y) dx dy. \int I_2^2(x, y) dx dy)^{1/2}} \quad \text{III- 20}$$

C_0 est le coefficient de couplage entre les modes de cavité avant l'insertion de la lame biréfringente.

Lorsque les deux modes de cavité sont des modes gaussiens C peut s'écrire sous la forme :

$$C = C_0 e^{\frac{-s^2}{\omega_0^2}} \quad \text{III- 21}$$

Pour une valeur C_0 fixe, nous avons examiné la variation du rapport C/C_0 en fonction de s dans un premier temps (Figure III-13) et en fonction de ω_0 dans un deuxième temps (Figure III-14).

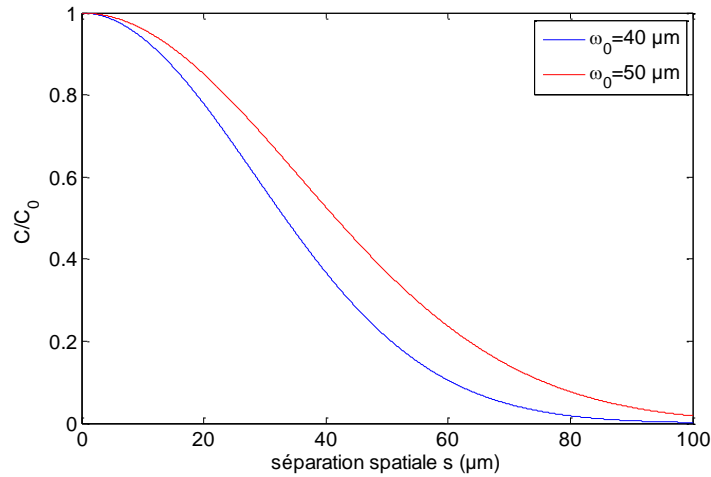


Figure III-13 : Evolution du rapport C/C_0 en fonction de s pour de différentes valeurs de ω_0

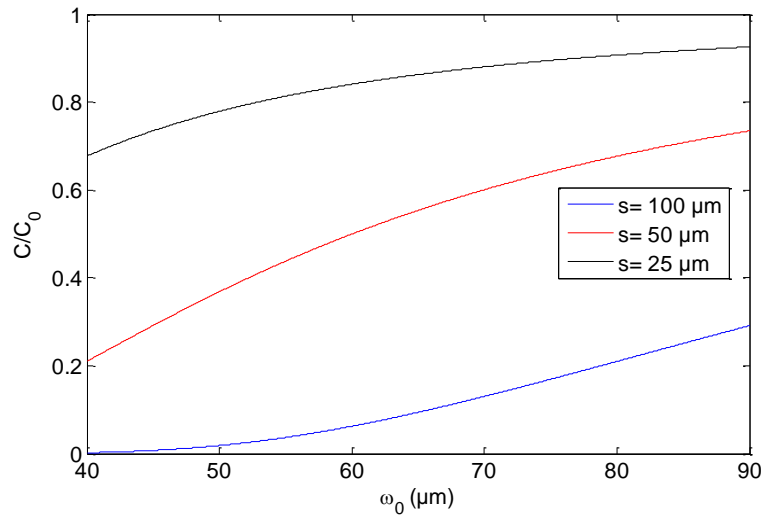


Figure III-14: Evolution du rapport C/C_0 en fonction de ω_0 pour de différentes valeurs de s

Nous remarquons qu'en augmentant la séparation spatiale s entre les modes de cavité (pour une taille de mode fixe), le couplage diminue, alors qu'en augmentant le waist pour une même valeur de s le couplage entre les modes de cavité augmente.

Pour calculer la force de couplage entre les modes orthogonaux de la cavité nous avons introduit le facteur de recouvrement (r). La Figure III-15 représente schématiquement les deux modes de cavité séparés d'une distance s suite à l'insertion d'un cristal biréfringent. La partie hachurée (A) est la partie commune entre les deux modes.

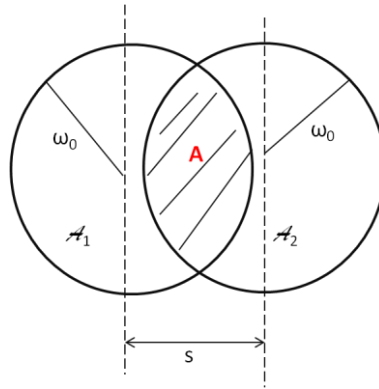


Figure III-15: Modes de cavité séparés de s

Le facteur de recouvrement r est défini par l'équation III- 22 :

$$r = \frac{2A}{A_1 + A_2} \cdot 100 \quad \text{III- 22}$$

r varie entre 0% lorsque les deux modes sont séparés, et 100% lorsque les deux modes sont superposés.

Si nous considérons que le rayon du mode ordinaire ω_0 est égal au rayon du mode extraordinaire ω_e , l'équation III- 22 peut s'écrire sous la forme :

$$r = \frac{2 \cdot \omega_0^2 \cdot \cos^{-1} \left(\frac{s}{2 \cdot \omega_0} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{(4 \cdot s^2 \cdot \omega_0^2 - s^4)}}{\pi \cdot \omega_0^2} \cdot 100 \quad \text{III- 23}$$

ω_0 , ω_e sont donnés par les équations III- 24 et III- 25:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{\lambda \sqrt{L_o (R_{OC} - L_o)}}{\pi}} \quad \text{III- 24}$$

$$\omega_e = \sqrt{\frac{\lambda \sqrt{L_e (R_{OC} - L_e)}}{\pi}} \quad \text{III- 25}$$

Avec :

$L_o = L_{cav} + e(n_0 - 1)$ et $L_e = L_{cav} + e(n_e - 1)$ en incidence normale. $n_0 = 1.94$ et $n_e = 2.04$. Ces équations sont identiques à l'équation II-6, avec les longueurs de cavité optique légèrement modifiées suite à l'insertion de la lame YVO_4 .

III.2.e Calcul de la différence de fréquence ($\Delta\nu$)

La différence de fréquence ($\Delta\nu$), introduite par la lame biréfringente (YVO_4) est définie par l'équation III- 26:

$$\Delta\nu = \nu_e(p) - \nu_o(p) \quad \text{III- 26}$$

$\nu_e(p)$ est la fréquence des modes extraordinaires et $\nu_o(p)$ est la fréquence des modes ordinaires, pour le mode longitudinal d'ordre p .

L'équation III- 26 s'écrit aussi sous la forme :

$$\Delta\nu = \frac{p \cdot c}{2 \cdot L_e} - \frac{p \cdot c}{2 \cdot L_o} = \frac{p \cdot c}{2} \left(\frac{1}{L_e} - \frac{1}{L_o} \right) \quad \text{III- 27}$$

Avec :

L_e : longueur optique de la cavité vue par l'onde extraordinaire, L_o : Longueur optique de la cavité vue par l'onde ordinaire.

Nous définissons β_e l'angle entre k_e et R_e , $\beta_e = \Psi_e - \theta_e$ (Figure II-11 (a)).

$\nu_e(p)$ est donné par l'équation III-28:

$$\nu_e(p) = \frac{p \cdot c}{2 \cdot \left(L_{cav} - \frac{e}{\cos \Psi_e} \cdot \cos(-\Psi_e + \theta_i) + \frac{e}{\cos(\theta_e + \beta_e)} \cdot n(\theta_e) \cdot \cos(\beta_e) \right)} \quad \text{III- 28}$$

$$\nu_o(p) = \frac{p \cdot c}{2 \cdot \left(L_{cav} + \frac{e}{\cos \theta_o} \cdot (n_o - \cos(\theta_i - \theta_o)) \right)} \quad \text{III- 29}$$

En incidence normale, $\Delta\nu$ devient :

$$\Delta\nu = \nu_o(p) \frac{n_o \cdot \cos \theta_o - n(\theta_e) \cdot \cos \theta_e}{\frac{L_{cav}}{e} - \frac{1}{\cos \theta_i} + n(\theta_e) \cdot \cos \theta_e} \quad \text{III- 30}$$

Avec : $\nu_o(p) = \frac{c}{\lambda}$ puisque le mode ordinaire oscille à la même fréquence du mode longitudinal de cavité situé au centre du spectre de gain [1].

$\Delta\nu \sim 1.8$ THz calculée pour $L_{cav} \sim 8.8$ mm et une lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm. Donc les modes d'ordre p dans notre cavité sont très espacés, car la différence entre les indices n_o et $n(\theta_e)$ est grande (~ 0.1). Nous cherchons à accorder les modes les plus proches situés dans un même ISL, le calcul de la différence de fréquence des modes ordinaires et extraordinaires dans un même ISL est présenté dans ce qui suit.

La Figure III-16 schématise les deux modes de la cavité (ordinaires et extraordinaires) d'ordre p séparés de $\Delta\nu$. Les deux modes appartenant à un même ISL sont $\nu_e(p)$ et $\nu_o(p')$. La différence entre ces deux fréquences est donnée par l'équation III- 31 :

$$\nu_e(p) - \nu_o(p') = \Delta\nu - k \cdot ISL_o \quad \text{III- 31}$$

Avec k : nombre des ISL (entier naturel), ISL_o qui est l'ISL de la cavité.

ISL_o est donné par l'équation :

$$ISL_o = \frac{c}{2 \cdot (L_{cav} + \frac{e}{\cos\theta_0} \cdot (n_0 - \cos(\theta_i - \theta_0)))} \quad \text{III- 32}$$

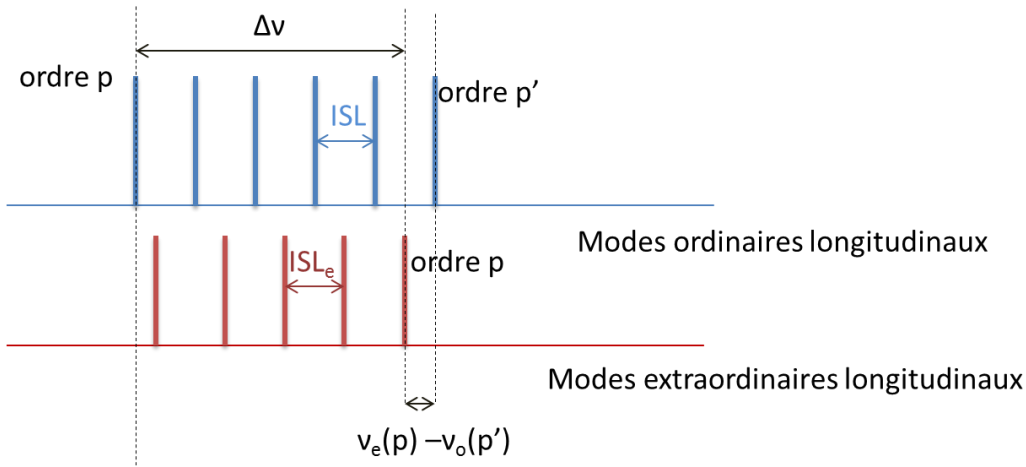


Figure III-16 : Schéma représentant la différence de fréquence entre les deux modes ordinaires et extraordinaire appartenant à un même ISL de cavité. ISL_e est l'intervalle spectral libre entre les modes extraordinaires de la cavité

En remplaçant l'équation III- 28 et III- 29 par leur valeur dans III- 26, et en remplaçant ensuite III- 26 dans III- 31 nous remarquons qu'il est possible de réaliser une accordabilité de la différence de fréquence $|\nu_e - \nu_o|$ en variant :

- l'épaisseur e du cristal biréfringent par la variation de la température du cristal.
- la rotation de la lame YVO_4 en variant de l'angle d'incidence (θ_i).
- la longueur de la cavité.

Nous présentons dans ce qui suit les voies possibles permettant d'accorder le décalage autour de 11 GHz.

III.2.e.i Accordabilité du décalage fréquentiel avec la variation de la température

La variation de la température du cristal affecte la longueur des liaisons inter ioniques donc, le coefficient d'expansion thermique et les indices de réfraction qui définissent le chemin optique à l'intérieur du cristal devient dépendant de la température [14]. La variation du chemin optique¹¹ dans le cristal en fonction de la température est donnée par l'équation III- 33 :

$$\gamma(\lambda, T) = \frac{1}{n(\lambda, T)} \cdot \frac{dn(\lambda, T)}{dT} + \beta(\lambda, T) \quad \text{III- 33}$$

Avec $\frac{dn}{dT}$: le coefficient thermo-optique qui traduit la variation de l'indice de réfraction en fonction de la température, β : le coefficient d'expansion linéaire ($\beta = \frac{1}{L} \cdot \frac{dL(T)}{dT}$). Le cristal YVO_4 appartient au système cristallin tétragonal, il présente une forte anisotropie des

¹¹ $\gamma(\lambda, T) = \frac{1}{n(\lambda, T) \cdot L(T)} \cdot \frac{d(n(\lambda, T) \cdot L(T))}{dT}$

propriétés optiques et thermiques. Donc, les coefficients d'expansion thermique et thermo optiques sont caractérisés par 4 paramètres : β_e , β_o , $\frac{dn(\theta_e)}{dT}$ et $\frac{dn_o}{dT}$.

La variation de l'épaisseur physique (Δe) du cristal YVO₄ suite à la variation de la température est donnée par l'équation III- 34 :

$$\Delta e = \beta_e \cdot e \cdot \Delta T \quad \text{III- 34}$$

Nous avons considéré dans nos calculs que α est la valeur moyenne de α_e , α_o pour le cristal YVO₄.

D'après [14] la variation de $\frac{dn_o}{dT}$ autour de 1550 nm est donnée par l'équation III- 35 :

$$\frac{dn_o}{dT} = (-8.40637 + 0.19106 \cdot T - 0.75973 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \cdot 10^{-6} \quad \text{III- 35}$$

Et la variation de $\frac{dn_e}{dT}$ autour de 1550 nm est donnée par III- 36:

$$\frac{dn_e}{dT} = (-0.77618 + 0.05393 \cdot T) \cdot 10^{-6} \quad \text{III- 36}$$

Dans ce cas $n(\theta_e) + \Delta n(\theta_e)$ devient aussi dépendent de la température, puisque dn_o et dn_e sont dépendents de la température :

$$\begin{aligned} & n(\theta_e) + \Delta n(\theta_e) \\ = & \frac{(n_o + dn_o) \cdot (n_e + dn_e)}{(n_o + dn_o)^2 \sin(\theta_e - \delta + \frac{\pi}{2})^2 + (n_e + dn_e)^2 \cos(\theta_e - \delta + \frac{\pi}{2})^2} \end{aligned} \quad \text{III- 37}$$

Avec : $dn_e = ((-0.77618 + 0.05393 \cdot T) \cdot 10^{-6}) dT$ et

$$dn_o = ((-8.40637 + 0.19106 \cdot T - 0.75973 \cdot 10^{-4} \cdot T^2) \cdot 10^{-6}) dT$$

Δv devient donc :

$$\Delta v = v_o(p) \frac{(n_o + dn_o) \cos \theta_o - (n(\theta_e) + \Delta n(\theta_e)) \cos \theta_e}{\frac{L_{cav}}{e + \Delta e} - \frac{1}{\cos \theta_i} + (n(\theta_e) + \Delta n(\theta_e)) \cos \theta_e} \quad \text{III- 38}$$

En remplaçant III- 38 dans III- 31 nous avons calculé l'accordabilité du décalage fréquentiel avec la température. Nous désignons l'accordabilité de ce décalage fréquentiel avec la température par $\Delta v_e \cdot oT$, elle est donnée par MHz/K. Dans nos calculs, nous avons fixé $\theta_i = 0$, puis nous avons comparé les différentes valeurs de $\Delta v_e \cdot oT$ entre elles, dans un premier temps, pour de différentes épaisseurs de la lame YVO₄ et dans un second temps pour différentes longueurs de cavité.

La Figure III-17 montre la variation de $\Delta\nu\text{-oT}$ pour L_{cav} fixée à 8.8 mm en fonction de la variation de l'épaisseur de la lame YVO_4 . Cette accordabilité est de l'ordre d'une dizaine de MHz/K elle varie entre 10 et 60 MHz/K pour des épaisseurs allant de 200 à 1000 μm .

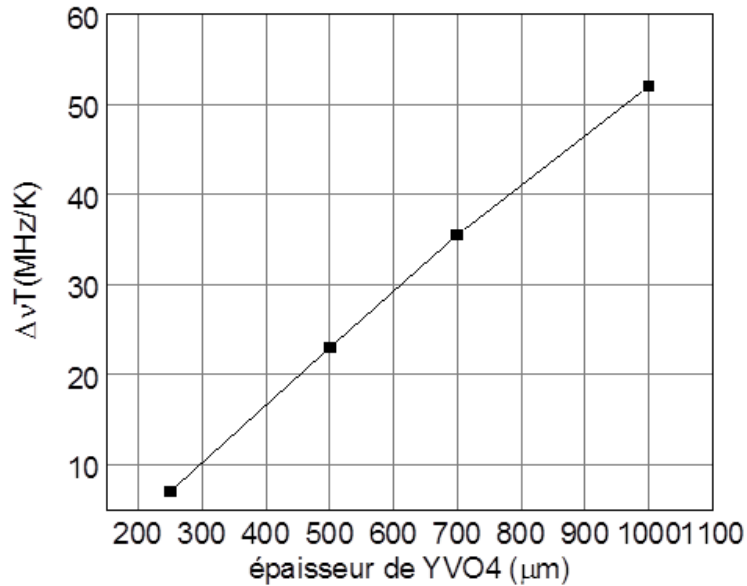


Figure III-17: Variation de $\Delta\nu\text{-oT}$ en fonction de l'épaisseur de la lame YVO_4 pour L_{cav} fixée à 8.8mm

La Figure III-18 représente $\Delta\nu\text{-oT}$ en fonction de la longueur de cavité. L'épaisseur de YVO_4 est fixée à 1 mm dans ces calculs. La variation de $\Delta\nu\text{-oT}$ est linéaire elle varie entre 38 et 60 MHz/K pour des longueurs de cavité entre 8 et 12 mm.

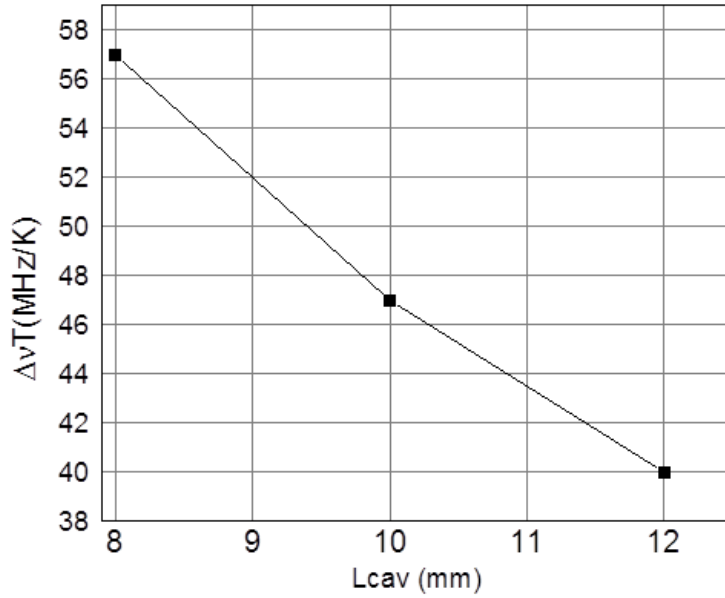


Figure III-18: Variation de $\Delta\nu T$ en fonction de la longueur de cavité pour une lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm

III.2.e.ii Accordabilité du décalage fréquentiel avec la variation de l'angle d'incidence

Dans ce cas l'angle d'incidence θ_i varie. Sous un seul mode d'ordre p sélectionné par l'étalon et en négligeant l'épaisseur de l'étalon sur la variation de $\nu_e(p) - \nu_o(p')$, nous calculons $\Delta\nu$ par l'équation :

$$\Delta\nu = \frac{p \cdot c}{2} \left(\frac{1}{\left(L_{cav} - \frac{e}{\cos\Psi_e} \cdot \cos(-\Psi_e + \theta_i) + \frac{e}{\cos(\theta_e + \beta_e)} \cdot n(\theta_e) \cos(\beta_e) \right)} - \frac{1}{2 \cdot \left(L_{cav} + \frac{e}{\cos\theta_o} \cdot (n_o - \cos(\theta_i - \theta_o)) \right)} \right) \quad \text{III- 39}$$

En remplaçant III- 39 par sa valeur dans III- 31 nous avons examiné la variation de $\nu_e(p) - \nu_o(p')$ en fonction de θ_i pour un même ordre p pour de différentes épaisseurs de YVO_4 .

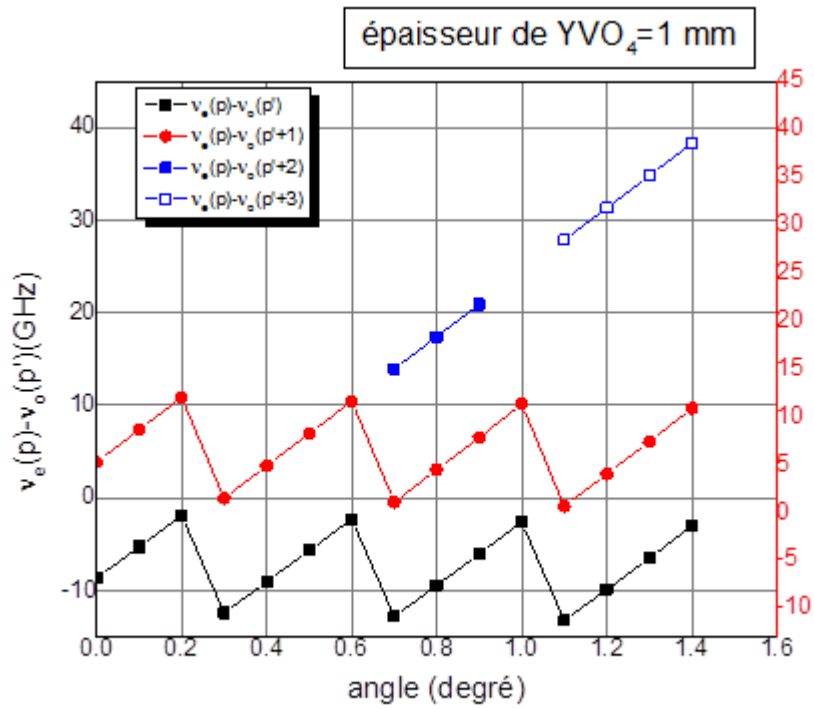


Figure III-19: Variation de $v_e(p) - v_o(p')$ en fonction de l'angle pour une lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm

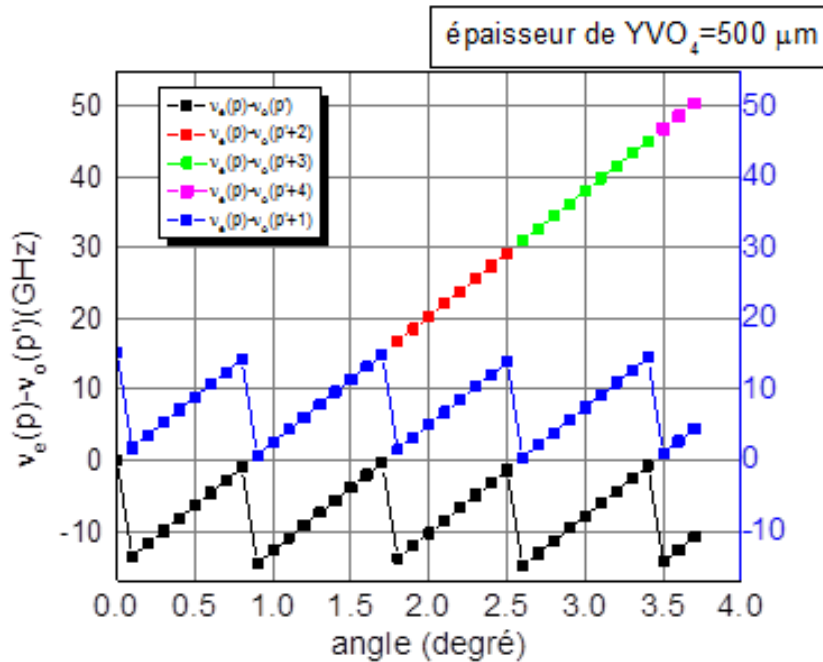


Figure III-20: Variation de $v_e(p) - v_o(p')$ en fonction de l'angle pour une lame YVO_4 d'épaisseur 500 μm

L'accordabilité assurée avec une lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm est de 21 GHz/degré, alors que cette valeur d'accordabilité diminue en utilisant la lame d'épaisseur 500 μm . Elle est de l'ordre de 10 GHz/degré.

III.2.e.iii Accordabilité du décalage fréquentiel avec la variation de la longueur de la cavité

Pour estimer l'ordre de l'accordabilité du décalage fréquentiel avec la variation de la longueur de la cavité nommé $\Delta\nu L_{cav}$, nous avons dans un premier temps examiné l'influence de l'épaisseur de la lame YVO_4 sur la valeur de $\Delta\nu L_{cav}$. Dans un second temps, nous avons calculé $\Delta\nu L_{cav}$ pour différentes longueurs de cavité. Dans nos calculs, nous considérons que θ_i est nul.

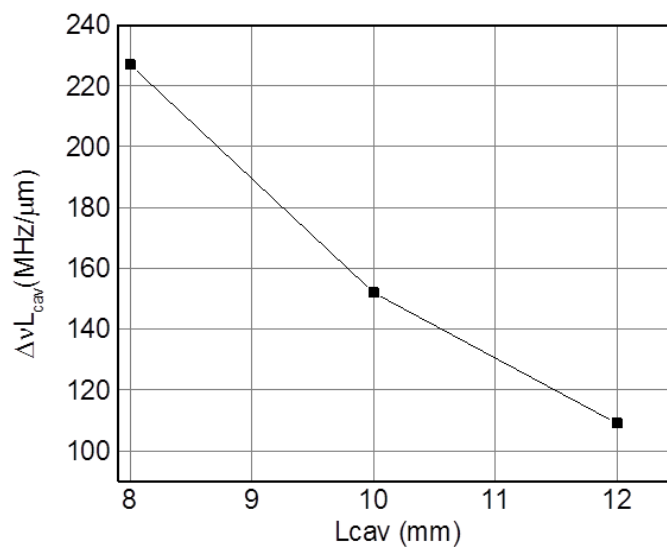


Figure III-21: Variation de $\Delta\nu L_{cav}$ en fonction de la longueur de la cavité pour une lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm

Une accordabilité de l'ordre du MHz/ μm est réalisée avec la variation de L_{cav} . Plus L_{cav} est longue, plus cette accordabilité diminue. $\Delta\nu L_{cav}$ varie de 220 à 100 MHz/ μm , avec une variation de L_{cav} allant de 8mm à 12 mm.

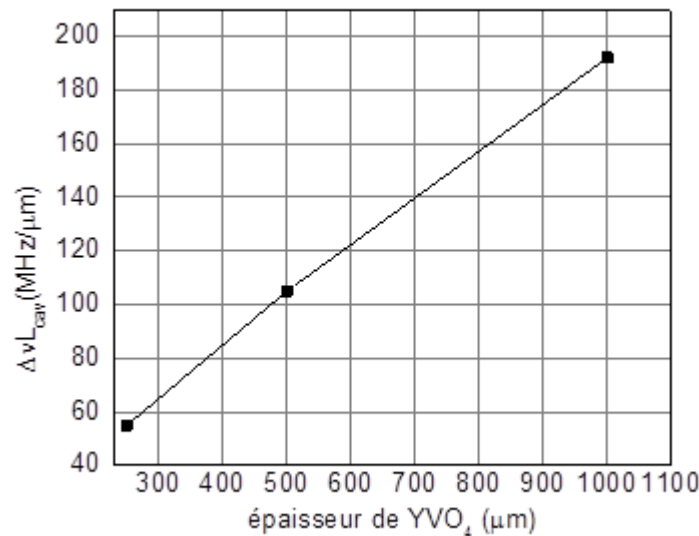


Figure III-22: Variation de $\Delta v \cdot L_{cav}$ en fonction des épaisseurs de YVO₄ pour L_{cav} fixée à 8.8mm

La Figure III-22 montre que la variation de l'épaisseur de la lame YVO₄ entre 200 et 1000 μm varie $\Delta v L_{cav}$ entre 50 et 200 MHz/μm.

Nous remarquons que la rotation de la lame YVO₄ entraîne une accordabilité large de l'ordre du GHz. Alors qu'une accordabilité plus faible est réalisée avec la variation de la longueur de cavité et l'échauffement du cristal (de l'ordre du MHz).

III.3 Conclusion

Ce chapitre est une introduction qui a permis d'exposer la conception de la cavité et de justifier le choix des éléments intra cavité. Nous avons fixé une longueur de cavité de 8.8 mm nécessaire pour la réalisation d'une source VECSEL bi-fréquence à 1.55 μm avec un décalage fréquentiel de 11GHz, compatible avec les capteurs à base de l'effet Brillouin. Nous avons montré trois possibilités pour réaliser une accordabilité du décalage fréquentiel autour de 11 GHz. La variation de la température du cristal biréfringent et la longueur de la cavité entraînent une accordabilité faible du décalage fréquentiel (de l'ordre du MHz) alors que la rotation de la lame YVO₄ entraîne la variation la plus importante du décalage fréquentiel (de l'ordre du GHz). La partie expérimentale et les résultats seront traités au chapitre IV.

Références

- [1] M.Brunel, F.Bretnaker, A. Le Floch , "Tunable optical microwave source using spatially resolved laser eigenstates," *OPTICS LETTERS*, vol. 22, pp. 384-386, 1997.
- [2] M.Alouini, M.Brunel,F.Bretnaker,A.Le Floch , "Dual tunable wavelength Er:Yb:Glass laser for terahertz beat frequency ," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 10, pp. 1554-1556, 1998.
- [3] R.Czarny, M.Alouini, C.Laeat, D.Dolfi , "THz-dual-frequency Yb³⁺:KG(WO₄)₂ laser for continous wavec THz generation through photomixing," *ELECTRONICS LETTERS* , vol. 40, pp. 942-943, 2004.
- [4] G.Baili, L.Morvan,M.Alouini,A.Garnache , "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations," *OPTICS LETTERS*, vol. 34, pp. 3421-3423, 2009.
- [5] F.A.Camargo, J.Barrientos, G.Baili,G.Lucas-Leclin , "Cohrent dual-frequency emission of a vertical external-cavity semiconductor laser at the cesium D2 line," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 24, pp. 1218-1220, 2012.
- [6] F.Camargo, G.Lucas-Leclin,P.Dumont, I.Sagnes , "Generation of high purity microwave signal from dual-frequency OP-VECSEL," *congrès, LASE 2014, Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers (VECSELs) IV*, Février 2014, San Francisco, United States-.
- [7] M. Lukowski, C. Hessenius, and and M. Fallahi, "Widely Tunable High-Power Two-Color VECSELs for New Wavelength Generation," *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, , vol. 21, no. 1, pp. 432-439, 2015.
- [8] W.Koechner, *Solid -State laser engineering (Sixth revised and updated edition)*. roud hill, U.S.A: Springer.
- [9] B.Saleh,M-C. Teich , *Fundamentals of photonics*. U.S.A: Wiley interscience publication, 1991.
- [10] M.Brunel, N.D.Lai, M.Vallet, T.Merlet , "Generation of tunable high-purity microwave and terahertz signals by two-frequency solid state lasers," *conference paper: Microwave and Terahertz Photonics, Strasbourg, 1 Septembre 2004*.
- [11] M.Nakamura, S.Higuchi, S.Takekawa, K.Kitamura , "Refractive indeces in undoped and MgO-Doped Near Stochiometric LiTaO₃ crystals," *APPLIED PHYSICS*, vol. 41, pp. 465-467, 2002.
- [12] I.Dolev, A.Ganany-Padowicz, O.Gayer, G.Gadret , "Linear and nonlinear optical properties of MgO:LiTaO₃," *APPLIED PHYSICS B*, vol. 96, pp. 423-432, 2009.

- [13] V.Pal, P.Trofimoff, B-X.Miranda, F.Bretenaker , "Measurement of the coupling constant in two-frequency VECSEL," *OPTICS EXPRESS*, vol. 18, pp. 5008-5014, 2010.
- [14] N.Ter-Gabrielyan, V.Fromzel, M.Dubinskii , "Linear thermal expansion and thermo-optic coefficients of YVO_4 crystals the 80-320 K temperature range," *OPTICAL MATERIALS EXPRESS*, vol. 2, pp. 1624-1631, 2012.

IV Résultats expérimentaux

Dans ce chapitre nous décrivons les résultats expérimentaux obtenus en émission laser bi-fréquence à 1.5 μm avec les structures VECSEL. Le chapitre est divisé en deux parties.

La première partie correspond aux premières expériences effectuées avec un laser de pompage multimode transverse (identique à celui utilisé au chapitre II). Dans cette même partie nous traitons le problème de l'instabilité de l'émission laser bi-fréquence.

La deuxième partie du chapitre correspond aux expériences effectuées par la suite avec un laser de pompage monomode transverse, qui nous permet de mieux contrôler la taille du spot de pompage. Nous démontrons l'obtention d'une émission bi-fréquence avec une différence de fréquence proche de 11 GHz. Nous étudions l'effet des différents éléments de la cavité sur la puissance de sortie. Nous examinons ensuite l'influence du coefficient de recouvrement spatial entre les modes (introduit au cours du chapitre III) sur la stabilité de l'émission laser bi-fréquence. Nous comparons différents filtres étalon et leur effet sur la sélection des modes. Enfin, nous présentons les résultats de mesure du spectre électrique du signal de battement fréquentiel et nous examinons sa stabilité. Nous discutons les origines de l'instabilité observée. En perspectives, nous proposons un filtre étalon « idéal » qui permettra d'obtenir plus facilement l'émission bi-fréquence. Nous évaluons deux mécanismes d'accord du décalage fréquentiel entre les modes orthogonaux de la cavité. Nous concluons sur les améliorations à effectuer afin que notre source laser soit utilisable dans un capteur à fibre optique fondé sur l'effet Brillouin.

IV.1 Emission laser bi-fréquence avec une source de pompage multimode

Dans cette section, nous présentons les différents éléments utilisés pour monter la cavité VECSEL bi-fréquence, et nous démontrons la réalisation de l'émission laser bi-fréquence en utilisant la diode laser de pompage multimode émettant à 980 nm décrite au chapitre II. Nous étudions également les différents paramètres pouvant influencer la stabilité de l'émission bi-fréquence obtenue.

IV.1.a Description du montage expérimental

IV.1.a.i Présentation des différents éléments du montage

La cavité laser est schématisée à la Figure IV-1 (a). La Figure IV-1 (b) est une photo du montage expérimental.

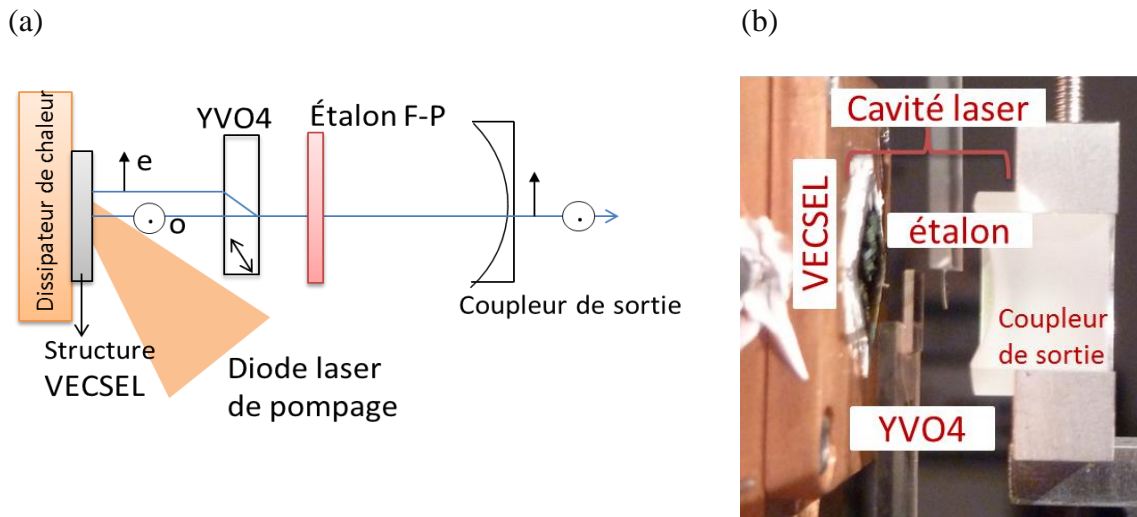


Figure IV-1: (a) Schéma de la cavité bi-fréquence montrant le montage de la structure VECSEL, et le placement des différents éléments intra-cavité (b) Photo de la cavité VECSEL bi-fréquence, sur laquelle les éléments de la cavité peuvent être identifiés

IV.1.a.i.a Le dissipateur de chaleur

La technique d'évacuation de la chaleur accumulée dans la région active est celle décrite à la partie II.2.a. Compte-tenu de la taille du spot de pompage (voir chapitre II paragraphe II.2.c.ii) et de la puissance de pompe (jusqu'à 7 W), il est nécessaire de maintenir un système efficace d'évacuation de la chaleur. Pour éliminer les sources de vibrations au niveau de la monture de la structure VECSEL, nous avons remplacé la circulation d'eau, par un Peltier à deux étages comme représenté à la Figure IV-2. La plaque de cuivre (numérotée (3) sur la Figure IV-2) est refroidie à l'aide d'un caloduc (numéroté (4))¹².

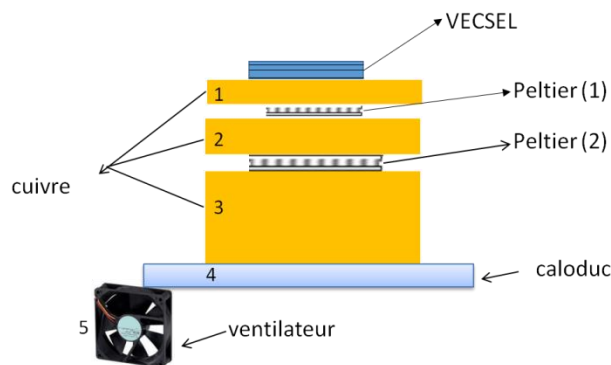


Figure IV-2: Montage utilisé pour le refroidissement de la structure VECSEL

Pour éviter l'échauffement du caloduc sur les temps longs sous forte puissance de pompage, un ventilateur (numéro (5)) peut être utilisé. Pour limiter les vibrations pouvant être transmises à la table optique et à la cavité, ce ventilateur est isolé de la table optique.

¹² Le caloduc est formé par une enceinte hermétique, un liquide et un réseau capillaire contenant de la vapeur. Lorsque l'une des extrémités de ce tube est en contact avec la chaleur, le liquide passe vers l'autre bout du tube où il va se condenser et repasser à la phase liquide pour assurer le refroidissement.

IV.1.a.i.b Les éléments de la cavité optique

Au démarrage des expériences, nous avons commencé en utilisant les éléments optiques déjà disponibles au laboratoire LPN.

-*La lame biréfringente* est une lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm (dimensions 5x6 mm), qui induit une séparation spatiale s égale à $100 \mu\text{m}$ en incidence normale, s est calculée d'après la formule III-19 (chapitre III, paragraphe III.2.c.iv pour θ_i nul). La lame est collée à l'extrémité d'une lame en verre, elle-même fixée par une pince sur une tige pour être insérée dans la cavité. Nous avons essayé de raccourcir cette tige au maximum pour minimiser la transmission des vibrations à l'intérieur de la cavité VECSEL (de même concernant l'étalon SiO_2).

-*L'étalon Fabry-Pérot (F-P)* est un étalon SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$ ayant un $\text{ISL}=5 \text{ nm}$ calculé d'après la formule III-5 (chapitre III, paragraphe III.2.b pour θ_{ie} nul).

-*Le miroir de sortie* (ou coupleur de sortie) est un miroir concave ayant un rayon de courbure $R_{OC}=18 \text{ mm}$, une réflectivité $R=99.7\%$ et un diamètre $\varnothing=10 \text{ mm}$. Ce miroir a été choisi parce qu'il possède un diamètre \varnothing suffisamment petit pour ne pas couper le faisceau de pompage tant que la longueur de cavité reste supérieure à 8 mm. Nous avons raccourci au maximum le bras du support du miroir de sortie pour minimiser la transmission de vibrations au miroir.

Dans certaines expériences un miroir de sortie de rayon de courbure $R_{OC}=38 \text{ mm}$, a été utilisé, parce qu'il permettait d'obtenir des rayons de mode de cavité ω_0 plus importants.

- *Longueur de la cavité :*

Avec le miroir de rayon de courbure $R_{OC}=18 \text{ mm}$, nous avons commencé par rechercher une émission laser bi-fréquence avec des cavités longues ($L_{cav}\sim 16.4 \text{ mm}$), donc des petites tailles de modes de cavité ($\omega_0\sim 50 \mu\text{m}$) (Figure IV-3). Dans cette situation, et avec la lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm, le recouvrement spatial entre les deux modes orthogonaux est quasi-nul ($r=0\%$), ce qui évite les instabilités potentielles induites par un coefficient de couplage trop élevé et une compétition de modes, comme expliqué au chapitre III.

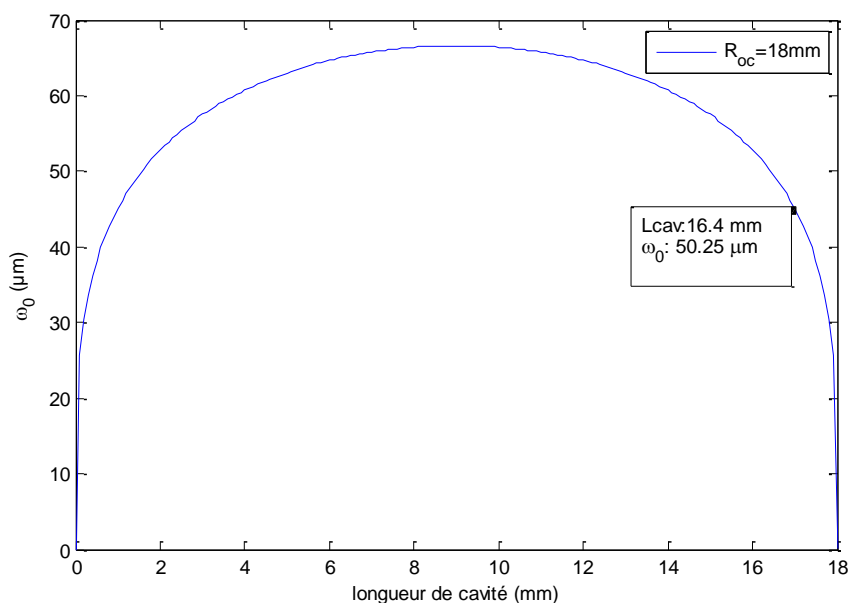


Figure IV-3: évolution de rayon du mode de cavité (ω_0) en fonction de la longueur de cavité pour un miroir qui possède un rayon de courbure $R_{OC}=18 \text{ mm}$

IV.1.a.ii Gain disponible pour les modes ordinaires et extraordinaires et orientation de la structure VECSEL

Le gain des puits quantiques de notre structure VECSEL étant anisotrope dans le plan des puits, l'émission laser VECSEL obtenue sans lame biréfringente dans la cavité est toujours polarisée linéairement selon une direction préférentielle.

Par exemple avec la structure D2, si celle-ci est positionnée sur le support suivant l'orientation de la Figure IV-4(a), nous obtenons une polarisation rectiligne de l'émission laser selon la direction x (direction horizontale) avec un taux d'extinction de 33 dB. Avec le miroir de rayon de courbure $R_{OC} = 18$ mm et de réflectivité $R = 99.7\%$, et une longueur de cavité de ~ 8.8 mm, nous obtenons une puissance de sortie de l'ordre de 4.9 dBm. Si la structure VECSEL est tournée de 90° et positionnée sur le support comme sur la Figure IV-4 (b), nous obtenons une polarisation linéaire de l'émission laser selon la direction y (direction verticale) avec un taux d'extinction de 29 dB. La puissance de sortie est similaire, de l'ordre de 5.5 dBm.

En présence de la lame biréfringente, le mode ordinaire sera polarisé suivant la direction y (direction verticale), le mode extraordinaire sera polarisé suivant la direction x (direction horizontale). Nous avons donc orienté la structure VECSEL de manière à répartir le gain disponible entre les deux polarisations orthogonales ordinaire et extraordinaire en présence de la lame biréfringente. En pratique, cela revient à positionner la structure VECSEL de telle sorte que la direction préférentielle de polarisation de l'émission laser sans élément intra-cavité (direction de maximum de gain) se trouve inclinée à 45° par rapport à la polarisation du mode ordinaire et du mode extraordinaire.

Dans le cas de la structure D2, si celle-ci est tournée de 45° comme sur la Figure IV-4(c), nous vérifions que sans éléments intra cavité l'émission laser est polarisée rectilignement à 45° des directions x et y avec un taux d'extinction de 11 dB. Nous mesurons une puissance de sortie de l'ordre de 6.5 dBm avec le miroir de rayon de courbure $R_{OC} = 18$ mm et de réflectivité $R = 99.7\%$, et une longueur de cavité de ~ 8.8 mm.

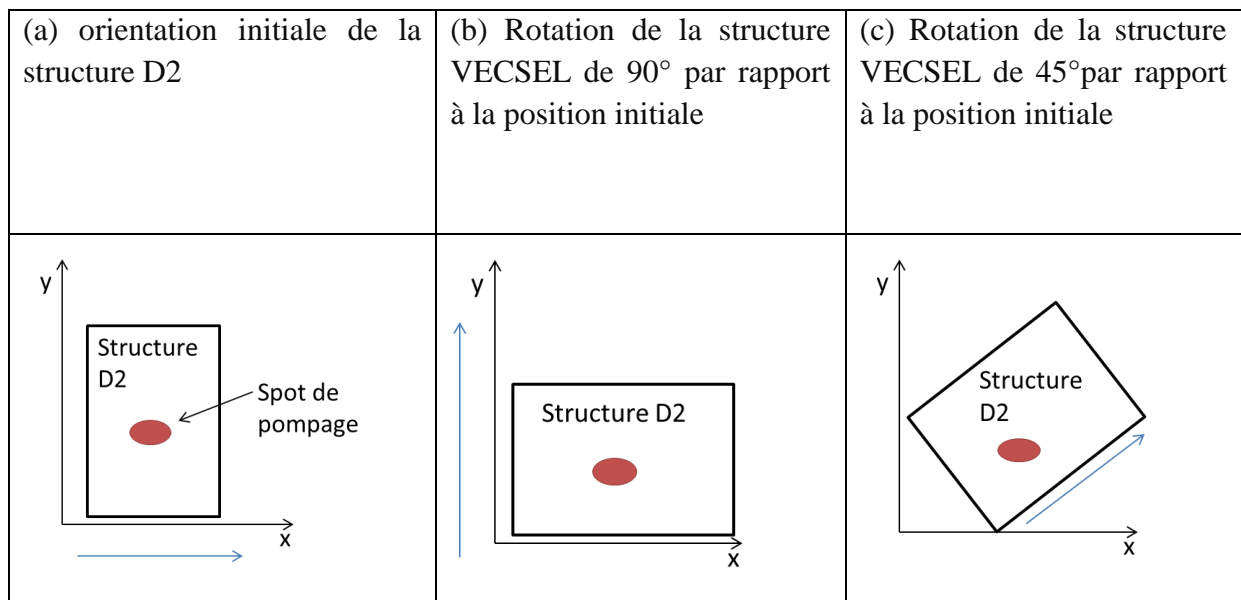


Figure IV-4 : différentes positions de la structure VECSEL pour le test de l'état de la polarisation. La flèche bleue représente la direction préférentielle de la polarisation (rectiligne) de l'émission laser, sur chaque figure

IV.1.a.iii Le laser de pompage

IV.1.a.iii.a Description du système optique de pompage

Le laser de pompage multimode transverse est celui décrit au chapitre II à la partie II.2.c.ii, il est fibré avec une fibre multimode de diamètre $110 \mu\text{m}$. Avec un angle d'incidence de 45° , le spot présente la forme d'une ellipse sur la surface du VECSEL avec un grand axe de longueur $2X$ dans la direction horizontale et un petit axe de longueur $2Y$ dans la direction verticale, et au maximum de focalisation $Y = \omega_p$, et $X \sim 1.4 \omega_p$, où ω_p est le waist du faisceau de pompage en sortie du système optique de focalisation.

Pour pomper uniformément les deux modes orthogonaux de cavité (de rayon $\omega_0 \sim 50 \mu\text{m}$) nous avons besoin d'un faisceau de pompage ayant un rayon ω_p de l'ordre de :

- dans la direction verticale : $\omega_0 \leq Y = \omega_p$, et $Y < 1.5 \omega_0$ (pour ne pas pomper excessivement les modes transverses de cavité d'ordre supérieurs, voir chapitre II paragraphe II.2.c.ii).
- dans la direction horizontale : il faut $\omega_0 \leq X = 1.4 \times \omega_p$, mais aussi $\omega_0 + s/2 \leq X = 1.4 \times \omega_p$ pour pomper les deux modes de rayon ω_0 séparés de s . Ce qui conduit pour $s = 100 \mu\text{m}$ et $\omega_0 \sim 50 \mu\text{m}$ à : $\omega_p \geq 1.4 \times \omega_0 \sim 70 \mu\text{m}$.

La Figure IV-5 schématise le diamètre du spot de pompage (en rouge) adapté pour pomper les modes ω_0 (en noir) en présence de la lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm ($s=100 \mu\text{m}$) dans la cavité.

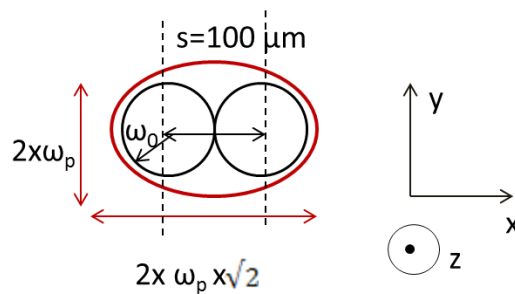


Figure IV-5: adaptation de la taille du spot de pompage de façon à pomper uniformément les modes de la cavité en émission bi-fréquence

Le système optique pour la focalisation du faisceau de pompage est schématisé à la Figure IV-6. Les lentilles utilisées sont notées L_1 (de distance focale $O_1F_1=4 \text{ cm}$) et L_2 (de distance focale $O_2F_2=3.5 \text{ cm}$). La distance D a été initialement fixée à 16 cm .

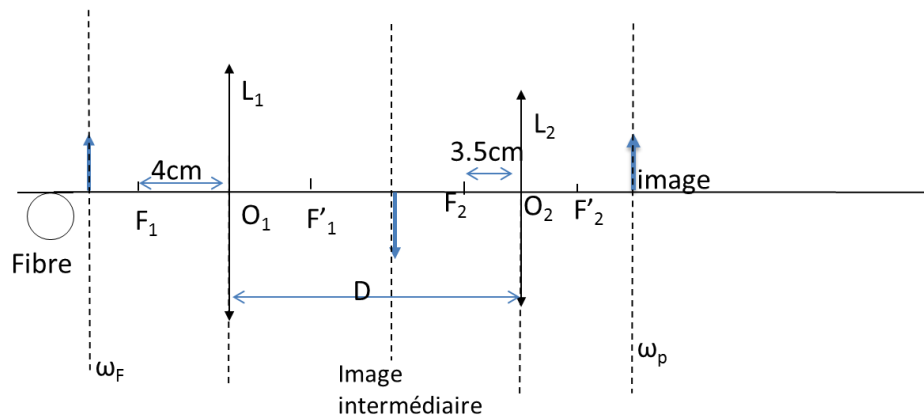


Figure IV-6: Schéma du système optique de focalisation de la pompe utilisé pour le pompage des modes de cavité en fonctionnement bi-fréquence. Les lentilles L_1 et L_2 sont des doublets achromatiques traités anti-reflet à la longueur d'onde de 980 nm

Dans la configuration où la sortie de la fibre est positionnée à la distance focale de la lentille L_1 ($O_1A = O_1F_1$), le grandissement total du système est en principe donné par $= \frac{O_2F_2}{O_1F_1} = 0.87$. Cependant, le calcul de la taille du spot image basé sur G reste approximatif compte-tenu que le faisceau est en réalité constitué d'un grand nombre de modes transverses. Après avoir monté ce système de pompage et avant de commencer l'étude de l'émission laser bi-fréquence nous avons donc mesuré la taille effective du spot de pompage.

IV.1.a.iii.b Mesure de la taille du spot de pompe

Nous avons mesuré la taille du spot de pompage ω_p avec la méthode de la fente, la fente étant positionnée perpendiculairement à la direction du faisceau de pompe. Le principe de mesure est celui décrit au chapitre II, paragraphe II.2.c.ii.

Avec la sortie de la fibre positionnée à peu près à la distance focale de la lentille L_1 , nous avons mesuré un rayon à $1/e^2$ $\omega_p \sim 76 \pm 6 \mu\text{m}$.

Pour vérifier s'il était possible d'obtenir une taille de spot de pompage plus faible et plus proche de la valeur visée ($\omega_p \sim 70 \mu\text{m}$) avec un autre positionnement des lentilles, nous avons calculé l'évolution du grandissement en fonction de la position des lentilles.

- Nous avons d'abord vérifié l'effet de la position de la sortie de la fibre optique par rapport à la lentille L_1 sur la taille du spot de pompage :

Lorsque l'objet AB (le mode guidé dans la fibre optique) représenté sur la Figure IV-7 est placé à une distance O_1A de la lentille L_1 , différente de la distance focale (soit $O_1A \neq O_1F_1$), l'image A_1B_1 par la lentille L_1 n'est plus renvoyée à l'infini (l'image A_1B_1 représente l'objet de la lentille L_2), et l'image finale A_2B_2 ne se trouve plus dans le plan focal O_2F_2 de la lentille L_2 . Le grandissement total du système n'est plus égal au rapport entre les focales des deux lentilles, et devient dépendant de D qui est la distance entre L_1 et L_2 .

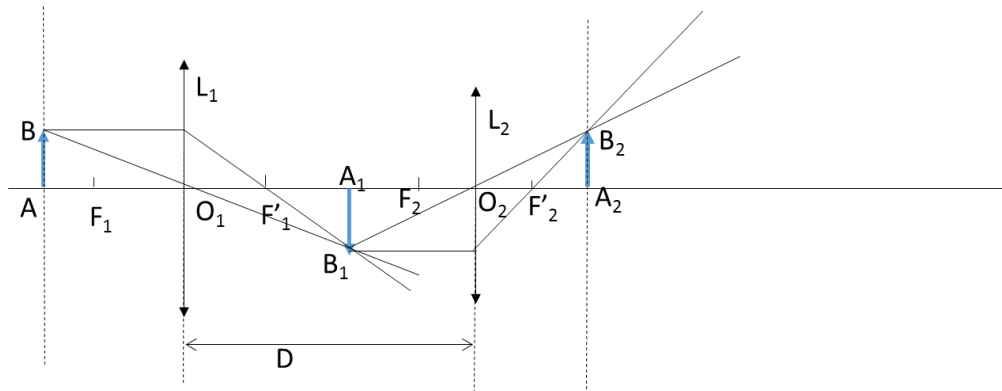


Figure IV-7: Représentation des lentilles du système optique de focalisation de la pompe. Nous avons choisi le cas où $O_1A > O_1F_1$. L'image finale A_2B_2 est formée derrière $O_2F'_2$

Dans un premier temps, pour s'assurer que la position de la fibre par rapport à la lentille L_1 , O_1A , est proche de la distance focale O_1F_1 (ce qui nous permet d'obtenir le grandissement visé), nous avons calculé la variation du grandissement total du système, G , en fonction de D pour une distance O_1A fixe, et nous avons répété ce calcul pour différentes valeurs de O_1A . Les résultats sont représentés sur la Figure IV-8.

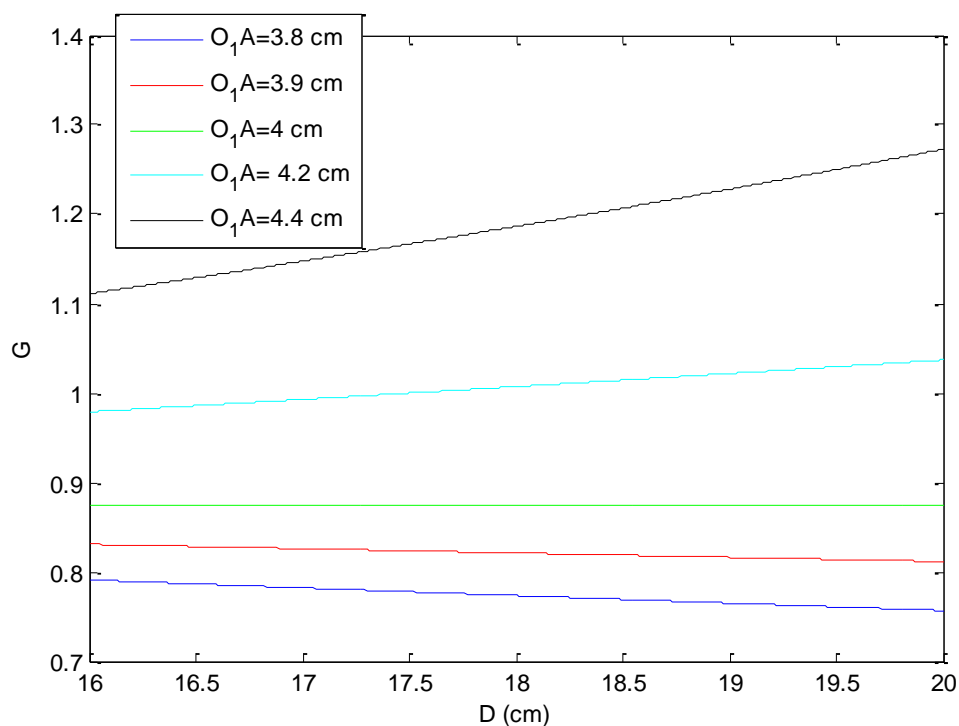


Figure IV-8: évolution du grandissement total du système de pompe en fonction de D pour différentes valeurs de O_1A . La distance focale de la lentille L_1 est $O_1F_1 = 4$ cm

Nous vérifions avec ces calculs que la fibre est bien positionnée à la distance focale de la lentille L_1 , lorsque le grandissement du système (et donc la taille du spot de pompe), ne varie plus avec le distance D . Expérimentalement, lorsque nous avons observé que le diamètre du spot de pompe ne varie presque pas en variant D , nous avons conclu que la distance entre la sortie de la fibre et la lentille L_1 correspond bien à la situation où $O_1A \sim O_1F_1 \sim 4$ cm.

Dans un second temps, nous avons calculé l'effet de la variation de la distance O_1A sur le grandissement G pour une distance D fixe. Dans nos calculs, nous avons fixé D à 16 cm proche de la distance expérimentale initialement choisie. La Figure IV-9 représente la variation de G en fonction de O_1A . Lorsque $O_1A > O_1F_1 = 4$ cm, le grandissement G augmente. Partant de la situation où $O_1A \sim O_1F_1$, il faudrait donc diminuer la distance entre la fibre et la lentille L_1 , pour diminuer la taille du spot de pompe en sortie du système optique. Nous représentons dans l'*Annexe 5* les formules utilisées pour calculer G et O_2A_2 en fonction de O_1A .

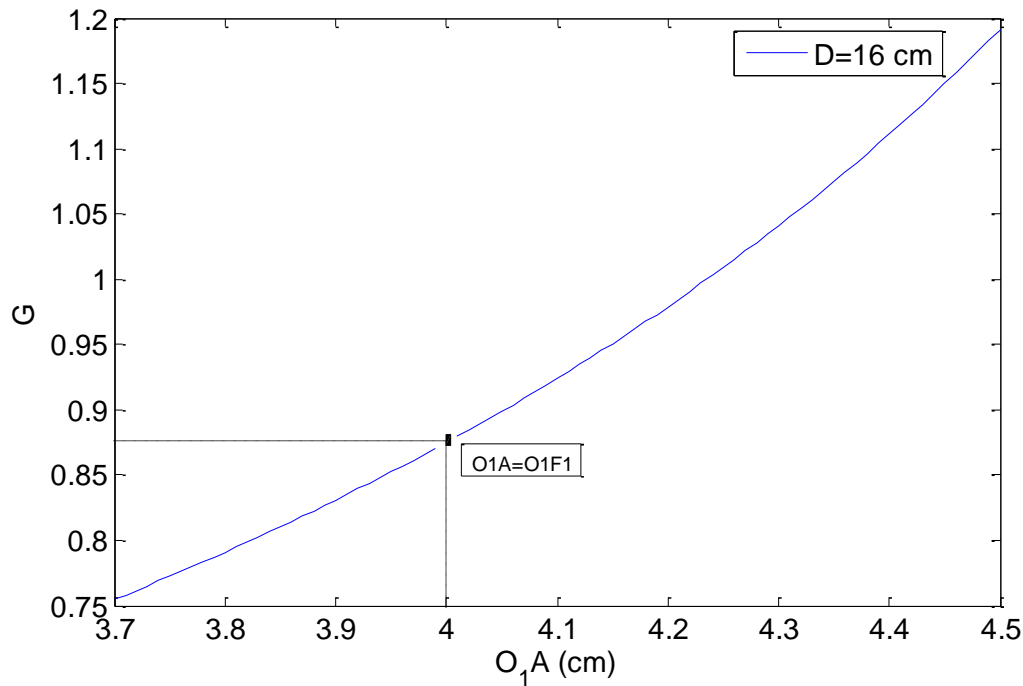


Figure IV-9: Variation du grandissement total du système (G) en fonction de O_1A pour une distance D fixe égale à 16 cm. Lorsque $O_1A = O_1F_1$ l'image de la fibre par la lentille L_1 est renvoyée à l'infini, et G est égal à 0.87

Nous avons aussi calculé l'effet de la distance O_1A sur la position de l'image en sortie du système optique (distance O_2A_2), pour une distance D fixe ($D=16$ cm). Les résultats sont représentés à la Figure IV-10.

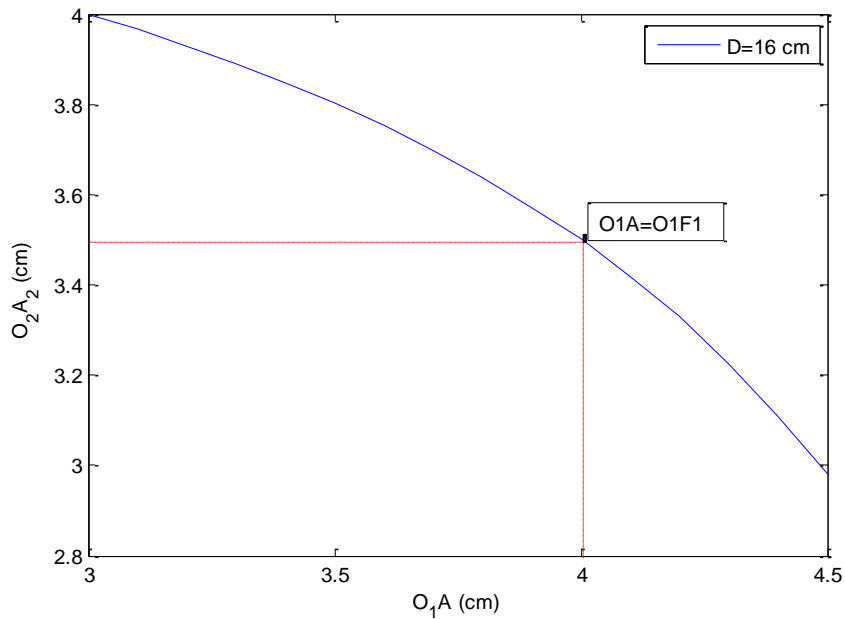


Figure IV-10: Evolution de la distance de l’image finale (O_2A_2) en fonction de O_1A pour D fixe. Les tirets rouges montrent que O_2A_2 est égale à O_2F_2 lorsque $O_1A_1=O_1F_1$

En conclusion, pour une distance D de l’ordre de 16 cm, il pourrait être théoriquement possible de réduire la taille du spot de pompage en utilisant une distance fibre - lentille L_1 (O_1A) plus petite que la distance focale. Dans ce cas le point de focalisation du spot de pompage (correspondant à la distance O_2A_2) est à rechercher à une distance de la lentille L_2 supérieure à la distance focale. Même si les calculs ne sont pas répétés ici pour différentes valeurs de D , il faut noter que la valeur du grandissement dépendra aussi de la distance D qui est donc à contrôler dans le montage.

Nous avons mesuré la taille du spot de pompe en sortie du système optique avec la méthode de la caméra, pour différentes valeurs de la distance O_1A , et pour une distance D fixée à ~ 15 cm. En pratique la distance O_1A est mesurée relativement à la position correspondante à $O_1A = O_1F_1$ qui a été déterminée expérimentalement à partir de la faible dépendance de G avec la distance D .

Les résultats sont représentés dans le tableau ci-dessous.

variation relative de O_1A (cm)	D (cm)	ω_p (μm)
-0.2	~ 15	93 ± 6
-0.1	~ 15	79 ± 6
0	~ 15	76 ± 6
+0.2	~ 15	88 ± 6
+0.5	~ 15	105 ± 6

Tableau IV- 1: Mesure du diamètre du spot de pompe (au point de focalisation maximum), effectuée par la méthode de la caméra CCD

Les profils mesurés obtenus sont représentés dans l’**Annexe 6**.

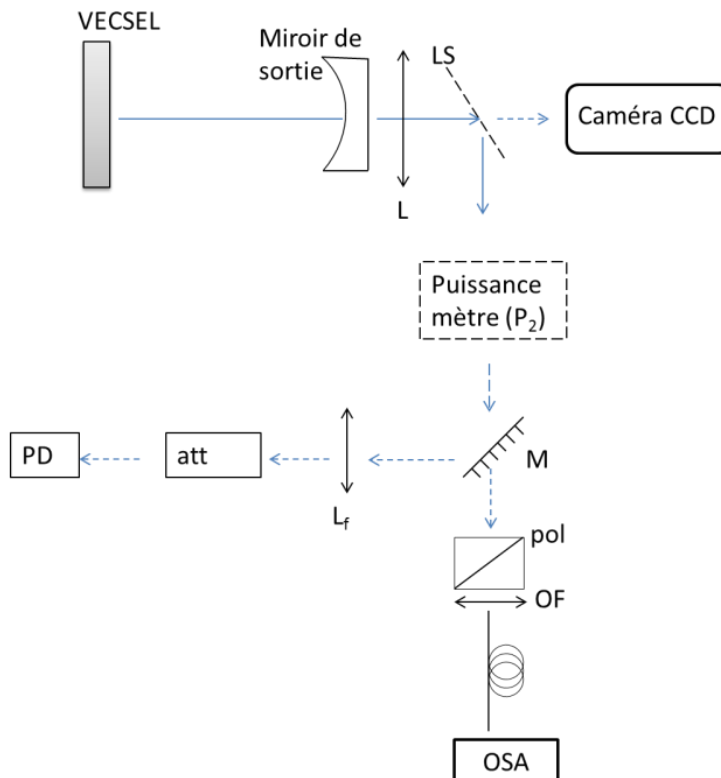
Les résultats observés dans le Tableau IV- 1 pour des valeurs de O_1A entre -0.2 cm et 0.5 cm montrent que lorsque $O_1A \sim O_1F_1$ le grandissement du système ne varie pas trop, ceci confirme les calculs représentés dans les Figure IV-8 et Figure IV-9. Ce grandissement augmente lorsque O_1A est supérieur à O_1F_1 (cas $O_1A=4.5$ cm). Par contre les calculs ont montré que pour diminuer le rayon du spot de pompage il faut diminuer O_1A . En se plaçant à O_1A autour de 3.8 cm nous avons obtenu un rayon ω_p supérieur à la valeur obtenue pour $O_1A = 3.9$ cm. Pour vérifier ces résultats, nous avons répété les mesures pour $O_1A \sim 3.8$ cm plusieurs fois et nous avons obtenu toujours la même valeur. Nous avons aussi mesuré O_2A_2 pour vérifier nos calculs et nous avons obtenu $O_2A_2 \sim 3.7$ cm pour $O_1A \sim 3.8$ cm . Cette valeur est proche à la valeur calculée et représenté à la Figure IV-10. Donc, la grande taille de spot de pompage est attribuée au caractère multimode de la source de pompage.

Nous avons finalement choisi de conserver la sortie de la fibre positionnée à la distance focale de la lentille L_1 . Un avantage pratique de cette configuration est que le grandissement du système et donc la taille du spot de pompage en sortie ne dépendent pas de la valeur de la distance D . Dans cette configuration le spot de pompe est focalisé à la distance focale de la lentille L_2 . La lentille L_2 est positionnée de telle sorte que la surface du VECSEL soit à la distance focale O_2F_2 .

IV.1.a.iv Equipements de caractérisation de l'émission laser

Pour la mesure du spectre optique de l'émission laser bi-fréquence, et pour la mesure de la puissance de sortie du VECSEL, nous avons monté le banc de mesure représenté à la Figure IV-11.

(a)



(b)

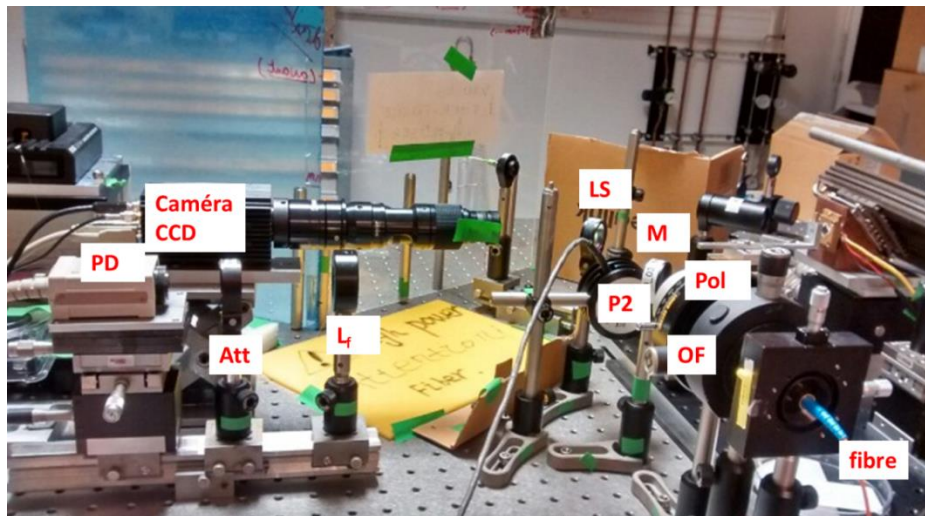


Figure IV-11: (a) Schéma du montage utilisé pour la mesure de la puissance de sortie et du spectre optique de l'émission laser (b) Photo du montage représenté en (a)

Une lentille (L) de distance focale 100 mm ayant un dépôt anti reflet à 1550 nm, est placée à la sortie de la cavité pour collimater le faisceau laser. Les calculs qui ont permis de choisir la distance focale et la position de la lentille sont présentés dans l' *Annexe 7*.

A la sortie de la lentille (L), le faisceau laser collimaté passe par une lame séparatrice (90 :10) (LS) indépendante de la polarisation qui permet de réfléchir une partie de l'émission laser vers l'entrée du polariseur placé devant l'analyseur de spectre optique (OSA). Le polariseur (Pol) permet l'observation séparée de l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire sur l'OSA. L'OSA ayant une entrée fibrée, un objectif de focalisation (OF) placé derrière le polariseur permet d'injecter le signal dans la fibre d'entrée de l'OSA. L'OSA (Optical Spectrum Analyzer) utilisé possède une résolution de 0.01 nm, soit ~ 1.2 GHz.

Pour la mesure de la puissance de sortie, un miroir doré amovible (M) est placé sur le trajet du faisceau réfléchi vers le polariseur par la lame séparatrice (LS). Ce miroir permet de renvoyer l'émission vers un photodétecteur (PD). Une lentille de focalisation (L_f) est positionnée à l'entrée du détecteur pour focaliser le signal laser sur la surface de détection. La puissance de saturation du détecteur étant de 10 dBm, un atténuateur (Att) calibré à $1.55 \mu\text{m}$ de densité optique $OD = 1$ est placé entre la lentille de focalisation et l'entrée du détecteur. Un second puissance-mètre (P_2) ayant un bruit de 2 mW (et une puissance de saturation de plusieurs Watts) peut aussi être installé directement devant le miroir amovible pour la mesure de la puissance de sortie.

Le signal transmis par la lame séparatrice (10%) permet d'imager la cavité laser et le mode de cavité avec une caméra CCD InGaAs $256\text{px} \times 320\text{px}$ (taille du pixel : $25 \mu\text{m}$). Le système optique d'imagerie positionné devant la caméra nous permet d'obtenir un grossissement variable entre 0.2 et 1 pour une distance de travail de l'ordre de 35 cm adaptée à notre montage expérimental.

IV.1.b Premiers tests pour la réalisation de l'émission bi-fréquence

IV.1.b.i Détermination de la longueur de la cavité L_{cav}

Nous avons commencé à travailler avec une cavité longue ($L_{cav} \sim 16.4$ mm) pour diminuer le couplage entre les modes de cavité. La longueur de cavité est déterminée dans le cas d'une cavité sans élément intra cavité (qui conduit à une émission laser multimode longitudinale), en mesurant l'intervalle spectral libre (ISL) sur le spectre laser avec l'OSA.

La longueur de cavité L_{cav} peut être déduite de l'ISL par la relation :

$$L_{cav} = \frac{c}{2 \cdot n \cdot ISL} \quad \text{IV- 1}$$

avec $n=1$ dans notre cas.

Compte-tenu de la résolution spectrale de l'OSA (RBW = 0.01 nm) nous pouvons estimer la précision de la mesure de L_{cav} (ΔL_{cav}) par la formule IV- 2:

$$\Delta L_{cav} = \frac{c}{2} \cdot \left(\frac{\Delta ISL}{ISL^2} \right) \quad \text{IV- 2}$$

$$\Delta ISL = \frac{\pm 2 \cdot RBW}{N} \quad \text{IV- 3}$$

N : nombre de modes longitudinaux de cavité entre les deux fréquences enregistrés sur le spectre optique avec l'OSA ($N \sim 12$ dans nos mesures).

Ce qui conduit à $\Delta L_{cav} \sim \pm 0.3$ mm.

Pour $L_{cav} = 16$ mm, cela conduit à une incertitude d'estimation du rayon du mode fondamental de cavité : $\omega_0 = 50 \mu\text{m} \pm 2 \mu\text{m}$.

IV.1.b.ii Procédure d'alignement de la cavité en présence de la lame biréfringente

Pour obtenir une émission laser bi-fréquence en présence de la lame biréfringente, il faut positionner le miroir de cavité pour obtenir une cavité stable pour les deux modes séparés spatialement, et positionner le faisceau de pompe pour pomper de manière équilibrée les deux modes.

- Effet du positionnement du miroir de cavité

En effet, dans une cavité VECSEL simple pour obtenir une émission laser stable, il faut que le faisceau qui se propage dans la cavité reste confiné près de l'axe du résonateur (l'axe Az dans notre cas).

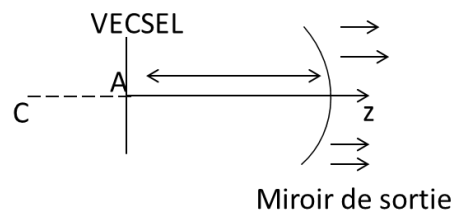


Figure IV-12: propagation d'une onde plane dans une cavité laser (C est le centre du miroir sphérique)

Si la lame YVO_4 est placée droite dans la cavité (Figure IV-13) l'émission laser bi-fréquence est obtenue sans avoir besoin à déplacer le miroir de sortie, car les deux rayons (ordinaire et extraordinaire) se propagent parallèlement à l'axe Az .

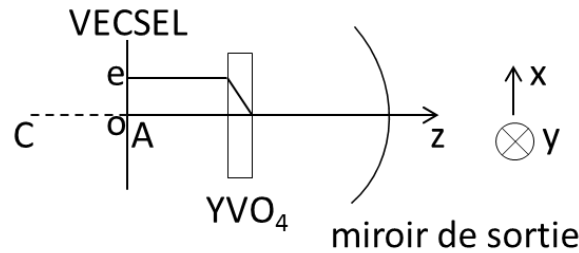


Figure IV-13: Représentation des deux ondes ordinaires et extraordinaires qui se situent au niveau du miroir plan (le VECSEL) et qui se propagent parallèlement à l'axe Az car YVO_4 est placée droite

Par contre, si la lame YVO_4 se trouve placée un peu en biais par rapport à l'axe x et/ou y dans la cavité laser, les deux faisceaux ordinaires et extraordinaires ne se propagent plus dans la direction parallèle à l'axe Az . Alors, il faut déplacer le miroir de sortie en x et/ou en y pour obtenir une émission bi-fréquence stable sur les deux modes.

- Effet du positionnement du spot de pompage

Il faut ajuster la position du spot de pompage sur le VECSEL pour pomper uniformément les deux modes de cavité qui ont été séparés suite à l'insertion de la lame biréfringente. Pour cela, la lentille de focalisation L_2 est déplacée horizontalement. Dans notre montage, un déplacement horizontal de $20 \mu\text{m}$ de la lentille L_2 , se traduit par un déplacement horizontal du spot de pompe sur la surface du VECSEL de $\sim 16 \mu\text{m}$.

IV.1.b.iii Obtention de l'émission bi-fréquence et mise en évidence de l'instabilité

La Figure IV-14 représente le premier spectre optique de l'émission laser bi-fréquence obtenue.

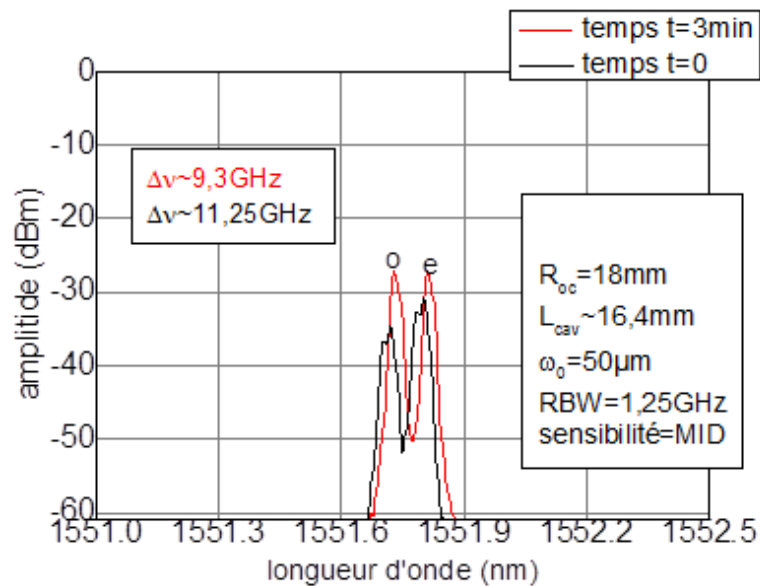


Figure IV-14: Spectre optique de l'émission bi-fréquence obtenue en utilisant la lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm et l'étalon SiO_2 d'épaisseur 160 μm , mettant en évidence l'instabilité de l'émission

Nous avons réussi à obtenir une émission laser bi-fréquence avec un décalage fréquentiel autour de 10 GHz (9.3 GHz \pm 1.25 GHz pour le spectre rouge et 11.25 GHz \pm 1.25 GHz pour le spectre noir).

Cependant, l'émission bi-fréquence obtenue n'est pas stable sur les temps longs (la stabilité est évaluée ici à \sim 1 GHz près qui est la résolution spectrale de l'OSA) : le spectre d'émission bi-fréquence se décale avec le temps, la différence de fréquence n'est pas stable et l'intensité des deux modes orthogonaux n'est pas stable.

Deux effets pourraient induire une instabilité de l'émission laser bi-fréquence:

- la taille trop importante du spot de pompage qui conduit à exciter les modes transverses de cavité d'ordres supérieurs, ce qui conduit à une instabilité par compétition de modes.
- La table optique qui transmet des vibrations mécaniques à la cavité VECSEL.

Ces deux hypothèses sont examinées dans ce qui suit.

IV.1.b.iv Effet de la taille du spot de pompage et de la compétition entre modes transverses

Nous avons d'abord mesuré le rayon du mode de cavité (ω_0) pour vérifier que la valeur expérimentale est proche de celle calculée et pour pouvoir la comparer à la valeur du rayon du spot de pompage (ω_p).

Mesure de la taille du mode de cavité

Pour la mesure de la taille du mode de cavité nous avons utilisé un miroir ayant un rayon de courbure $R_{OC}=38$ mm, une réflectivité $R=99.7\%$ et un diamètre $\varnothing=12.7$ mm. Nous avons fixé la longueur de la cavité à $L_{cav} \sim 33$ mm pour obtenir ω_0 de cavité = 80 μm ce qui, compte tenu de la taille du spot de pompe, garantit d'obtenir un faisceau de sortie ayant un profil monomode transverse nécessaire pour la mesure de la taille du mode de cavité.

Pour mesurer la taille du mode de la cavité nous avons positionné un chopper à une distance d du miroir de sortie de cavité (nous avons choisi $d=9$ cm). Derrière le chopper nous avons placé une lentille de focalisation ($OF=10$ cm) pour la focalisation du spot laser vers l'entrée de la photodiode (PD) comme représenté à la Figure IV-15 ((a) et (b)). Le chopper est relié à

l'oscilloscope pour la synchronisation avec la photodiode, la trace de la tension de sortie de la photodiode est enregistrée sur l'oscilloscope, cette trace est représentée à la Figure IV-16.

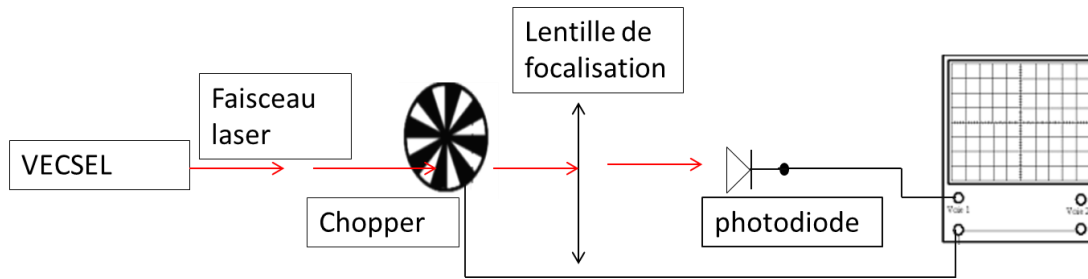


Figure IV-15: (a) Schéma du montage monté pour la mesure de la taille du mode de cavité

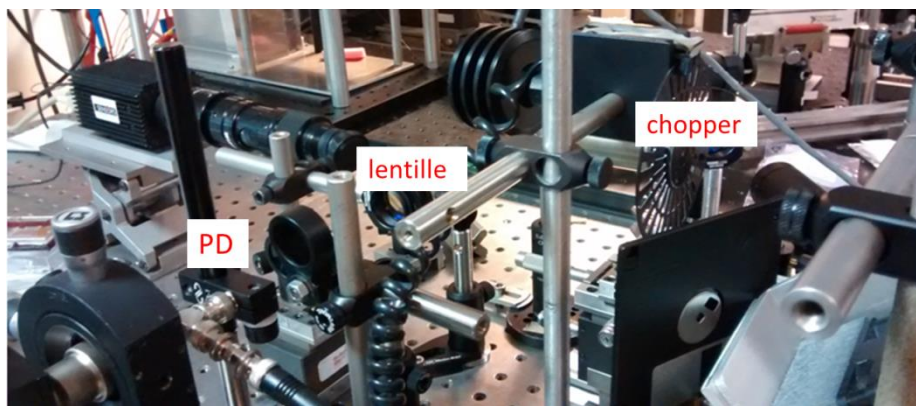


Figure IV-15: (b) Système utilisé pour la mesure de la taille du mode de cavité

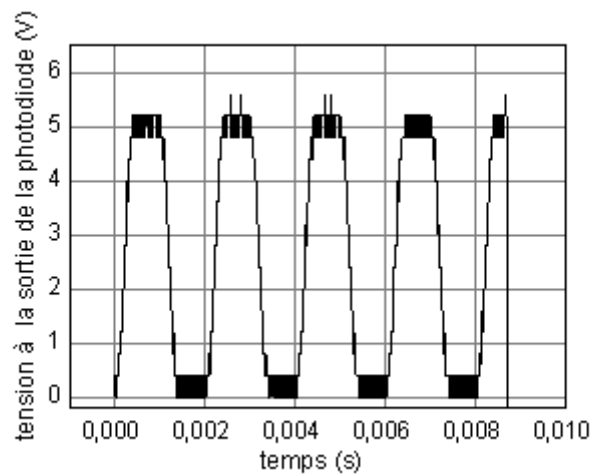


Figure IV-16: Trace représentant la variation de la tension à la sortie de la photodiode en fonction du temps (pour une distance miroir- chopper $\sim 9\text{cm}$)

Nous avons déduit le rayon du mode de cavité au niveau du chopper (ω_{01}) par deux méthodes. Ces méthodes sont décrites en détail dans l'Annexe 8.

Avec la méthode 1 (dite méthode « 90/10 ») nous avons obtenu $\omega_{01} = 1\,119\ \mu\text{m}$ alors que par la méthode 2 (méthode dite de la dérivée) nous avons obtenu $\omega_{01} = 1\,070\ \mu\text{m}$. Pour en déduire le rayon du mode de cavité au niveau de la structure VECSEL (ω_0), et pouvoir comparer avec le rayon calculé par la formule II-8 (voir chapitre II, paragraphe II.2.c.i), nous avons utilisé les matrices de transfert de l'optique gaussienne. Le détail des calculs est donné dans l'*Annexe 9*. Nous avons obtenu $\omega_0 \sim 74.3\ \mu\text{m}$ (méthode 90/10) et $\omega_0 \sim 77.9\ \mu\text{m}$ (méthode de la dérivée).

Les valeurs obtenues sont proches de la valeur calculée par la formule II-8. Nous pouvons donc considérer qu'il n'y a pas un effet de lentille thermique important qui modifierait significativement la valeur de ω_0 calculée. L'effet de lentille thermique est brièvement expliqué dans l'*Annexe 10*.

En conclusion, dans nos conditions expérimentales d'émission bi-fréquence (avec le miroir de rayon de courbure $R_{OC} = 18\ \text{mm}$, $L_{cav} \sim 16.5\ \text{mm}$, et la lame YVO_4 d'épaisseur $1\ \text{mm}$), la taille du spot de pompage étant plus grande que la taille du mode de cavité, des modes d'ordre supérieurs peuvent être également excités. D'ailleurs en cavité simple, le faisceau de sortie présente un profil multimode sous fort pompage. Même en fonctionnement laser bi-fréquence, le profil du faisceau de sortie reste multimode sous fort pompage.

- Pour garantir une émission monomode une première solution consisterait à augmenter la taille du mode de cavité jusqu'à $\omega_0 \sim 80\ \mu\text{m}$ (car $\omega_0 \sim \omega_p$ et ω_p est proche de $80\ \mu\text{m}$).

Pour un miroir de rayon de courbure fixé, cela revient à réduire la longueur de cavité. En pratique c'est difficile sans couper le spot de pompe avec le bord du miroir. Par ailleurs un rayon de mode de cavité de $\sim 80\ \mu\text{m}$ ne peut jamais être obtenu avec un miroir de rayon de courbure $R_{OC} = 18\ \text{mm}$. Il serait nécessaire de changer de miroir.

Il peut aussi être envisagé de changer le rayon de courbure du miroir, en gardant une cavité de longueur $L_{cav} \sim 16.5\ \text{mm}$. Avec une longueur de cavité de $16.5\ \text{mm}$, un miroir de rayon de courbure $R_{OC} \sim 26.7\ \text{mm}$ est nécessaire pour obtenir un rayon de mode de cavité ω_0 de $80\ \mu\text{m}$. Toujours avec le miroir de $R_{OC} = 26.7\ \text{mm}$, il est aussi possible de diminuer la longueur de la cavité autour de $8.8\ \text{mm}$ (ω_0 devient proche de $80\ \mu\text{m}$).

Mais nous ne disposons pas de miroir avec un tel rayon de courbure. De plus changer la taille du mode de cavité nécessiterait aussi de changer la lame YVO_4 pour obtenir la séparation spatiale adaptée entre les modes orthogonaux.

- Une autre voie consiste à utiliser une diode laser de pompe monomode transverse qui permettra une meilleure focalisation du spot de pompe. C'est la voie que nous avons retenue par la suite.

IV.1.b.v Effet des vibrations et de l'isolation de la table optique

Nous avons utilisé des accéléromètres pour quantifier les vibrations transmises à la table optique. Les résultats obtenus sont présentés dans l'*Annexe 11*.

Nous avons remarqué d'après l'*Annexe 11* qu'une table optique posée sur des plots d'isolation permet l'amortissement du bruit sur les fréquences autour de $18\ \text{Hz}$. Nous avons donc modifié notre table optique pour la placer sur des plots d'isolation. Le bloc de notre cavité VECSEL est lui-même placé sur la table optique sur un tapis d'isolation des vibrations. La Figure IV-17 montre une photo de l'installation initiale de la table optique, et après la nouvelle installation de la table sur plots d'isolation.

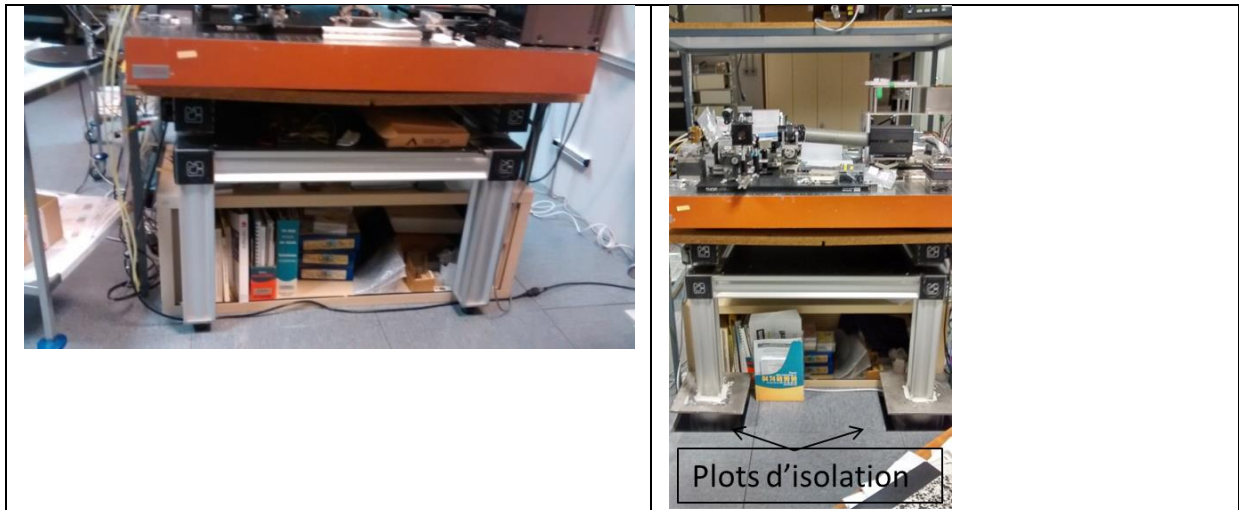


Figure IV-17: Comparaison entre les installations de la table optique : à gauche, la table utilisée lors de la réalisation de l'émission bi-fréquence instable et à droite la table déposée sur des plots d'isolation

IV.1.c Réalisation de l'émission laser bi-fréquence après l'optimisation de la table optique

IV.1.c.i Emission bi-fréquence stable avec le laser multimode

La cavité laser utilisée est toujours la même. Sauf la structure VECSEL D2, qui a été remplacée par la structure D1.

Nous avons gardé le miroir utilisé pour la mesure de la taille du mode de cavité (un miroir ayant un $R_{OC}=38$ mm, une réflectivité $R=99.7\%$, et un diamètre $\varnothing=12.7$ mm). Pour conserver la même taille du mode de cavité ω_0 autour de $50 \mu\text{m}$, la longueur de la cavité a été fixée à $L_{cav}\sim 37$ mm (le rayon de mode de cavité calculé correspondant est $\omega_0=55 \mu\text{m}$). Nous avons conservé la même séparation spatiale entre les modes orthogonaux c.à.d que nous avons utilisé la lame YVO_4 1 mm.

La Figure IV-18 représente les spectres optiques de l'émission laser bi-fréquence enregistrés sur l'OSA avec un intervalle de temps de 5 minutes pour vérifier la stabilité de l'émission laser. L'émission bi-fréquence est obtenue ici avec une densité de puissance incidente de pompe de 3.5 kW/cm^2 (soit une puissance de pompage de ~ 5 W).

La Figure IV-18 montre que l'isolation des vibrations est un paramètre important pour maintenir une bonne stabilité même grossière (résolution de ~ 1 GHz) de l'émission bi-fréquence et de la différence de fréquence.

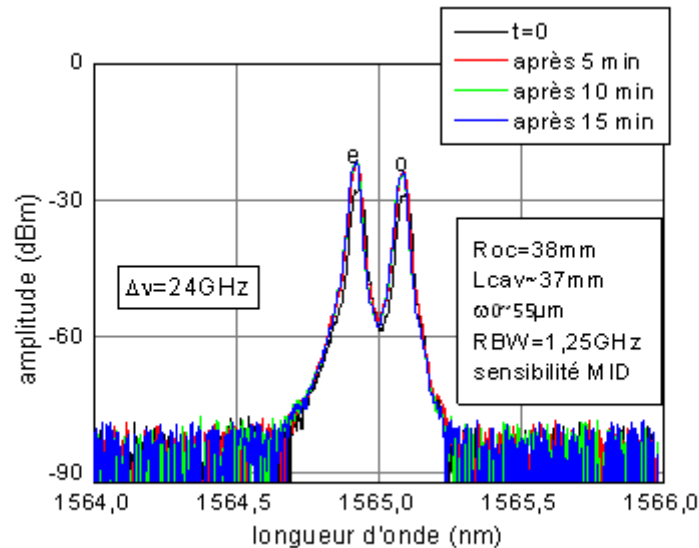


Figure IV-18: Emission bi-fréquence stable observée sur l'OSA, en pompage multimode après la modification de la table optique en utilisant la lame YVO₄ d'épaisseur 1 mm, l'étalon SiO₂ d'épaisseur 160 μm

Il aurait été intéressant à titre comparatif de refaire les mêmes expériences avec exactement les mêmes éléments de cavité ($R_{OC}=18$ mm et $L_{cav}\sim 16.4$ mm) qu'avant l'optimisation de la table optique, mais il paraissait prioritaire d'approfondir la caractérisation de l'émission bi-fréquence dans les conditions stables.

IV.1.d Conclusion

Au cours de nos premières expériences, nous avons démontré la possibilité d'obtenir une émission bi-fréquence à 1.5 μm avec notre structure VECSEL. Néanmoins nous nous sommes heurtés à des problèmes d'instabilité de l'émission laser. Une partie de cette instabilité est causée par la table optique alors qu'une autre partie pourrait être causée par la taille du spot de pompage. Nous avons pu résoudre le problème de la table optique en utilisant des plots d'isolation des vibrations. Il nous reste à examiner le problème de la grande taille du spot de pompage qui provient du laser de pompage multimode. Nous avons choisi de changer la diode laser de pompage pour diminuer la taille du spot de pompe. Ceci est détaillé à la section IV.2.

IV.2 Emission laser bi-fréquence avec une source de pompage monomode

Pour diminuer la taille du spot de pompage nous avons remplacé la diode laser multimode transverse par une source fibrée monomode. La source est constituée de deux diodes laser monomodes fibrées délivrant chacune une puissance maximum de l'ordre de 1W. Les deux sorties fibrées sont combinées dans un combineur de polarisation. La fibre de sortie du combineur est une fibre monomode à la longueur d'onde de 980 nm, de diamètre de cœur ~ 6.6 μm. A la sortie du combineur et à cause des pertes de couplage, la puissance obtenue avec le premier laser est de 0.85 W et la puissance de sortie obtenue avec le deuxième laser est de 0.75 W; soit une puissance de sortie maximale de l'ordre de 1.6 W.

En parallèle nous avons aussi remplacé le miroir de sortie de cavité par un miroir de plus faible encombrement et de géométrie mieux adaptée.

Nous allons d'abord décrire le système optique de focalisation utilisé avec la nouvelle source de pompage, et vérifier la taille du spot de pompe. Nous décrirons également les modifications de la cavité laser apportées suite au changement du miroir de cavité. Ensuite, nous allons étudier la puissance de sortie du VECSEL avec cette nouvelle source de pompe et vérifier que les spécifications en puissance optique visées pour un capteur Brillouin peuvent bien être atteintes. Puis, nous présenterons l'étude de l'émission bi-fréquence, et la caractérisation de la stabilité du signal de battement. Finalement, nous présenterons les perspectives pour l'amélioration de la stabilité de l'émission bi-fréquence et l'accordabilité du décalage fréquentiel.

IV.2.a Description du montage expérimental avec la pompe monomode

IV.2.a.i Eléments de la cavité utilisés dans la suite des expériences

- Miroirs de cavité

Le Tableau IV- 2 donne la liste des miroirs de cavité utilisés au cours des expériences réalisées avec la source de pompage monomode. R représente la réflectivité nominale du miroir, la taille du mode de cavité donnée est celle fixée durant l'expérience, la longueur de cavité minimale est celle choisie pour ne pas couper faisceau de pompage, \emptyset est le diamètre du miroir. Le miroir R1 ($R=99.7\%$, $R_{OC}=10$ mm) a été utilisé dans la majorité des expériences. Le miroir R2 a été utilisé pour étudier la variation du coefficient de recouvrement entre les modes de cavité. Les autres miroirs (R3 à R5) sont utilisés pour examiner l'influence du coefficient de réflexion du miroir sur la puissance de sortie (partie IV.2.b).

miroir	(R, R_{OC})	utilité	longueur de cavité minimale	taille du mode de cavité	de \emptyset
R1	($R=99.7\%$, $R_{OC} =10$ mm)	réalisation de l'émission bi-fréquence	$L_{cav}\sim 8.8$ mm	$\omega_0=40$ μ m	10 mm
R2	($R=99.7\%$, $R_{OC} =12$ mm)	réalisation de l'émission bi-fréquence	$L_{cav}\sim 8.8$ mm	$\omega_0=50$ μ m	10 mm
R3	($R=99.5\%$, $R_{OC} =15$ mm)	mesure de la puissance de sortie	$L_{cav}\sim 14.3$ mm	$\omega_0=40$ μ m	12.4 mm
R4	($R=99\%$, $R_{OC} =15$ mm)	mesure de la puissance de sortie	$L_{cav}\sim 14.3$ mm	$\omega_0=40$ μ m	12.4 mm
R5	($R=97.4\%$, $R_{OC} =18$ mm)	mesure de la puissance de sortie	$L_{cav}\sim 17.4$ mm	$\omega_0=40$ μ m	12.4 mm

Tableau IV- 2: Caractéristiques des miroirs utilisés durant les expériences avec la source de pompage monomode

- Filtre étalons F-P

Les étalons F-P utilisés dans cette partie sont présentés dans le Tableau IV- 3.

matériau	épaisseur	ISL	largeur de bande à 99.5% en incidence normale
SiO ₂	160 μm	~ 5 nm	0.56 nm
SiO ₂	50 μm	~ 16 nm	1.9 nm
YAG	50 μm	~ 13 nm	0.96 nm

Tableau IV- 3 : Récapitulatif des différents étalons utilisés dans la cavité VECSEL bi-fréquence avec la source de pompage monomode

Nous avons utilisé au départ l'étalon SiO₂ d'épaisseur 160 μm, l'ISL de cet étalon est faible ce qui rend l'obtention d'une émission monomode longitudinale difficile (voir chapitre III). Pour cela, nous avons remplacé cet étalon par un étalon YAG d'épaisseur 50 μm. Cette expérience est détaillée dans la partie IV.2.f.ii. L'étalon SiO₂ d'épaisseur 50 μm a été utilisé pour examiner l'influence de la fonction de filtre de l'étalon sur l'émission laser bi-fréquence, cette expérience est détaillée dans la partie IV.2.e.

- Lame YVO₄

Nous avons utilisé des lames YVO₄ de différentes épaisseurs pour faire varier la séparation spatiale entre les modes et par suite le couplage entre les deux modes (III-21), ces expériences sont décrites à la partie IV.2.d. Les différentes lames utilisées sont représentées dans le Tableau IV- 4.

lame biréfringente	épaisseur	séparation spatiale attendue (s)
YVO ₄	1 mm	100 μm
YVO ₄	500 μm	50 μm
YVO ₄	250 μm	25 μm

Tableau IV- 4: Lames biréfringentes utilisées durant les expériences

IV.2.a.ii Système de focalisation de la source de pompage

Avec le miroir R1 (R_{OC}=10 mm, diamètre Ø=10 mm, R=99.7%), en fixant L_{cav} à 8.8 mm (pour garantir un ISL de cavité supérieur à 11 GHz, voir chapitre 3), le rayon du mode de cavité est de l'ordre de ω₀~ 40 μm. Les lentilles du système de pompage, ont été choisies pour pomper uniformément des modes de cavité de cette taille.

IV.2.a.ii.a Optique de focalisation

Le collimateur à la sortie fibrée du module de pompage est un doublet achromatique de distance focale OF₁=4.55 mm, et le faisceau collimaté est focalisé sur la surface du VECSEL par une lentille L₂ de distance focale OF₂=50 mm. Le grandissement théorique avec ces lentilles est G ~ 11, soit un rayon du spot de pompage ω_p~ 37 μm en considérant un rayon de mode dans la fibre de l'ordre de 3.3 μm. Pour obtenir des spots de pompage plus larges (> 37 μm) nous défocalisons en modifiant la distance entre le VECSEL et la lentille L₂.

IV.2.a.ii.b Mesure de la taille du spot de pompe

Nous avons mesuré le rayon du spot de pompage par les deux méthodes déjà décrites au chapitre II.

Avec la méthode de la caméra et à la distance focale de la lentille L_2 nous avons obtenu les profils d'intensité représentés à la Figure IV-20 suivant les directions x (horizontale) et y (verticale). Les directions x et y sont définies comme au chapitre II partie II.2c.ii. La demi-largeur du profil d'intensité mesurée à $1/e^2$ suivant la direction x , appelée X est proche de $\sqrt{2}Y$ où Y est la valeur de la demi-largeur du profil d'intensité mesurée à $1/e^2$ suivant la direction y ($Y \sim \omega_p$ à la distance focale).

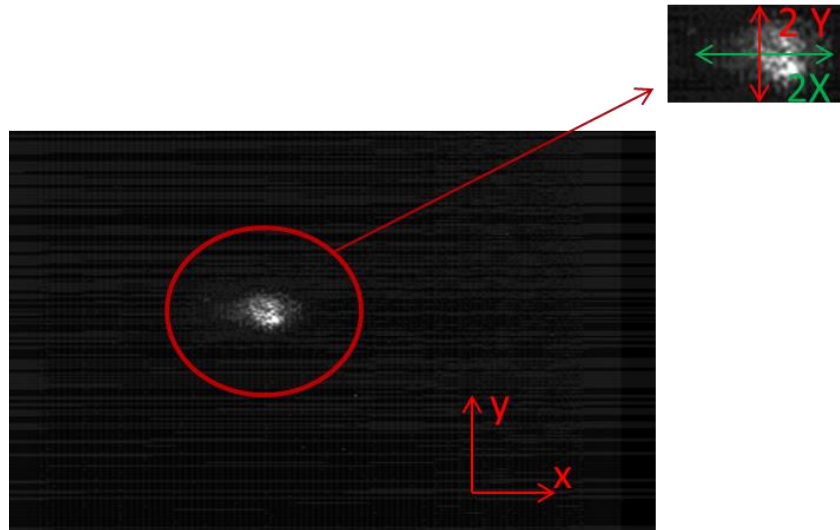


Figure IV-19: image du spot de pompage monomode enregistrée à la caméra

suivant la direction x (diamètre $2X$)

suivant la direction y (diamètre $2Y$)

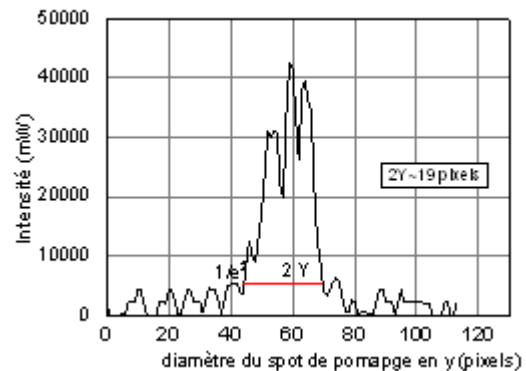
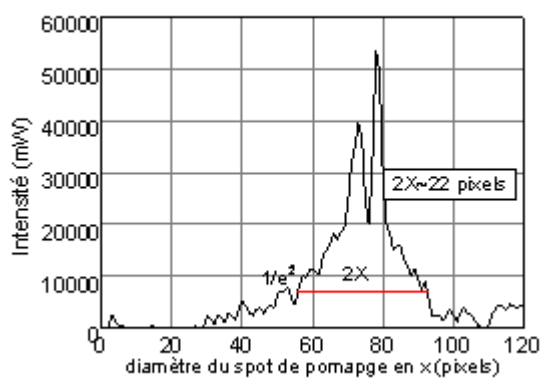


Figure IV-20: Profils d'intensité du spot de pompage (en pixels) selon les directions x et y

La calibration du système d'imagerie donne dans ce cas que 1 pixel $\sim 3.7 \mu\text{m}$, ceci nous a donné un rayon de pompe dans la direction verticale $\omega_p = Y = 35.6 \mu\text{m}$ et rayon de pompe dans la direction horizontale $X = 40.6 \mu\text{m}$.

Ces profils sont assez bruités, pour s'assurer de la fiabilité des mesures nous avons donc utilisé la fente pour la mesure du rayon du spot de pompage. La mesure est effectuée avec la fente positionnée perpendiculairement à la direction du faisceau de pompage.

Nous avons mesuré l'ouverture de la fente (d), nous avons trouvé que $d \sim 50 \mu\text{m}$. Le rayon ω_p dans ce cas, n'est pas négligeable devant l'ouverture (d). Pour cela nous avons 'fitté' la courbe de mesure en utilisant la formule II-10. Nous avons obtenu $\omega_p \sim 32 \pm 5 \mu\text{m}$. L'incertitude de mesure est déduite d'après le fit.

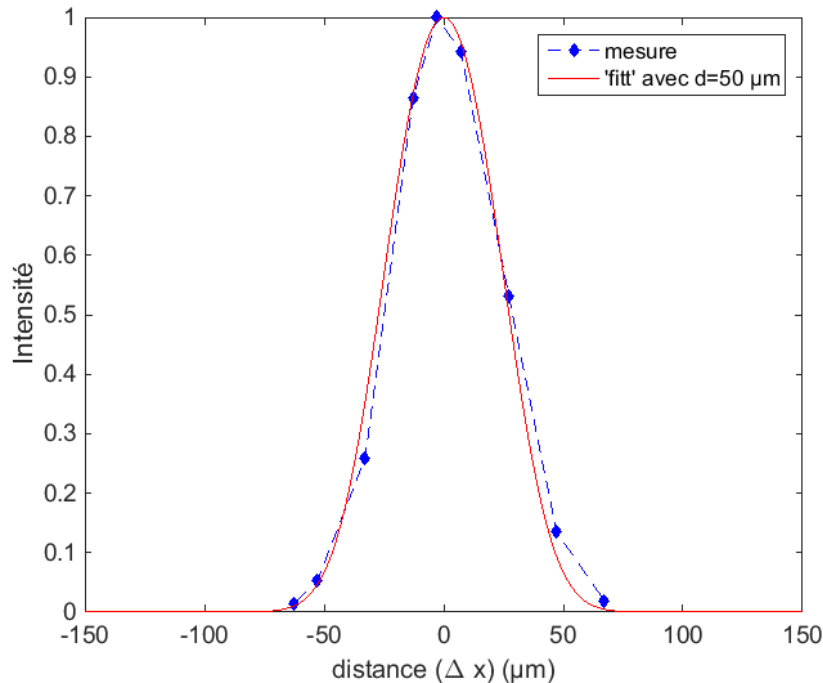


Figure IV-21: Mesure (en bleu) de l'intensité en fonction de la position de la fente, et courbe du 'fit' (en rouge) par l'équation (II-10) pour une lentille de focalisation de focale $OF_2 = 50 \text{ mm}$

Une fois obtenue la valeur $Y \sim \omega_p$ dans la direction verticale déterminée, la projection de ω_p sur le VECSEL à 45° dans la direction horizontale nous permet d'estimer la taille de spot $X \sim 1.4 \omega_p \sim 45 \pm 5 \mu\text{m}$.

IV.2.a.ii.c Adaptation du spot de pompage pour le pompage des deux modes de cavités

- Calcul de l'effet de la défocalisation

Avec la lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm, la surface à pomper (égale à $180 \mu\text{m} \times 80 \mu\text{m}$) est représentée à la Figure IV-22.

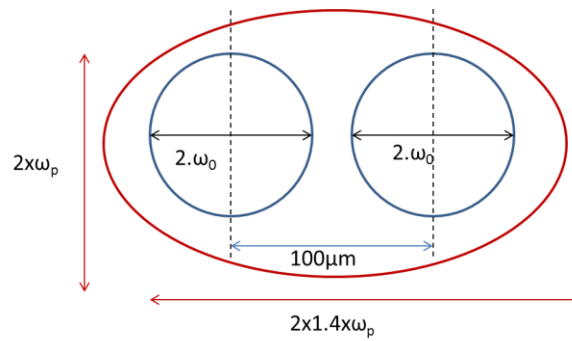


Figure IV-22: Représentation des modes de cavité de rayon ω_0 et séparés après l'insertion de la lame YVO₄ d'épaisseur 1 mm

Avec le diamètre du spot de pompage calculé dans la direction x ($2X \sim 2\sqrt{2} \omega_p \sim 110 \mu\text{m}$), les modes de cavité représentés à la Figure IV-22 ne peuvent pas être pompés simultanément. Nous avons donc examiné l'évolution du rayon du spot de pompage en fonction de la distance entre la lentille L_2 et le VECSEL. L'évolution est donnée par :

$$\omega(L) = \omega_p \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda L}{\pi \omega_p^2}\right)^2} \quad \text{IV-1}$$

$L = 0$ lorsque le VECSEL est à la distance focale de la lentille L_2 .

La courbe représentée à la Figure IV-23 montre qu'une variation de distance de 4 mm entraîne une variation de $\omega(L)$ de 10 μm (nous avons considéré dans le calcul que $\omega_p = 40 \mu\text{m}$, proche de la valeur mesurée et calculée $\sim 37 \mu\text{m}$).

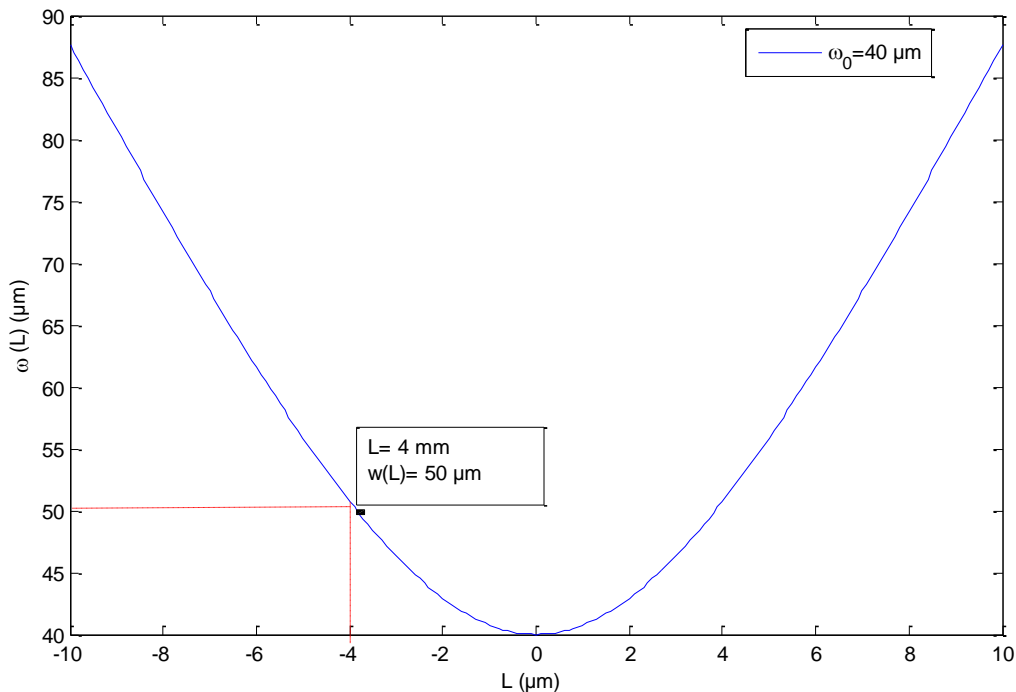


Figure IV-23: Évolution du rayon du spot de pompage en fonction de la variation de L

- Vérification expérimentale

Partant d'une distance de référence entre la lentille L_2 du système optique de pompage et le VECSEL (distance proche de la distance focale, notée « position zéro »), nous avons étudié en cavité simple (sans éléments intra cavité) le profil transverse de l'émission laser en fonction de la défocalisation. Les expériences sont effectuées avec le miroir R1 ($R_{OC} = 10$ mm) et une longueur de cavité $L_{cav} = 8,8$ mm, ce qui correspond à un rayon de mode de cavité $\omega_0 \sim 40$ μm . Les résultats obtenus sont résumés dans le Tableau IV- 5 qui donne pour chaque position de la lentille L_2 , la puissance de pompe au seuil laser, le profil transverse de l'émission laser (monomode ou multimode transverse), et les puissances de sorties obtenues avec une puissance de pompage de 0.56 W et 1.1 W.

Position de la lentille L_2	déplacement relatif par rapport à la « position 0 »	seuil laser (W)	Puissance de pompage (W)	profil transverse de l'émission laser	puissance de sortie (mW)
position 0		0,386	0.56	SM	15,8
			1.1	~SM	23
position 1	recul de la lentille de 2 mm,	0,48	0.56	SM	11,5
			1.1	M.M	25,8
position 2	recul de la lentille de 4 mm	0,5	0.56	M.M	12
			1.1	M.M	31,3
position 3	recul de la lentille de 6 mm	0,7	0.56	M.M	7,2
			1.1	M.M	21,1
position 4	avancée de la lentille de 2 mm	0,37	0.56	SM	13,3
			1.1	SM	19
position 5	avancée de la lentille de 4 mm	0,48	0.56	SM	14
			1.1	M.M	28
position 6	avancée de la lentille de 6 mm	0,57	0.56	M.M	11

Tableau IV- 5: Récapitulatif des profils du faisceau de sortie obtenus pour différentes positions de la lentille L_2 ainsi que les puissances de sorties. MM : multimode transverse. SM : monomode transverse (transverse single mode)

Ce tableau indique que la « position 4 » correspond probablement au plus petit rayon du faisceau de pompage, c.à.d. $\omega_p \sim 32 \pm 5$ μm (rayon mesuré avec la méthode de la fente). Pour arriver à pomper uniformément les modes schématisés sur la Figure IV-22, en considérant la courbe de la Figure IV-23, il faudra nous reculer de ~ 7 mm par rapport à cette « position 4 ».

IV.2.b Obtention de l'émission bi-fréquence

Nous avons commencé par examiner l'obtention d'une émission laser bi-fréquence avec notre source de pompage monomode avec un spot de pompage large dans les conditions suivantes :

- longueur de cavité $L_{cav} \sim 8.8$ mm.
- étalon Fabry-Pérot SiO_2 d'épaisseur 160 μm .
- lame YVO_4 d'épaisseur 500 μm induisant une séparation spatiale $s=50$ μm .

-rayon de spot de pompage $\sim 87 \mu\text{m}$. (pour obtenir ce rayon de pompage, nous avons défocalisé le faisceau de pompage de 10 mm à partir de la position 4). Avec ces conditions initiales, nous risquons d'exciter des modes transverses d'ordre supérieur sous fort pompage, mais nous garantissons de pouvoir pomper facilement les deux modes de cavité.

La procédure de l'obtention d'une émission bi-fréquence est la même que celle utilisée avec la diode laser multimode. Après avoir déplacé le miroir de sortie en y et en x (x et y sont défini d'après la Figure IV-13) et après avoir déplacé la lentille L_2 pour pomper uniformément les deux modes de cavité, nous avons obtenu l'émission laser bi-fréquence avec un seuil de 0.8 W. Le spectre optique de l'émission bi-fréquence est représenté à la Figure IV-24.

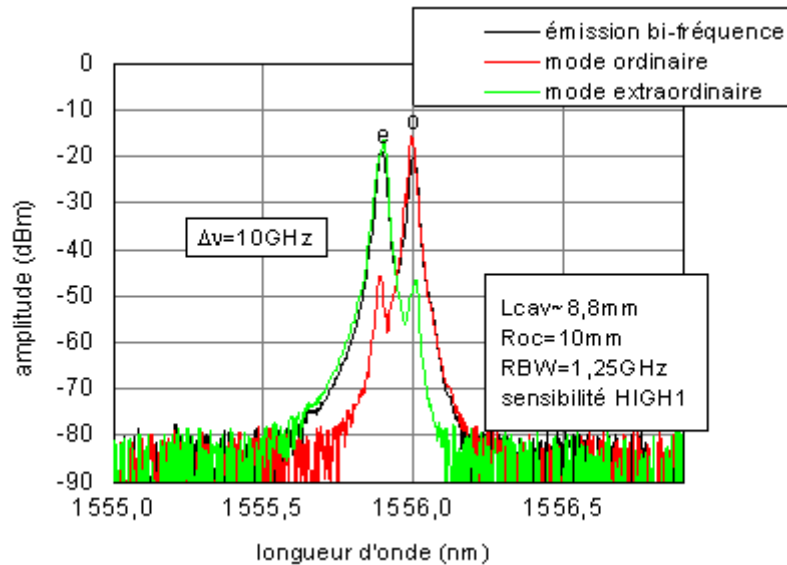


Figure IV-24: Spectre optique de l'émission du VECSEL en régime bi-fréquence obtenu avec la source laser de pompage monomode, une taille de mode de cavité $\omega_0 = 40 \mu\text{m}$, une lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm et un étalon F-P d'épaisseur $160 \mu\text{m}$

La caractéristique L-P (puissance émise en fonction de la densité de puissance de pompe incidente) mesurée dans ces conditions est rapportée sur la Figure IV-25. Le montage utilisé pour la mesure de la puissance de sortie est celui représenté à la Figure IV-11. La puissance maximale obtenue en émission laser bi-fréquence est de 4 mW pour une densité de puissance de pompage $\sim 3.7 \text{ kW/cm}^2$. La densité de puissance de pompe incidente est estimée par la formule II-11.

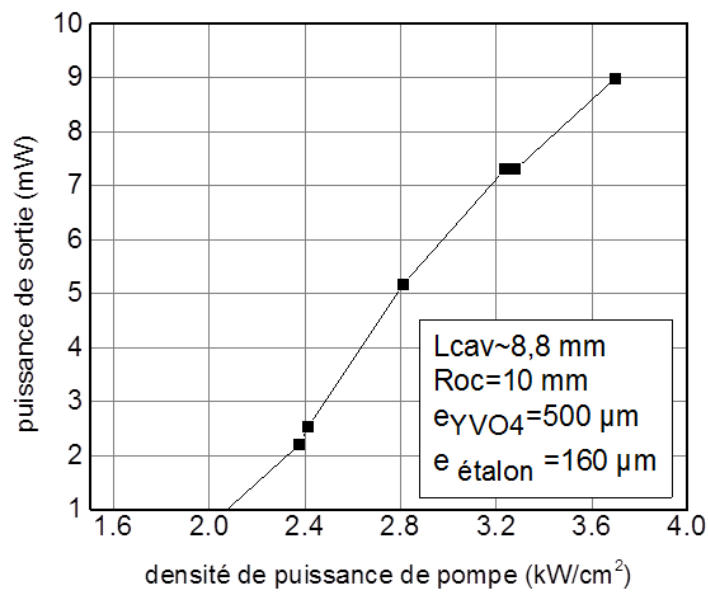


Figure IV-25: Puissance de sortie obtenue dans le cas d'une émission bi-fréquence

IV.2.c Etude de la puissance de sortie

Pour identifier la principale origine des pertes optiques dans la cavité, nous avons mesuré la courbe L-P en l'absence du filtre étalon et de la lame biréfringente, puis nous avons étudié l'effet de l'ajout de chacun de ces éléments dans la cavité sur la puissance de sortie du VECSEL.

La courbe L-P mesurée sans éléments intra-cavité est rapportée sur la Figure IV-26. Le seuil laser est atteint pour une densité de puissance de pompe incidente de 0.8 kW/cm². Une puissance de sortie de ~ 10 mW est obtenue pour une densité de puissance de pompe incidente de ~ 3.7 kW/cm². Nous constatons donc une chute de puissance de plus d'un facteur 2 en présence des éléments intra-cavité.

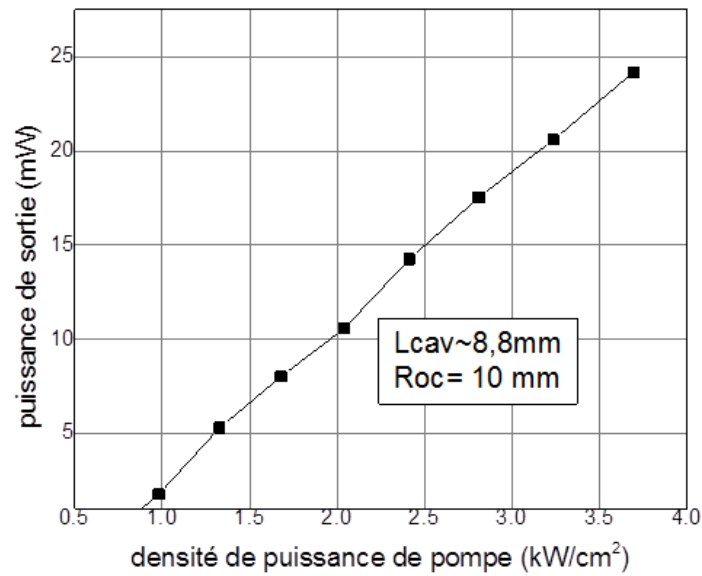


Figure IV-26: Courbe L-P du VECSEL en cavité simple (sans éléments intra cavité)

Pour identifier lequel des deux éléments intra-cavité représente la source la plus importante de pertes optiques, la caractéristique L-P a été mesurée en insérant uniquement l'étalon Fabry-Pérot. Les résultats obtenus sont rapportés sur la Figure IV-27. La courbe L-P est mesurée d'abord avec l'étalon placé le plus perpendiculairement possible par rapport à l'axe de la cavité, ensuite avec l'étalon tourné autour de son axe vertical, d'un angle estimé à 5 °.

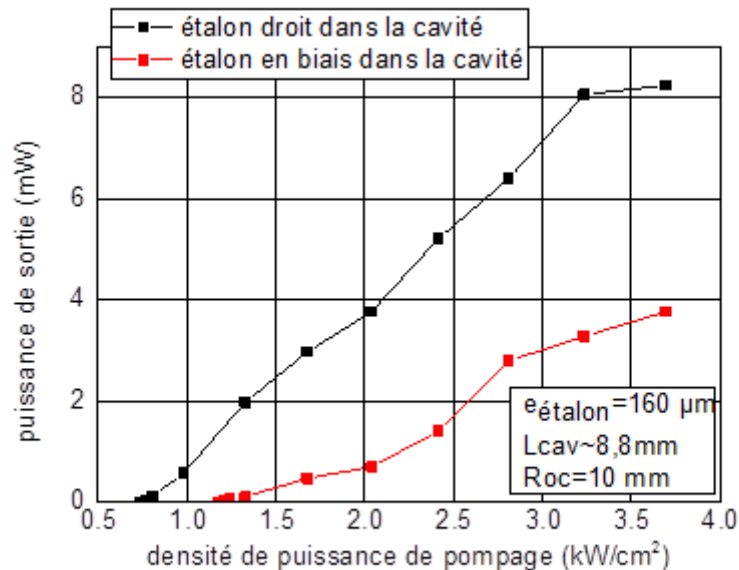


Figure IV-27: Courbe L-P du VECSEL mesurée en présence de l'étalon en rotation et droit dans la cavité

La Figure IV-27 montre que les pertes optiques sont générées lorsque l'étalon est dévié de sa position perpendiculaire. Or tourner l'étalon nous permet de déplacer la position spectrale des pics de transmission de l'étalon et donc de sélectionner la longueur d'onde du laser, et de s'assurer que l'émission laser est bien monomode longitudinale. Pour diminuer les pertes causées par la rotation de l'étalon dans la cavité, il faudrait chercher un étalon 'idéal' qui permet d'obtenir une émission monomode longitudinale facilement sans rotation. Les caractéristiques de cet étalon seront discutées dans la partie IV.3 consacrée aux perspectives. Une autre source possible de pertes est la lame YVO_4 . Nous avons donc mesuré la courbe L-P du VECSEL avec uniquement la lame YVO_4 dans la cavité. Les résultats obtenus sont représentés sur la Figure IV-28. Lorsque la lame YVO_4 est placée le plus perpendiculairement possible à l'axe de la cavité, nous observons qu'elle génère peu de pertes : le seuil laser et la puissance maximale émise sont proches des valeurs mesurées sans éléments intra-cavité, et ils dépendent peu de l'épaisseur de la lame. La rotation de la lame biréfringente autour de son axe vertical augmente le seuil et réduit légèrement la puissance de sortie : néanmoins l'effet est beaucoup moins important que dans le cas de l'étalon Fabry-Pérot, même pour un angle de rotation de 9° .

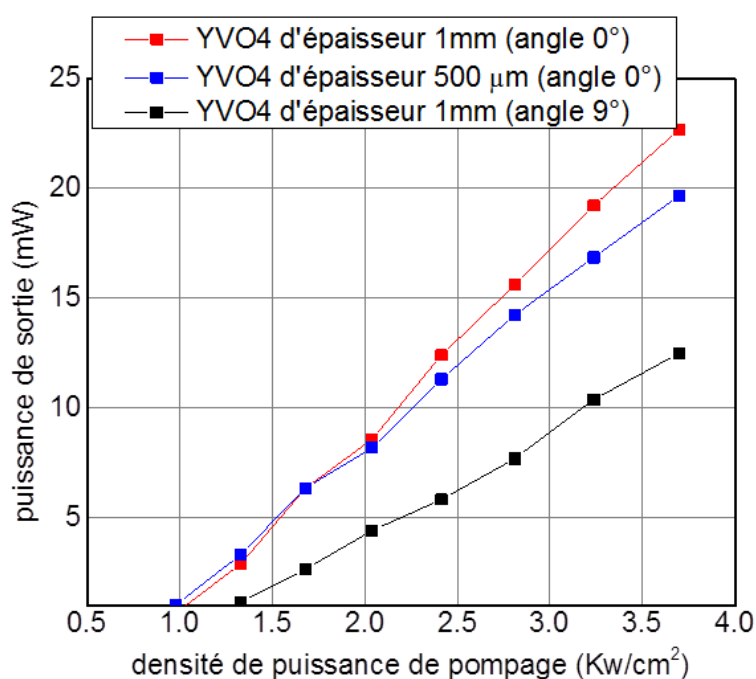


Figure IV-28: Variation de la puissance de sortie pour différents angles et épaisseurs de la lame YVO_4

En conclusion, la lame YVO_4 même si elle est en rotation dans la cavité, elle n'ajoute que peu de pertes intra cavité, et l'étalon constitue la principale source de pertes en particulier lorsqu'il est en rotation.

Finalement nous avons étudié l'effet de la réflectivité du miroir de sortie sur la caractéristique L-P du VECSEL. Le rendement du laser et la puissance de sortie maximale dépendent des pertes optiques totales et donc de la réflectivité du miroir [1]. D'un côté le rendement du laser diminue si la réflectivité du miroir est très élevée et donc la puissance maximum est réduite. D'un autre côté, le seuil du laser va augmenter si la réflectivité du miroir devient trop faible et la puissance maximale émise sera aussi réduite. Il existe donc une valeur de réflectivité

optimale pour laquelle la puissance maximale émise est la plus élevée. Dans notre cas, nous avons choisi *a priori* un miroir de cavité de réflectivité élevée pour être certains que les pertes cumulées du miroir et des éléments intra-cavité ne conduiraient pas à une augmentation trop importante du seuil laser. Comme nous venons de le voir, les pertes intra-cavités restent modérées. Il est donc intéressant de vérifier si la modification de la réflectivité du miroir peut améliorer la puissance de sortie du VECSEL.

Nous avons comparé les puissances de sorties obtenues avec trois miroirs (R2, R3 et R4), avec celle obtenue avec notre miroir actuel R1. Ces tests sont effectués sans éléments intra-cavité. Le rayon de mode est fixe pendant les expériences, $\omega_0 \sim 40 \mu\text{m}$, et le rayon de pompage est fixé à $87 \mu\text{m}$. Les rayons de courbures des miroirs ainsi que la longueur de cavité nécessaire pour l'obtention d'un rayon de mode $\omega_0 \sim 40 \mu\text{m}$, ont été donnés dans le tableau IV-2.

Les caractéristiques L-P obtenues sont rapportées sur la Figure IV-29. Nous concluons que la puissance du VECSEL peut facilement être multipliée par un facteur 4 en choisissant la réflectivité convenable du miroir de sortie. En tenant compte d'une chute de la puissance de sortie d'un facteur ~ 2 avec l'insertion des éléments intra-cavités, nous pouvons estimer que une puissance de sortie de plus de 50 mW pourra être obtenue en émission bi-fréquence avec le VECSEL à $1.5 \mu\text{m}$, ce qui correspond aux spécifications visées pour un capteur Brillouin.

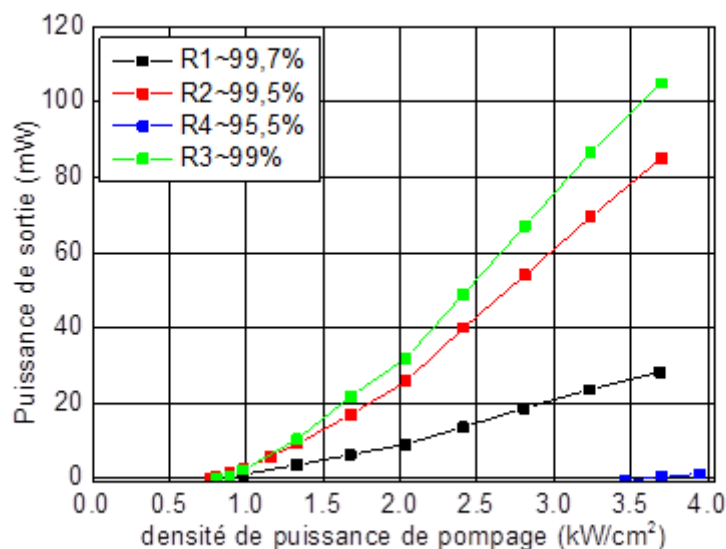


Figure IV-29: Puissances de sorties en cavité simple pour différentes valeurs de réflectivité du miroir de sortie

Pour finir, nous pouvons comparer ces résultats avec ceux obtenus par F.A.Camargo *et al.* pour un VECSEL en GaAs émettant vers 856 nm [2]. Dans leurs expériences, le miroir de sortie utilisé avait un rayon de courbure $R_{OC} = 25 \text{ mm}$ et une réflectivité de 99,5%. Avec l'insertion de l'étalon dans la cavité, la puissance de sortie a diminué d'un facteur de 1,3. La puissance de sortie a chuté d'un facteur de 2,4 par rapport à la puissance de sortie initiale après l'insertion de la lame YVO_4 . Dans notre cas l'insertion de la lame biréfringente n'a pas ajouté des pertes intra cavité, ce qui indique que la lame YVO_4 est bien adaptée à la longueur d'onde 1550 nm , mais l'étalon reste une source potentielle de pertes.

Nous avons aussi comparé le rendement quantique différentiel externe (η) de notre VECSEL avec le rendement quantique rapporté par F.A.Camargo *et al.* La formule de (η) est donnée par :

$$\eta = \frac{\Delta P_{VECSEL}/h\nu_{VECSEL}}{\Delta P_{pompe}/h\nu_{pompe}} \quad \text{IV-4}$$

le rendement quantique externe du laser bi-fréquence émettant autour de 856 nm à une température de 15°C est de l'ordre de $\eta=0.08$, alors que le rendement quantique externe de notre laser bi-fréquence (avec le miroir R1) est de l'ordre de $\eta=0.0052$ à une température de 20°C. Sachant que nous pouvons augmenter le rendement de notre laser d'un facteur de 4 en remplaçant notre miroir de sortie R1 ayant un coefficient de réflectivité de 99.7% par un autre ayant un coefficient de réflectivité de 99% et aussi que le rendement serait augmenté d'un facteur de 2 en utilisant un étalon 'idéal' nous pouvons considérer que un rendement de l'ordre de $\eta=0.04$ est possible. Cette valeur de rendement est très proche de celle atteinte par le LAC [3], qui a utilisé une structure VECSEL similaire à la nôtre : avec un miroir de réflectivité nominale 99.4%, ils ont obtenu un rendement $\eta=0.06$, la température du VECSEL étant fixée à 20°C. Par ailleurs il faut rappeler que nos premières expériences ont été effectuées avec un spot de pompe large. Or il est peut-être possible de maintenir l'émission bi-fréquence en diminuant la taille du spot de pompage, ce qui augmentera aussi le rendement externe du VECSEL.

IV.2.d Influence du recouvrement spatial entre les modes orthogonaux

Comme le montre la Figure IV-24, une émission bi-fréquence stable, avec une différence de fréquence de l'ordre de 10 GHz a pu être obtenue pour une séparation spatiale $s = 50 \mu\text{m}$, correspondant à un recouvrement spatial entre les deux modes $r = 25 \%$. Le coefficient de recouvrement spatial r a été défini au chapitre 3 (formule III-23). Il varie en fonction du diamètre du mode de cavité et de la séparation (s). Dans le but d'étudier l'influence du coefficient de recouvrement (r) sur la stabilité de l'émission bi-fréquence nous avons essayé d'obtenir une émission laser bi-fréquence pour différents coefficients de recouvrement. Dans un premier temps, pour modifier la valeur de (r), nous avons fixé le diamètre du mode de cavité en fixant $L_{\text{cav}} \sim 8.8 \text{ mm}$ et le miroir de sortie $R_{\text{OC}} = 10 \text{ mm}$, et nous avons fait varier la séparation spatiale (s) en modifiant l'épaisseur de la lame YVO_4 . Dans un second temps, en conservant une lame YVO_4 d'épaisseur $500 \mu\text{m}$, nous avons modifié le rayon du mode de cavité (ω_0), en changeant le rayon de courbure (R_{OC}) du miroir de sortie, la longueur de cavité restant fixée à $L_{\text{cav}} \sim 8.8 \text{ mm}$. Avec un miroir de sortie de rayon de courbure $R_{\text{OC}} = 12 \text{ mm}$, le diamètre du mode de cavité est $\omega_0 \sim 51 \mu\text{m}$.

IV.2.d.i Emission bi-fréquence avec un recouvrement nul

Dans cette expérience nous avons fixé les paramètres suivants : $L_{\text{cav}} \sim 8.8 \text{ mm}$, $R_{\text{OC}} = 10 \text{ mm}$, $\text{YVO}_4 = 1 \text{ mm}$, ce qui conduit à $r = 0\%$. Le rayon du spot de pompage sur le VECSEL est fixé, $\omega_p \sim 87 \mu\text{m}$. Le filtre étalon est une lame en SiO_2 de $160 \mu\text{m}$ d'épaisseur. Une émission laser bi-fréquence peut être obtenue, le spectre optique de l'émission est enregistré chaque 5 minutes à l'OSA, comme le montre la Figure IV-30.

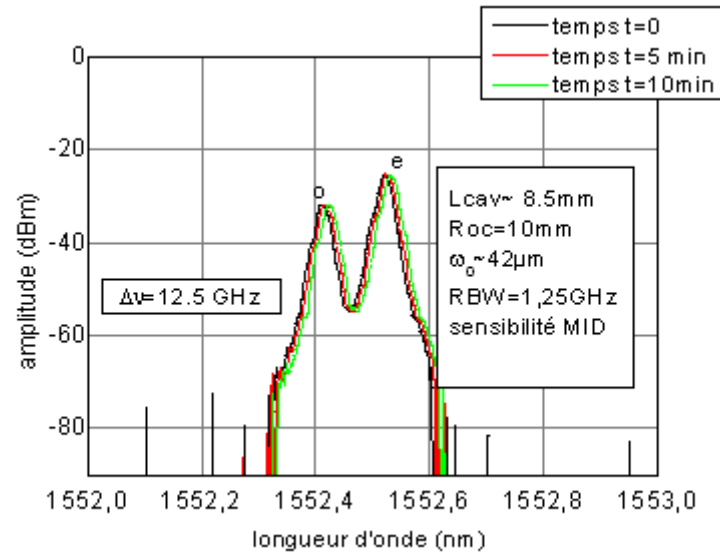


Figure IV-30: Spectre de l'émission bi-fréquence correspondant à un recouvrement nul entre les modes de cavité (épaisseur de la lame $\text{YVO}_4=1 \text{ mm}$ et un étalon F-P SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$)

Avec un recouvrement nul, l'émission bi-fréquence observée sur l'OSA est stable. Nous avons augmenté ce recouvrement à 25%.

IV.2.d.ii Emission bi-fréquence avec un recouvrement de 25%

Dans les conditions précédentes, pour augmenter le coefficient (r), nous avons remplacé la lame YVO_4 d'épaisseur 1 mm par une autre d'épaisseur $500 \mu\text{m}$. Le coefficient de recouvrement calculé est 25%. Les autres paramètres de cavité et de pompage sont inchangés. Le schéma du recouvrement entre les deux modes est représenté à la Figure IV-31.

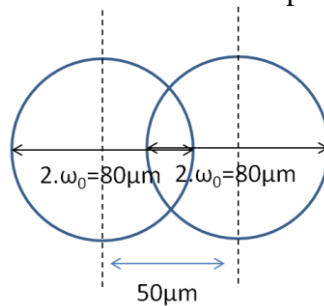


Figure IV-31: Recouvrement entre les modes de cavité de rayon $\omega_0=40 \mu\text{m}$ en présence de la lame YVO_4 $500 \mu\text{m}$

Nous avons de même examiné la stabilité de l'émission bi-fréquence en enregistrant un spectre optique avec l'OSA chaque 5 minutes, les résultats obtenus sont rapportés sur la Figure IV-32.

La densité de puissance de pompage est : 3.6 kW/cm^2 , elle est identique au cas précédent, cette densité est obtenue avec une puissance de pompage 1.2 W .

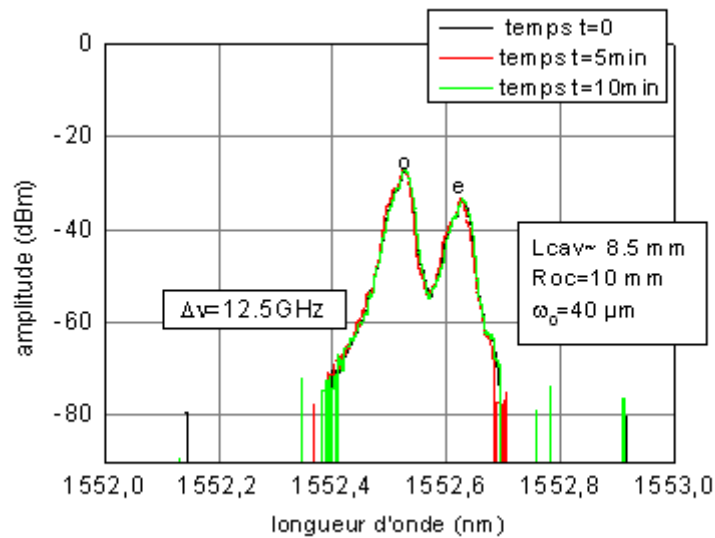


Figure IV-32: Spectre de l'émission bi-fréquence correspondant à un recouvrement de 25% (épaisseur de la lame $\text{YVO}_4=500 \mu\text{m}$ et un étalon F-P SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$)

Compte-tenu que la séparation s entre modes orthogonaux est diminuée, nous pouvons essayer de réduire la taille du spot de pompe. Lorsque la taille du spot de pompe est plus faible, la compétition avec les modes transverses d'ordre supérieur est réduite. La diminution de spot de pompe permet aussi d'augmenter la densité de puissance de pompe pour une puissance incidente fixée.

Nous avons obtenu une émission bi-fréquence stable dans les mêmes conditions avec un rayon du spot de pompe $\omega_p \sim 42 \mu\text{m}$ (correspondant à la « position 0 » de la lentille L_2). Les spectres optiques de l'émission bi-fréquence enregistrés à l'OSA sur une durée de 15 min sont rapportés sur la Figure IV-33.

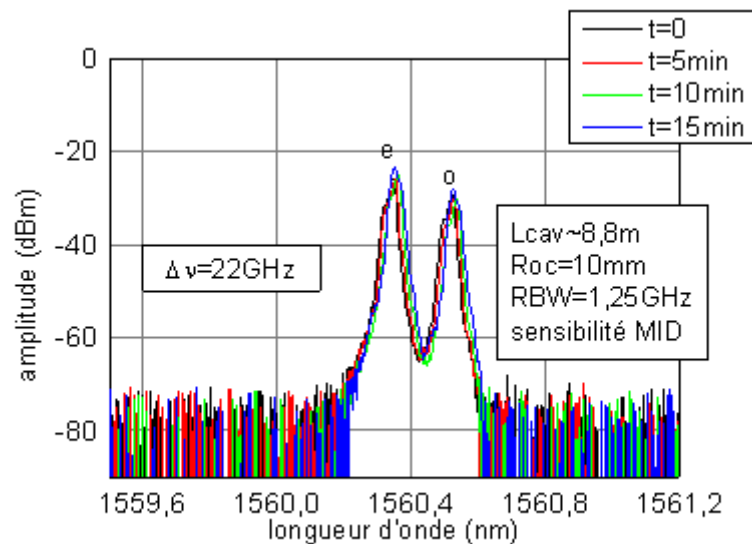


Figure IV-33 : Spectre optique de l'émission laser bi-fréquence obtenue avec un rayon de spot de pompe $\omega_p \sim 42 \mu\text{m}$ et une densité de pompe $=7,3 \text{ kW/cm}^2$ (lame YVO_4 d'épaisseur $500 \mu\text{m}$ et un étalon F-P SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$)

Même si elle est stable, la valeur exacte de la différence de fréquence est toujours incontrôlable ce qui confirme la nécessité d'introduire un mécanisme d'accordabilité pour la différence de fréquence.

IV.2.d.iii Emission bi-fréquence avec un recouvrement de 50%

Pour augmenter le coefficient de recouvrement entre les modes, nous avons remplacé le miroir de sortie R1 par le miroir R2 ($R_{OC}=12$ mm, diamètre $\varnothing=10$ mm et coefficient de réflectivité $R=99.7\%$). Dans cette expérience $L_{cav}\sim 8.8$ mm et nous utilisons la lame YVO_4 d'épaisseur $=500$ μm , ces paramètres donnent $(r) = 50\%$. L'étalon utilisé est en SiO_2 d'épaisseur 160 μm . Les deux modes de cavité dans ce cas sont schématisés à la Figure IV-34. Le rayon du spot de pompage sur la surface du VECSEL est fixé à 87 μm .

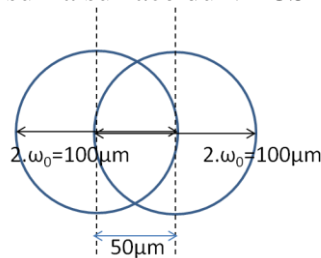


Figure IV-34: schéma de recouvrement entre les modes pour un coefficient $r=50\%$ avec le miroir de $R_{oc}=12$ mm et une lame YVO_4 de 500 μm

Le spectre optique de l'émission bi-fréquence obtenue est représenté à la Figure IV-35. Il y a un intervalle de temps de 5 min entre chacune des mesures du spectre optique. Nous observons une émission bi-fréquence stable.

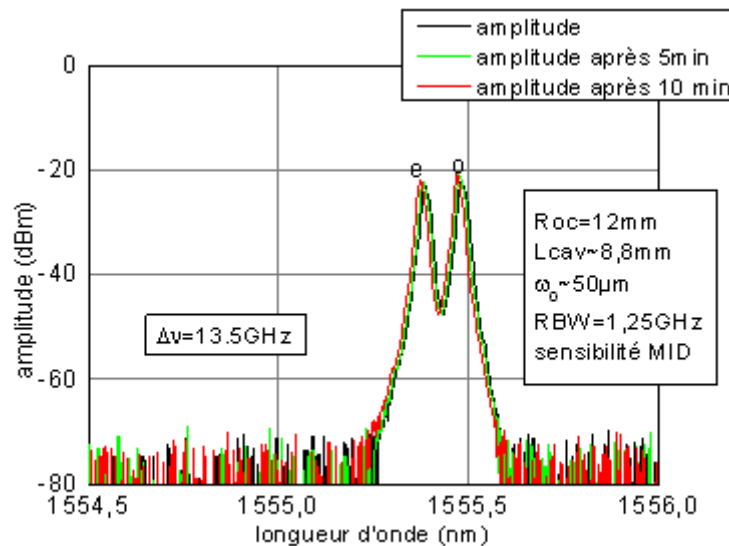


Figure IV-35: Spectre de l'émission bi-fréquence correspondant à un recouvrement de 50% (épaisseur de la lame $YVO_4=500$ mm et un étalon F-P SiO_2 d'épaisseur 160 μm)

IV.2.d.iv Emission bi-fréquence avec un recouvrement de 70%

Dans cette expérience nous avons fixé les paramètres suivants : $L_{cav}\sim 8.8$ mm, $R_{OC}=10$ mm, lame YVO_4 d'épaisseur $= 250$ μm . Ces paramètres donnent $(r) = 70\%$. ω_p est fixé à ~ 42 μm .

Nous utilisons l'étalon SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$. La Figure IV-36 schématise les modes de cavité avec un recouvrement de 70 %.

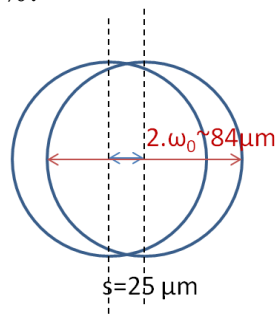


Figure IV-36: Schéma des modes de cavité avec un recouvrement de 70% en utilisant un miroir de $R_{OC}=10 \text{ mm}$ et une lame YVO_4 d'épaisseur $250 \mu\text{m}$

Les spectres d'émission bi-fréquence obtenus sont représentés à la Figure IV-37. Nous observons encore une émission bi-fréquence stable.

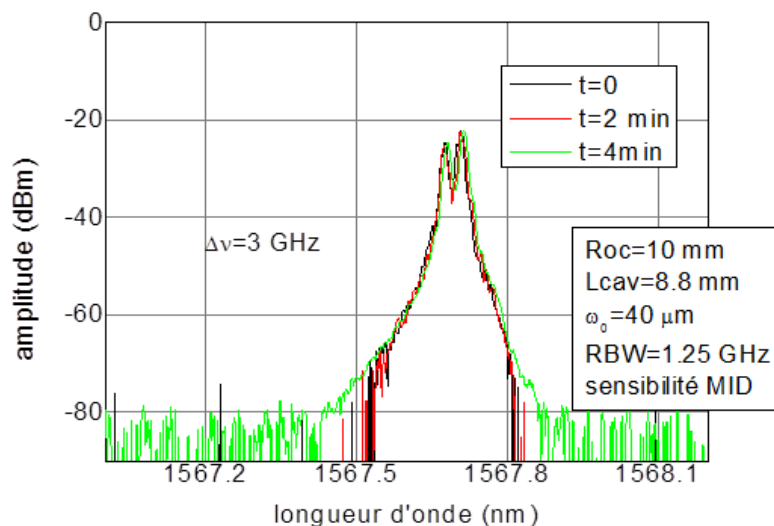


Figure IV-37: Spectre de l'émission bi-fréquence correspondant à un recouvrement de 70% (épaisseur de la lame $\text{YVO}_4=250 \text{ mm}$ et un étalon F-P SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$)

Après avoir examiné l'influence de coefficient de recouvrement r nous concluons que le coefficient de recouvrement variant entre 0% et 70% n'a pas une influence sur la stabilité de l'émission bi-fréquence observée avec une résolution de $\sim 1.2 \text{ GHz}$. Il a été rapporté par le LAC [3], que lorsque le couplage entre les modes de cavité devient trop fort, il est difficile d'observer une émission bi-fréquence stable. Nous pouvons comprendre d'après [3] qu'un couplage fort correspond à un coefficient de recouvrement r de 80%.¹³ Dans la référence [3] une émission bi-fréquence stable a été obtenue pour un recouvrement spatial de 50 %. Dans ce qui précède nous avons montré que lorsque $r = 70\%$ une émission bi-fréquence stable peut encore être observée. Une émission bi-fréquence stable a aussi été obtenue avec un VECSEL émettant à 850 nm par F.A.Camargo *et.al* [2] avec un coefficient de recouvrement $r=64\%$ (proche de 70%).

¹³ Ce coefficient de recouvrement (r) était obtenu pour un miroir de $R_{OC}=5 \text{ cm}$ une $L_{cav} \sim 4.8 \text{ cm}$ ($\omega_0 \sim 61 \mu\text{m}$) et une lame YVO_4 $200 \mu\text{m}$ ($s=20 \mu\text{m}$).

IV.2.e Effet du filtre étalon

Avec l'étalon SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$ (ISL $\sim 5 \text{ nm}$) il est difficile de maintenir une émission laser monomode longitudinale correspondant à un seul pic de transmission de l'étalon. L'émission laser peut être atteinte pour deux modes centrés sur deux pics de transmission successifs de l'étalon, et cela peut provoquer des basculements de modes. Pour cette raison, nous avons essayé d'examiner la stabilité de l'émission VECSEL bi-fréquence en présence de l'étalon SiO_2 d'épaisseur $50 \mu\text{m}$ qui possède un ISL plus important ($\sim 16 \text{ nm}$), mais aussi une fonction de filtre plus large (bande passante de $\sim 1.9 \text{ nm}$ pour une transmission $> 99.5\%$ en incidence normale). L'émission laser bi-fréquence observée sur l'OSA, est représentée à la Figure IV-38. L'émission est stable, mais nous observons que la valeur de la différence de fréquence est systématiquement élevée, typiquement plus grande que un ISL de la cavité laser. La taille du mode de cavité dans ce cas est identique à celle utilisée dans la partie IV.2.d.ii, et la lame YVO_4 est identique, donc la force de couplage entre les modes de cavité est identique. Ceci nous conduit à attribuer la valeur élevée de $\Delta\nu$ observée à un effet d'étalon.

Pour tenter d'expliquer ce résultat, il faut noter que la fonction de filtre d'un étalon F-P qui possède un ISL plus important, est plus large. Cette fonction de filtre plus large peut permettre de sélectionner deux modes orthogonaux présentant une plus grande séparation de fréquence, car ils pourraient présenter moins de compétition de modes entre eux.

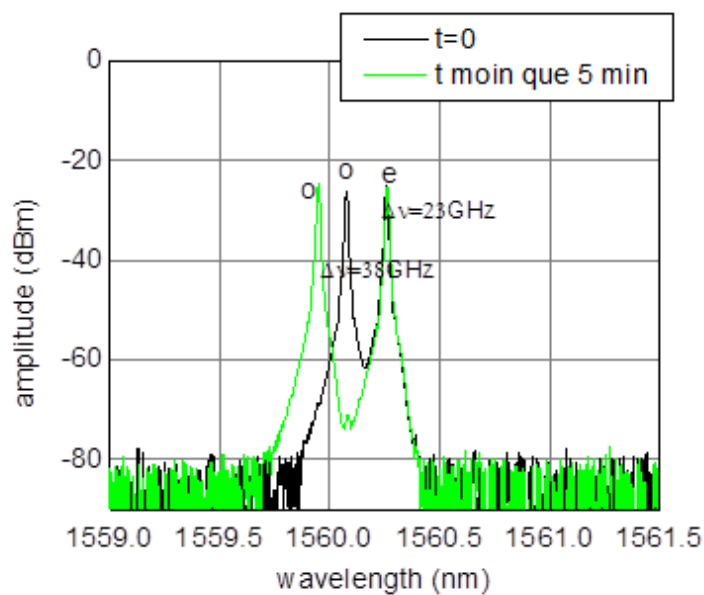


Figure IV-38: spectre de l'émission bi-fréquence obtenu avec l'étalon SiO_2 d'épaisseur $50 \mu\text{m}$ montrant la possibilité de sélectionner des modes orthogonaux séparés spatialement de plus d'un ISL de cavité

IV.2.f Analyse fine de la stabilité de la différence de fréquence

IV.2.f.i Principe de la mesure

Une analyse plus précise de la stabilité de l'émission laser bi-fréquence est possible en utilisant un analyseur de spectre électrique (ESA). Un ESA permet la mesure du battement fréquentiel ($\Delta\nu$), avec une résolution qui peut aller jusqu'à moins que le kHz.

Pour la mesure de la stabilité du battement entre les fréquences des deux modes polarisés orthogonalement, nous avons orienté à 45° le polariseur placé à la sortie du VECSEL pour projeter une partie des composantes ordinaire et extraordinaire sur cet axe et obtenir un signal de battement au niveau de la photodiode placée en sortie du polariseur. Le montage est schématisé sur la Figure IV-39. Un isolateur optique est inséré après le polariseur pour éviter le retour de l'émission spontanée et du signal de pompe de l'EDFA dans la cavité, le signal à la sortie de l'isolateur est dirigé vers l'entrée d'un coupleur 50/50. Une sortie du coupleur est renvoyée vers l'OSA pour la mesure du spectre optique. L'autre partie du signal est renvoyée vers un filtre optique accordable puis, vers l'amplificateur optique (EDFA -Erbium Doped Fiber Amplifier) avant d'arriver sur la photodiode rapide (PD) reliée à l'ESA pour la mesure du spectre électrique. Ce montage est schématisé à la Figure IV-39.

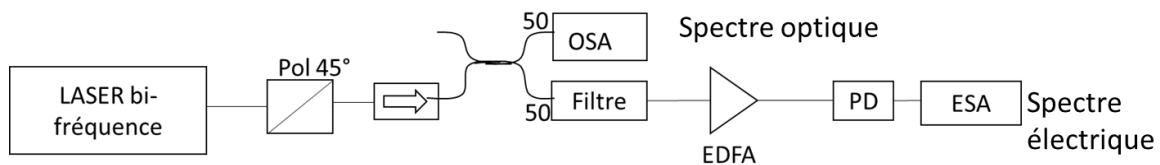


Figure IV-39: Montage réalisé pour la mesure simultanée du spectre optique sur l'OSA et du battement fréquentiel sur l'ESA

IV.2.f.ii Mise en évidence de la gigue de la différence de fréquence

L'émission laser bi-fréquence rapportée sur la Figure IV-40 a été obtenue avec le miroir R1 (de $R_{OC}=10$ mm), une lame YVO_4 d'épaisseur $500 \mu\text{m}$, une longueur de cavité fixée à 8.8 mm, et un étalon YAG d'épaisseur $50 \mu\text{m}$ (ISL ~ 13 nm), dont la largeur de bande est réduite (bande passante de ~ 0.96 nm pour une transmission $> 99.5\%$ en incidence normale) par rapport à l'étalon SiO_2 d'épaisseur $50 \mu\text{m}$.

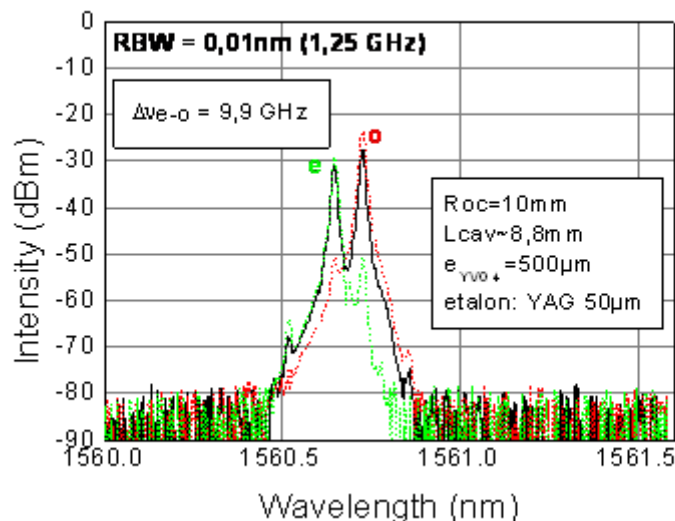


Figure IV-40: Spectre optique de l'émission bi-fréquence mesuré sur l'OSA (il aurait été intéressant de refaire l'expérience avec l'étalon SiO_2 160 μm)

Nous avons commencé par la mesure de la largeur de raie (FWHM) du battement fréquentiel, avec un balayage rapide et une résolution de mesure (RBW) de 100 à 300 kHz, la largeur de raie était de l'ordre de 200 kHz (Figure IV-41).

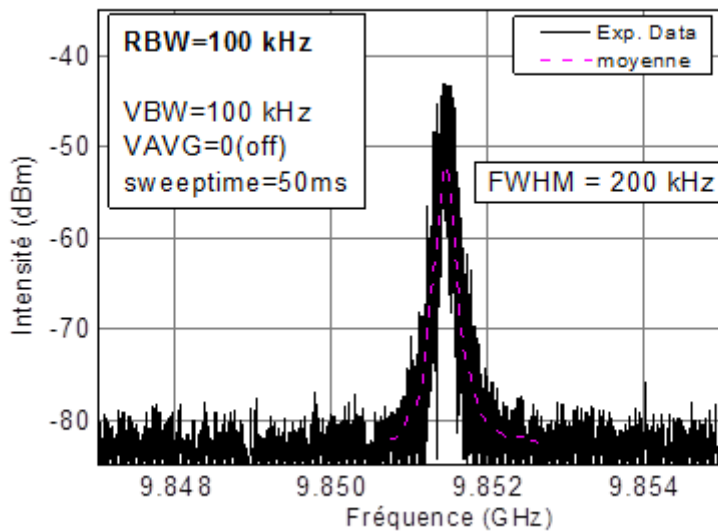


Figure IV-41: Spectre électrique du battement fréquentiel mesuré avec une résolution de mesure $RBW=100\text{ kHz}$ et une résolution vidéo $VBW=100\text{ kHz}$

La courbe rose est un lissage de la courbe expérimentale représentée en noir. Plusieurs mesures successives dans ces conditions mettent en évidence la gigue du signal de battement, comme illustré sur la Figure IV-42.

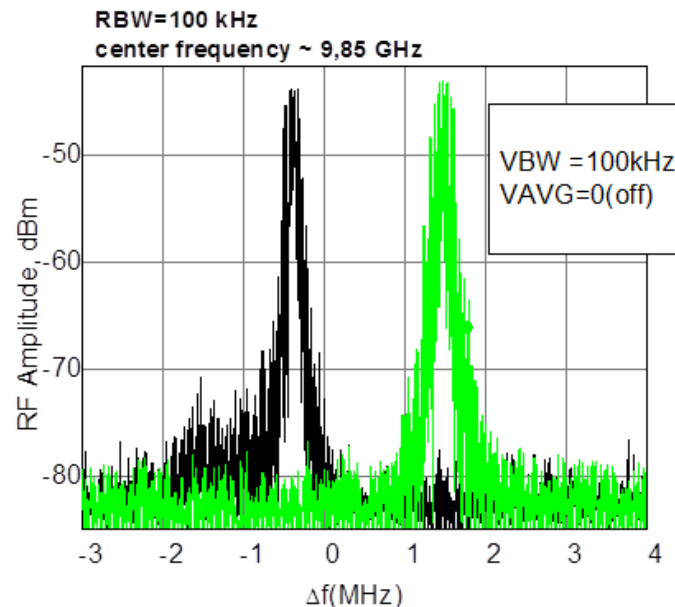


Figure IV-42: spectres électriques enregistrés de manière successive qui illustrent la gigue du battement fréquentiel ($\Delta\nu$). Les mesures sont effectuées avec une résolution de mesure $RBW=100\text{ kHz}$ et une résolution vidéo $VBW=100\text{ kHz}$

Cette gigue rend impossible la mesure précise de la largeur à mi-hauteur du signal de battement. La FWHM présentait à chaque fois une valeur différente, typiquement comprise entre 170 kHz et 300 kHz (*Figure IV-43*).

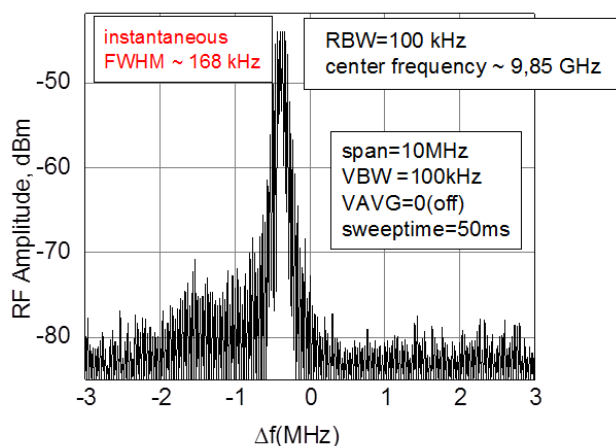


Figure IV-43: Spectre électrique illustrant la variation de FWHM par rapport à la Figure IV-41

Une discussion sur l'origine de la gigue est présentée dans la partie IV.2.f.iii.

IV.2.f.iii Origines de la gigue de la différence fréquentielle observée sur l'ESA

Nous pouvons attribuer la gigue de la différence de fréquence ($\Delta\nu$) à plusieurs facteurs tels que la force de couplage entre les modes et l'instabilité mécanique de la cavité.

IV.2.f.iii.a Effet du coefficient de recouvrement

Nous n'avons pas observé d'effet significatif du coefficient de recouvrement sur la stabilité « grossière » du signal de battement sur l'OSA (résolution de mesure ~ 1 GHz). Pour évaluer rapidement un effet possible sur le spectre électrique, nous avons tracé l'évolution de l'enveloppe du signal mesuré à l'ESA en utilisant un temps de balayage long (typiquement supérieur à une minute)¹⁴ pour un coefficient de recouvrement de 70 %.

La Figure IV-44 (a) et (b) montre les spectres optiques obtenus sur l'OSA et les spectres observés simultanément sur l'ESA avec un temps de balayage de 50 s, et avec un intervalle de temps de deux minutes entre chaque mesure, dans les conditions suivantes : $L_{\text{cav}} \sim 8.8$ mm, un étalon SiO_2 d'épaisseur = 160 μm et une lame YVO_4 d'épaisseur 250 μm ($s = 25$ μm), (r) = 70%. La lentille L_2 du système de pompage était à la position 0, donc $\omega_p \sim 42$ μm . Ces graphes montrent que les spectres de bi-fréquences stables observés sur l'OSA avec une résolution de 1.25 GHz, présentent une gigue dont l'amplitude de l'ordre de 0.8 MHz.

¹⁴ Le tracé de l'évolution de l'enveloppe fréquentiel est une méthode rapide pour la mesure de la stabilité du battement fréquentiel obtenu, une meilleure méthode à utiliser serait d'enregistrer plusieurs spectres avec un temps de balayage très rapide et puis de tracer l'évolution de la fréquence centrale du signal en fonction du temps.

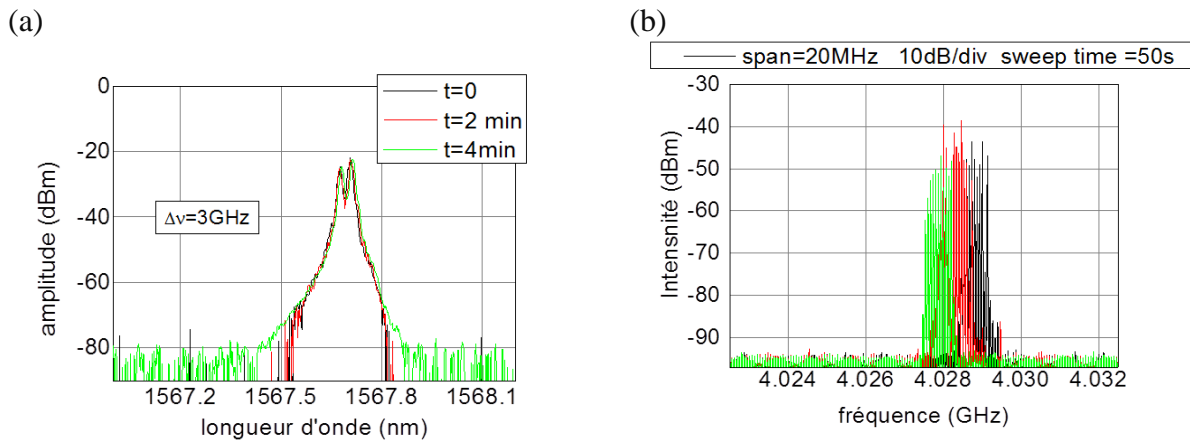


Figure IV-44: (a) Spectres obtenus en émission bi-fréquence avec un recouvrement de 70%. (b) Spectres correspondants à la gigue du battement de fréquence mesuré en même temps que les spectres de bi-fréquence

Ces spectres montrent que le recouvrement de 70% entre les modes de cavité n'est pas le paramètre déterminant de la gigue et de la dérive de fréquence observée sur le signal de battement. Nous avons donc cherché d'autres effets possibles. Ces effets sont discutés au paragraphe IV.2.f.iii.b.

IV.2.f.iii.b Autres effets possibles qui induisent l'instabilité de l'émission bi-fréquence

Nous pouvons attribuer l'instabilité de l'émission bi-fréquence à l'instabilité mécanique de notre cavité VECSEL bi-fréquence et ceci en comparant nos résultats à l'état de l'art. Le laboratoire LCF de l'institut d'optique [2], a mesuré une largeur à mi-hauteur du spectre électrique de ~ 150 kHz, pour une cavité VECSEL bi-fréquence sans stabilisation active (soit proche de la valeur que nous avons obtenue). La gigue observée, était causée par les vibrations mécaniques de la cavité. Une boucle de stabilisation active de la longueur de la cavité a permis d'obtenir une largeur de raie instantanée de 1 Hz [4].

Notre but étant de diminuer le coût des capteurs à base de fibre optique à base de l'effet Brillouin, il faudrait arriver à assurer une dérive $< 0,5$ MHz pendant 10 min sans l'utilisation d'une boucle de stabilisation active (tableau du chapitre 1).

IV.3 Perspectives pour un meilleur contrôle de l'émission bi-fréquence

IV.3.a Réduction la gigue et la dérive de la différence de fréquence

Pour assurer une émission bi-fréquence stable et obtenir la stabilité de la différence de fréquence nécessaire pour un capteur à effet Brillouin, il est serait probablement nécessaire de réaliser un montage monolithique qui permet de minimiser les vibrations des éléments de cavité (le miroir de sortie, l'étalon, la lame biréfringente...). Concernant le miroir de sortie, nous avons essayé dès le début de le coller sur une platine de translation triaxiale (XYZ) stable. Nous avons aussi réalisé des supports pour l'étalon et de la lame YVO_4 , fixés sur des platines de translation XYZ. Pour apporter des améliorations il faudrait utiliser des montages plus compacts et réduire les degrés de libertés des supports de la lame YVO_4 et de l'étalon. Pour l'isolation du système des bruits acoustiques (tel que le son) et les bruits thermiques il

faut placer notre cavité dans un boîtier fermé, avec un isolant acoustique [5]. Nous espérons qu'une telle cavité VECSEL bi-fréquence répondra à notre besoin.

IV.3.b Contrôle de la valeur de la différence de fréquence

En plaçant l'étalon SiO_2 d'épaisseur $160\ \mu\text{m}$ droit dans la cavité VECSEL, nous pouvons sélectionner plusieurs modes longitudinaux de la cavité espacés de $5\ \text{nm}$ ($5\ \text{nm}=\text{ISL}$ de l'étalon). La rotation de l'étalon permet de déplacer le pic de l'étalon vers des longueurs d'ondes plus faibles. Lorsqu'une fréquence coïncide avec le maximum du gain du laser et est proche du maximum de transmission de l'étalon, les pertes sur les autres fréquences deviennent donc plus élevées, ceci conduit à l'obtention d'une émission monomode longitudinale. Au paragraphe IV.2.c, nous avons vu que pour obtenir une émission monomode longitudinale stable sur chaque polarisation, il est nécessaire d'effectuer la rotation de l'étalon SiO_2 d'épaisseur $160\ \mu\text{m}$, ce qui induit des pertes optiques. Pour éviter la rotation de l'étalon dans la cavité, nous avons essayé de tester un étalon Fabry-Pérot SiO_2 ayant une épaisseur plus faible et par conséquent un ISL plus grand. L'étalon choisi avait une épaisseur de $50\ \mu\text{m}$, donc un ISL de $\sim 16\ \text{nm}$. Cet étalon permet de maintenir une émission laser sous un seul pic de transmission de l'étalon. Mais, sous ce pic de transmission nous pouvons parfois sélectionner plusieurs modes longitudinaux de la cavité¹⁵ comme le montre la Figure IV-45. De plus, lorsqu'une émission bi-fréquence est obtenue, la différence de fréquence est généralement supérieure à $11\ \text{GHz}$.

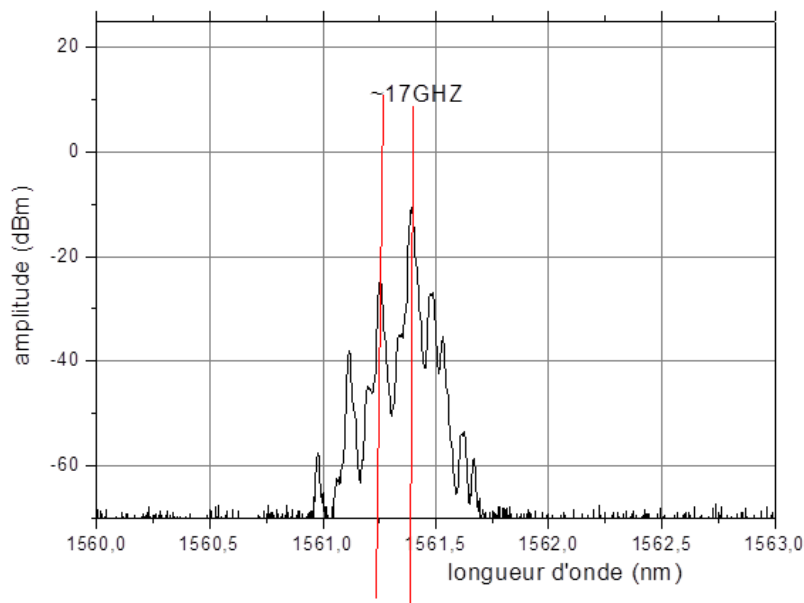


Figure IV-45: Spectre optique de l'émission VECSEL qui montre qu'au-dessous d'un pic de transmission de l'étalon SiO_2 d'épaisseur $50\ \mu\text{m}$ nous pouvons sélectionner plusieurs modes longitudinaux de cavité

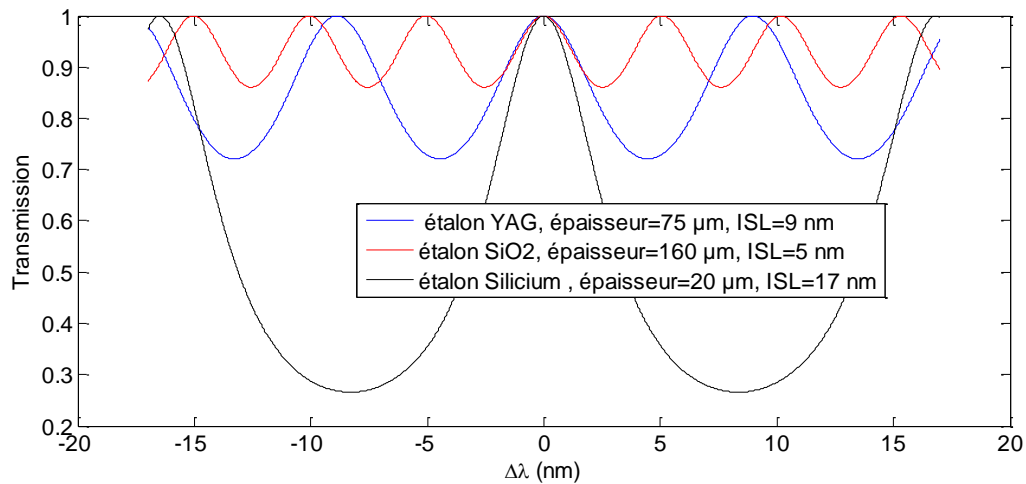
Nous avons donc cherché un étalon 'idéal' ayant un ISL égal à celui de l'étalon SiO_2 d'épaisseur $50\ \mu\text{m}$ et une fonction de filtre proche de celle de l'étalon SiO_2 d'épaisseur $160\ \mu\text{m}$ pour deux raisons, la première c'est l'obtention d'une émission monomode longitudinale sans faire la rotation de l'étalon et sans ajouter des pertes intra cavité, et la deuxième c'est

¹⁵ L'ISL de notre cavité est $17\ \text{nm}$, car nous avons fixé $L_{\text{cav}} \sim 8.8\ \text{mm}$

faciliter l'obtention d'une émission bi-fréquence avec une différence de fréquence stable autour de ~ 11 GHz.

Pour définir l'étalon idéal nous avons comparé trois étalons entre eux, comme représenté à la Figure IV-46 : un étalon YAG d'épaisseur $75 \mu\text{m}$ ayant un ISL de ~ 9 nm, un étalon en silicium (Si) d'épaisseur $20 \mu\text{m}$ ayant un ISL de ~ 17 nm et un étalon en SiO_2 d'épaisseur $160 \mu\text{m}$ ayant un ISL de ~ 5 nm.

(a)



(b)

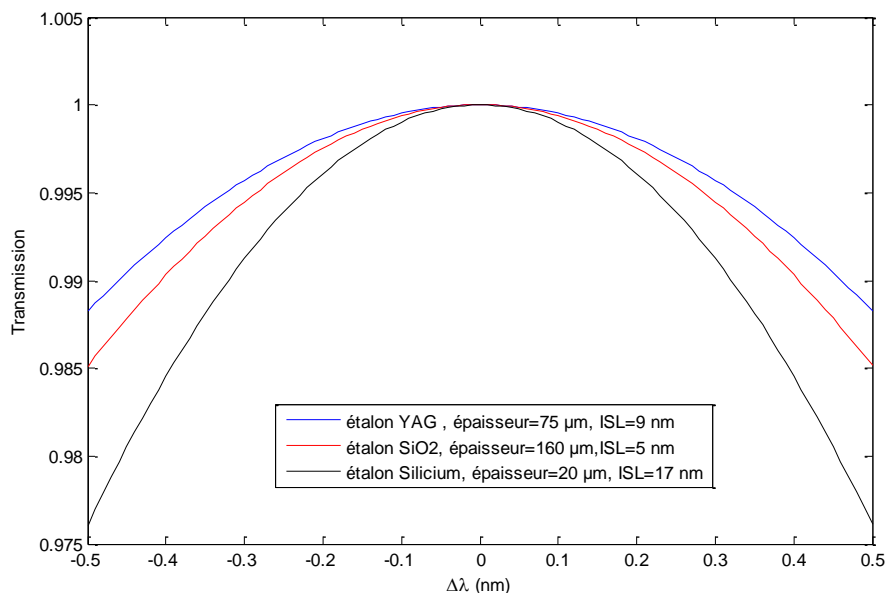


Figure IV-46: a) comparaison entre les ISL des différents étalons choisis, b) comparaison entre les fonctions de filtre (bande passante) autour d'un pic de transmission des différents étalons. Les indices des matériaux utilisés dans le calcul à la longueur d'onde de $1.5 \mu\text{m}$ sont : $n_{\text{SiO}_2} = 1.48$, $n_{\text{YAG}} = 1.8$, $n_{\text{Si}} = 3.6$

Nous observons que l'étalon Si d'épaisseur 20 μm qui possède une fonction de filtre proche de celle de l'étalon SiO_2 d'épaisseur 160 μm (Figure IV-46 b), et un ISL supérieur à celui de l'étalon SiO_2 d'épaisseur 50 μm (Figure IV-46 a), pourrait être un étalon adapté.

IV.3.c Accordabilité de la différence de fréquence

Partant de nos conditions expérimentales (longueur de cavité de l'ordre de 8.8 mm), nous avons calculé l'accordabilité du décalage fréquentiel ($\Delta\nu$) avec la variation de la longueur de la cavité et la rotation de l'angle de la lame YVO_4 comme nous l'avons expliqué au chapitre III. Nous avons examiné la possibilité d'accorder la différence de fréquence par la variation de L_{cav} en présence la lame YVO_4 d'épaisseur 250 μm , qui a été introduite pour augmenter le coefficient de recouvrement r . Rappelons que dans les calculs, basés sur le chapitre III, nous supposons que les deux modes ordinaire et extraordinaire de cavité sélectionnés sont ceux qui se trouvent les plus proches du maximum de transmission de l'étalon dont la position est fixe ($\lambda_{\text{pic-F-P}} = 1550\text{nm}$ fixé dans le calcul). Ceci entraîne le changement l'ordre p et p' des modes ordinaires et extraordinaires sélectionnés quand L_{cav} varie. La Figure IV-47 montre l'effet de la variation de la longueur de cavité sur la différence de fréquence entre le mode ordinaire $\nu_o(p)$ et le mode extraordinaire $\nu_e(p')$. Les discontinuités correspondent au changement de l'ordre p ou p' .

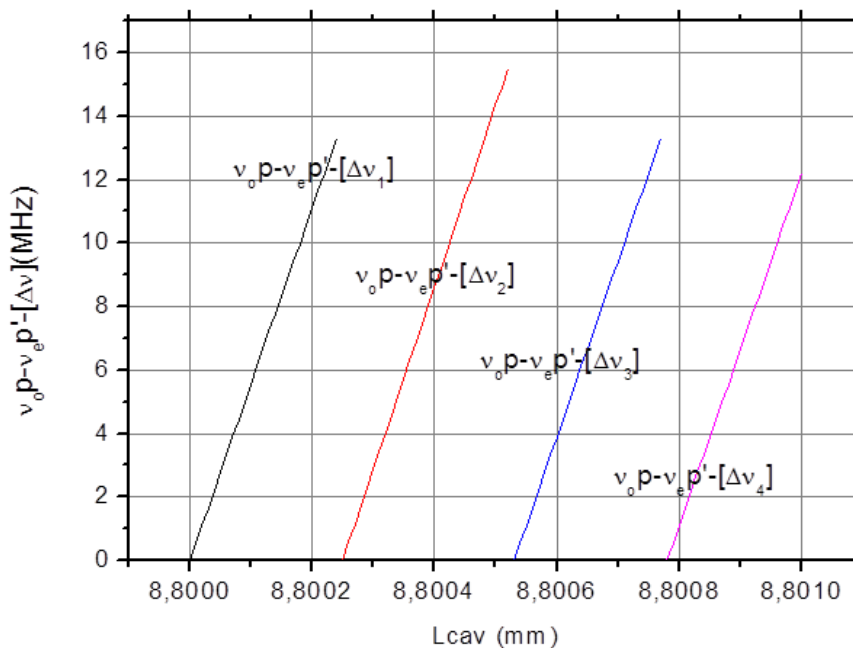


Figure IV-47: Accordabilité du décalage fréquentiel en fonction de la variation de L_{cav} . Pour une meilleure visibilité, la différence de fréquence est représentée relativement à sa valeur ($\Delta\nu_i$, $i=1,2,3$) au départ de chaque plage d'accordabilité continue (c-à-d relativement à la valeur $\Delta\nu_i$, $i=1,2,3$ correspondant à chaque changement de l'ordre p ou p'). $\Delta\nu_1 = -5.904 \text{ GHz}$, $\Delta\nu_2 = 10.681 \text{ GHz}$ et $\Delta\nu_3 = 5.890 \text{ GHz}$

Les résultats de la Figure IV-47 pour $L_{\text{cav}}=8.8 \text{ mm}$ et une lame YVO_4 de 250 μm , montrent qu'une accordabilité de 50 MHz/ μm peut être obtenue avec une variation fine de la longueur de la cavité avec une accordabilité continue de l'ordre de 16 MHz. La valeur exacte de cette

accordabilité dépend de l'épaisseur de la lame YVO_4 comme montré dans le chapitre III, mais nous pouvons conclure qu'un contrôle sub-micronique de la longueur de la cavité pourrait permettre de contrôler la gigue et la dérive du battement de fréquence. Une autre solution pour l'accordabilité fine serait de chauffer le cristal YVO_4 . Pour arriver à fixer la valeur du battement de fréquence autour de 11 GHz, un autre mécanisme d'accord sera nécessaire.

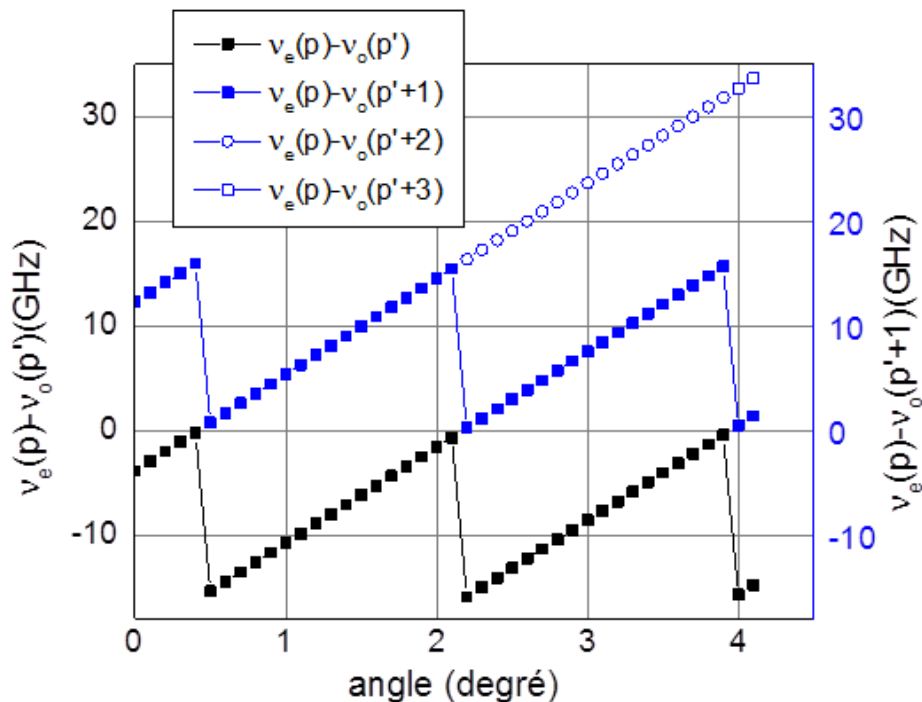


Figure IV-48: Accordabilité du décalage fréquentiel en fonction de la rotation de la lame biréfringente dans la cavité, pour une lame d'épaisseur $250\mu\text{m}$, et une longueur de cavité de 8.8 mm les cercles représentent $v_e(p)-v_o(p'+2)$, les carrés représentent $v_e(p)-v_o(p'+3)$

Nous observons sur la Figure IV-48, que l'accord grossier pourrait être obtenu par une rotation de la lame YVO_4 . Sur cette Figure est représentée l'accordabilité du décalage fréquentiel entre les modes $v_o(p)$ (mode ordinaire) et $v_e(p')$ (mode extraordinaire) sélectionné par un pic de transmission de l'étalon supposé fixe. Le décalage fréquentiel avec les modes ordinaires d'ordre supérieur ($p+1$ à $p+3$) est également représenté pour illustrer la continuité de l'accordabilité. Une accordabilité de 7 GHz/deg peut être obtenue, avec une accordabilité supérieure à 10 GHz pour une variation d'angle de 1 degré . L'amplitude de l'accordabilité dépend de l'épaisseur de la lame YVO_4 comme expliqué au chapitre III. Mais nous pouvons conclure qu'une accordabilité grossière pourrait être réalisée par rotation de la lame YVO_4 , à condition de contrôler précisément la rotation.

Ces résultats n'ont pas été vérifiés expérimentalement. Mais nous pouvons conclure qu'une accordabilité grossière de la différence de fréquence pour fixer sa valeur vers 11 GHz est possible. Par ailleurs un contrôle actif de la longueur de la cavité pourrait réduire la dérive et la gigue du signal de battement, mais dans ce cas le contrôle actif complexifierait le système et probablement son coût.

IV.4 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les résultats obtenus pour la réalisation d'une source VECSEL bi-fréquence compatible avec une utilisation dans un capteur à fibre optique fondé sur l'effet Brillouin. Nous avons essayé d'améliorer la stabilité de l'émission bi-fréquence, d'abord en posant la table optique sur des plots d'isolation. Nous avons aussi utilisé une diode laser de pompage monomode pour adapter plus facilement le diamètre du spot de pompage aux diamètres des modes de cavité. La puissance de sortie obtenue était autour de 10 mW, cette valeur serait acceptable pour la réalisation de capteurs utilisant l'effet Brillouin spontané. Des puissances de sortie de l'ordre de 50 mW pourraient être obtenues en modifiant la réflectivité du miroir de sortie. Ces valeurs de puissance sont compatibles avec les capteurs à fibres optiques utilisant l'effet Brillouin stimulé. Nous avons également montré qu'il est important de bien choisir le filtre étalon Fabry-Perot. Un avantage de l'optimisation du filtre étalon, c'est l'obtention plus facile d'une émission bi-fréquence stable. Pour cela nous avons recherché un étalon idéal avec une fonction de filtre assez faible et un ISL large.

La largeur de raie du spectre électrique (FWHM) est inférieure à 500 kHz, donc adaptée à notre application, malheureusement ce spectre présente une forte gigue et aussi une dérive sur les temps longs, qui n'est pas compatible avec l'application visée (pour mesurer un décalage de 0.5 MHz du spectre du signal Brillouin retrodiffusé, il faudrait maintenir une variation de la différence de fréquence entre les deux raies laser bien inférieure à 0.5 MHz sur une durée qui correspond à la durée typique de l'acquisition du spectre Brillouin, soit plusieurs minutes et jusque à la dizaine de minutes, comme introduit au chapitre I). Pour améliorer ces résultats et s'approcher d'une dérive inférieure à 0.5 MHz en ~10 minutes, il est nécessaire de réaliser une cavité beaucoup plus stable mécaniquement. Pour conserver une source optique bas-coût et ne pas complexifier l'électronique (qui était notre objectif initial), il faudrait vérifier si la spécification visée peut être atteinte avec une cavité ultra-stable, sans aucune stabilisation active de la cavité laser.

Enfin, nous avons observé que la valeur absolue du décalage fréquentiel n'est pas facilement contrôlable. Un mécanisme d'accord doit donc être envisagé. Les calculs ont montré qu'une accordabilité grossière de ce décalage peut être réalisée en faisant une rotation fine de la lame YVO_4 dans la cavité, alors qu'une accordabilité plus précise pourrait être assurée avec la variation fine de la longueur de la cavité.

Références

- [1] M. Kuznetsov, *VECSEL Semiconductor disk lasers physics and technology.*: Wiley-VCH, 2010.
- [2] F.Camargo, J. Barrientos, G. Baili, L.Morvan, D.l Dolfi, D. Holleville, , "Coherent Dual-Frequency Emission of a Vertical External-Cavity Semiconductor Laser at the Cesium D2 Line," *IEEE PHOTONICS TECHNOLOGY LETTERS*, vol. 24, pp. 1218 - 1220, 2012.
- [3] S. De, G. Baili,M.Alouini, J-C.Harmand,S. Bouchoule, F. Bretenaker , "Class-A dual-frequency VECSEL at telecom wavelength," *OPTICS LETTERS* , vol. 39, pp. 5586-5589, 2014.
- [4] G. Baili,L. Morvan, M.Alouini, D.Dolfi, F. Bretenaker , "Experimental demonstration of a tunable dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations," *OPTICS LETTERS*, vol. 34, pp. 3421-3423, 2009.
- [5] B.Cocquelin, "Lasers à semiconducteurs pompés optiquement :Conception et Caractérisation d'une source monomode pour la manipulation des atomes de Césium," thèse de doctorat de l'université Paris Sud, Paris, 2009.

Conclusion générale

Cette thèse constitue une première étape vers la réalisation d'une nouvelle configuration de capteurs à fibres optiques à base de l'effet Brillouin en utilisant une source VECSEL bi-fréquence. Notre travail s'est concentré sur la réalisation et l'optimisation d'une source VECSEL bi-fréquence avec un décalage fréquentiel autour de 11 GHz, ayant une largeur de raie (FWHM) inférieure à 500 KHz, délivrant une puissance de sortie autour de 50 mW et stable avec une dérive de 0.5 MHz pendant 10 minutes, ou moins, pour l'intégrer dans un capteur à base de l'effet Brillouin.

Dans la première partie de ce manuscrit nous avons décrit l'intérêt de la réalisation d'une telle source qui permet la diminution des coûts des capteurs à base de l'effet Brillouin stimulé et spontané. Avec les capteurs à base de l'effet Brillouin spontané, l'utilisation d'une telle source permet de réaliser la détection du signal dans le domaine des moyennes fréquences (autour de 1GHz). Alors que l'utilisation de la source VECSEL bi-fréquence stable avec les capteurs à base de l'effet Brillouin stimulé permet de se débarrasser des systèmes électroniques utilisés pour la stabilisation des fréquences de la pompe et de la sonde.

Dans une deuxième partie, nous avons exposé les avantages des VECSELS pompés optiquement. Ces lasers permettent de combiner entre les puissances de sorties élevées et la bonne qualité de faisceau. Même avec l'insertion des éléments intra cavité qui augmentent les pertes, la réalisation d'une émission bi-fréquence est possible. Après avoir décrit la fabrication de la structure VECSEL à base de InP et le schéma de dissipation de chaleur utilisé dans la structure, puis le système de focalisation optique pour adapter le diamètre du spot de pompage de manière à pomper le mode fondamental de cavité, nous avons présenté les résultats des tests de la structure VECSEL en cavité simple. Pour optimiser le gain modal de la structure VECSEL, nous avons réalisé trois tests, dans le but d'identifier le maximum de gain des puits quantiques et de le faire coïncider avec le mode résonant de la microcavité VECSEL. Cette optimisation a permis d'obtenir une puissance de sortie de l'ordre de 200 mW.

Dans une troisième partie, nous avons décrit la conception de la cavité bi-fréquence et le rôle de chaque élément intra cavité (l'étalon et la lame biréfringente). Nous avons justifié le choix d'une longueur de cavité autour de 9 mm permettant de générer deux modes polarisés orthogonalement espacés de 11 GHz dans un même intervalle spectral libre de cavité. Nous avons aussi introduit la notion du couplage (C) entre les modes de cavité. L'obtention d'une émission bi-fréquence stable nécessite de maintenir un couplage inférieur à 1. Dans cette partie nous avons présenté également les méthodes permettant d'accorder le décalage fréquentiel autour de 11 GHz. La première méthode est la variation de la température du cristal biréfringent. Les calculs ont montré qu'une accordabilité de l'ordre de 54 MHz/K (pour un cristal YVO_4 d'épaisseur 1 mm et une longueur de cavité de 8.8 mm), est possible. La deuxième méthode est la variation de la longueur de cavité qui permet une accordabilité autour de 100 MHz/ μm pour une épaisseur de cristal fixée à 500 μm et une longueur de cavité autour de 8.8 mm). La troisième méthode est la rotation de la lame YVO_4 . Cette méthode permet de réaliser une accordabilité large de l'ordre de 21 GHz/deg avec la lame YVO_4 d'épaisseur 1mm. Cette accordabilité diminue à 10 GHz/deg avec l'utilisation d'une lame YVO_4 d'épaisseur 500 μm .

Dans une quatrième partie, nous avons exposé les résultats expérimentaux obtenus. Une première réalisation d'une émission bi-fréquence était assurée avec un couplage faible entre les modes. Les vibrations mécaniques transmises à travers la table optiques étaient la cause de l'instabilité de l'émission bi-fréquence obtenue. Après une meilleure isolation mécanique

nous avons obtenu une émission bi-fréquence stable. Nous avons également utilisé une source de pompage monomode qui permet une meilleure focalisation du spot de pompage et assure donc seulement le pompage du mode fondamental de la cavité. Avec cette source de pompage, l'émission bi-fréquence obtenue était stable.

Après l'étude de l'influence des éléments intra cavité sur la puissance de sortie du VECSEL nous avons conclu qu'une puissance de 50 mW pouvait être obtenue en émission bi-fréquence avec l'optimisation de la réflectivité du miroir de sortie et l'utilisation d'un étalon « idéal » (étalon qui permet de maintenir une émission monomode longitudinale).

Nous avons aussi examiné l'influence de la force de couplage sur la stabilité de l'émission bi-fréquence. L'émission observée à l'analyseur de spectre optique (de résolution ~ 1 GHz) était stable sur une dizaine de minutes pour un coefficient de recouvrement variant de 0% à 70%. La mesure du signal de battement avec un analyseur de spectre électrique a montré l'existence d'une dérive ou gigue temporelle de la différence de fréquence de l'ordre de MHz/min. La largeur de raie mesurée était égale à 200 KHz. La valeur exacte de la différence de fréquence n'était pas contrôlée dans nos expériences. Nous avons montré qu'elle pouvait être influencée par le type d'étalon Fabry-Perot introduit dans la cavité, et plus particulièrement par la largeur de bande de cet étalon. Ceci nous a conduit à rechercher un étalon « idéal » présentant à la fois un large intervalle spectral libre, et une largeur de bande suffisamment faible.

Pour pouvoir intégrer dans le futur la source bi-fréquence dans un capteur à base de l'effet Brillouin il sera nécessaire de mettre en œuvre un mécanisme de contrôle et d'accord de la différence de fréquence, et aussi d'assurer une meilleure stabilité mécanique de la cavité, notamment en réduisant les degrés de liberté sur les éléments optiques et en concevant une cavité monolithique.

Annexe 1: Indices de réfraction

Dans les milieux anisotropes linéaires comme les cristaux, chaque composante du flux de densité électrique D correspond à trois composantes du champ électrique tel que : $D_{ij} = \sum \epsilon_{ij} E_{ij}$, avec $i,j=1, 2$ et 3 , correspondant à x,y et z respectivement. Donc les propriétés diélectriques du milieu sont caractérisées par une matrice 3×3 formée de 9 éléments de ϵ_{ij} nommé tenseur de permittivité noté ϵ .

Le système de coordonnées qui définit les axes et les plans principaux du cristal est choisi de façon à avoir les éléments non diagonaux nuls, donc, $D_1 = \epsilon_1 E_1$, $D_2 = \epsilon_2 E_2$ et $D_3 = \epsilon_3 E_3$. $\epsilon_1 = \epsilon_{11}$, $\epsilon_2 = \epsilon_{22}$ et $\epsilon_3 = \epsilon_{33}$. Les permittivités ϵ_1 , ϵ_2 et ϵ_3 correspondent aux indices de réfractations : n_1 , n_2 et n_3 .

$$n_1 = \left(\frac{\epsilon_1}{\epsilon_0}\right)^{1/2}, n_2 = \left(\frac{\epsilon_2}{\epsilon_0}\right)^{1/2}, n_3 = \left(\frac{\epsilon_3}{\epsilon_0}\right)^{1/2}.$$

Annexe 2: Modes normaux

Pour simplifier les lois de propagation de la lumière dans un cristal, nous considérons que l'onde qui se propage dans le milieu est une onde plane. Soit le plan d'axes principaux x , y et z . Une onde plane qui se propage dans la direction z et polarisée suivant x possède une vitesse $v_1=c/n_1$, cette onde se propage dans le cristal sans changement de sa polarisation. Il est de même, pour une onde qui se propage suivant l'axe z et polarisée suivant l'axe y . Cette onde possède une vitesse $v_2=c/n_2$ et est polarisée suivant y . Alors, toute onde qui se propage dans une direction et est polarisée linéairement suivant une autre direction est traitée de la même façon.

Une onde se propage suivant l'axe z et est polarisée arbitrairement dans le plan (xy) , elle est traitée comme une onde ayant une polarisation qui vaut la somme des modes normaux polarisés dans le plan (xy) . La composante suivant x a une vitesse différente de celle suivant l'axe y , ce qui crée un déphasage(φ) entre les deux modes $\varphi=\varphi_x-\varphi_y=(n_2-n_1).k_0.d$ (d :distance parcourue par chacune des composantes). Quand les deux composantes sont combinées ensemble elles forment une onde polarisée elliptiquement.

-Pour déterminer les modes normaux d'une onde plane qui se propage dans une direction \vec{u} nous utilisons les équations de Maxwell suivantes :

$$K \times H = -\omega D \quad \text{A- 1}$$

$$K \times H = \omega \mu_0 H \quad \text{A- 2}$$

En remplaçant $D = \varepsilon E$ dans l'équation A- 2 nous obtenons : $k \times (k \times E) + \omega^2 \mu_0 \varepsilon E = 0$. Cette équation est représentée par la matrice suivante :

$$\begin{pmatrix} n_1^2 k_0^2 - k_2^2 - k_3^2 & k_1 k_2 & k_1 k_3 \\ k_1 k_2 & n_2^2 k_0^2 - k_1^2 - k_3^2 & k_2 k_3 \\ k_1 k_3 & k_3 k_2 & n_3^2 k_0^2 - k_1^2 - k_2^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E1 \\ E2 \\ E3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Avec k_1, k_2, k_3 composantes du vecteur d'onde k , $k_0=\omega/c$.

Lorsque le déterminant de cette matrice est nul, nous obtenons l'équation d'une surface dans l'espace des \mathbf{k} (k_1, k_2 et k_3) appelée surface \mathbf{k} ou surface normale. Cette surface est 'centrosymétrique', elle est composée de deux parties chacune correspondant à un mode normal. Dans le cas d'un cristal uniaxe une partie est une sphère et l'autre, un ellipsoïde de révolution. Pour un cristal isotrope les deux parties sont des sphères.

Annexe 3: Rayons et fronts d'ondes

- La surface k décrit la variation de la vitesse de phase ($v\varphi$ ¹⁶) avec la direction \vec{u} . La vitesse du groupe $v = \frac{d\omega}{dk}$ décrit la vitesse avec laquelle le paquet d'onde se propage dans le cristal. Cette vitesse peut aussi s'écrire sous la forme d'un vecteur $v = \nabla k \cdot \omega(k)$ (la surface k donnée par $\omega(k_1, k_2, k_3) = \text{cte}$) ce qui fait que v est perpendiculaire à la surface k . Ainsi le rayon se propage dans le cristal dans une direction perpendiculaire à la surface k . Le vecteur de pointing $S = \frac{1}{2} E \wedge H$ est aussi perpendiculaire à la surface k , donc S est aussi parallèle au vecteur v . Dans le cas de l'onde ordinaire, la surface k est une sphère, donc le vecteur d'onde ¹⁷ k , S et v sont parallèles et donc le front d'onde est aussi perpendiculaire à S , v et le rayon (Figure-A- 1 (b)). Pour l'onde extraordinaire, le vecteur d'onde k n'est pas perpendiculaire à la surface k et donc le rayon et les fronts d'ondes ne sont pas perpendiculaires Figure-A- 1 (b). Pour cela ce rayon possède une propriété extraordinaire.

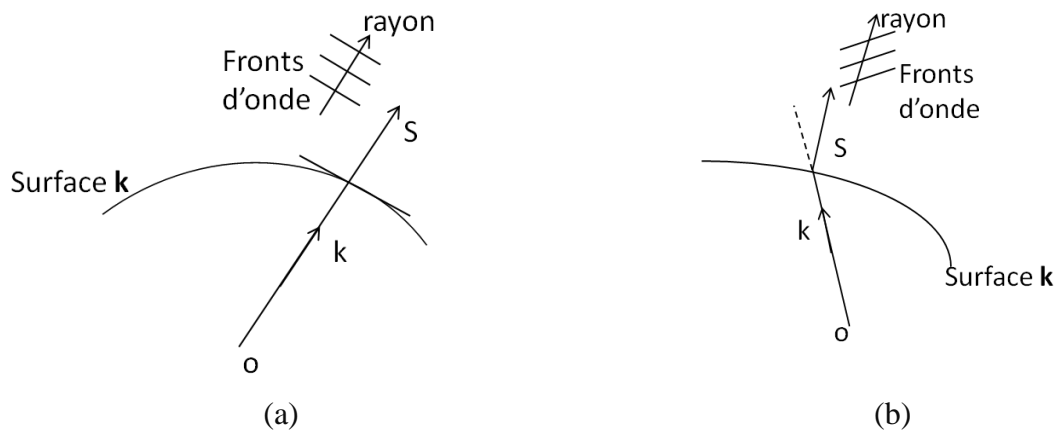


Figure-A- 1 : (a) propagation du rayon sur une surface k circulaire (cas du faisceau ordinaire) (b) propagation du rayon sur une surface k elliptique (cas du rayon extraordinaire)

¹⁶ $v\varphi = \omega/k$ (k inversement proportionnel à la vitesse)

¹⁷ Perpendiculaire aux fronts d'ondes

Annexe 4: Propagation d'un faisceau dans un cristal uniaxe positif (construction géométrique)

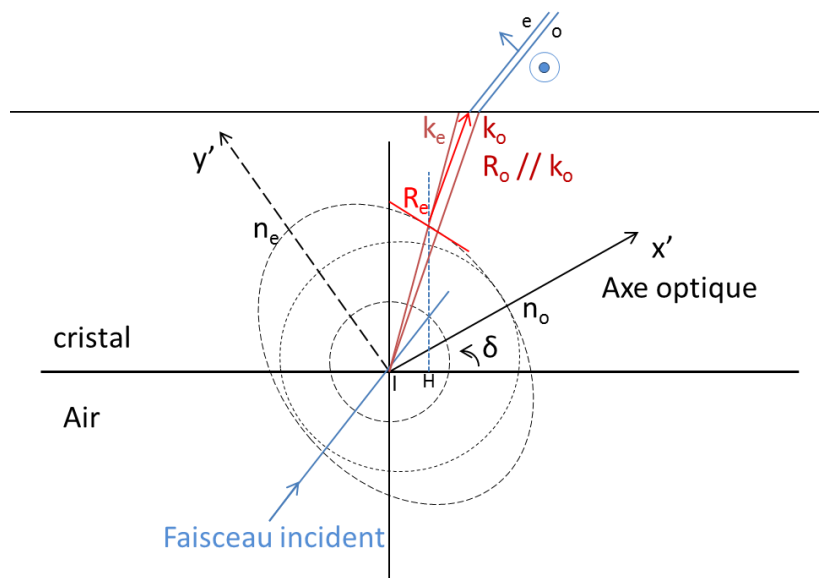


Figure-A- 2: propagation du faisceau dans un cristal biréfringent uniaxe positif (les rayons et les vecteurs d'ondes sont représentés)

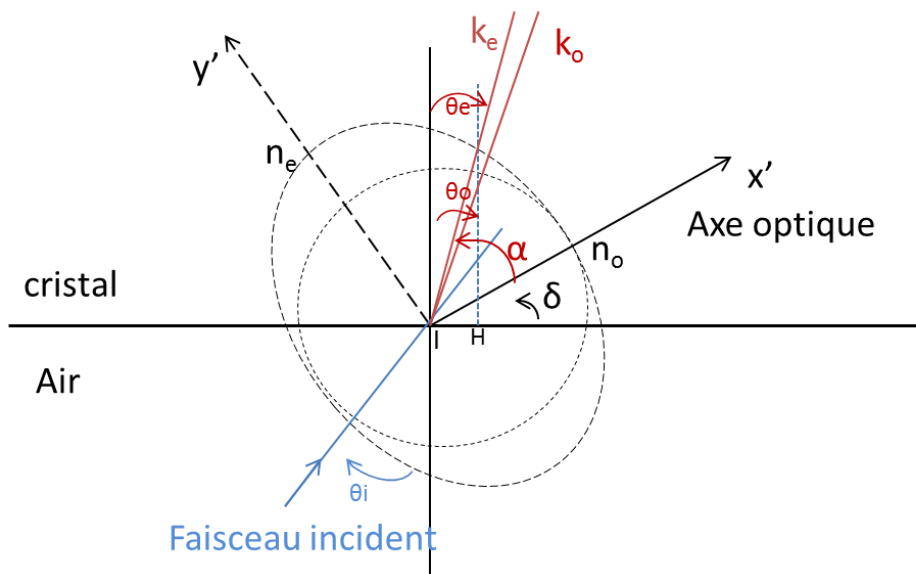


Figure-A- 3: Propagation des vecteurs d'ondes dans un cristal biréfringent uniaxe positif

Le milieu est uniaxe positif et donc $n_e - n_o > 0$ alors $n_e > n_o$

Le plus petit cercle représente la surface \mathbf{k} de l'air alors que le cercle d'indice n_o représente la surface \mathbf{k} ¹⁸ d'indice ordinaire et l'ellipse d'indice n_e représente la surface \mathbf{k} d'indice extraordinaire.

¹⁸ La surface \mathbf{k} n'est autre que la surface d'onde

La condition essentielle de la propagation du faisceau dans un cristal c'est la conservation du front d'onde des faisceaux réfractés. Cette condition nous permet d'écrire :

$$k_o \sin \theta_o = k \sin \theta_i \quad \text{A- 3}$$

$$k_e \sin \theta_e = k \sin \theta_i \quad \text{A- 4}$$

Puisque $k=n_o \sin \theta_i$ l'équation A- 3 s'écrit :

$$n_o \sin \theta_o = \sin \theta_i \quad \text{A- 5}$$

Le faisceau ordinaire obéit à la loi de Snell et le rayon ordinaire (R_o) est parallèle au vecteur d'onde (k_o).

Puisque le rayon extraordinaire n'est pas parallèle au front d'onde, le faisceau extraordinaire n'obéit pas à la loi de Snell et le rayon extraordinaires (R_e) n'est pas parallèle à (k_e), un angle δ est formé entre (k_e) et (R_e) (Figure-A- 4).

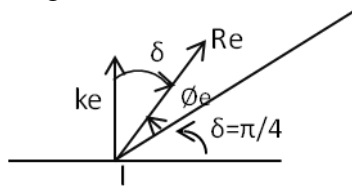


Figure-A- 4: séparation entre le vecteur d'onde (k_e) et le rayon extraordinaire (R_e)

A la sortie du cristal le rayon ordinaire est polarisé perpendiculairement à l'axe optique alors que le rayon extraordinaire est polarisé parallèlement à l'axe optique.

Annexe 5: Calcul du grandissement total du système

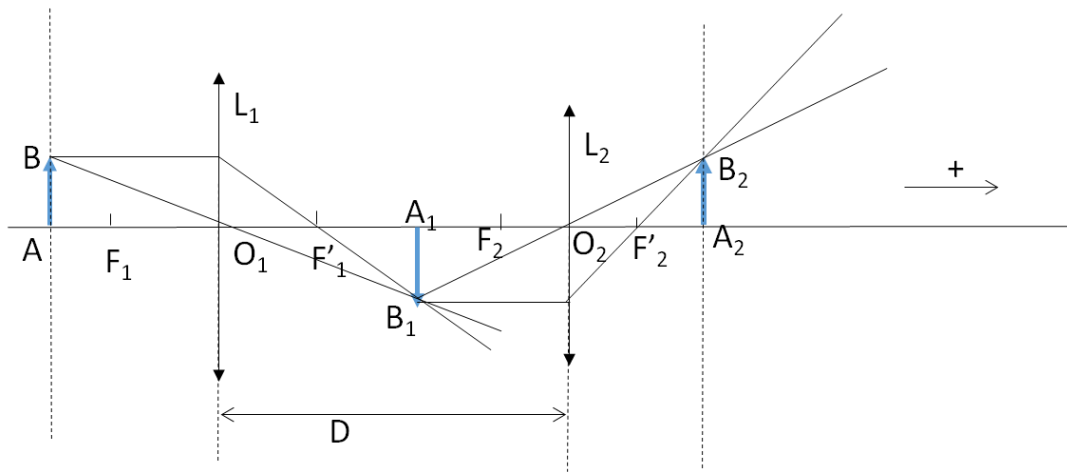


Figure-A- 5: schéma du système de pompage multimode, utilisé pour le pompage du VECSEL

D'après la relation de conjugaison de Descartes nous pouvons écrire :

$$\frac{1}{O_1A_1} = \frac{1}{O_1F_1} + \frac{1}{O_1A} \quad \text{A- 6}$$

Avec $(O_1A < 0)$.

Nous calculons la position de l'image intermédiaire O_2A_1 par l'équation A-7 :

$$O_2A_1 = O_2O_1 + O_1A_1 \quad \text{A- 7}$$

Avec $O_2O_1 < 0$. Lorsque $O_1A < O_1F_1$ l'image est formée derrière la lentille L_1 , c'est une image virtuelle. Lorsque $O_1A > O_1F_1$ l'image est formée devant la lentille L_1 , c'est une image réelle. L'évolution de la position de l'image intermédiaire O_2A_1 en fonction de O_1A est représentée sur la Figure-A- 5.

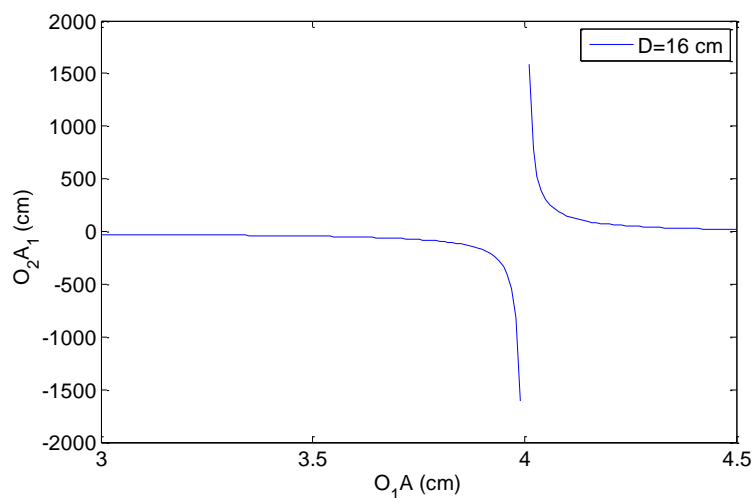


Figure-A- 6: Evolution de la position O_2A_1 en fonction de O_1A

- Calcul de la position de l'image finale O_2A_2 :

La position de l'image finale O_2A_2 est calculée d'après la formule A-8 :

$$\frac{1}{O_2A_2} = \frac{1}{O_2F_2} + \frac{1}{O_2A_1} \quad \text{A- 8}$$

$O_2A_1 > 0$ lorsque l'image est réelle, lorsque $O_2A_1 < 0$ lorsque l'image est virtuelle. En utilisant la formule A-8 nous avons tracé l'évolution de la distance O_2A_2 en fonction de O_1A .

- Formule du grandissement total du système :

Le grandissement total du système est donné par la formule A- 9:

$$G = G_1 \times G_2 \quad \text{A- 9}$$

G_1 est le grandissement de l'image par la lentille L_1 , il est donné par la formule A-10 :


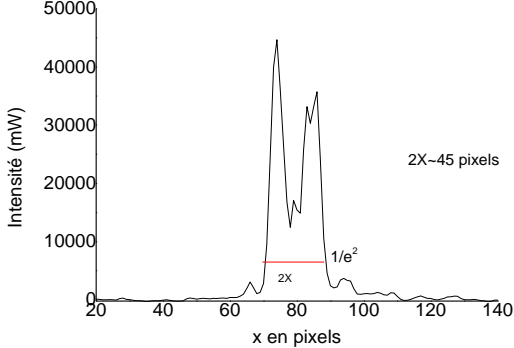
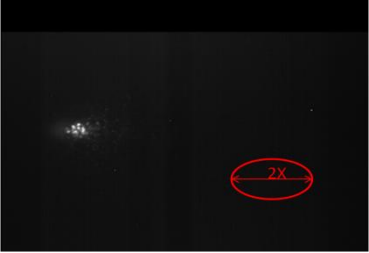
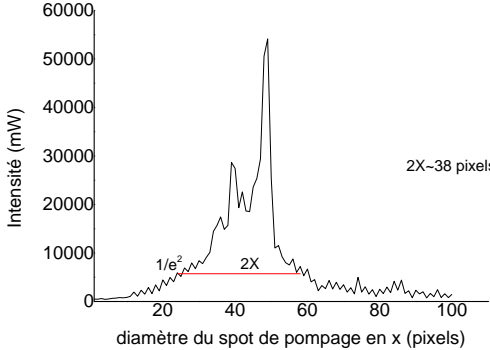

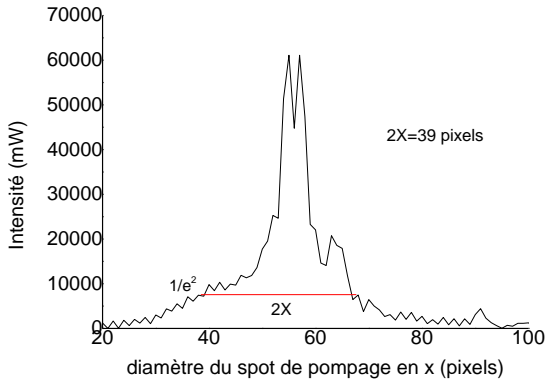
$$G_1 = \frac{A_1B_1}{AB} = \frac{O_1A_1}{O_1A} \quad \text{A- 10}$$

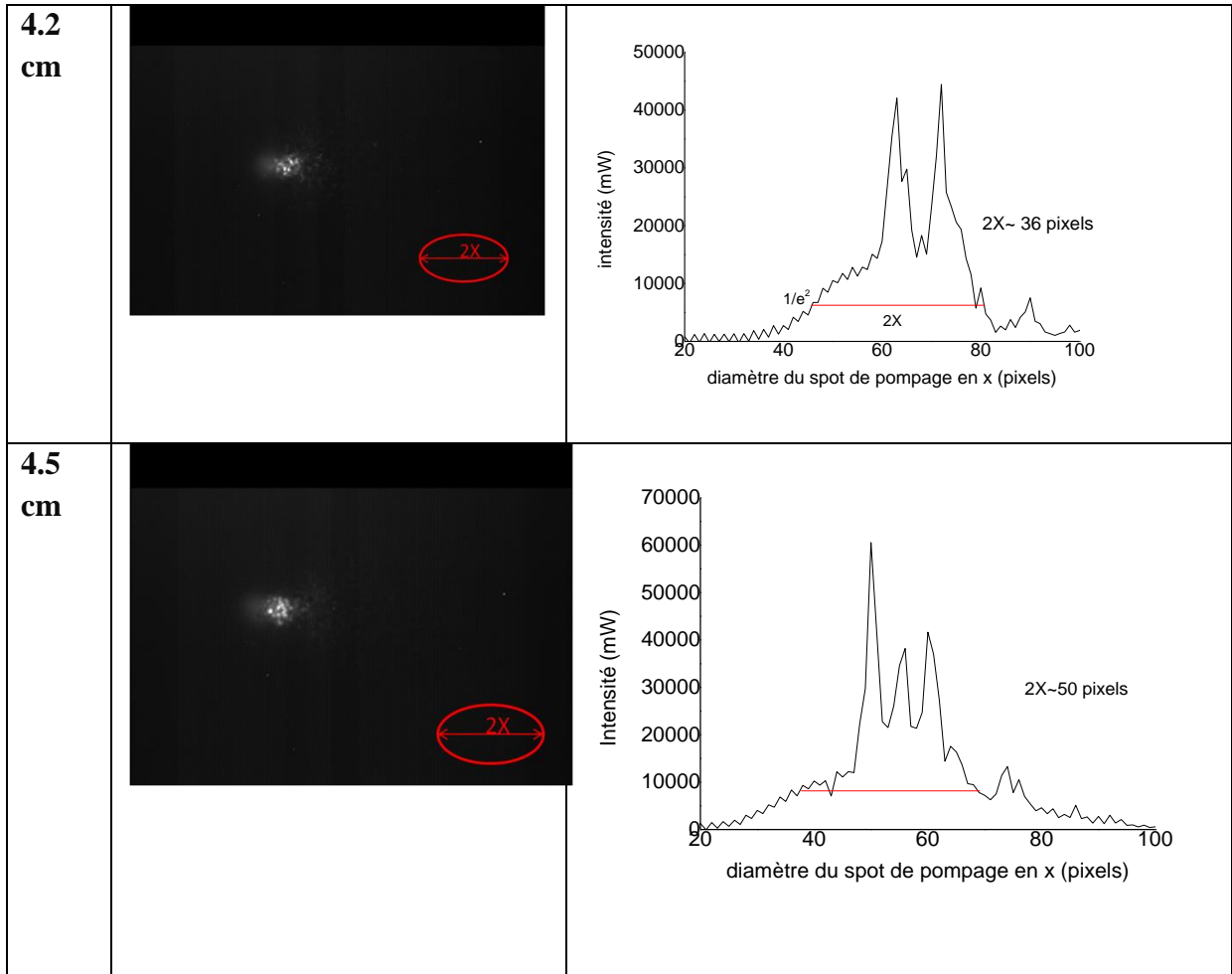
G_2 est le grandissement de l'image par la lentille L_2 , il est donné par la formule A-11 :

$$G_2 = \frac{A_2B_2}{A_1B_1} = \frac{O_2A_2}{O_1A_1} \quad \text{A- 11}$$

Annexe 6 : Profils des spots de pompage du laser de pompage multimode

Nous représentons les résultats de mesures obtenus en x avec les profils d'intensité.

O1A	Image enregistrée à la focale	Profil obtenu en pixels
3.8 cm		 <p>Intensité (mW)</p> <p>x en pixels</p> <p>2X-45 pixels</p>
3.9 cm		 <p>Intensité (mW)</p> <p>diamètre du spot de pompage en x (pixels)</p> <p>2X-38 pixels</p>
4 cm		 <p>Intensité (mW)</p> <p>diamètre du spot de pompage en x (pixels)</p> <p>2X=39 pixels</p>



Annexe 7: Calcul de la distance focale de la lentille placée à la sortie du miroir pour la collimation du faisceau laser

Dans nos calculs, nous cherchons la taille et la position de l'image du mode de la cavité (ω_0) par le miroir de sortie qui se comporte comme une lentille plan-concave. Nous avons utilisé les matrices de transfert pour calculer la position et la taille de l'image de ω_0 . Notre cavité est schématisée à la Figure-A-7.

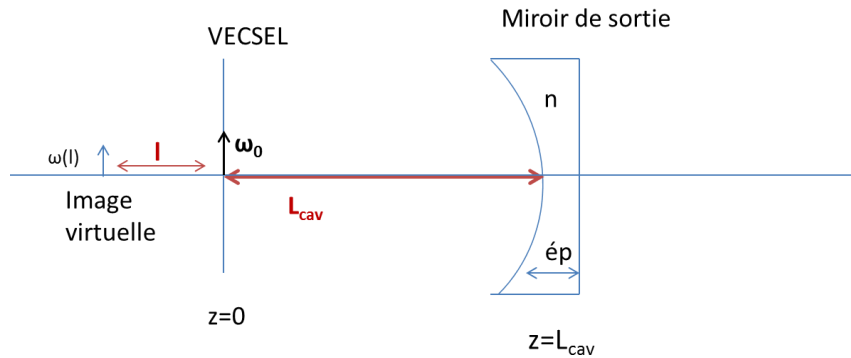


Figure-A- 7 : Schéma représentant la cavité VECSEL

$$\begin{pmatrix} t1 & t2 \\ t3 & t4 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & l \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Mat A}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix}}_{\text{Mat B}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{\text{ép}}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Mat C}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-1}{nR} & \frac{1}{n} \end{pmatrix}}_{\text{Mat D}} \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & L_{cav} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_{\text{Mat E}}$$

l : est la position de l'image finale à partir du VECSEL.

n : est l'indice de réfraction du verre,

ép : l'épaisseur du miroir

L_{cav} : c'est la longueur de la cavité

R est le rayon de courbure du miroir.

Mat A=Translation à $\omega(l)$

Mat B=Réfraction sur le miroir (miroir plan $R=\infty$)

Mat C=Translation à travers le miroir de sortie

Mat D=Réfraction sur le miroir de sortie de rayon de courbure R

Mat E=translation de la structure VECSEL vers le miroir de sortie

Le produit de ces matrices donne la matrice T

$$\begin{aligned} T &= \begin{pmatrix} t_1 & t_2 \\ t_3 & t_4 \end{pmatrix} \\ &= \begin{pmatrix} 1 + \frac{n-1}{nR} \cdot \left(\frac{\text{ép}}{n} + l \cdot n \right) & L_{cav} + \left[1 + \frac{n-1}{nR} \cdot \left(\frac{\text{ép}}{n} + l \cdot n \right) \right] + \frac{1}{n} \cdot \left(\frac{\text{ép}}{n} + l \cdot n \right) \\ \frac{n-1}{nR} \cdot n & L_{cav} \cdot n \cdot \left(\frac{n-1}{nR} \right) + 1 \end{pmatrix} \end{aligned}$$

Le rayon de courbure complexe du faisceau gaussien dans la cavité au niveau du VECSEL (waist du mode de cavité) est donné par l'équation A- 12:

$$\frac{1}{q_1} = \frac{1}{R} - \frac{i\lambda}{\pi\omega_0^2} \quad \text{A- 12}$$

avec $R=\infty$ (donc $\frac{1}{R} = 0$), et ω_0 est égal à 40 μm pour les valeurs choisies de R_{OC} et de L_{cav} ($R_{OC} = 10 \text{ mm}$ et $L_{cav} = 8.8 \text{ mm}$).

Le rayon de courbure complexe du faisceau gaussien image (q_l), à la distance l est donné par l'équation A- 13 :

$$\frac{1}{q_{(l)}} = \frac{1}{R_2} - \frac{i\lambda}{\pi\omega_{(l)}^2} \quad \text{A- 13}$$

avec $\omega_{(l)}$ la taille de l'image de ω_0 . Aussi $R_2=\infty$ car nous sommes au waist du faisceau image, donc A- 13 devient :

$$\frac{1}{q_{(l)}} = 0 - \frac{i\lambda}{\pi\omega_{(l)}^2} \quad \text{A- 14}$$

Les caractéristiques du rayon de courbure complexe $q_{(l)}$ peuvent être déduites de q_1 et de la matrice T selon l'équation A- 15 :

$$\frac{1}{q_{(l)}} = \frac{t_3q_1 + t_4}{t_1q_1 + t_2} \quad \text{A- 15}$$

En remplaçant les variables dans la matrice T par leurs valeurs :

$n=1.5$, $\text{ép} = 8 \text{ mm}$ et $L_{cav} = 8.8 \text{ mm}$. $R = 10 \text{ mm}$, nous obtenons les valeurs de t_1, t_2, t_3 et t_4 en fonction de l , et en remplaçant q_1 par sa valeur donnée par l'équation A-1, dans l'équation A-4 et par identification avec A-3, nous obtenons : $l = -9.8 \text{ mm}$, l'image est donc derrière le VECSEL (c'est une image virtuelle) et $\omega_{(l)} = 27 \mu\text{m}$.

La longueur de cavité étant autour de 9 mm, l'épaisseur du miroir de 8 mm, et l'image formée à 10 mm derrière le VECSEL, il faut une lentille de distance focale minimum = 30 mm pour collimater le faisceau laser de sortie. Pour pouvoir insérer facilement la lentille à la sortie de notre cavité sans toucher au support du miroir de sortie nous avons choisi d'utiliser une lentille (L) de distance focale OF=100 mm, placée à ~70 mm du miroir de sortie.

Nous avons aussi calculé l'image de $\omega(l)$ par la lentille (L) à une distance l_1 de 3 cm à la sortie de cette lentille ($\omega(l_1)$), nous avons obtenus dans ce cas $\omega(l_1) \sim 1470 \mu\text{m}$.

A une distance l_2 de 15 cm de la sortie de la lentille (L), $\omega(l_2) \sim 1469 \mu\text{m}$. (nous sommes proches du faisceau collimaté).

Détails du calcul des matrices :

Nous présentons dans ce qui suit les calculs qui ont permis d'aboutir aux Mat A, Mat B, Mat C et Mat D:

a) Réfraction sur une interface ayant un rayon de courbure R :

Nous définissons les angles comme ce qui suit :

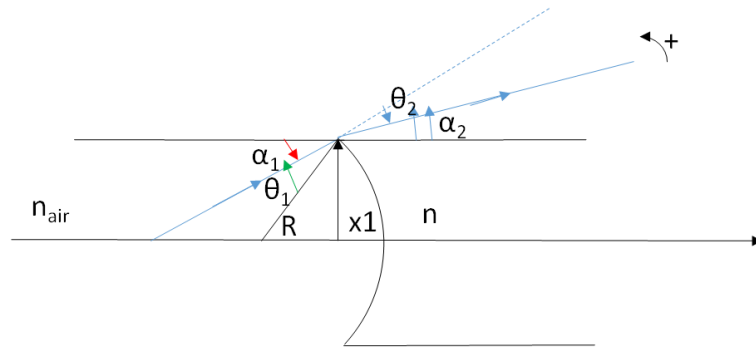


Figure-A- 8: Propagation du faisceau laser sur l'interface d'un miroir de rayon de courbure R , le faisceau réfracté sur l'interface du miroir est représenté en bleu

Loi de Snell est donnée par A-16 :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad \text{A- 16}$$

avec $n_1 = n_{\text{air}}$ et $n_2 = n$

Comme θ_1 et θ_2 sont des angles faibles nous pouvons écrire : $n_1 \theta_1 \approx n_2 \theta_2$.

$$\frac{x_1}{R} = \alpha_1 - \alpha_2 \quad \text{A- 17}$$

$\alpha_1 - \theta_1 = \alpha_2 - \theta_2$ dans ce cas: $\alpha_2 = \alpha_1 + \theta_2 - \theta_1$,

En utilisant A- 16 et A- 17 nous pouvons écrire : $\alpha_2 = \alpha_1 - \left(-\frac{x_1}{R} + \alpha_1\right) \cdot \left(1 + \frac{n_1}{n_2}\right)$, après le calcul nous obtenons : $\alpha_2 = \frac{x_1}{R} \left(1 - \frac{n_1}{n_2}\right) + \alpha_1 \cdot \frac{n_1}{n_2}$ d'où : la

matrice : $\begin{pmatrix} x_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n_2 - n_1}{n_2 R} & \frac{n_1}{n_2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}$

Pour le miroir plan, $R \rightarrow \infty$ cas de la Mat B.

b) translation sur une distance d dans un milieu d'indice n :

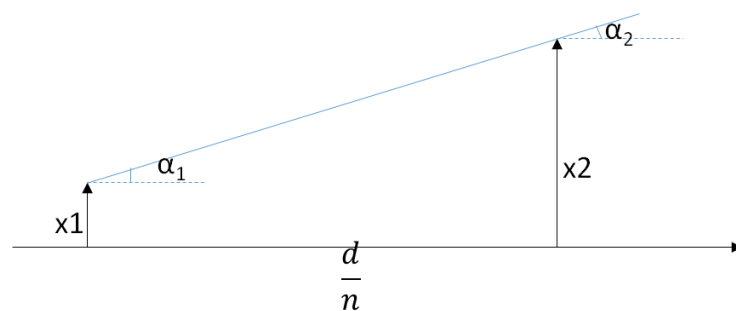


Figure-A- 9: Translation d'un faisceau sur une distance d dans un milieu d'indice n

$\alpha_1 = \alpha_2$ et $x_2 = x_1 + \frac{d}{n} \alpha_1$ (α_1 est un angle faible)

$$\begin{pmatrix} x_2 \\ \alpha_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_1 \\ \alpha_1 \end{pmatrix}$$

Pour la Mat E est obtenue pour $d = L_{\text{cav}}$ et $n = 1$, pour la Mat C est obtenue pour $d = \text{ép}$ et n est l'indice de réfraction du verre

Origine de l'équation A- 15:

Nous rappelons dans ce qui suit, l'origine de l'équation A- 15. Nous considérons un faisceau gaussien entrant dans une matrice ABCD qui caractérise un système paraxial (ce système peut être formé par des systèmes paraxiaux individuels tel que les lentilles, les miroirs....).

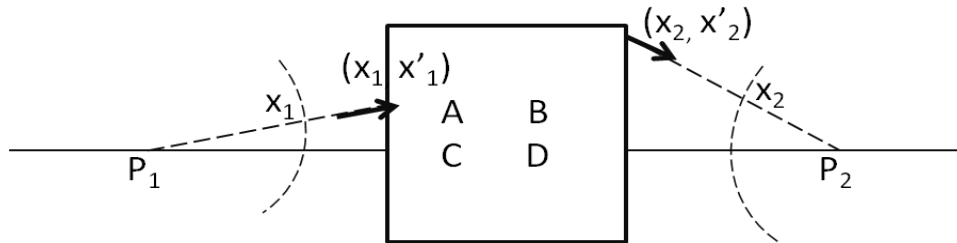


Figure-A- 10: Propagation d'un faisceau gaussien de P_1 à P_2 , deux points conjugués à travers le système paraxial décrit par la matrice ABCD

Lorsque le faisceau gaussien entre dans le système ABCD à partir de la position x_1 , il sort à la position x_2 , donnée par ; $x_2 = A x_1 + B x'_1$, x'_1 est donné donc par A- 18:

$$x'_1 = \frac{x_2 - A x_1}{B} \quad \text{A- 18}$$

x'_2 est donnée par : $x'_2 = C x_1 + D x'_1$. Le déterminant de la matrice ABCD est égal à 1 donc x'_2 est donné par A- 19:

$$x'_2 = \frac{D x_2 - x_1}{B} \quad \text{A- 19}$$

Avant de traverser le système ABCD $\frac{q_1}{n_1}$ est donné par la formule A- 20 :

$$\frac{q_1}{n_1} = \frac{x_1}{x'_1} = \frac{B x_1}{x_2 - A x_1} \quad \text{A- 20}$$

Et $\frac{q_2}{n_2}$ est donné par la formule A- 21:

$$\frac{q_2}{n_2} = \frac{x_2}{x'_2} = \frac{B x_2}{D x_2 - x_1} \quad \text{A- 21}$$

En effet,

$$\frac{1}{q} = \frac{n}{q} = \frac{n}{R} - \frac{i n \lambda}{\pi \omega_0^2} = \frac{1}{R} - \frac{i \lambda}{\pi \omega_0^2} \quad \text{A- 22}$$

Avec n l'indice du milieu

Donc la loi ABCD peut s'écrire :

$$q_2 = \frac{A q_1 + B}{C q_1 + D} \quad \text{A- 23}$$

Annexe 8 : Mesure de la taille du mode de cavité avec deux méthodes

Nous commençons par un rappel essentiel pour les calculs :

a-Rappel :

i-Distribution gaussienne normale :

$$\emptyset(t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{t^2}{2}} \quad \text{A- 24}$$

ii-intensité du faisceau gaussien :

$$I(r) = \frac{2 \cdot P}{\pi \omega_0^2} e^{-\frac{2r^2}{\omega_0^2}} \quad \text{A- 25}$$

(P=puissance du faisceau laser, ω_0 : waist du faisceau laser, r : est la direction de propagation du faisceau laser)

iii- Fonction erf (x):

$$\text{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-u^2} du \quad \text{A- 26}$$

$\text{erf}(\infty)=1$, $\text{erf}(-x)=-\text{erf}(x)$

iv-la probabilité de distribution gaussienne est reliée à la fonction d'erreur par :

$$P(x) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{erf}\left(\frac{x}{\sqrt{2}}\right) \quad \text{A- 27}$$

b-Méthode 1 (« 90/10 ») :

Procédure : Nous avons enregistré la trace de la tension de sortie de la photodiode en fonction du temps, puis nous avons retracé cette trace en fonction de x (la distance entre deux lames du chopper=la période) en connaissant la vitesse du chopper ($v=5.5$ m/s car Δx est de ~ 11 mm et $\Delta t=2$ ms). Cette trace est représentée à la Figure -A-11.

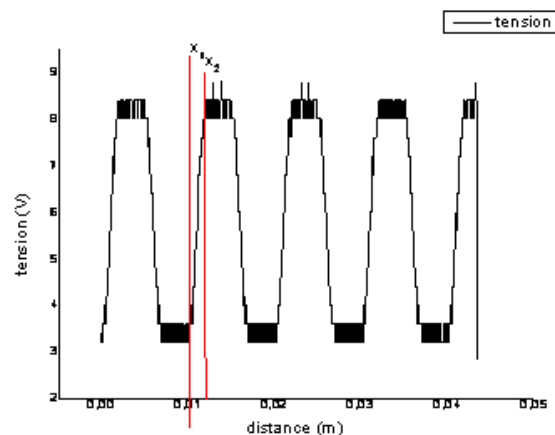


Figure-A- 11: Trace représentant la tension à la sortie de la photodiode en fonction de la distance

Enfin, nous avons mesuré la distance entre 2 points x_1 et x_2 (représentés à la Figure-A-11) pour lesquels $V1=90\%$ et $V2=10\%$ de la tension maximale.

Nous présentons dans ce qui suit les étapes de l'analyse réalisé pour obtenir ω_{01} .

Nous considérons que la propagation du faisceau laser est dans la direction z donc le profil d'intensité du faisceau gaussien est donné par :

$$I(x, y) = I_0 e^{\frac{-2x^2}{\omega x^2}} \cdot e^{\frac{-2y^2}{\omega y^2}} \quad \text{A- 28}$$

Avant de placer le chopper, la puissance totale du faisceau laser était donnée par:

$$P_{tot} = I_0 \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{-2x^2}{\omega x^2}} dx \int_{-\infty}^{+\infty} e^{\frac{-2y^2}{\omega y^2}} dy = \frac{\pi}{2} I_0 \cdot \omega x \cdot \omega y \quad \text{A- 29}$$

Après avoir placé le chopper et puisque la puissance est constante dans la direction y (le chopper se déplace dans la direction x) nous pouvons écrire :

$$P(x) = P_{tot} - \sqrt{\frac{\pi}{2}} I_0 \omega y \int_{-\infty}^x e^{\frac{-2x^2}{\omega x^2}} dx \quad \text{A- 30}$$

Après intégration nous obtenons:

$$P(x) = \frac{P_{tot}}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega x} x \right) \right) \quad \text{A- 31}$$

À 10% on a $0.1P_{tot} = \frac{P_{tot}}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega x} x 10\% \right) \right)$

$\operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega x} x 10\% \right) = 0.8$, en reliant cette équation à la probabilité gaussienne et en posant

$$\frac{N}{\sqrt{2}} = \frac{\sqrt{2}}{\omega x} x 10\%$$

en utilisant la table de probabilité standard on obtient $N=1.28$, alors $x=0.64\omega_{01}$, or la symétrie gaussienne nous permet d'écrire : $\Delta x = 2 * x = 1.28 \omega_{01} \rightarrow \omega_{01} = \Delta x / 1.28$

En appliquant cette méthode sur différentes zones de la trace obtenue nous obtenons : ω_{01} .

c- Méthode 2 (méthode de la dérivée) :

$$P(x) = \frac{P_{tot}}{2} \left(1 - \operatorname{erf} \left(\frac{\sqrt{2}}{\omega x} x \right) \right) \quad \text{A- 32}$$

La dérivée de P par rapport à x donne :

$$\frac{\partial P}{\partial x} = -P_{tot} \cdot e^{\frac{-2(x-x_0)^2}{\omega x^2}} \quad \text{A- 33}$$

Pour cela nous avons fait la dérivée de la trace obtenue à la Figure-A-11 entre x_1 et x_2 , cette dérivée possède la forme d'une gaussienne (Figure-A-12 en trait noir). En 'fitant' notre courbe par une gaussienne (Figure-A-12 en trait rouge) nous obtenons la valeur de ω_{01} .

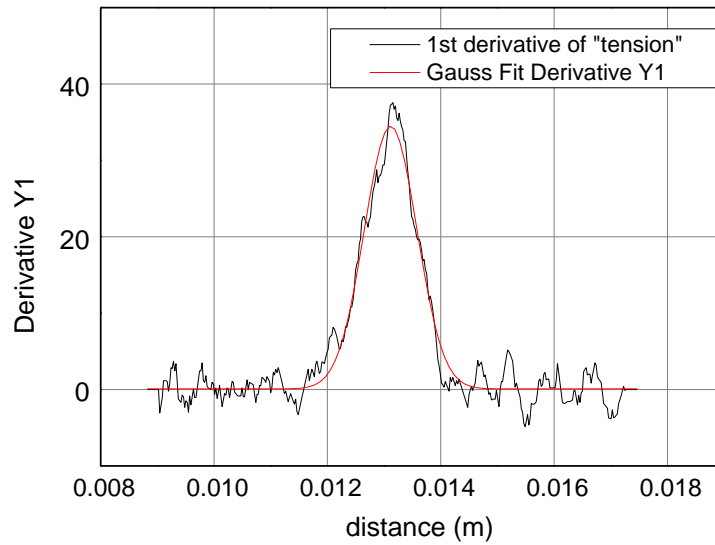


Figure-A- 12: La dérivée de la trace de la FigureA-11 est représentée en noir alors que le 'fiting' de cette fonction est représenté en rouge

Annexe 9 : Détermination de ω_0 à partir de ω_{01} par la méthode des matrices de transfert.

Notre cavité VECSEL est schématisée à la Figure-A-13. ω_0 est le rayon du mode de cavité au niveau du VECSEL, ω_{01} la taille du spot sur le chopper. L_{cav} est la longueur de la cavité, R est le rayon de courbure du miroir de sortie, D est la distance entre le miroir de sortie et le chopper, d est l'épaisseur du miroir de sortie et n est l'indice du miroir.

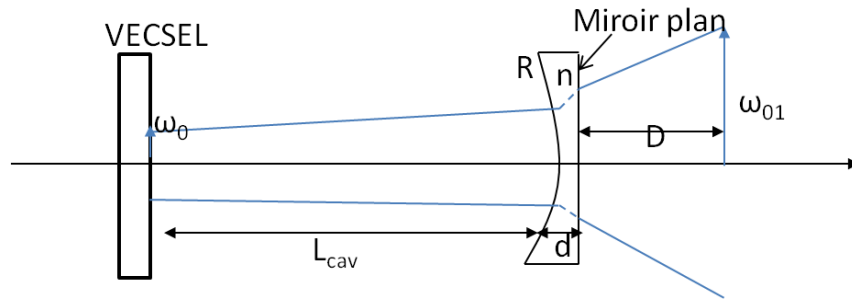


Figure-A- 13: propagation du faisceau dans la cavité à travers les éléments de la cavité

Les matrices de transfert optiques du miroir plan (q_1) au faisceau externe sont données par :

$$\begin{pmatrix} t_1 & t_1 \\ t_3 & t_4 \end{pmatrix} = \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & D \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_A \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & n \end{pmatrix}}_B \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & \frac{d}{n} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_C \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{n-1}{nR} & \frac{1}{n} \end{pmatrix}}_D \underbrace{\begin{pmatrix} 1 & L_{cav} \\ 0 & 1 \end{pmatrix}}_E$$

A=Translation à ω_{01} .

B=Réfraction sur le miroir (miroir plan $R=\infty$)

C=Translation à travers le miroir de sortie

D=Réfraction sur le miroir de sortie de rayon de courbure R

E=translation du miroir de sortie vers la structure VECSEL

Le produit de ces matrices donne :

$$\begin{pmatrix} 1 + \frac{n-1}{nR} \cdot \left(\frac{d}{n} + D \cdot n\right) & L_{cav} + \left[1 + \frac{n-1}{nR} \cdot \left(\frac{d}{n} + D \cdot n\right)\right] + \frac{1}{n} \cdot \left(\frac{d}{n} + D \cdot n\right) \\ \frac{n-1}{nR} \cdot n & L_{cav} \cdot n \cdot \left(\frac{n-1}{nR}\right) + 1 \end{pmatrix}$$

Dans notre cas : $d \sim 0.75$ cm, $D \sim 5.5$ cm, $L_{cav} \sim 33$ mm, $R_{OC} = 38$ mm et $n = 1.5$

La matrice finale T est de la forme :

$$T = \begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1.76 & 0.116 \\ 13.15 & 1.44 \end{pmatrix}$$

Donc ω_0 se calcul de la façon suivante :

- q_2 est le rayon de courbure complexe au niveau du chopper est donné par la formule A- 34:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad \text{A- 34}$$

- q_1 le rayon de courbure complexe au niveau du VECSEL et peut s'écrire :

$$q_1 = \frac{B - Dq_2}{q_2C - A} \quad \text{A- 35}$$

Le VECSEL est considéré comme un miroir ayant un rayon de courbure = ∞ . Donc, l'équation A- 35 peut s'écrire aussi

$$q_1 = \frac{-i\pi\omega_0^2}{\lambda} \quad \text{A- 36}$$

Puisque q_2 est calculé au waist, nous pouvons écrire aussi :

$$q_2 = \frac{1}{R} - \frac{i\pi\omega_{01}^2}{\lambda} \quad \text{A- 37}$$

R est le rayon de courbure du front d'onde.

Pour trouver ω_0 , nous avons remplacé la partie imaginaire de l'équation A- 37 dans A- 35. Après l'identification de A- 35 avec A- 36, nous avons obtenus la valeur de ω_0 .

.

Annexe 10 : Effet de lentille thermique

Lors du pompage de la surface du laser, et lorsque le refroidissement n'est pas homogène sur toute la surface pompée, la distribution de la température sur le laser sera radiale (elle est maximale au centre et elle diminue progressivement sur les bords). Il y aura donc une création d'un gradient d'indices qui représente une lentille de focalisation, c'est l'effet de lentille thermique **[1]**.

Référence annexe :

[1] T.P.Lee, *current trends in vertical cavity surface emitting lasers-volume 3*, world scientific ed., 1995.

Annexe 11 : utilisation des accéléromètres pour la mesure de la variation de la vitesse du bruit en fonction du temps

Nous avons placé trois accéléromètres sur la table optique. Chaque accéléromètre correspond à un axe optique (x, y ou z) pour mesurer l'accélération linéaire sur chacun de ces axes. Nous avons mesuré l'accélération linéaire sur deux tables. La première table nommée table numéro 1, est la nôtre. C'est celle que nous avons utilisée pour déposer le banc de manipulation dessus. Elle est représentée à la Figure-A-14.



Figure-A- 14: Table numéro 1. Elle est posée sur une planche en bois et les pieds sont posés sur le faux plancher

La deuxième table nommée table numéro 2, est utilisée par d'autres personnes au laboratoire. Elle est représentée à la Figure-A-15.

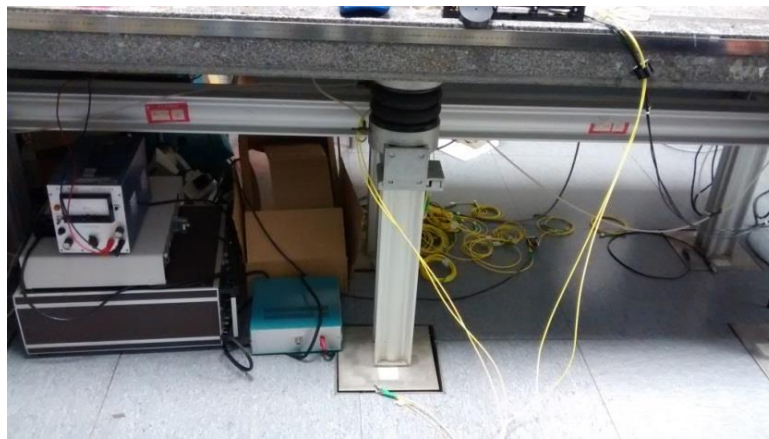


Figure-A- 15: Table numéro 2. Elle est posée au sol sur des plots anti vibrations

Nous avons réalisé les mesures sur les deux tables pour comparer l'influence des plots anti vibration sur le bruit transmis vers la table optique. Nous allons présenter les résultats des tests des accéléromètres en z et en x.

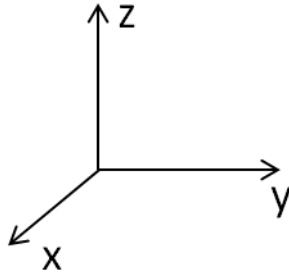


Figure-A- 16: Repère choisi pour poser les accéléromètres

Résultats des test pour les accéléromètres mesurant l'accélération dans la direction z :

Dans ce qui suit nous allons présenter une comparaison entre les transformées de fourier des courbes d'accélération obtenues pour les deux tables dans de différentes conditions.

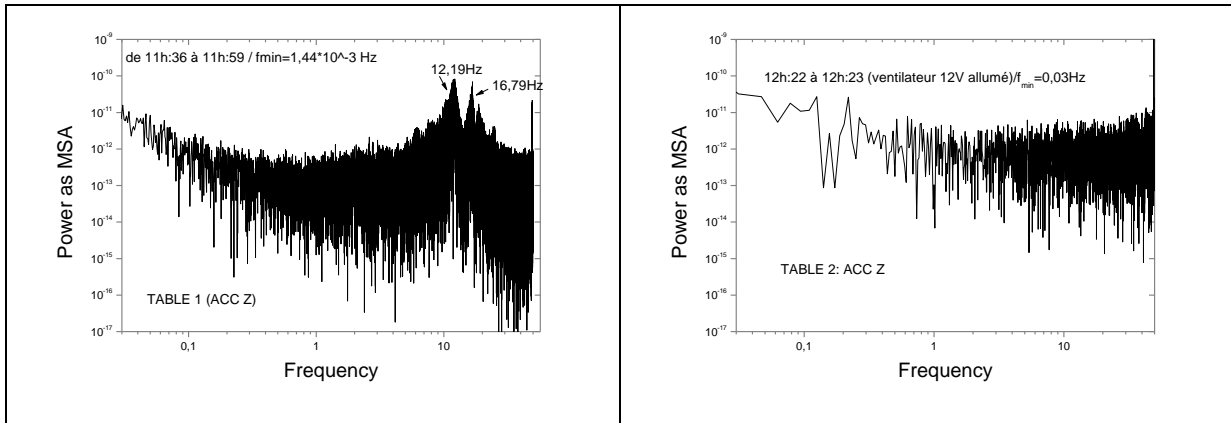
Bruit des personnes :

Table 1				Table 2			
Sources de bruit	allumé	éteint		Sources de bruit	allumé	éteint	
- climatisation	x			- climatisation	x		
-alimentations et appareils électriques		x		-alimentations et appareils électriques	x		
-ventilateur (12V) du VECSEL (caloduc)		x		-ventilateur (12V) du VECSEL (caloduc)			x
-bruit des personnes(les pas, les porte, les pieds, la voix)	x			-bruit des personnes(les pas, les porte, les pieds, la voix)	x		

<p>TABLE 1: (ACC Z)</p>	<p>TABLE 2 ACC Z</p>
-------------------------	----------------------

Ventilateur des lasers de pompage:

Table 1				Table 2			
Sources de bruit	allumé	éteint		Sources de bruit	allumé	éteint	
- climatisation	x			- climatisation	x		
-alimentations et appareils électriques	x			-alimentations et appareils électriques	x		
-ventilateur (12V) du VECSEL (caloduc)	x			-ventilateur (12V) du VECSEL (caloduc)			x
-bruit des personnes(les pas, les porte, les pieds, la voix)			x	-bruit des personnes(les pas, les porte, les pieds, la voix)			x



Pour limiter le pic existant autour de 16 Hz en z observé sur les spectres obtenus avec la table 1 nous avons posé cette table sur des plots pour la limitation des vibrations.

Résultats des test pour les accéléromètres mesurant l'accélération dans la direction x :

Nous allons présenter aussi les transformées de Fourier sur les deux tables optiques dans de différentes conditions.

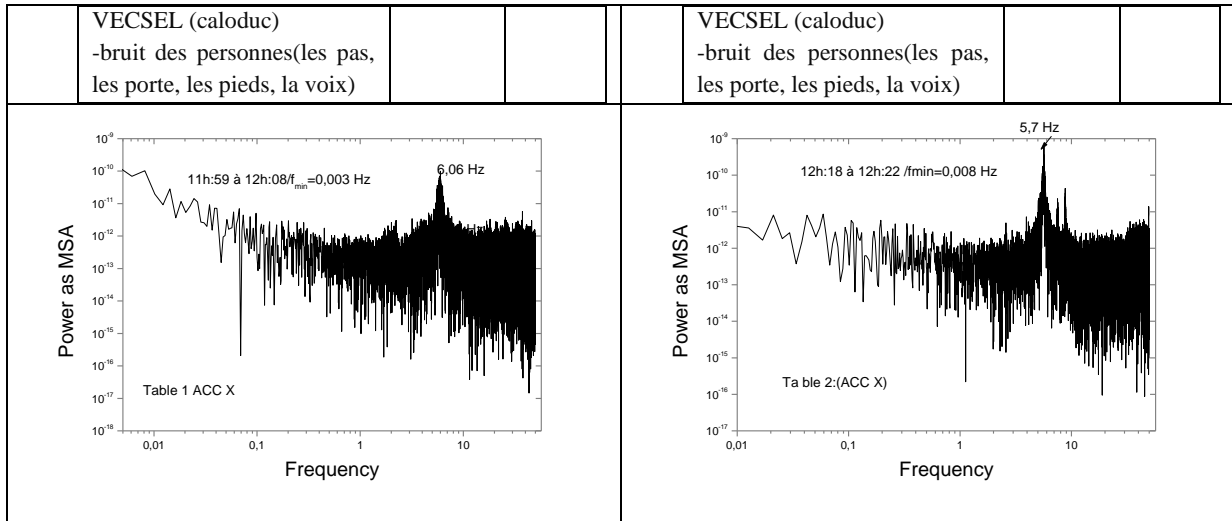
Ventilateur des lasers de pompage:

Table 1				Table 2			
Sources de bruit		allumé	éteint	Sources de bruit		allumé	éteint
- climatisation		X		- climatisation		X	
-alimentations et appareils électriques		X		-alimentations et appareils électriques		X	
-ventilateur (12V) du VECSEL (caloduc)		X	X	-ventilateur (12V) du VECSEL (caloduc)		X	X
-bruit des personnes(les pas, les porte, les pieds, la voix)				-bruit des personnes(les pas, les porte, les pieds, la voix)			

--	--

Bruit des personnes :

Table 1				Table 2			
Sources de bruit		allumé	éteint	Sources de bruit		allumé	éteint
- climatisation		X	X	- climatisation		X	X
-alimentations et appareils électriques			X	-alimentations et appareils électriques			X
-ventilateur (12V) du		X		-ventilateur (12V) du		X	



Les vibrations ne sont pas transmises par la table 1 dans la direction x. Par contre, dans cette direction un pic existe toujours autour de 6 Hz dans les deux cas. Ce pic correspond à la résonance mécanique de la table.

