

THESE DE DOCTORAT DE

L'UNIVERSITE DE RENNES 1
COMUE UNIVERSITE BRETAGNE LOIRE

ECOLE DOCTORALE N° 596
Matière Molécules et Matériaux
Spécialité : Photonique

Par

Alexandre JOLY

**« Optimisation du transfert du spin électronique à la polarisation
d'un laser semi-conducteur à émission par la surface »**

Thèse présentée et soutenue à Thales Research & Technology - Palaiseau, le 17 décembre 2018
Unité de recherche : Institut Foton
Thèse N° :

Rapporteurs avant soutenance :

Véronique BARDINAL Directeur de recherches
LAAS Toulouse
Pascal SZRIFTGISER Directeur de recherches
Université de Lille

Composition du Jury :

Isabelle PHILIP	Directeur de recherches Université de Montpellier Président du jury
Véronique BARDINAL	Directeur de recherche LAAS Toulouse
Pascal SZRIFTGISER	Directeur de recherche Université de Lille
Éric LACOT	Professeur des universités Université Grenoble Alpes
Mehdi ALOUINI	Professeur des universités Université de Rennes 1 Directeur de thèse
Ghaya BAILI	Ingénieur de recherche Thales Research & Technology Co-directeur de thèse
Jean-Marie GEORGE	Directeur de recherche UMR CNRS-Thales Palaiseau Invité

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	11
 CHAPITRE I : DISPOSITIFS OPTOELECTRONIQUES INJECTES EN SPIN	17
I. INTRODUCTION	17
II. INJECTION DE SPIN DANS UN SEMI-CONDUCTEUR	18
II.1. Structure de bandes d'un matériau SC	18
II.2. Règles de sélection quantique.....	21
II.3. Efficacité d'injection de spin.....	23
III. SPIN-LED ET SPIN-LASER A POMPAGE ELECTRIQUE	26
III.1. Injecteur ferromagnétique.....	26
III.2. Spin-LED : technologie et état de l'art	30
III.3. Spin-laser : technologie et état de l'art	33
IV. INJECTION DE SPIN PAR POMPAGE OPTIQUE.....	37
IV.1. Pompage optique pour l'injection de spin	37
IV.2. Spin-VCSEL à pompage optique : état de l'art.....	38
IV.3. Facteurs limitant l'injection de spin.....	40
V. MODELE DE SPIN FLIP	45
V.1. Présentation	45
V.2. Dynamique	49
V.3. Réduction de seuil	51
V.4. Limitations.....	51
VI. CONCLUSION	52

CHAPITRE II: INJECTION DE SPIN DANS UN VECSEL PAR POMPAGE ELECTRIQUE	53
I. INTRODUCTION.....	53
II. INJECTEUR FERROMAGNETIQUE ET STRUCTURE SC	54
II.1. L'injecteur ferromagnétique.....	54
II.2. Contact électrique.....	58
II.3. La structure III-V.....	60
II.4. Processus de fabrication du spin-laser.....	62
II.5. Caractéristique du contact électrique.....	64
III. RESULTATS PRELIMINAIRES ET IDENTIFICATION DES LIMITATIONS.....	66
III.1. Fabrication du spin-VECSEL.....	66
III.2. Caractérisation spectrale	67
III.3. Caractérisation électrique.....	69
IV. AMELIORATION DE LA STRUCTURE SC ET RESULTATS EXPERIMENTAUX	72
IV.1. Nouvelle structure III-V	72
IV.2. Caractérisation spectrale après dépôt du ferromagnétique	74
IV.3. Gravure et lithographie.....	75
IV.4. Contact électrique.....	78
IV.5. Caractérisation spectrale après lithographie	78
IV.6. Caractérisation électrique	79
V. MODIFICATION DE LA TECHNIQUE DE LITHOGRAPHIE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX.....	81
V.1. Amélioration du procédé de lithographie.....	81
V.2. Caractérisation spectrale après dépôt du ferromagnétique.....	84
V.3. Caractérisation spectrale après lithographie	84
V.4. Caractérisation électrique	85
V.5. Caractérisation optique.....	86
VI. CONCLUSION.....	90

CHAPITRE III : ANALYSE DE L'IMPACT DE LA BIREFRINGENCE LINEAIRE DE PHASE SUR LES ETATS PROPRES D'UN SPIN-LASER.....	91
I. INTRODUCTION	91
II. DESCRIPTION DU MODELE VECTORIEL	92
II.1. Identification des paramètres du modèle.....	92
II.2. Description du formalisme	92
II.3. Étude des cas particuliers	96
II.4. Résumé	103
III. COMPENSATION DE LA BIREFRINGENCE LINEAIRE DE PHASE.....	105
III.1. État de l'art	106
III.2. Description du montage expérimental.....	108
III.3. Compensation de la biréfringence linéaire de phase	114
IV. ROLE DE LA CONSTANTE DE COUPLAGE NON-LINEAIRE	120
IV.1. Les deux états propres oscillent : $ID \neq 0$ et $IG \neq 0$	121
IV.2. Seule la polarisation circulaire droite oscille : $ID \neq 0$ et $IG = 0$	122
IV.3. Seule la polarisation circulaire gauche oscille : $ID = 0$ et $IL \neq 0$	122
IV.4. Résumé	122
V. INJECTION DE SPIN.....	124
VI. CONCLUSION	127
 CHAPITRE IV : ANALYSE DE L'IMPACT DU DICHROÏSME LINEAIRE DE GAIN SUR LES ETATS PROPRES D'UN SPIN-LASER.....	 129
I. INTRODUCTION	129
II. ÉTUDE DU DICHROÏSME LINEAIRE DE GAIN	131
II.1. Impact sur la polarisation du laser.....	131
II.2. Mesure du dichroïsme linéaire de gain.....	134
III. DESCRIPTION DU MODELE VECTORIEL A TROIS PARAMETRES	138
III.1. Utilisation du formalisme de Jones	138
III.2. Etude des cas particuliers.....	141

IV. VALIDATION EXPERIMENTALE DU MODELE.....	147
V. INJECTION DE SPIN	150
V.1. Réduction du seuil	150
V.2. Modification de l'état propre de polarisation.....	151
VI. CONCLUSION.....	154

CHAPITRE V : AMELIORATION DE L'INJECTION DE SPIN DANS UN VECSEL PAR POMPAGE RESONANT.....155

I. INTRODUCTION.....	155
II. DESCRIPTION DU POMPAGE RESONANT	157
II.1. Rappels sur le pompage non-résonant	157
II.2. Principe du pompage résonant.....	158
II.3. Architecture de pompage double.....	159
II.4. Particularité du pompage hors-axe	160
II.5. Équations d'évolution	162
III. APPORTS DU POMPAGE RESONANT POLARISE	165
III.1. Mise en œuvre expérimentale	165
III.2. Influence du pompage résonant sur la puissance du laser	166
III.3. Influence du pompage résonant sur l'injection de spin	167
III.4. Réduction du seuil laser.....	171
III.5. Points d'amélioration	173
IV. CONCLUSION.....	174

CONCLUSION GENERALE.....175

TABLE DES NOTATIONS

Principales notations :

λ : Longueur d'onde du laser

$\sigma^{\pm}$: Polarisation circulaire droite ou gauche

γ : Biréfringence de phase linéaire

ΔG_{lin} : Dichroïsme de gain linéaire

ΔG_{lin}^{norm} : Dichroïsme de gain linéaire normalisé

ΔG_{circ} : Dichroïsme de gain circulaire

$\vec{E}$: Champ électrique

$\Delta\nu$: Différence de fréquences entre le mode oscillant TE et le mode non-oscillant TM

Principales abréviations :

VCSEL : Vertical Cavity Surface Emitting Laser

VECSEL : Vertical External Cavity Surface Emitting Laser

LED : Light Emitting Diode

F : Ferromagnétique

TE / TM : Transverse électrique / Transverse magnétique

PM : Maintien de polarisation

Lin / CD / CG : Polarisation linéaire / circulaire droite / circulaire gauche

SC : Semi-conducteur

FTIR : Fourier Transform InfraRed

DBR : Distributed Bragg Reflector

Matériaux :

GaAs : Arséniure de Gallium

InP : Phosphure d'Indium

MgO : Oxyde de Magnésium

CoFeB : Bromure de Cobalt Fer

Ta : Tantale

INTRODUCTION GENERALE

La spintronique est un domaine de la physique exploitant à la fois les propriétés électriques et magnétiques des électrons. En effet, contrairement à l'électronique qui considère uniquement la charge de l'électron dans un champ électrique, la spintronique repose sur la manipulation de son spin. Ces dernières dizaines d'années, plusieurs briques technologiques sont d'ailleurs nées de ce domaine. Par exemple, l'enregistrement magnétique utilise l'aimantation des matériaux ferromagnétiques (F) pour le stockage de l'information. Dans les années 80, le développement des nanotechnologies, et plus particulièrement la maîtrise des dépôts métalliques de fines épaisseurs (couches de quelques nanomètres) ont permis de mettre au point des matériaux exploitant les propriétés de spin de l'électron. Ces technologies sont notamment à l'origine de la découverte de la magnétorésistance géante (GMR) dans des couches monocristallines par A. Fert et P. Grunberg en 1988. Ces travaux ont ensuite ouvert la voie à de nouveaux champs de recherche tels que le contrôle efficace du déplacement des électrons en agissant sur leur spin via le contrôle de l'orientation de l'aimantation [1]. Le développement de nouvelles technologies basées sur le spin de l'électron s'est alors accéléré. Dans le cas des matériaux ferromagnétiques associés aux matériaux métalliques ou isolants, des applications remarquables connues dans le domaine de l'enregistrement magnétique (tête de lecture) et des mémoires non volatiles (MRAM) ont vu le jour. Le domaine de l'électronique de spin s'est également développé autour d'autres applications telles que la magnétorésistance tunnel [2][3][4], le renversement d'aimantation par transfert de spin [5][6], les oscillateurs GHz à transfert de spin [7], le transport de spin dans des structures latérales métalliques [8], semi-conductrices [9] et organiques [10].

De nombreuses applications innovantes sont encore à l'étude. En particulier, les communications rapides par codage du spin [11] pourraient représenter une nouvelle rupture technologique dans le domaine des communications optiques, dans un contexte où la montée en débit et la miniaturisation des composants sont des axes de développement prioritaires. La cryptographie quantique avec la synthèse de Qbits et de nouvelles fonctions de traitement logique de l'information n'en sont que d'autres exemples.

Malgré tous les avantages que peut offrir la spintronique, son intégration à plus grande échelle est souvent limitée par les phénomènes de relaxation du spin. En particulier, le transport de l'information en spin sur de longues distances (supérieures à la centaine de micromètres) représente un véritable « challenge ». En effet, des processus de décohérence du spin opèrent dans les matériaux d'intérêt (métaux, graphène...) et limitent la distance de transport de l'information de spin entre deux composants.

En parallèle, l'électronique de spin dans des matériaux à semi-conducteur (SC) a progressé de manière similaire et a connu un certain nombre d'avancées majeures durant ces dix dernières années. Une des applications directes de l'électronique de spin dans un semi-conducteur est le transport de l'information en spin sur de longues distances. En effet, il devient possible de transférer le spin de l'électron d'un matériau ferromagnétique vers la polarisation d'un faisceau lumineux [12]. En particulier, l'injection d'électrons polarisés en spin dans un semi-conducteur à gap direct induit l'émission de photons possédant une polarisation circulaire. Plus précisément, il est possible de transposer l'information sur l'orientation du spin électronique (« up » ou « down ») en une information sur l'état de la polarisation optique (circulaire gauche ou droite). Dans ce cas, l'information en spin se retrouve donc codée sur la polarisation du faisceau lumineux. En faisant l'hypothèse que le faisceau lumineux est généré par un laser, nous pouvons donc imaginer transporter l'information en spin sur plusieurs kilomètres sans que celle-ci ne subisse d'altérations. Une illustration de la chaîne de transfert de l'information codée sur le spin de l'électron vers la polarisation de la lumière est présentée en Figure 1. Un système optoélectronique actif (ou source optique cohérente) est placé à côté d'un dispositif codant l'information sur le spin des électrons que nous souhaitons transmettre à une autre unité de calcul. La conversion spin $\rightarrow$ polarisation lumineuse se produit alors grâce à cette source de photons. À l'autre bout, un détecteur sensible à la polarisation de la lumière permet de reconverter la polarisation en information codée sur le spin. Le deuxième dispositif utilisant le spin peut alors récupérer cette information codée et la transmettre à l'unité de calcul située à côté. Dans ce cas, les deux dispositifs en spin peuvent se trouver à plusieurs centimètres, mètres voire kilomètres l'un de l'autre. Dans cette chaîne, deux défis technologiques surviennent : les développements (i) d'une source laser dans laquelle la polarisation optique est contrôlée par le spin électronique injecté et (ii) d'un détecteur de spin convertissant l'information codée en degré de polarisation optique en information codée en spin électronique.

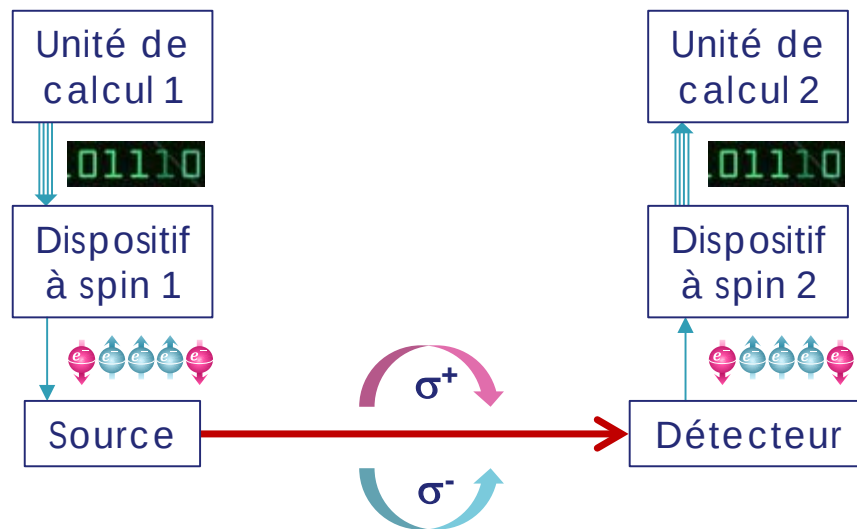


Figure 1 : Illustration d'une chaîne de transport du spin par voie optique. $\sigma^{+(-)}$ représente la polarisation de la lumière en sortie de la source lumineuse, circulaire droite (gauche respectivement)

Historiquement, les premières études portant sur la conversion du spin électronique vers une polarisation optique ont été réalisées sur des structures de type diode électroluminescente (LED pour « Light Emitting Diode » en anglais), appelées spin-LED. En particulier, le développement de ces spin-LEDs a été motivé par la possibilité de les utiliser comme « détecteur » et « mesureur » du spin électronique grâce aux règles de sélection quantiques qui imposent une relation entre le spin de l'électron et la polarisation de la lumière émise lors de la transition électronique.

Cependant, un tel dispositif serait compétitif par rapport aux systèmes actuels lorsque ses performances sont supérieures pour une utilisation à température ambiante. En particulier, cette source devra être cohérente, posséder un état de polarisation dépendant de l'injection des porteurs polarisés en spin, fonctionner sans champ magnétique extérieur et à température ambiante. La Figure 2 présente schématiquement le composant idéal que nous souhaitons obtenir.

Avant de développer ce composant, plusieurs concepts doivent d'abord être validés indépendamment. Cette thèse a donc pour objectif d'initier le processus de fabrication d'une structure répondant aux contraintes rappelées en Figure 2 et de comprendre les paramètres physiques favorisant ou limitant les effets d'injection de spin dans un laser à semi-conducteur.

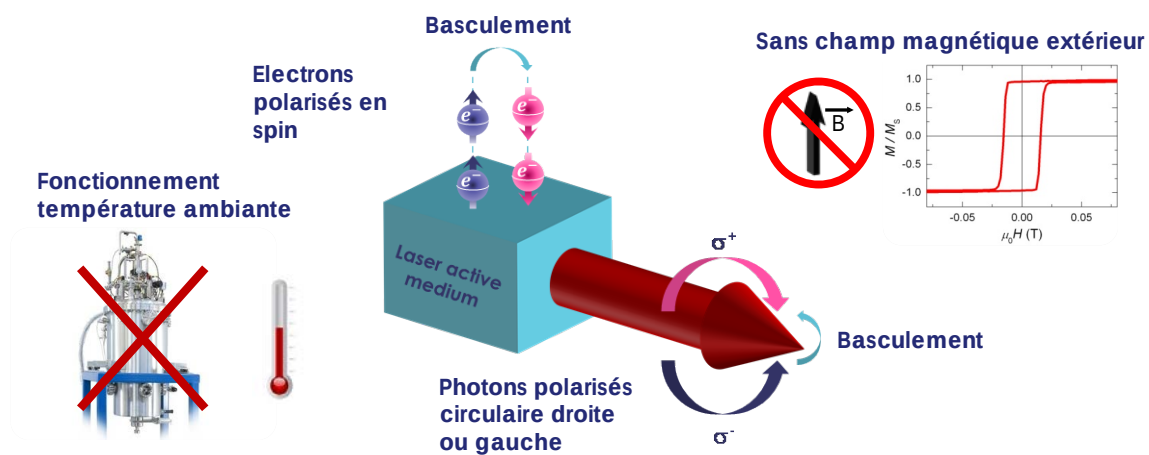


Figure 2 : Schéma de principe d'un laser injecté en spin. $\sigma^{+(-)}$ représente la polarisation de la lumière en sortie de la source lumineuse, circulaire droite (gauche respectivement)

Dans un premier chapitre, nous présenterons les principes fondamentaux de l'injection de spin dans un laser à semi-conducteur. Puis nous présenterons l'état de l'art des lasers injectés en spin optiquement ou électriquement. Enfin, nous détaillerons le modèle théorique décrivant le comportement d'un laser injecté en spin et utilisé par la communauté scientifique depuis plusieurs années.

Dans un second chapitre, nous étudierons le concept d'injection de spin par pompage électrique. Une étude d'un injecteur ferromagnétique permettant l'injection de porteurs polarisés en spin dans le semi-conducteur est présentée. Puis, nous réaliserons plusieurs séries de lasers injectés électriquement en spin et nous analyserons les phases clés du développement de l'injecteur à travers plusieurs caractérisations électriques et optiques.

Dans un troisième chapitre, nous introduirons un modèle vectoriel décrivant les états de polarisation d'un laser injecté en spin. Il prendra en compte la présence d'une anisotropie linéaire résiduelle de la structure connue de la littérature. Nous pourrions ainsi étudier son influence sur le comportement du laser. Puis, nous tenterons de réduire cette anisotropie expérimentalement dans un laser en cavité externe et nous comparerons ces résultats expérimentaux au modèle précédemment introduit. Nous montrerons enfin la validité du modèle et nous mettrons en évidence l'apparition d'un deuxième paramètre limitant.

Dans un quatrième chapitre, nous modifierons le modèle vectoriel afin qu'il prenne en compte ce nouveau paramètre. Nous tenterons de le réduire expérimentalement, en plus du précédent, et nous montrerons la validité de cette nouvelle version du modèle sur

l'ensemble du domaine étudié. Nous présenterons finalement l'évolution de l'état de polarisation du laser lorsque ce dernier est injecté en spin par pompage optique.

Dans un cinquième chapitre, nous étudierons la possibilité d'améliorer l'injection de spin directement dans le milieu à gain du laser. Nous montrerons une amélioration des effets d'injection lorsque les électrons polarisés en spin sont injectés directement au minimum de la bande de conduction par un deuxième pompage optique.

CHAPITRE I : DISPOSITIFS OPTOELECTRONIQUES INJECTES EN SPIN

I. Introduction

L'objectif de ce chapitre est de décrire le fonctionnement des sources optoélectroniques injectées en spin et de présenter l'état de l'art mondial correspondant.

Dans un premier temps, nous rappellerons la description de la structure de bande d'un composant optoélectronique à semi-conducteur (SC) actif. Par la suite, nous introduirons les règles de sélection quantique qui décrivent les probabilités de recombinaison d'une paire électron/trou quand cette dernière est polarisée en spin. Nous présenterons ensuite l'état de l'art des spin-LEDs.

Dans un second temps, nous introduirons les lasers à SC injectés en spin, ou spin-lasers, puis nous les comparerons aux spin-LEDs. Nous présenterons enfin l'état de l'art des spin-lasers, tout en portant une attention particulière aux modèles existants décrivant leur fonctionnement.

II. Injection de spin dans un semi-conducteur

Tout d'abord, commençons par rappeler le fonctionnement d'une LED ou d'un laser à SC. Ce sont des dispositifs optoélectroniques dont le milieu actif est un SC émettant un rayonnement lumineux lorsqu'ils sont parcourus par un courant électrique. Dans ces derniers, les électrons de haute énergie et les trous peuvent se recombiner de façon radiative ou non-radiative. Dans cette thèse, seuls les aspects radiatifs seront traités. Dans le premier cas, l'énergie E libérée par la recombinaison de la paire électron/trou donne naissance à un photon d'énergie équivalente et de fréquence ν telle que $E = h \cdot \nu$, où h est la constante de Planck. Deux processus de désexcitation radiative sont possibles : l'émission spontanée ou l'émission stimulée. Dans le premier cas, le photon créé est émis avec un vecteur d'onde aléatoire, c'est-à-dire avec une direction et une phase aléatoire. Dans le second cas, le processus de désexcitation est déclenché par un photon incident ; le photon « jumeau » créé, émis dans la même direction, possède la même phase que le photon incident. En pratique, le processus radiatif opérant majoritairement dans une LED est l'émission spontanée. À l'inverse, dans un laser, la cavité du résonateur permet de favoriser l'émission stimulée.

Dans cette partie, nous nous intéresserons dans un premier temps au fonctionnement d'une LED. Puis, dans un second temps, nous rappellerons les règles de sélection quantique point clé des dispositifs optoélectronique à injection de spin.

II.1. Structure de bandes d'un matériau SC

Une LED est composée d'une hétérojonction à SC incluant une zone dopée N (excès d'électrons) et une zone dopée P (déficit d'électrons) séparées par une zone intrinsèque. Cette structure, appelée diode n-i-p, est représentée schématiquement en Figure 3. Lorsque la LED est alimentée électriquement, les processus de relaxation décrits précédemment s'opèrent dans la zone intrinsèque.

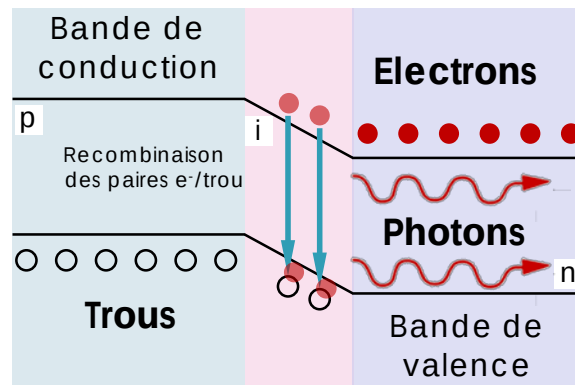


Figure 3 : Structure n-i-p d'une LED et illustration de la recombinaison de deux paires électron/trou favorisant la création d'un photon par émission spontanée

Intéressons-nous maintenant à la structure de bande d'un SC. Les états d'énergie des électrons et des trous sont répartis en bande d'énergie tels que représentés en Figure 4. Ces bandes sont soit accessibles (bande de conduction notée BC ou bande de valence notée BV) soit inaccessibles (bande interdite). Dans la suite de ce chapitre, nous considérerons que le vecteur d'onde est nul (soit lorsque $\|\vec{k}\| = 0$). De même, nous ne considérerons que les processus de relaxation radiatifs des paires électron/trou ; nous garderons cependant en tête que des processus de relaxation non-radiatifs se produisent aussi, conduisant un électron de la bande de conduction à rejoindre la bande de valence sans émission de photon. Dans la suite de cette thèse, nous nous intéresserons uniquement aux matériaux SC à gap direct, c'est-à-dire lorsque le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont alignés. Nous nous intéresserons plus particulièrement au cas de l'arséniure de gallium, noté *GaAs*, et du phosphore d'indium, noté *InP*. Ces deux derniers sont en effet très utilisés dans la conception des sources laser ou des détecteurs. La fabrication et l'ingénierie de ces matériaux permettent notamment d'atteindre les longueurs d'onde pour les transmissions courtes distances (750-980 nm) avec le *GaAs* ou encore les longueurs télécoms (1,3 μm et 1,5 μm) avec l'*InP*. Une représentation schématique de la structure de bande d'énergie du *GaAs* est donnée en exemple en Figure 4.

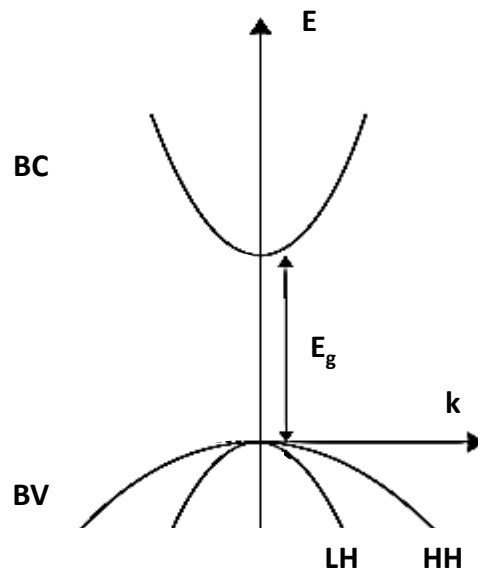


Figure 4 : Structure de bandes d'énergie du GaAs. Notations : BC : Bande de conduction, BV : Bande de valence, LH (HH) : Sous-bande des trous légers (lourds respectivement), E : Energie, k : vecteur d'onde et E_g : Energie du gap ou bande interdite

Notons que, dans un SC intrinsèque, deux sous-bandes forment la bande de valence : la sous-bande des trous lourds (HH) et celle des trous légers (LH). Elles sont confondues lorsque $\|\vec{k}\| = 0$ mais possèdent des courbures différentes. Chaque bande ou sous-bande d'énergie est associée à un moment angulaire, noté J , dont la valeur est répertoriée dans le Tableau 1 [1]. De même, leur projection sur l'axe de quantification, noté m_j , est rapportée dans ce tableau.

Tableau 1 : Moment angulaire des électrons pour la BC et la BV

Bande	J	m_j
Conduction	$\frac{1}{2}$	$\pm \frac{1}{2}$
Valence	Trous lourds $\frac{3}{2}$	$\pm \frac{3}{2}$
	Trous légers $\frac{3}{2}$	$\pm \frac{1}{2}$

De même, lorsque nous considérons les photons issus de la recombinaison des paires électron/trou décrites précédemment, la projection du moment angulaire m_j vaut ± 1 . Nous noterons qu'un photon possédant un moment angulaire $m_j = +1$ (-1) possède une polarisation circulaire droite σ^+ (gauche σ^- , respectivement). Cette convention est rappelée par le tableau suivant.

Tableau 2 : Moment angulaire des photons

m_j	<i>Polarisation photon</i>
+1	<i>Droite</i>
-1	<i>Gauche</i>

II.2. Règles de sélection quantique

La conservation de l'énergie implique que le rayonnement issu d'une transition radiative entre 2 niveaux d'énergies E_2 et E_1 par émission d'un photon satisfasse la relation $E = E_2 - E_1$. De manière similaire, la conservation du moment angulaire, dictée par le théorème de Wigner-Eckart [14], implique des règles de sélection particulières. En effet, les moments angulaires des paires électron/trous et des photons générés doivent satisfaire la relation suivante :

$$\Delta m_j = m_j^{(i)} - m_j^{(f)} = \pm 1 \quad I.1.$$

Où $m_j^{(i)}$, $m_j^{(f)}$ représentent les moments angulaires m_j des états initiaux et finaux respectivement. Ainsi, la conservation du moment angulaire pour les transitions radiatives $m_j = \pm 1$ impose la génération de photons polarisés circulairement $\sigma^\mp$. Ainsi, la relaxation d'un électron possédant un spin « up » (« down ») vers la sous-bande des trous lourds se fera par émission d'un photon de polarisation circulaire gauche (droite). Inversement la relaxation vers la sous-bande des trous légers se fera par émission d'un photon de polarisation circulaire droite (gauche). Ces règles de sélection quantique sont entièrement décrites dans la référence [15]. Notons que ces règles de sélection ne sont valables que lorsque $\|\vec{k}\| = 0$. Elles sont aussi rappelées succinctement dans le Tableau 3,

les flèches $\uparrow$ et $\downarrow$ représentant respectivement l'orientation « Up » et « Down » (cf. Figure 5).

Tableau 3: Probabilité de transitions inter-bande

<i>Transition inter-bande</i>	m_j^{initial}	m_j^{final}	$\Delta m_j = m_j^{\text{initial}} - m_j^{\text{final}}$	<i>Polarisation du photon</i>	<i>Probabilité (u.a.)</i>
$CB\uparrow \rightarrow HH\uparrow$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{3}{2}$	-1	σ^+	$3 \cdot P$
$CB\uparrow \rightarrow LH\downarrow$	$+\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	+1	σ^-	P
$CB\downarrow \rightarrow LH\uparrow$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{2}$	-1	σ^+	P
$CB\downarrow \rightarrow HH\downarrow$	$-\frac{1}{2}$	$-\frac{3}{2}$	+1	σ^-	$3 \cdot P$

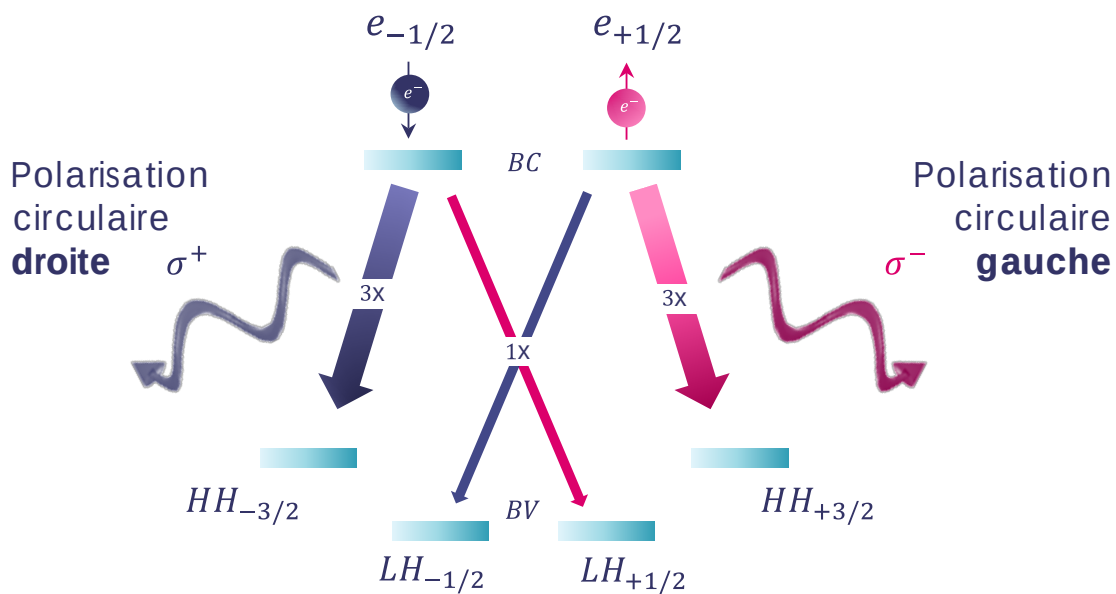


Figure 5 : Schéma résumant les règles de sélection quantique. Notations : $\sigma^{+(-)}$: polarisation de la lumière en sortie de la source lumineuse, circulaire droite (gauche respectivement), LH (HH) : sous-bande des trous légers (lourd respectivement), $e_{1/2}$ ($e_{-1/2}$) : électron de spin « up » (« down » respectivement). Les chiffres sur les flèches correspondent aux probabilités de désexcitation de l'électron de la bande de conduction vers la bande de valence (comparé à la transition $CB\uparrow \rightarrow LH\downarrow$)

Chacune de ces transitions est liée à une probabilité. La désexcitation des électrons de la bande de conduction vers la sous-bande des trous lourds est trois fois plus probable que celle vers les trous légers [1]. Le Tableau 3 résume les probabilités de chacune des transitions d'un électron de la BC vers la BV. La probabilité de relaxation d'un électron de spin « up » dans la BC vers la sous-bande LH avec un spin « down » est prise comme probabilité de référence et est notée P.

II.3. Efficacité d'injection de spin

La polarisation des photons émis lors de la recombinaison des paires électrons/trous est donc définie par ces règles de sélection quantique. Afin d'évaluer l'efficacité d'injection de spin, nous définissons le pourcentage de photons émis polarisés circulairement. Le degré de polarisation circulaire P_{circ} est alors donné par :

$$P_{\text{circ}} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} \quad I.2.$$

où $I(\sigma^+)$ et $I(\sigma^-)$ sont les intensités des polarisations circulaires droites et gauches respectivement.

Le degré de polarisation P_{circ} est relié au degré de polarisation en spin des électrons P_s par une fonction dépendant de la structure du SC considérée. Le degré de polarisation P_s est donné par :

$$P_s = \frac{n \uparrow - n \downarrow}{n \uparrow + n \downarrow} \quad I.3.$$

Où $n \uparrow$ et $n \downarrow$ représentent les densités d'électrons de spin « Up » et « Down » respectivement.

En reprenant les règles de sélection quantique dans un SC massif, dont les bandes HH et LH sont dégénérées, le degré de polarisation optique P_{circ} s'écrit alors :

$$\begin{aligned} P_{\text{circ}}^{\text{SC mass}} &= \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} = \frac{(3n \downarrow + n \uparrow) - (3n \uparrow + n \downarrow)}{(3n \downarrow + n \uparrow) + (3n \uparrow + n \downarrow)} = \frac{n \downarrow - n \uparrow}{2(n \uparrow - n \downarrow)} \\ &= -\frac{P_s}{2} \end{aligned} \quad I.4.$$

Le degré de polarisation $P_{\text{circ}}^{\text{SC mass}}$ est donc limité à la moitié du degré de polarisation en spin des porteurs P_s .

Dans le cas des milieux SC confinés, le confinement quantique permet d'augmenter ce degré de polarisation. En effet, dans ces milieux, la sous-bande HH est légèrement plus énergétique que la sous-bande LH. En conséquence, la sous-bande LH intervient moins et peut être ignorée dans la détermination du degré de polarisation optique. Cette hypothèse est par ailleurs renforcée par la différence de probabilités entre les transitions vers la sous-bande HH et celles vers la sous-bande LH (facteur 3). Ainsi, les transitions de relaxation des électrons de la BC à la BV peuvent être schématisées plus simplement par la figure suivante :

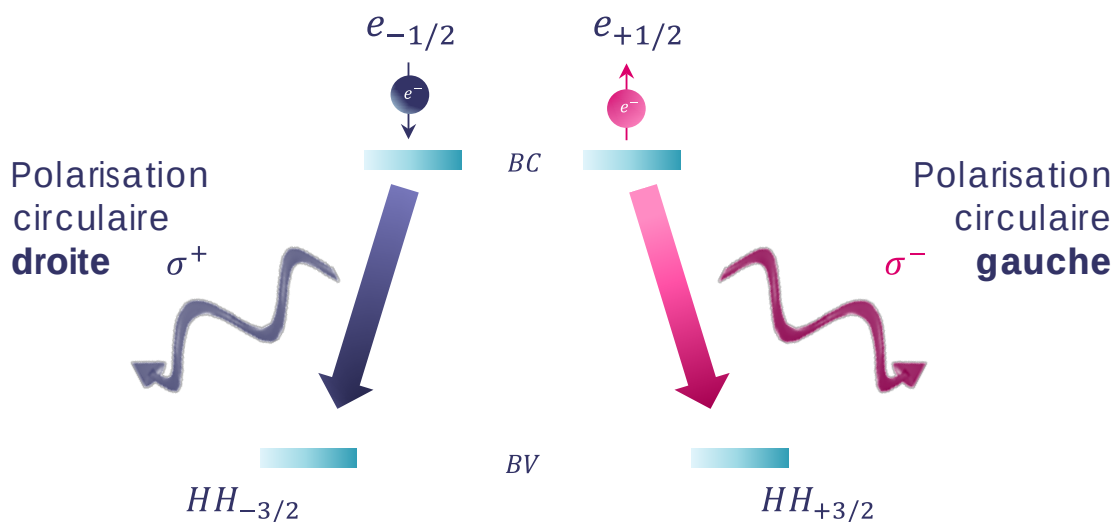


Figure 6 : Règles de sélection quantique dans un milieu confiné. Notations : $\sigma^{+(-)}$: polarisation de la lumière en sortie de la source lumineuse, circulaire droite (gauche respectivement), LH (HH) : sous-bande des trous légers (lourd respectivement), $e_{1/2}$ ($e_{-1/2}$) : électron de spin « up » (« down » respectivement). Les chiffres sur les flèches correspondent aux probabilités de désexcitation de l'électron de la bande de conduction vers la bande de valence (comparé à la transition $CB\uparrow \rightarrow LH\downarrow$)

Il devient donc possible théoriquement d'atteindre des degrés de polarisation optique proche de 100 % pour une polarisation en spin de 100 %. C'est pourquoi les dispositifs optoélectroniques actifs injectés en spin utilisent le plus souvent un milieu à gain SC à puits quantiques.

$$p_{\text{circ}}^{\text{SC conf}} = \frac{I(\sigma^+) - I(\sigma^-)}{I(\sigma^+) + I(\sigma^-)} \cong \frac{3n \downarrow - 3n \uparrow}{3n \downarrow + 3n \uparrow} = \frac{n \downarrow - n \uparrow}{n \downarrow + n \uparrow} = -P_s \quad I.5.$$

On note néanmoins que la polarisation en spin dans un milieu SC n'est pas totalement convertie en polarisation optique. En effet, il existe des processus de relaxation du spin électronique qui limite la durée de vie de ce dernier. Plusieurs mécanismes sont à l'origine de ces processus de relaxation : les mécanismes Elliot-Yafet [16][17], Dyakonov-Perel [18] ou Bir-Aronov-Pikus [19]. Ces processus de relaxation du spin sont à considérer dans les processus de recombinaison des paires électrons/trous. Ainsi, dans le cas où la durée de vie du spin τ_s est plus petite que le temps de recombinaison des porteurs τ , le degré de polarisation en spin électronique diminue. Dans ce cas et afin d'exprimer le degré de polarisation optique, il est nécessaire de prendre en compte un facteur de re-normalisation F^{norm} qui pondère le degré de polarisation en spin :

$$P_{\text{circ}} = F^{\text{norm}} \cdot P_s = \left(1 + \frac{\tau}{\tau_s}\right)^{-1} \cdot P_s \quad I.6.$$

Nous noterons toutefois que cette formule ne reste valable que dans le cas d'une LED. Lorsque nous considérons un laser, le phénomène d'amplification induit par la cavité rend cette expression invalide, comme nous le verrons plus tard.

III. Spin-LED et spin-laser à pompage électrique

III.1. Injecteur ferromagnétique

L'injection de porteurs polarisés en spin dans la bande de conduction peut être effectuée par pompage électrique. Pour cela, Aronov et Pikus ont prédit théoriquement en 1976 que les matériaux ferromagnétiques possédaient des propriétés intéressantes pour le transport du spin [20]. Ces matériaux s'aimantent sous l'effet d'un champ magnétique extérieur et conservent cette aimantation lorsque le matériau est soumis à une température inférieure à leur température de Curie T_c . De plus, lorsqu'un courant d'électrons non polarisés traverse une telle structure, le degré de polarisation en spin des électrons va être modifié. En effet, seuls les électrons dont le spin est orienté selon l'aimantation du champ magnétique extérieur vont traverser le matériau ferromagnétique. Ce dernier agit donc comme un polariseur de spin (cf. Figure 7).

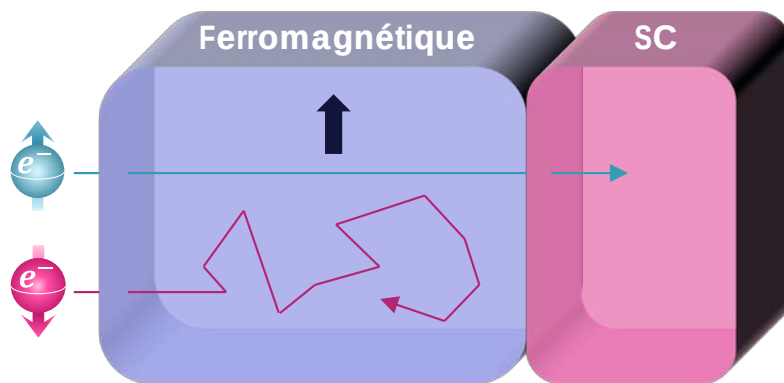


Figure 7 : Parcours d'un électron polarisé en spin (« up » en bleu et « down » en rose) traversant une couche ferromagnétique (la flèche noire correspond à l'orientation magnétique du ferromagnétique)

En 1999, une expérience d'injection d'électrons polarisés en spin d'un ferromagnétique (F) vers un SC a été réalisée [21][22]. Cependant, le taux de polarisation du spin électronique dans le semi-conducteur était extrêmement faible (inférieur au pourcent). En 2000, Schmidt et al. ont démontré que le transfert d'électrons polarisés en spin d'un matériau F vers un matériau SC était soumis à un désaccord d'impédance entre

les deux matériaux. Ce dernier s'explique par une relaxation du spin plus rapide au travers de l'élément F en comparaison de l'élément SC. Ceci pouvait donc expliquer la faible valeur du degré de polarisation du spin électronique rapportée dans l'expérience précédente [23]. En effet, le degré de polarisation en spin du courant de porteurs à l'interface F/SC P_s^b est donné par l'expression suivante [24] :

$$P_s^b = \frac{J^+ - J^-}{J} = \frac{\beta}{1 + \frac{r_{SC}}{r_F}} \quad I.7.$$

où J^+ , J^- et J représentent respectivement les densités de courant d'électrons ayant un spin « up », « down » et totale. r_{SC} et r_F sont les produits résistivité-surface du matériau SC et du matériau F respectivement. Le paramètre β représente le coefficient d'asymétrie du spin dans le matériau ferromagnétique. En effet, dans un ferromagnétique, des asymétries apparaissent et sont dues à la structure électronique intrinsèque du métal, aux défauts ou aux impuretés. Afin de quantifier ces asymétries, nous définissons le paramètre β à partir des résistivités ρ du matériau pour les deux orientations du spin (respectivement $\rho \uparrow$ pour le spin « up » et $\rho \downarrow$ pour le spin « down ») :

$$\beta = \frac{\rho \downarrow - \rho \uparrow}{\rho \uparrow + \rho \downarrow} \quad I.8.$$

Afin de donner des ordres de grandeur, nous considérerons les valeurs suivantes de r_{SC} et r_F à 300 K pour le GaAs et le Cobalt Fer (CoFe) [25] :

$$r_{SC}(\text{GaAs}) = 10^{12} \Omega \cdot \mu\text{m}^2 \gg r_F(\text{CoFe}) = 10^{-2} \Omega \cdot \mu\text{m}^2 \quad I.9.$$

Ainsi, P_s^b tend vers 0 provoquant une dépolarisation du courant de spin à l'interface F/SC, telle que le schématise la Figure 8 (courbe bleue). Ce phénomène peut être expliqué en considérant la théorie d'accumulation du spin aux interfaces [26][27]. Ainsi, en déposant le ferromagnétique directement en contact avec le matériau SC, il n'est pas possible d'injecter des porteurs polarisés en spin dans le milieu à gain SC.

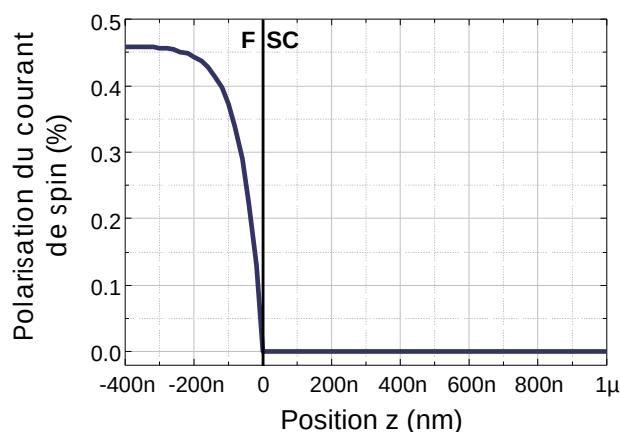


Figure 8 : Variation du courant de polarisation en spin en fonction de la position, comparée à l'interface F/SC. Extrait de la thèse de Julian Perio [28]. Notations : F : Ferromagnétique, SC : Semi-conducteur

Afin de résoudre ce problème, Fert et Jaffrès ont démontré qu'en ajoutant une interface entre le ferromagnétique et le SC (cf. Figure 9), dont le produit résistance-surface est donnée par r_b , il devient possible de limiter l'impact de cette désadaptation [29].

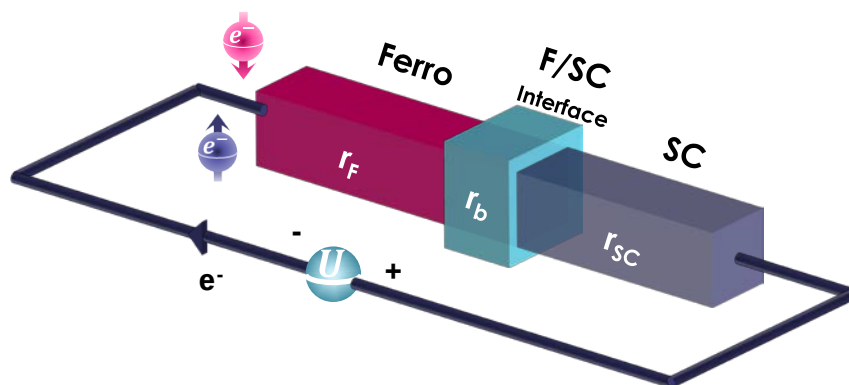


Figure 9 : Représentation schématique d'un injecteur F déposé sur un SC avec une résistance d'interface. Notations : r_b : Résistance d'interface, r_F : Résistance du matériau ferromagnétique, r_{SC} : Résistance du semi-conducteur

Dans ce cas, le degré de polarisation en spin à l'interface s'écrit [24] :

$$p_s^b = \frac{\beta \cdot r_F + \gamma \cdot r_b}{r_F + r_{SC} + r_b} \quad I.10.$$

où γ est le coefficient d'asymétrie du spin à l'interface F/SC.

La polarisation est donc maximale lorsque $r_b \gg \{r_F, r_{SC}\}$. Ainsi, le degré de polarisation en spin du courant tend vers une valeur donnée par le paramètre γ . Afin de respecter cette condition et pour obtenir une asymétrie en spin γ importante, deux types de structure peuvent être utilisés : une jonction tunnel ou une barrière Schottky. La première consiste à insérer une couche mince isolante entre le F et le SC [30]. Cette couche crée une barrière de potentielle à travers laquelle les électrons doivent passer par effet tunnel. La seconde consiste à doper fortement le SC sur une petite épaisseur et à déposer directement le ferromagnétique sur la partie dopée. Les électrons polarisés en spin sont injectés par effet tunnel à travers la barrière de potentiel créée. Des études complètes décrivant les avantages de chacune des deux barrières sont décrites dans les références [31][32]. Nous noterons que, contrairement à la jonction tunnel, la barrière Schottky nécessite davantage d'ingénierie des matériaux pour déterminer précisément les concentrations des dopants à utiliser.

Les travaux présentés dans le cadre de cette thèse s'appuient sur le savoir-faire de l'Unité Mixte de Recherches CNRS-Thales portant sur les matériaux ferromagnétiques utilisant une jonction tunnel. Ainsi, en considérant l'évolution de la polarisation du courant dans le F et le SC dans le cas où r_b n'est pas nul, nous constatons que l'information n'est pas complètement perdue à l'interface F/SC. En effet, grâce au respect de l'accord d'impédance entre les deux milieux, un faible pourcentage du courant polarisé est atteint dans le SC (cf. Figure 10).

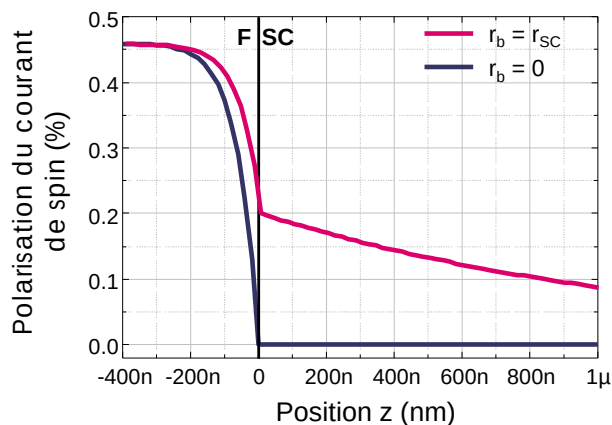


Figure 10 : Variation du degré de polarisation en spin du courant à l'interface F/SC avec r_b , courbe bleue : sans résistance d'interface, courbe rouge : avec une résistance d'interface égale à celle du SC ($r_{SC} = 4 \cdot 10^3 \Omega \cdot \mu m^2$, $\beta = 0,46$, $\gamma = 0,5$). Extrait de la thèse de Julian Perio [28].
Notations : r_b : Résistance d'interface, r_{SC} : Résistance du semi-conducteur

Ainsi, l'injecteur ferromagnétique, qui sera utilisé dans la suite, est constitué de deux couches distinctes : (i) le matériau ferromagnétique jouant le rôle de polariseur de spin et (ii) la barrière tunnel jouant le rôle « d'adaptateur d'impédance » entre le matériau F et le matériau SC et permettant de conserver au mieux la cohérence du spin à cette interface. Nous allons maintenant pouvoir étudier leurs caractéristiques dans une spin-LED.

III.2. Spin-LED : technologie et état de l'art

Une spin-LED pompée électriquement possède la structure d'une LED surmontée d'un injecteur de spin, utilisé pour polariser en spin les porteurs avant l'injection dans le milieu actif. Elle est schématisée ci-après :

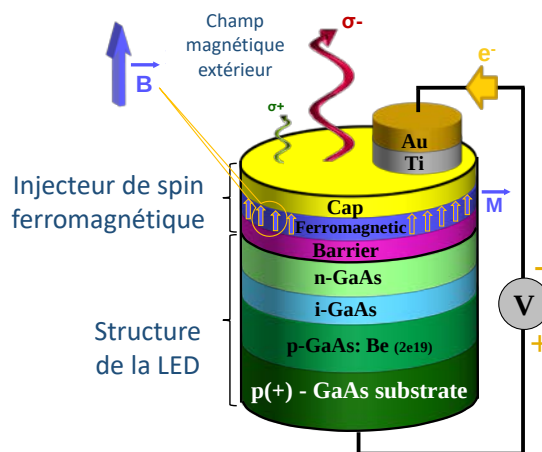


Figure 11 : Représentation schématique d'une spin-LED. Extrait de la thèse de J. Frougier [33]

Ici les électrons sont injectés dans la LED via l'injecteur ferromagnétique. Le ferromagnétique dont l'aimantation hors du plan est orientée vers le haut va sélectionner les électrons possédant un spin « up ». Ces derniers traverseront la barrière par effet tunnel et rejoindront la zone intrinsèque de la LED où opèreront les recombinaisons radiatives des paires électrons/trous.

Les deux premières démonstrations d'une spin-LED ont été obtenues par Fiederling et al. [34] et Ohno et al. [35] en 1999. Plusieurs autres résultats ont suivi. Pour commencer, Fiedreling et al. ont obtenu un degré de polarisation circulaire P_{circ} de 86 % à une température de 1,5 K en utilisant un SC magnétique dilué sur une LED en GaAs [34]. En parallèle, Ohno et al. ont obtenu un degré de polarisation de 8 % à 6 K avec un champ magnétique extérieur de 0,1 T dans une LED surmontée d'un semi-conducteur GaMnAs

dopée P. Plus tard, Hanbicki et al. ont quant-à-eux obtenu un degré de polarisation de 30 % à 240 K avec un champ magnétique de 5 T [31]. Jiang et al. ont démontré un degré de polarisation record de 47 % à 290 K en utilisant une jonction tunnel métallique en CoFe/MgO déposée sur une LED à puits quantiques en GaAs/AlGaAs avec un champ magnétique extérieur de 3 T [36]. Cette équipe a aussi montré la plus faible dépendance en température en obtenant un degré de polarisation en spin P_s de 70 % avec un composant fonctionnant sur une plage de température de 10 K à 300 K. Malheureusement, toutes ces démonstrations utilisent un fort champ magnétique extérieur de plusieurs Teslas. En effet, les fines couches utilisées dans l'ensemble de ces matériaux induisent une aimantation dans le plan. Le fort champ magnétique extérieur permet de « forcer » l'orientation de l'aimantation sur un état en dehors du plan et donc à favoriser le transport du spin. Cette forte limitation peut néanmoins être dépassée en utilisant des matériaux à aimantation hors du plan. Plusieurs groupes ont déjà obtenu de telles aimantations en utilisant la technique RTA (« Rapid Thermal Annealing » en anglais) qui consiste à chauffer la structure à haute température ($> 200^\circ\text{C}$) pendant un court laps de temps (quelques minutes) [37][38][39]. Cette dernière permet de « redresser » l'aimantation initialement dans le plan d'un matériau ferromagnétique vers une aimantation hors du plan. Le matériau obtenu possède alors une anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA). Adelman et al. ont montré un degré de polarisation circulaire P_{circ} de 5 % à 2 K à rémanence [40]. Hovel et al. ont déjà rapporté un degré de polarisation de 3 % à température ambiante en utilisant des injecteurs basés sur des terres rares $\text{Cr}/(\text{Fe}/\text{Tb})_{10}$ [41]. Enfin, Liang et al. ont montré un degré de polarisation de 13 % à 25 K et 8 % à température ambiante dans des LEDs à puits quantiques avec un injecteur à jonction tunnel en MgO/CoFeB [42]. Ce résultat est rappelé en Figure 12. Dans le cas d'une aimantation dans le plan, il est nécessaire d'appliquer un champ magnétique extérieur de 800 mT pour obtenir un degré de polarisation optique de 10 %. En revanche, après RTA, un champ magnétique de 50 mT suffit à obtenir un degré de polarisation de 13 %.

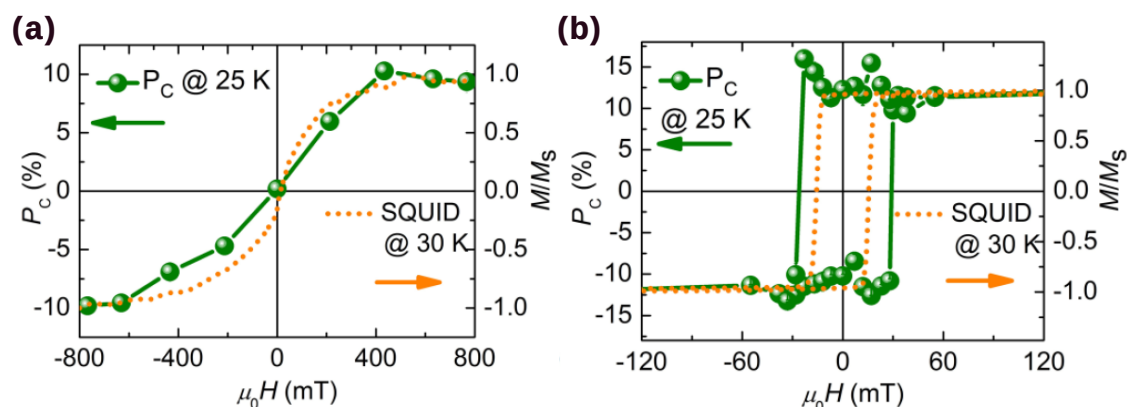


Figure 12 : Evolution du degré de polarisation optique P_c en fonction du champ magnétique $\mu_0 H$ (a) sans et (b) avec RTA (recuit thermique) dans une spin-LED en GaAs avec une injecteur MgO/CoFeB. Extrait de [42]

L'état de l'art sur les spins-LEDs montre des résultats encourageants. Cependant, le recours à un champ magnétique externe important, le fonctionnement à basse température ainsi que les faibles degrés de polarisation obtenus sont des facteurs limitant l'intégration des spin-LEDs dans des systèmes commerciaux. En particulier, le codage et le transport d'une information codée en spin nécessitent une source avec une efficacité de conversion du spin électronique vers la polarisation optique proche de 100 %. Théoriquement, les processus de retournement du spin (ou spin-flip) dans le SC s'opèrent rapidement. Plus particulièrement, dans le cas d'une spin-LED, ils ont lieu avant la recombinaison des paires électrons/trous. L'information est donc perdue avant son codage sur la polarisation optique. Par ailleurs, il pourrait être souhaitable que la source optoélectronique, jouant le rôle de convertisseur de spin, puisse également amplifier le degré de polarisation en spin électronique. Or, cette fonction n'est pas réalisable avec une spin-LED, étant donné que cette dernière repose principalement sur l'émission spontanée.

De plus, dans une architecture générique de codage puis de transport d'une information codée en spin, l'utilisation d'une source cohérente sera nécessaire. Dans ce contexte, les spin-lasers, grâce à leur cohérence spatiale et temporelle apparaissent comme une alternative intéressante aux spin-LEDs en vue de leur application au transport du spin électronique. Grâce au principe de fonctionnement intrinsèque d'un laser reposant sur l'amplification par émission stimulée, un spin-laser peut être vu comme un convertisseur et amplificateur du spin électronique.

III.3. Spin-laser : technologie et état de l'art

Deux technologies de lasers à SC peuvent être considérées pour l'étude des spin-lasers : les lasers à émission par la tranche (« Edge Emitting Laser » en anglais ou EEL) et les lasers à émission par la surface (« Vertical Cavity Surface Emitting Laser » en anglais ou VCSEL). Ils sont tous les deux représentés en Figure 13.

Les EELs sont majoritairement utilisées, notamment pour les applications de télécommunication, les propulsant à la première place en termes de vente de systèmes lasers. Leur développement a donc fait l'objet de recherches qui ont eu pour conséquence une optimisation permanente de ces structures. Leur utilisation en tant que spin-laser pourrait s'inscrire dans un prolongement logique de ces structures. En particulier, la faible distance entre les contacts et la zone active permettrait de minimiser les processus de retournement du spin, favorisant un haut degré de polarisation de spin dans le milieu actif. De plus, le dépôt du ferromagnétique pourrait s'effectuer directement entre la prise de contact et la diode. Malheureusement, la structure de guide d'onde utilisée dans ces diodes fixe une polarisation linéaire en sortie de ces lasers. L'obtention d'une polarisation circulaire devient alors difficilement envisageable, annihilant tout effet visible d'injection de spin sur la polarisation du laser. Le transport du spin par voie optique ne devient donc plus envisageable avec une telle structure.

A l'inverse, la symétrie cylindrique d'un VCSEL, proche de celle d'un laser isotrope, est plus favorable à une émission polarisée circulairement. Des basculements de l'état de polarisation en fonction de l'injection de spin deviennent alors concevables. Ce sont donc les VCSELs que l'on considèrera dans la suite de ce manuscrit.

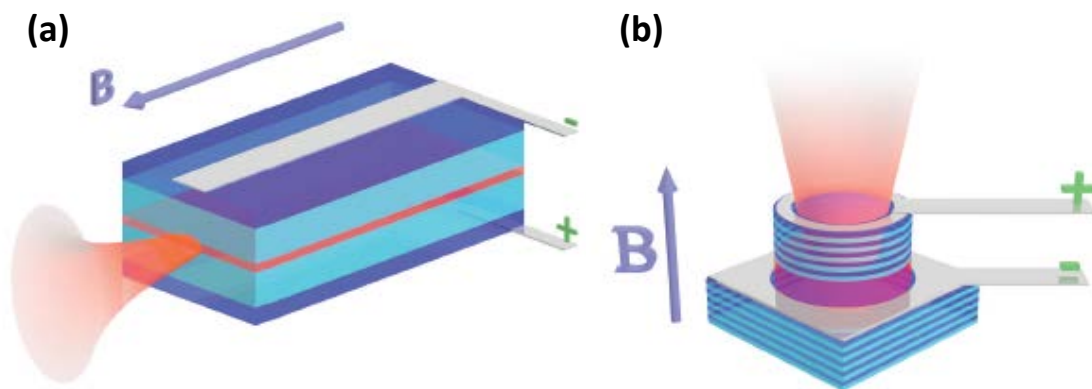


Figure 13 : Représentation schématique (a) d'une EEL et (b) d'un VCSEL

III.3.1. Technologie des lasers à émission par la surface

Les VCSELs sont des lasers à SC possédant un résonateur monolithique agencé de manière à ce que l'émission laser soit perpendiculaire au plan de croissance de la zone active. Le résonateur, ou cavité, est formé par deux réflecteurs de Bragg distribué (DBR). La couche active, constituée de plusieurs puits quantiques, est positionnée entre les deux réflecteurs (cf. Figure 14). Le VCSEL peut être pompé électriquement avec quelques dizaines de mA conduisant à des puissances lasers de l'ordre quelques mW, avec un résultat record de 113 mW pour 200 mA en continu à 1 μm [43].

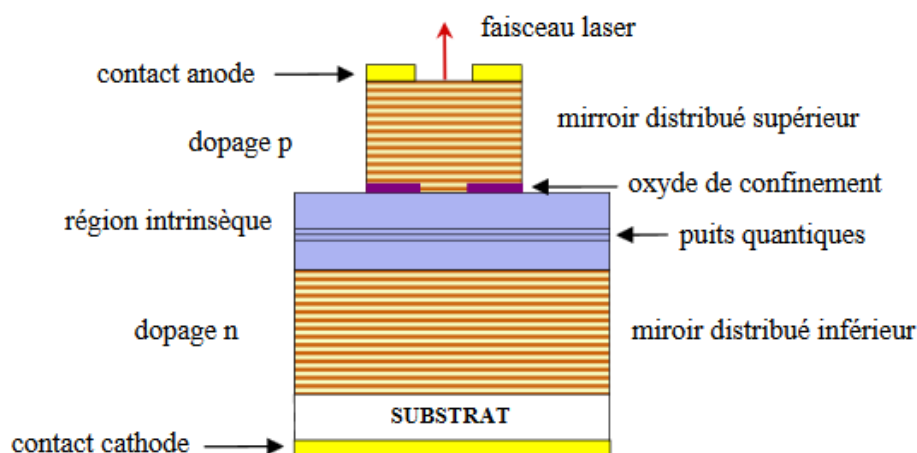


Figure 14 : Représentation schématique des éléments composant un VCSEL. Extrait de [44]

Afin de combiner les avantages d'un VCSEL et d'une cavité en espace libre, il est possible d'utiliser des VCSELs en cavité externe, notés VECSELs (« Vertical External Cavity Surface Emitting Laser » en anglais). Ces derniers sont composés d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL, c'est-à-dire d'un réflecteur de Bragg et d'un milieu actif, suivi d'un coupleur laser placé à plusieurs millimètres ou centimètres du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Ce type de laser est présenté en Figure 15.

Comparé au VCSEL dit monolithique, ce type de laser permet également d'atteindre un régime dynamique de classe A dans lequel le bruit du laser est limité par le bruit de grenaille sur une large bande de fréquences [45]. Par ailleurs, l'utilisation d'une cavité externe autorise l'insertion de composants intra-cavité permettant de modifier les propriétés statiques [46] et dynamiques du laser [47]. A titre d'exemple, l'utilisation d'un cristal biréfringent taillée à 45° de son axe optique permet de diminuer le couplage non-linéaire

entre les modes de polarisation du VECSEL induisant ainsi une oscillation stable et simultanée de deux polarisations linéaires. Par exemple, Baili et al. ont obtenu un VECSEL bi-fréquence dont le battement entre les deux modes est accordable de quelques MHz à 3,7 GHz [47].

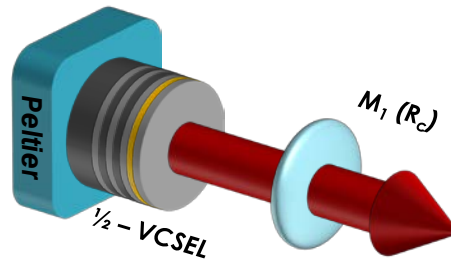


Figure 15 : Représentation schématique en 3D d'un VECSEL

III.3.2. Spin-VCSEL : état de l'art

À ce jour, seule une équipe a montré la possibilité d'injecter électriquement un courant de charges polarisées en spin dans un VCSEL [48][49]. Des degrés de polarisation circulaire de 23 % à 50 K et 15 % à 200 K ont été obtenus sous l'application d'un champ magnétique extérieur de 2 T avec un injecteur ferromagnétique en MnAs/Al_{0.1}Ga_{0.9}As. Ce premier résultat est reporté dans la Figure 16-a. De même que pour les LEDs, l'injecteur de spin ayant une magnétisation dans le plan, l'utilisation d'un champ magnétique extérieur important est nécessaire et limite considérablement le domaine d'application de ces sources. De plus, l'injection de spin dans ces structures est réalisée latéralement à travers une électrode annulaire déposée sur le DBR dopé N (cf. Figure 16-b). Plusieurs questions subsistent quant à la conservation du spin à travers une couche de plusieurs micromètres d'épaisseur et composée d'une alternance entre deux matériaux d'indices différents.

La fabrication d'un spin-VCSEL présente un véritable défi. En effet, la distance de transport du spin dans un matériau SC étant de l'ordre du μm , il est nécessaire de placer l'injecteur ferromagnétique au plus proche de la zone active. Cependant, dans ce cas, il se retrouve dans la cavité laser, entre le DBR et le milieu actif. Il va donc induire des pertes supplémentaires qui, si elles sont supérieures au gain du VCSEL, annuleront l'effet laser. Il devient donc nécessaire de repenser la conception d'un VCSEL afin de prendre en compte à la fois les propriétés optiques et électriques de l'injecteur dès le début. L'injection

de spin par pompage électrique dans une structure à SC constitue actuellement un champ de recherche à part entière pour plusieurs équipes dans le monde.

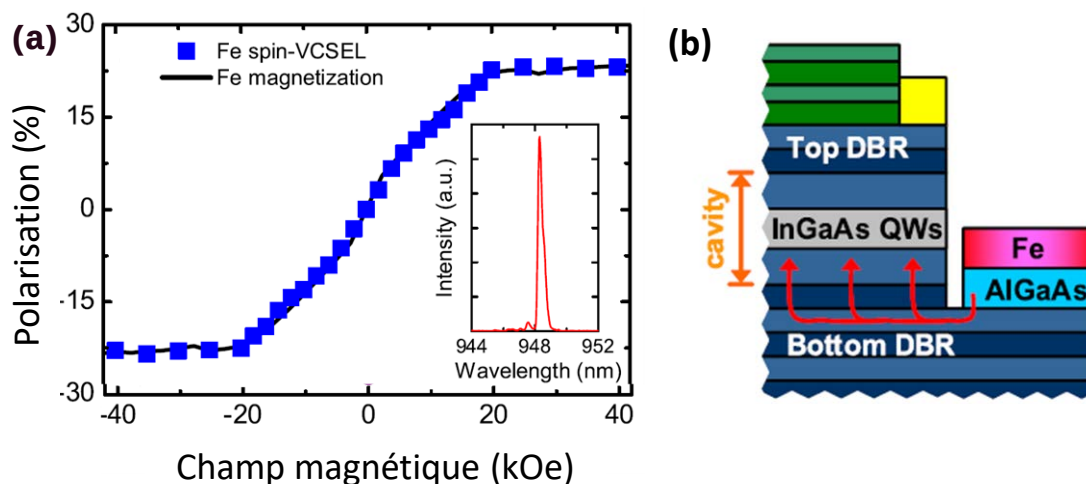


Figure 16 : Pompage électrique de spin VCSEL : (a) Évolution du degré de polarisation en fonction du champ magnétique extérieur et (b) Représentation schématique de la structure du spin-VCSEL injecté électriquement [48][49]

Face à ces difficultés d'ordre technologique, plusieurs équipes se sont intéressées à la compréhension de la physique des spin-lasers en générant les porteurs polarisés en spin par pompage optique. C'est pourquoi, dans la suite de ce chapitre, nous présenterons l'état de l'art des spin-lasers à pompage optique.

IV. Injection de spin par pompage optique

IV.1. Pompage optique pour l'injection de spin

Le pompage optique utilise l'interaction entre les photons de pompe et les électrons pour affecter les propriétés des électrons et notamment leur orientation de spin. Du fait de la conservation de l'énergie, l'électron accède à un niveau d'énergie supérieur (cf. Figure 17-a). Ce processus étant l'inverse de celui de l'émission, la conservation du moment angulaire impose les mêmes règles de sélection quantique décrites en section II.3. Ainsi seules les transitions satisfaisant la condition $\Delta m_j = \pm 1$ sont permises [50].

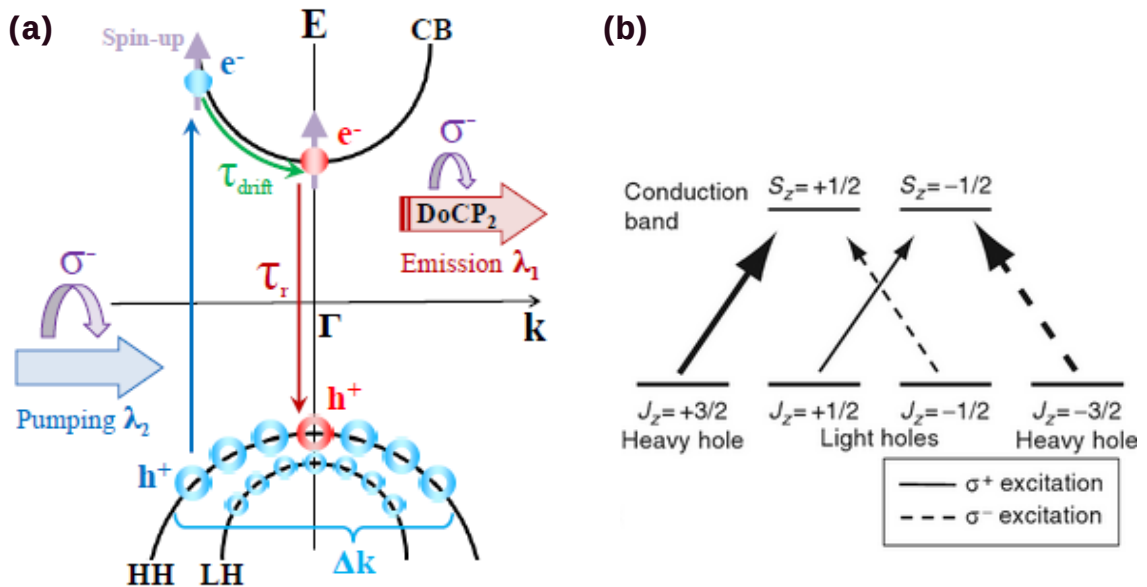


Figure 17 : (a) Principe du pompage optique sur un diagramme à bandes d'énergie et (b) Règles de sélection appliquées au cas de l'absorption. Extrait de la thèse de J. Frougier [33]

Rappelons que nous considérons ici uniquement les milieux actifs à puits quantiques. Dans ce cas, la dégénérescence entre les trous lourds et les trous légers est levée, une polarisation électrique proche de 100 % est théoriquement atteignable. En pratique, le pompage du milieu actif par une source polarisée circulairement droite (ou gauche) induit le transfert d'électrons polarisés « down » (ou « up ») vers la bande de conduction (cf. Figure 17-b).

Rappelons que les règles de sélection ne sont valables lorsque le vecteur d'onde est nul. Ainsi seul le pompage résonant permet d'atteindre un taux de polarisation du spin électronique proche de 100 %. Cette méthode de pompage a d'ailleurs déjà été utilisée dans des LEDs [33]. Cependant, dans le cas des lasers, un pompage résonant ne permet pas d'inverser la population. Il est donc nécessaire d'utiliser un rayonnement d'énergie supérieure à l'énergie du rayonnement laser.

IV.2. Spin-VCSEL à pompage optique : état de l'art

La première démonstration d'injection de spin par pompage optique polarisé dans des VCSELs a été réalisée par Ando et al. [51]. Un degré de polarisation circulaire P_{circ} de 75 % à température ambiante a été obtenu dans un VCSEL émettant à 865 nm et pompé optiquement par une source impulsionnelle à 800 nm ayant des impulsions de 1,3 ps et un taux de répétition de 80 MHz. Ce premier résultat est bien meilleur que ceux obtenus avec des spin-LEDs à pompage optique, confirmant l'intérêt des spin-lasers pour la conversion et l'amplification du spin électronique.

Par ailleurs, Hövel et Gerhardt ont obtenu un degré de polarisation P_{circ} de 100 % à température ambiante avec une polarisation en spin des porteurs de 30 % [52]. Afin d'évaluer l'impact de la température sur l'injection de spin, Fujino et Iba ont étudié les processus de relaxation du spin : ils ont réussi à obtenir un degré de polarisation P_{circ} de 94 % à 77 K [53] et de 96 % à 300 K [54] avec un pompage optique impulsionnel. En particulier, ils ont montré que les structures en GaAs avec des axes cristallographiques orientées [1 1 0] possédaient des durées de relaxation du spin plus importantes (0,7 ns comparée à quelques dizaines de fs) induisant un degré de polarisation plus important (supérieure à 90 %). Hövel et al. ont en outre obtenu un degré de polarisation P_{circ} de 100 % en utilisant un pompage hybride [55]. Il consiste à pomper le laser avec des électrons non polarisés jusqu'à 80 % du seuil laser et à dépasser par pompage optique polarisé le seuil du laser.

Cependant, dans l'ensemble de ces cas, l'injection de spin est réalisée par pompage optique pulsé avec des impulsions ps. La durée de l'impulsion pompe étant supérieure de plusieurs ordres de grandeur à la durée des photons dans la cavité (de l'ordre de la dizaine de fs), l'émission mesurée correspond bien à une émission laser. Ils ont ensuite étudié la relaxation

de l'état de polarisation en relevant l'évolution dans le temps du degré de polarisation circulaire du VCSEL. Cependant, le degré de polarisation circulaire est mesuré alors que le laser est en régime transitoire, comme montré en Figure 18. L'état de polarisation mesuré n'est donc pas celui en régime statique mais le degré maximal atteint avant l'amortissement de l'état de polarisation. Les VCSELs présentant des instabilités de polarisation, le moindre effet extérieur peut induire un basculement de la polarisation (cf. Figure 18). Par conséquent, rien ne prouve que le degré de polarisation circulaire mesuré soit celui qui aurait été obtenu par un pompage continu.

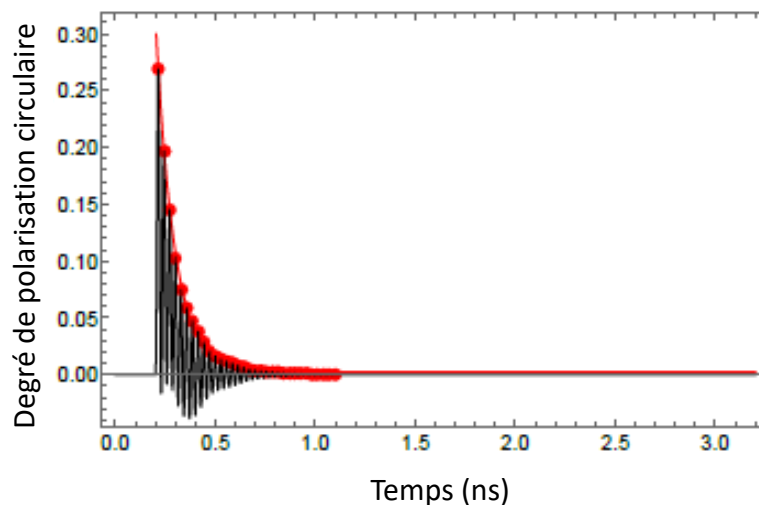


Figure 18 : Évolution temporelle du degré de polarisation circulaire dans le cas d'un pompage optique impulsionnel, après une impulsion. Extrait de [56]

Pour vérifier ce point, Gerhardt et al. ont étudié théoriquement la différence entre le pompage impulsionnel et le pompage continu à température ambiante [57]. Leur modèle numérique prédit une différence de résultats entre le pompage impulsionnel et continu. Il est important de noter qu'en pompage continu, la polarisation des VCSELs reste linéaire et non circulaire comme imposé par les règles de sélection quantique [58]. Ceci prouve que l'état de polarisation du VCSEL n'est pas uniquement gouverné par le milieu actif mais par l'ensemble du résonateur.

IV.3. Facteurs limitant l'injection de spin

Plusieurs paramètres peuvent limiter les effets d'injection de spin dans un VCSEL : (i) la durée de vie de spin dans le SC, (ii) les anisotropies résiduelles intrinsèques au matériau. C'est pourquoi Jansen van Doorn et al. ont étudié le comportement d'un VCSEL en présence d'anisotropies [59]. Ils ont alors montré que les anisotropies linéaires dans la structure fixaient la polarisation à un état linéaire. Deux types d'anisotropies sont à considérer : l'anisotropie linéaire de gain aussi appelée dichroïsme linéaire et l'anisotropie linéaire de phase ou biréfringence linéaire [58].

IV.3.1. Anisotropie linéaire de gain dans un VCSEL

Il est connu que les VCSELs émettent une polarisation linéaire définie par les axes cristallins $[1\ 1\ 0]$ et $[1\ \bar{1}\ 0]$. Il est également connu que l'état de polarisation d'un VCSEL n'est pas stable basculant d'un état linéaire à un autre. En particulier, les basculements de polarisation sont observés en fonction du taux de pompage telle que la Figure 19 l'illustre. Plusieurs techniques existent pour stabiliser cet état de polarisation : l'une d'entre elles consiste à renforcer le gain linéaire suivant un axe cristallin du matériau en ajoutant des contraintes dans le milieu actif. Ceci va alors briser la symétrie cylindrique du laser et stabiliser l'état de polarisation sur une polarisation linéaire. Dans ce cas, aucun basculement de l'état de polarisation n'est observé lorsque l'on augmente le courant. Le gain linéaire et plus particulièrement la différence de gain linéaire vu par les deux polarisations orthogonales a donc un impact direct sur la polarisation du laser. Le gain linéaire peut être intrinsèque au matériau (interfaces du III-V, maille cristalline...) mais peut aussi être apporté par le pompage du milieu actif (effet thermique dans le cas d'un pompage optique ou électro-optique pour un pompage électrique). Nous parlons alors d'effets résiduels.

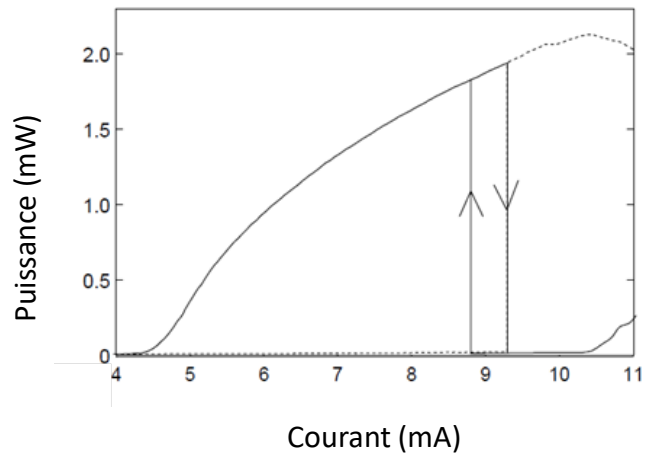


Figure 19 : Évolution des intensités lumineuses pour les deux modes de polarisation en fonction du courant électrique de pompage (trait plein = polarisation horizontale, trait pointillé = polarisation verticale). Extrait de [60]

Afin de quantifier cette différence de gain, notons G_x et G_y les deux gains vus par les polarisations linéaires verticale et horizontale. La différence de gain, aussi appelée dichroïsme linéaire de gain normalisé noté ΔG_N^{lin} s'écrit alors :

$$\Delta G_N^{lin} = \frac{G_x - G_y}{G_x + G_y} \quad I.11.$$

A notre connaissance, aucune mesure précise de ce dichroïsme n'a été apportée dans la littérature.

IV.3.2. Anisotropie linéaire de phase dans un VCSEL

La seconde anisotropie qui doit être considérée est l'anisotropie linéaire de phase. Elle peut être due par exemple à des contraintes induites dans le matériau par la maille cristalline ou le désaccord de maille [61]. Elle peut aussi provenir du champ électrique existant dans la cavité laser [62] ou des effets thermiques survenant dans le SC. Cette anisotropie va induire une différence de fréquences optiques entre les deux modes optiques orthogonaux, telle que représentée en Figure 20. Définissons l'anisotropie linéaire de phase par :

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot \Delta n \cdot L \quad I.12.$$

où λ_0 représente la longueur d'onde moyenne, L la longueur optique de la cavité, $\Delta n = n_e - n_o$ est la différence d'indice de réfraction de la structure, avec n_o et n_e les indices ordinaire et extraordinaire du matériau respectivement.

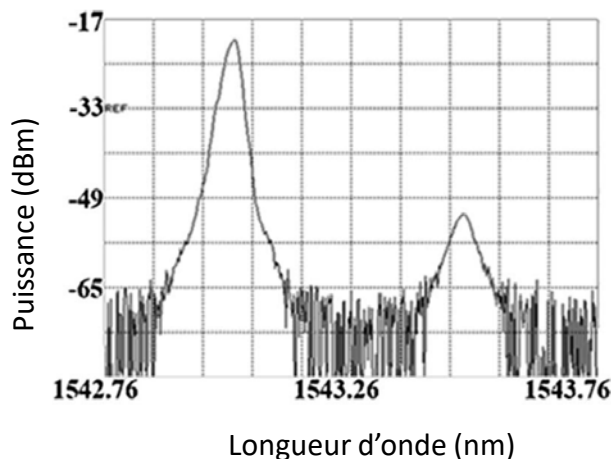


Figure 20 : Spectre optique d'un VCSEL : les deux pics correspondent aux fréquences des deux modes orthogonaux de même ordre longitudinal. Extrait de [63]

Cette biréfringence peut être directement reliée à l'écart de fréquence $\Delta\nu$ entre les deux modes de polarisation par la relation [64] :

$$\frac{\gamma}{2\pi} = \frac{\Delta\nu}{ISL} \quad I.13.$$

où ISL représente l'intervalle spectral libre de la cavité. Le tableau suivant montre des valeurs typiques d'anisotropie linéaire de phase dans des VCSELs et des VECSELs.

Tableau 4 : Anisotropies linéaires de phase pour plusieurs structures VCSELs ou VECSELs

<i>Structure</i>	<i>Anisotropie linéaire (mrad)</i>
VCSELs commerciaux RayCan®	10
VCSELs à faible biréfringence [65]	2
$\frac{1}{2}$ -VCSEL [66]	40

Remarquons que la biréfringence d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL est 4 à 20 fois supérieure à celle d'un VCSEL. Ceci peut être causé par les contraintes mécaniques supplémentaires apparaissant dans un $\frac{1}{2}$ -VCSEL, principalement dues à l'absence du DBR supérieur.

IV.3.3. Préparation des états propres du laser pour l'injection de spin

Afin de s'affranchir des effets d'anisotropie linéaire de phase, Frougier et al. ont forcé les états propres d'un VECSEL en imposant une anisotropie circulaire de phase dans la cavité laser [46]. Le fort couplage existant dans un VECSEL [67] leur a ensuite permis de contrôler le basculement de l'état propre du laser d'une polarisation circulaire droite vers une polarisation circulaire gauche (et vice versa) avec un faible degré de spin injecté [64]. La configuration du spin-VECSEL mise en place est rappelée en Figure 21-a. Le basculement de l'état de polarisation est obtenu avec une pompe polarisée circulairement en respectant les règles de sélection quantique. Les résultats expérimentaux obtenus sont présentés en Figure 21-b. Un degré de polarisation optique P_{circ} de 80 % a ainsi été obtenu à température ambiante [46].

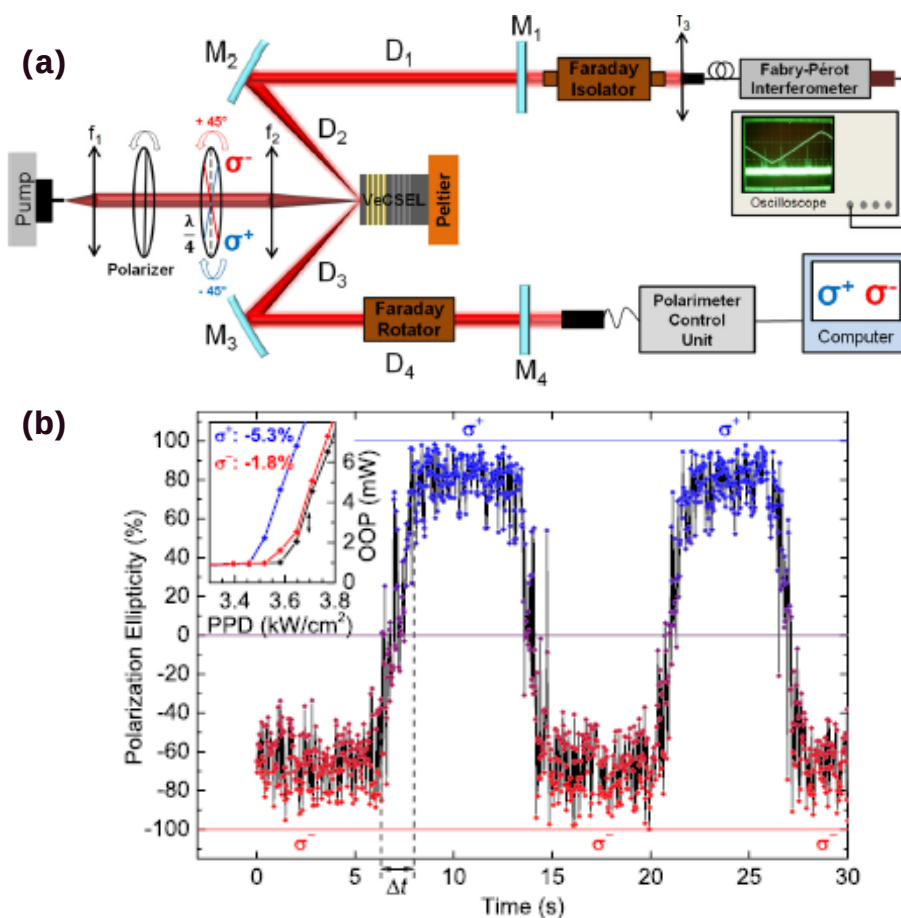


Figure 21 : (a) Schéma de la cavité externe en W incluant un rotateur de Faraday inséré dans la cavité laser et (b) Évolution du degré de polarisation circulaire du laser lors du basculement de l'état de polarisation de la pompe, l'encadré montre la réduction du seuil lors de l'injection de porteurs polarisés (courbes rouge et bleue) par rapport à une injection classique (courbe noire) [46]

Bien que ce système ait permis d'obtenir des très bons résultats de basculement de l'état de polarisation, ils ont en réalité contourné la limitation des anisotropies linéaires résiduelles en renforçant la biréfringence circulaire. Expérimentalement, le système laser est devenu peu compact. De plus, dans un but de miniaturisation, il est actuellement compliqué de fabriquer un VCSEL compact bénéficiant d'une biréfringence circulaire aussi importante.

Afin de mieux comprendre quantitativement l'impact des anisotropies linéaires sur la polarisation d'un spin-laser, un modèle dérivé des équations laser a été développé [68]. Ce modèle a ensuite connu des améliorations qui ont permis d'étudier la dynamique de polarisations [69], l'influence de la dynamique des porteurs [69].

V. Modèle de SPIN FLIP

Une part importante de ce manuscrit s'attache à modéliser nos développements expérimentaux. Cette dernière section introduit le modèle Spin Flip introduit par San Miguel et noté SFM [68]. Il est à l'origine de plusieurs modèles traitant des spin-lasers : il permet de comprendre théoriquement la dynamique de polarisation d'un VCSEL injecté en spin.

V.1. Présentation

Ce modèle repose sur l'utilisation des équations d'évolution classiques d'un laser en distinguant les niveaux d'énergie associés aux transitions des électrons de spin « Up » et « Down ». Dans ce modèle, quatre niveaux d'énergie sont considérés : le niveau de la bande de conduction et celui de la bande de valence (trous lourds) pour les deux états de spin. Ainsi, il prend en compte les densités d'électrons possédant un spin « up » ou « down ». Notons les inversions de population N_+ et N_- pour les transitions σ^- et σ^+ , comme schématisées en Figure 22.

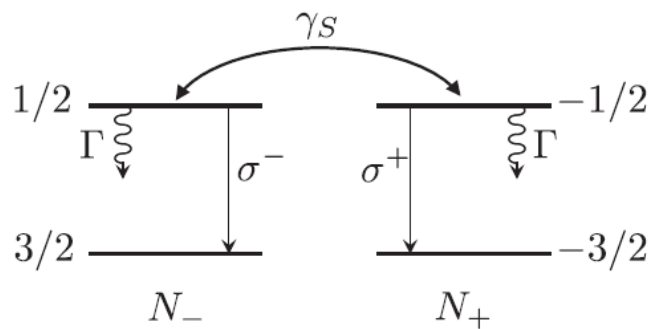


Figure 22 : Représentation des niveaux d'énergie dans du modèle de San Miguel [68]. Notations : $\sigma^{+(-)}$ représente la polarisation du laser, circulaire droite (gauche respectivement), $N_{+(-)}$ les densités de population d'électrons de spin up (down respectivement), γ_s la probabilité de retournement du spin, Γ les pertes et 1/2 (3/2) la bande de conduction (la bande de valence respectivement)

En considérant ce système, les équations d'évolution du champ E (décomposé en deux composantes orthogonales E_x et E_y) et des densités de porteurs $+$ et $-$ sont :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE_x}{dt} = -(\kappa + \gamma_a) \cdot E_x - i \cdot (\omega_0 + \gamma_p) \cdot E_x + \kappa \cdot (1 + i \cdot \alpha) \cdot (N \cdot E_x + i \cdot n \cdot E_y) \end{array} \right. \quad I.14.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dE_y}{dt} = -(\kappa - \gamma_a) \cdot E_y - i \cdot (\omega_0 - \gamma_p) \cdot E_y + \kappa \cdot (1 + i \cdot \alpha) \cdot (N \cdot E_y + i \cdot n \cdot E_x) \end{array} \right. \quad I.15.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dN}{dt} = -\gamma_r \cdot N \cdot (1 + |E_x|^2 + |E_y|^2) + \gamma_r \cdot \mu - \gamma_r \cdot i \cdot n \cdot (E_y E_x^* - E_x \cdot E_y^*) \end{array} \right. \quad I.16.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{dn}{dt} = -\gamma_s \cdot n - \gamma_r \cdot N \cdot (|E_x|^2 + |E_y|^2) - \gamma_r \cdot i \cdot n \cdot (E_y E_x^* - E_x \cdot E_y^*) \end{array} \right. \quad I.17.$$

où $N = N_+ + N_-$ représente l'inversion de population totale des électrons, $n = N_+ - N_-$ la différence de l'inversion de population de spin « Up » et « Down », α le facteur de Henry du matériau SC, κ le coefficient d'émission stimulée, γ_r le taux de recombinaison des porteurs, γ_s le taux de relaxation du spin, $\omega_0 = \kappa \cdot \alpha$ le décalage en fréquence des deux modes optiques, μ le courant d'injection normalisé (au seuil $\mu = 1$), γ_a le paramètre d'anisotropie d'amplitude et γ_p le paramètre d'anisotropie de phase. D'après ces quatre équations, la biréfringence induit une différence de fréquences entre les deux modes propres égale à $2 \cdot \gamma_p$.

Nous noterons que ce modèle peut être utilisé pour décrire le comportement dynamique et statique d'un laser non-injecté en spin, comme par exemple les lasers bi-fréquences, ou le bruit des lasers VCSELs (en introduisant les forces de Langevin) [70]. Dans la suite de cette thèse, nous parlons de biréfringence ou biréfringence linéaire pour décrire l'anisotropie linéaire de phase et de dichroïsme pour l'anisotropie d'amplitude ou de gain.

Afin de déterminer les expressions analytiques stationnaires, nous choisissons d'écrire une solution en régime statique sous la forme :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{\pm} = Q_{\pm} \cdot \exp[i(\omega_{\pm} \cdot t + \psi) + i \cdot \theta] \end{array} \right. \quad I.18.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} N = N_0 \end{array} \right. \quad I.19.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} n = n_0 \end{array} \right. \quad I.20.$$

où θ est la phase arbitraire globale du laser, ψ la phase relative, N_0 est l'inversion de population (proportionnelle au taux de pompage) et ω et Q deux constantes dépendant des paramètres du laser.

• En absence d'anisotropies ($\gamma_a = \gamma_p = 0$), le laser admet des états propres circulaires : les amplitudes des deux composantes sont égales et possèdent la même fréquence. Nous avons alors :

$$\begin{cases} Q_{\pm} = \sqrt{\frac{\mu - 1}{2}} \\ \omega_{\pm} = 0 \end{cases} \quad \begin{matrix} I.21. \\ I.22. \end{matrix}$$

où μ est le courant d'injection normalisé. La phase relative ψ est arbitraire et détermine alors l'orientation de la polarisation. La projection du champ électrique sur la base (x,y) impose alors :

$$\begin{cases} E_x = \sqrt{\mu - 1} \cdot \cos(\psi) \\ E_y = \sqrt{\mu - 1} \cdot \sin(\psi) \end{cases} \quad \begin{matrix} I.23. \\ I.24. \end{matrix}$$

• Lorsque la biréfringence de phase est non-nulle ($\gamma_p \neq 0$) et lorsque les anisotropies d'amplitude sont nulles ($\gamma_a = 0$), nous obtenons quatre solutions possibles : elles sont représentées en Figure 23. Pour chacune de ces solutions la biréfringence de phase casse l'invariance par rotation de l'orientation du champ. La phase relative ψ n'est donc plus arbitraire. Deux de ces polarisations sont polarisées linéairement comme précédemment. Nous avons alors pour la polarisation orientée suivant x:

$$\begin{cases} Q_{\pm} = \sqrt{\frac{\mu - 1}{2}} \\ \omega_{\pm} = -\gamma_p \\ \psi = 0 \end{cases} \quad \begin{matrix} I.25. \\ I.26. \\ I.27. \end{matrix}$$

Soit

$$\begin{cases} E_x = \sqrt{\mu - 1} \cdot e^{-i\gamma_p \cdot t} \\ E_y = 0 \end{cases} \quad \begin{matrix} I.28. \\ I.29. \end{matrix}$$

Et pour la polarisation orientée suivant y :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_{\pm} = \sqrt{\frac{\mu - 1}{2}} \end{array} \right. \quad I.30.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_{\pm} = \gamma_p \end{array} \right. \quad I.31.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \psi = \frac{\pi}{2} \end{array} \right. \quad I.32.$$

Soit

$$\left\{ \begin{array}{l} E_x = 0 \end{array} \right. \quad I.33.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E_y = \sqrt{\mu - 1} \cdot e^{i \cdot \gamma_p \cdot t} \end{array} \right. \quad I.34.$$

Les deux autres états sont elliptiques : les amplitudes des deux composantes circulaires ne sont donc plus égales. Elles sont définies par :

$$\left\{ \begin{array}{l} Q_{\pm}^2 = \frac{1}{2} \cdot (\mu - N_0) \cdot \left(1 \mp \frac{N_0 - 1}{n_0} \right) \end{array} \right. \quad I.35.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \omega_{\pm} = \kappa \cdot \alpha \cdot \frac{(N_0 + 1)^2 - n_0^2}{N_0 - 1} \end{array} \right. \quad I.36.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \tan(2\psi) = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{N_0 - 1}{n_0} \end{array} \right. \quad I.37.$$

En résumé, les solutions de ces équations qui permettent d'obtenir un état de polarisation parfaitement défini sont obtenues lorsque $\omega_+ = \omega_-$, soit lorsque le laser est monomode. De plus, les polarisations circulaires apparaissent lorsque $Q_+ = 0$ ou $Q_- = 0$, les états linéaires lorsque $Q_+ = Q_-$. Cependant le modèle prédit une instabilité des polarisations circulaires. Enfin les états elliptiques respectent $\text{Re}(Q_+) \neq \text{Re}(Q_-) \neq 0$. Dans ce dernier cas, l'ellipticité est donnée par $\epsilon = \frac{Q_+ - Q_-}{Q_+ + Q_-}$.

- Lorsque la biréfringence de phase est nulle ($\gamma_p = 0$) et lorsque les anisotropies d'amplitude sont non-nulles ($\gamma_a \neq 0$), nous obtenons des polarisations linéaires. Le dichroïsme contrôle alors parfaitement la stabilité de l'état de polarisation. L'état de polarisation qui possède le rapport gain/perte le plus important sera toujours stable au-dessus du seuil, contrairement au second état orthogonal. Le basculement de l'état de

polarisation ne sera obtenu que si le dichroïsme linéaire change de signe lorsque le courant d'injection des porteurs μ augmente.

Les états sont représentés en Figure 23-a et leur diagramme de stabilité en Figure 23-b [71]. La polarisation y est stable à gauche du trait en pointillés vertical et la polarisation x est stable sous la courbe pleine. Dans la zone I, les deux polarisations sont stables. Dans la zone II, aucune des deux polarisations n'est stable. Enfin, les polarisations x et y sont stables respectivement dans les zones III et IV.

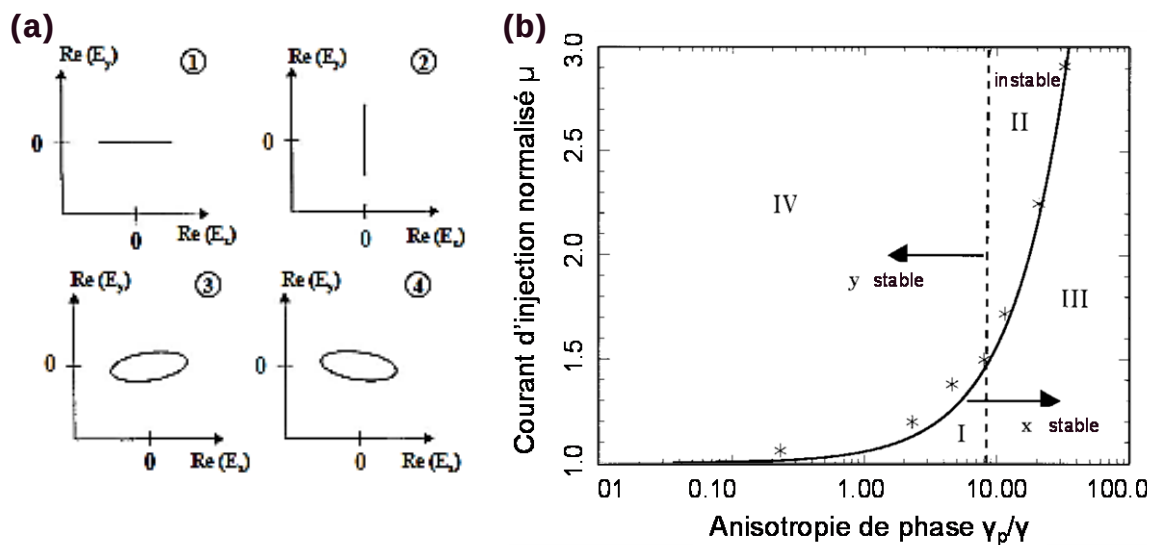


Figure 23 : (a) Représentation des états de polarisation prédits par le Spin Flip Model et (b) Évolution des états de polarisation en fonction de l'anisotropie de phase (γ représente le taux de recombinaison des porteurs). Extrait de [71]

Ce premier modèle a donc permis d'expliquer les instabilités de polarisation dans un spin-laser en fonction de ces paramètres physiques (anisotropies de phase, de gain, temps de vie de spin...). Ce modèle a ensuite été amélioré et complété afin d'étudier des propriétés particulières des VCSELs (dynamique, seuil...).

V.2. Dynamique

Afin de déterminer les régions d'instabilité et de stabilité de l'état de polarisation, Al-Seyad et al. ont ajouté à ce modèle la technique du « Largest Lyapunov Exponent » (LLE) [63]. La Figure 24 montre la carte de stabilité de l'état de polarisation du laser en fonction du taux de pompage normalisée η (entre les deux populations d'électrons spin

« Up » et « Down ») et de l'ellipticité P (0 représentant un état linéaire et ± 1 les états circulaires). Le paramètre LLE permet de quantifier la stabilité de l'état de polarisation. Lorsqu'il est négatif, il indique une région de stabilité, une valeur nulle correspond à un comportement d'oscillation et des valeurs positives un état d'instabilité allant jusqu'à un comportement chaotique. Les résultats étant symétriques autour de $P = 0$, seules les valeurs négatives sont montrées. Ainsi, d'après ce graphe, une injection de spin efficace, c'est-à-dire lorsque $|P| \sim 1$, permet d'augmenter le domaine de stabilité du VCSEL, comparé à un VCSEL conventionnel où $P = 0$.

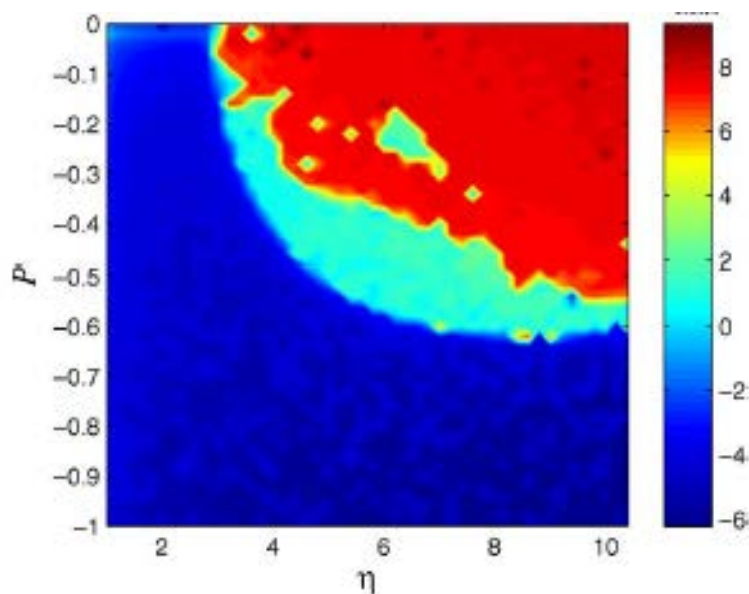


Figure 24 : Représentation du critère de stabilité LLE (échelle de couleur à droite) en fonction du taux de pompage η et de la polarisation du VCSEL P [63]

Gerhardt et al. ont aussi étudié la dynamique du laser en utilisant le SFM (Spin Flip Model) [72]. Ils ont montré que cette dynamique est une conséquence directe du jeu entre la dynamique de spin des porteurs et de la biréfringence dans la cavité laser. En effet, dans le cas d'un laser sans injection de spin, soit lorsque la polarisation en spin est nulle, le laser émet une polarisation linéaire avec un seul mode oscillant au-dessus du seuil. Dans le cas d'un laser injecté en spin, la coexistence des deux modes optiques devient possible. En particulier, l'écart de fréquences entre ces deux modes, induit par la biréfringence, va provoquer une oscillation de polarisation rapide, dont la période est fonction des paramètres du laser (dichroïsmes, anisotropies...). Ceci permet ainsi d'obtenir des oscillations de polarisation allant jusqu'à des fréquences de 44 GHz contrôlable si nous monitorons

la biréfringence [73]. Une seconde extension de ce modèle a permis notamment d'étudier l'évolution du seuil du laser en fonction de la durée de vie de spin.

V.3. Réduction de seuil

Dans le modèle de Spin Flip, deux réservoirs d'électrons pour les deux orientations du spin sont considérés : un pour les électrons de spin « up » et l'autre pour les électrons de spin down, avec deux inversions de populations associées, N_+ et N_- . Le laser possède donc deux seuils pour chacune des deux populations N_{th1} et N_{th2} associées. La différence entre ces deux populations dépend directement du degré de polarisation en spin dans le milieu actif. Ainsi, en comparaison aux lasers sans injection de spin, le nombre de porteurs nécessaires pour atteindre le seuil du laser est plus faible. Cette réduction du seuil peut atteindre 50 % dans un spin-laser idéal où la durée de vie du spin est très longue par rapport au temps de recombinaison des porteurs. Par exemple, Rudolph et al. ont montré expérimentalement une réduction de seuil de 23 % à basse température [74] et 2,5 % à température ambiante [75].

V.4. Limitations

Bien que ces modèles décrivent le comportement d'un spin-VCSEL, ceux-ci considèrent principalement la dynamique des porteurs dans la zone active et ne prennent en compte que des paramètres microscopiques. Il est donc difficile d'isoler puis d'extraire l'impact d'un paramètre physique sur l'état de polarisation du VCSEL. Ainsi dans le cas d'une étude des états propres statiques d'un spin-laser prenant en compte des paramètres physiques quantifiables, il convient de changer de formalisme pour décrire les états propres du laser.

VI. Conclusion

Ce chapitre a été dédié à la présentation de l'état de l'art des spins-LEDs et spin-Lasers.

Dans un premier temps, nous avons rappelé la structure de bandes d'un matériau SC tout en introduisant les règles de sélection quantique. Ces dernières permettent d'expliquer la conversion du spin électrique en polarisation optique. Nous avons ensuite défini l'efficacité de conversion du spin électrique en spin optique dans le cas d'un matériau SC à puits quantiques tout en prenant compte les durées de vie respectives du spin électrique et des porteurs.

Dans un second temps, nous avons exposé les principales contraintes technologiques pour le développement d'une source optique injectée électriquement en spin. Nous avons alors évoqué la nécessité d'utiliser un injecteur ferromagnétique qui a pour rôle de polariser en spin les électrons et de les injecter dans le matériau SC. L'état de l'art des spin-LEDs utilisant de tels injecteurs a ensuite été exposé. Par la suite, nous avons présenté l'état de l'art des spin-lasers à pompage électrique et à pompage optique. Nous avons présenté l'anisotropie de phase dans les lasers type VCSEL : la principale limitation à l'optimisation de l'efficacité de conversion du spin électrique en spin optique.

Enfin, nous avons présenté le modèle de Spin Flip (SFM), connu aussi sous le nom de modèle de San Miguel. Il propose une description de la dynamique de polarisation des spin-VCSELs. Les principaux inconvénients de ce modèle sont qu'il considère principalement la dynamique des porteurs dans la zone active et ne prend pas en compte des paramètres macroscopiques de l'ensemble de la cavité laser. Il est donc difficile d'isoler puis d'extraire l'impact d'un paramètre physique sur l'état de polarisation du VCSEL, qui expérimentalement peut présenter des états de polarisation non décrit par le SFM.

C'est pourquoi, il est nécessaire de définir un cadre théorique plus général pour décrire les états propres d'un spin-laser. Ce dernier repose sur une description vectorielle du champ électromagnétique dans la cavité laser et sera introduit dans le chapitre 3.

Dans le chapitre suivant, nous allons nous concentrer sur l'injection de spin par pompage électrique, étape obligatoire pour le développement d'un futur spin-laser.

CHAPITRE II : INJECTION DE SPIN DANS UN VECSEL PAR POMPAGE ELECTRIQUE

I. Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent que l'injection de spin dans un SC peut être réalisée par pompage électrique. Pour cela, un injecteur doit être placé entre le générateur d'électrons et le laser à SC. Ce dernier servira alors à aligner le spin des électrons et à réaliser un accord d'impédance entre le matériau F et le SC.

C'est pourquoi nous proposons de comprendre, dans un premier temps, les problèmes théoriques soulevés par l'injection de spin par pompage électrique dans un laser SC. Plus particulièrement nous étudierons les caractéristiques de l'injecteur ferromagnétique et la fabrication d'un tel injecteur. Dans un second temps, nous caractériserons une première série de spin-lasers qui permettra d'identifier les principales limitations et les améliorations possibles du procédé de fabrication. Une seconde série sera alors développée en tenant compte de ces défauts et ses caractérisations électriques permettront de valider plusieurs concepts développés en début de chapitre. Enfin, une optimisation du procédé de fabrication permettra de concevoir une troisième série de spin-lasers. Cette dernière série ouvrira alors la voie vers l'injection électrique dans un laser SC à émission par la surface.

II. Injecteur ferromagnétique et structure SC

Nous avons vu dans le chapitre 1 que le transfert électrique du spin peut être réalisé avec un élément ferromagnétique qui possède une fonction de polariseur de spin. Cependant, l'accord d'impédance entre ce matériau F et un SC impose l'utilisation d'une barrière tunnel à leur interface. Ainsi l'injecteur de spin est constitué d'un élément ferromagnétique et d'une barrière tunnel.

II.1. L'injecteur ferromagnétique

II.1.1. Composition

Pour rappel, nous souhaitons développer un laser injecté en spin fonctionnant à température ambiante et sans application d'un champ magnétique extérieur. Ainsi, un injecteur de spin à aimantation dans le plan ne pourra alors être utilisé. En effet, afin de « filtrer » la population de spin souhaitée, un champ magnétique extérieur de plusieurs Teslas est alors nécessaire pour « tourner » l'aimantation dans une direction perpendiculaire au plan de l'injecteur. A l'inverse, les matériaux à anisotropie magnétique perpendiculaire (PMA) ne nécessitent pas de champs magnétiques extérieurs puisque leur aimantation est déjà perpendiculaire au plan de l'injecteur à température ambiante. Des systèmes comme le Fer/Platine (*Fe/Pt*) [76] ou encore le Cobalt/Nickel (*Co/Ni*) [77] apparaissent alors comme de bons candidats. Cependant, pour atteindre de bonnes performances d'injection de spin (polarisation en spin supérieure à 50 %), les épaisseurs de ces multicouches sont importantes (plusieurs dizaines de nanomètres). Elles vont alors augmenter considérablement l'absorption de l'injecteur dans l'infrarouge. A titre d'exemple, l'absorption peut atteindre 95 % pour des épaisseurs de 40 nm de *Fe/Tb* à 1 μm .

D'autres matériaux ont été étudiés : des injecteurs ferromagnétiques basés sur le *CoFe* ou le *CoFeB* ont déjà été utilisés pour l'injection de spin par pompage électrique dans des spin-LEDs [78]. Les caractéristiques de ce ferromagnétique sont rappelées en Tableau 1 et sont comparées à d'autres ferromagnétiques utilisés actuellement pour le transport du spin [79]. Ce ferromagnétique possède une polarisation en spin de 51 % et une température de Curie T_c supérieure à la température ambiante, permettant la conservation de ses propriétés magnétiques en environnement extérieur.

Tableau 5 : Polarisation en spin et température de Curie pour différents matériaux ferromagnétiques

Matériau ferromagnétique	Fe	Co	Ni	Co ₅₀ Fe ₅₀	Ni ₈₀ Fe ₂₀
P _s (%)	44	45	33	51	48
T _c (K)	1043	1400	631	1388	723

Cependant, ce matériau possède après croissance une aimantation dans le plan. Pour s'affranchir de cette limitation, Frougier et al. ont montré que la réalisation d'un recuit de l'injecteur à 250°C, pour une épaisseur de CoFeB de 1,2 nm, permettait d'obtenir une aimantation hors du plan [78].

De même, les barrières tunnel d'Oxide de Magnésium (*MgO*) produisent de bonnes performances en termes de résistance d'interface entre un F et un SC. En particulier, le couple *MgO/CoFe* a permis d'obtenir des degrés de polarisation en spin de 32 % dans du *GaAs* à température ambiante [80]. Cette structure possède, à ce jour, la meilleure efficacité d'injection de spin à température ambiante dans du *GaAs*. Plus récemment, des jonctions tunnel en *CoFeB/MgO/CoFeB* ont permis d'atteindre une TMR (magnétorésistance à effet tunnel) de 600 % [81], soit une amélioration d'un facteur 3 par rapport aux jonctions *CoFe/MgO/CoFe* [82]. Un injecteur basé sur le *CoFeB/MgO* apparaît alors comme un parfait candidat pour l'injection de spin dans un VCSEL à température ambiante et avec une aimantation hors du plan. Nous noterons que l'ajout d'une résistance d'interface (*MgO*) importante par rapport au SC sous un métal (*CoFeB* par exemple) devrait permettre, en plus, d'homogénéiser les lignes de champ dans le VCSEL, comme schématisé en Figure 25-a. Ainsi les électrons sont injectés uniformément dans tout le milieu à gain du VCSEL et non uniquement sous le contact électrique. Cet avantage permet de s'abstenir d'un processus de lithographie ou de croissance compliqué telle que la conception d'un ½-DBR pour l'injection des porteurs [83].

C'est pourquoi, dans la suite de cette thèse, nous nous baserons sur ces acquis et nous réaliserons l'injecteur suivant : 2,5 nm *MgO*/1,2 nm *CoFeB*/5 nm *Ta*. Nous noterons que la couche de Tantale (*Ta*) permet de protéger le ferromagnétique de l'oxydation.

En effet, au contact de l'air ambiant, le tantale devrait s'oxyder sur une épaisseur d'environ 3 nm, ce qui limitera cet effet sur la couche ferromagnétique.

II.1.2. Insertion dans la cavité

Afin de remplir sa fonction de polariseur de spin, l'injecteur peut être déposé sur le VCSEL au niveau du contact électrique entre la source d'alimentation et le VCSEL, comme illustré en Figure 25-a. Dans ce cas, seuls les électrons dont le spin est orienté avec le champ du ferromagnétique le traverseront et atteindront le SC. Malheureusement, avant d'atteindre la zone active, les électrons doivent traverser entièrement le DBR (de l'ordre de 500 nm voire 1 μ m). Or la distance de diffusion du spin, c'est-à-dire la distance au bout de laquelle le spin des électrons n'est plus maintenue, est de l'ordre de la centaine de nm voire du μ m dans le GaAs [84]. Ainsi, si nous considérons cette architecture, la polarisation du courant en spin au niveau du milieu actif sera considérablement réduite. Ceci a été observé par Battacharya et al. [85].

Afin de résoudre ce problème, nous avons choisi de placer l'injecteur de spin au plus près de la zone active, tel que représenté en Figure 25-b. Ainsi, les électrons polarisés en spin se retrouvent à quelques dizaines de nm des puits quantiques. La polarisation du courant en spin au niveau du milieu actif devient donc plus importante que précédemment. Cependant, dans ce cas, l'injecteur se retrouve dans la cavité laser. Il va donc induire des pertes supplémentaires qui peuvent annihiler l'effet laser si celles-ci sont supérieures au gain de la structure SC (quelques pourcents). La transmission des matériaux constituant l'injecteur ferromagnétique est fournie en Tableau 6.

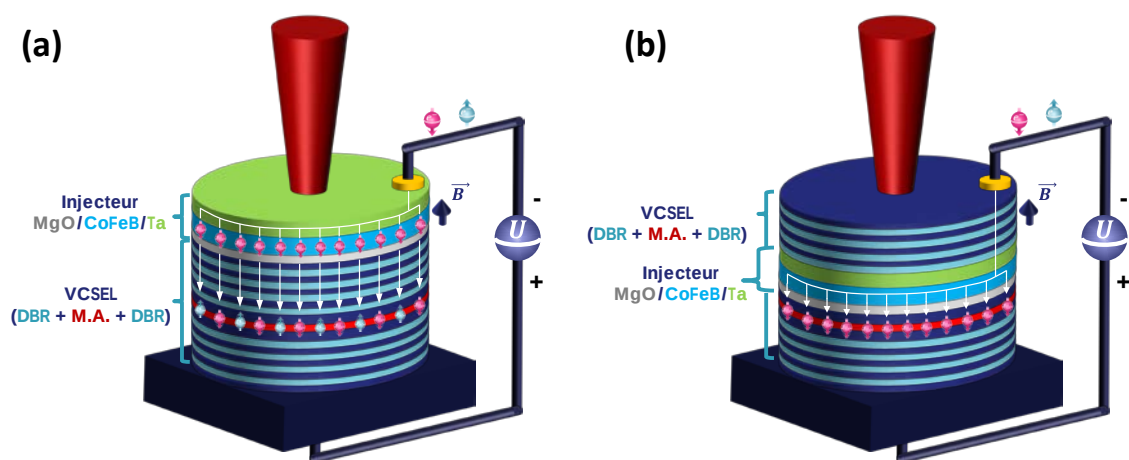


Figure 25 : Schématisation d'un spin-VCSEL avec un injecteur ferromagnétique (a) en dehors de la cavité laser et (b) dans la cavité laser

Tableau 6 : Transmission des matériaux de l'injecteur à 980 nm

<i>Elément</i>	<i>Absorption (μm^{-1})</i>	<i>Épaisseur (nm)</i>	<i>Transmission (%)</i>
MgO [86]	74,5	2,5	83
CoFeB [87]	25,65	2,5	94
Ta [88]	60,94	5	74

La transmission de l'injecteur est donc d'environ 58 %, pour une épaisseur de 10 nm. Ainsi l'injecteur va ajouter des pertes d'environ 66 % dans la cavité pour un aller-retour, ce qui est bien supérieures au gain optique dans un VCSEL (de l'ordre de quelques pourcents). C'est pourquoi, afin de diminuer l'effet d'absorption, nous avons décidé de placer l'injecteur ferromagnétique à un nœud du champ électrique de la cavité laser, tel que représentée par la Figure 26.

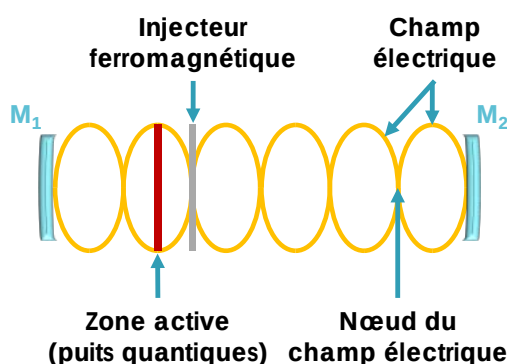


Figure 26 : Schématisation de l'évolution du champ électrique dans une cavité laser : l'injecteur ferromagnétique sera déposé à un nœud du champ et les puits quantiques seront placés au niveau d'un ventre du champ électrique

Afin de simplifier la conception de la cavité VCSEL et notamment l'insertion du ferromagnétique sur le SC, nous avons opté pour un laser en cavité externe comme illustré dans la Figure 27. Dans ce cas, l'injecteur est déposé sur le ½-VCSEL et le contact électrique est pris au niveau de la couche de Ta.

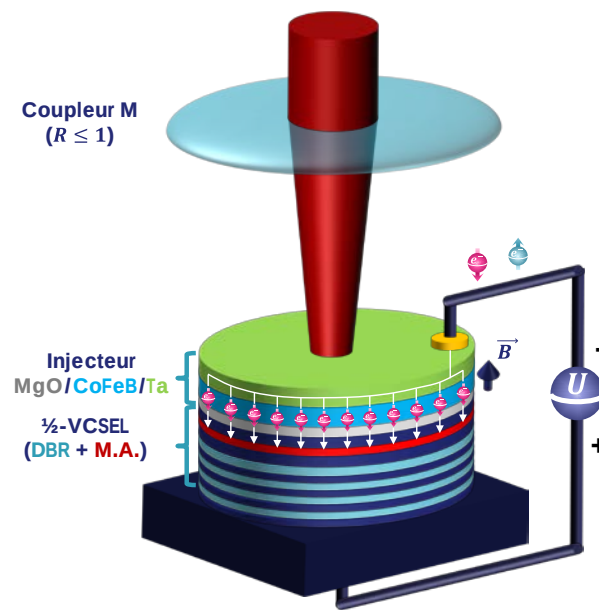


Figure 27 : Schématisation d'un spin-VCSEL en cavité externe avec un injecteur ferromagnétique déposé sur l'ensemble de la surface du 1/2-VCSEL. Notations : DBR = Bragg et MA = milieu actif

Nous noterons qu'il n'est pas possible de limiter l'injecteur ferromagnétique à la dimension du contact électrique puisque dans ce cas, la barrière MgO et le métal ne permettent plus d'homogénéiser les lignes de champ dans l'ensemble du 1/2-VCSEL.

II.2. Contact électrique

La prise de contact électrique sera réalisée par un bi-couche Titane/Or ($15 \text{ nm Ti}/150 \text{ nm Au}$). L'or possédant une transmission de 10^{-7} pour une épaisseur de $150 \text{ }\mu\text{m}$ et le titane une transmission de 19 % pour une épaisseur de 15 nm [89] à $1 \text{ }\mu\text{m}$, le contact électrique va absorber plus de 99 % des photons créés par le milieu à gain. La Figure 28-a représente le profil spatial de l'électroluminescence avec ce contact électrique. Nous pouvons noter que ce profil spatial n'est pas envisageable pour la conception d'un laser monomode. En effet, le contact électrique va créer un « trou » dans le profil du gain du laser, comme l'illustre la Figure 28-b. Par ailleurs, nous noterons que l'utilisation de la barrière tunnel a bien permis d'homogénéiser les lignes de champs dans le 1/2-VCSEL.

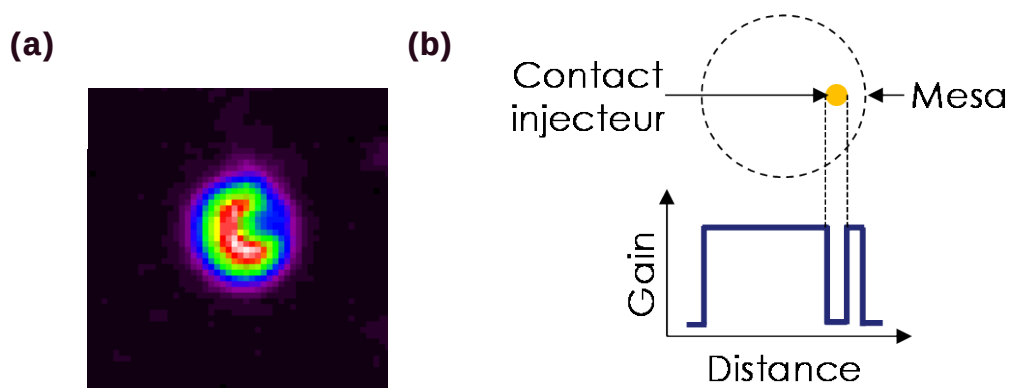


Figure 28 : (a) Profil de l'électroluminescence d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL utilisant un injecteur ponctuel. Extrait de la thèse de Frougier [78] et (b) la schématisation du profil spatial de l'électroluminescence du $\frac{1}{2}$ -VCSEL

Afin d'obtenir une section circulaire, nous avons choisi de remplacer le contact électrique ponctuel par un contact annulaire, tel que représenté en Figure 29-a. L'électroluminescence d'un tel dispositif devrait être circulaire, compatible avec une émission monomode transverse (TEM_{00}) dont l'émission se fera par la zone intérieure de l'anneau. Il est important de noter que nous allons chercher à avoir un gain le plus homogène possible sur l'ensemble de la zone émettrice afin de maximiser le rendement du laser. Expérimentalement, ceci correspond à avoir un profil spatial de type « top hat », tel que schématisé en Figure 29-b.

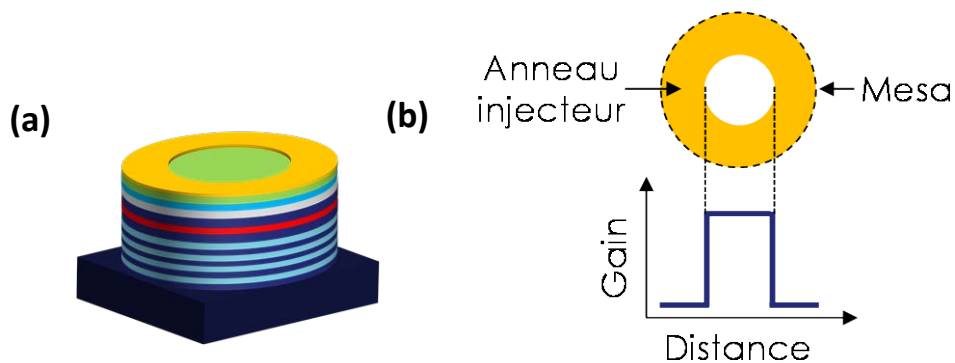


Figure 29 : (a) $\frac{1}{2}$ -VCSEL avec l'injecteur ferromagnétique et son contact électrique annulaire et (b) schématisation du contact électrique et du profil spatial théorique du faisceau laser (type « top hat »)

II.3. La structure III-V

Les $\frac{1}{2}$ -VCSELs par pompage électrique utilisées au cours de cette thèse sont issues d'un partenariat avec Isabelle Sagnes du Centre de Nanosciences et de Nanotechnologies (C2N). Ce dernier possède notamment des compétences en croissance de laser en *GaAs* à 1 μm par épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD). C'est pourquoi, dans la suite, les $\frac{1}{2}$ -VCSELs à pompage électrique seront fabriqués par le C2N. Nous rappelons qu'ils seront développés pour être anti-résonants et donc pourront accueillir l'injecteur ferromagnétique à un nœud du champ électrique.

La structure retenue est composée d'un DBR, réalisé par 27 empilements successifs de *AlAs/Ga(Al)As/GaAs/Al(Ga)As* dopés *Zn* ; le dopage des matériaux est nécessaire pour le transport de l'électron dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence. La croissance de ce DBR est réalisée sur un buffer en *GaAs* dopé *Zn*, lui-même déposé sur un substrat en *GaAs*. Au sommet de ce DBR, trois puits quantiques en *InGaAs/GaAsP*, émettant autour de 980 nm à température ambiante, servent de milieu actif pour le $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Le détail de la structure est donné en Figure 30-a. Un « spacer » en *GaAs* dopé *Si* est finalement déposé sur les barrières pour rendre la structure anti-résonante.

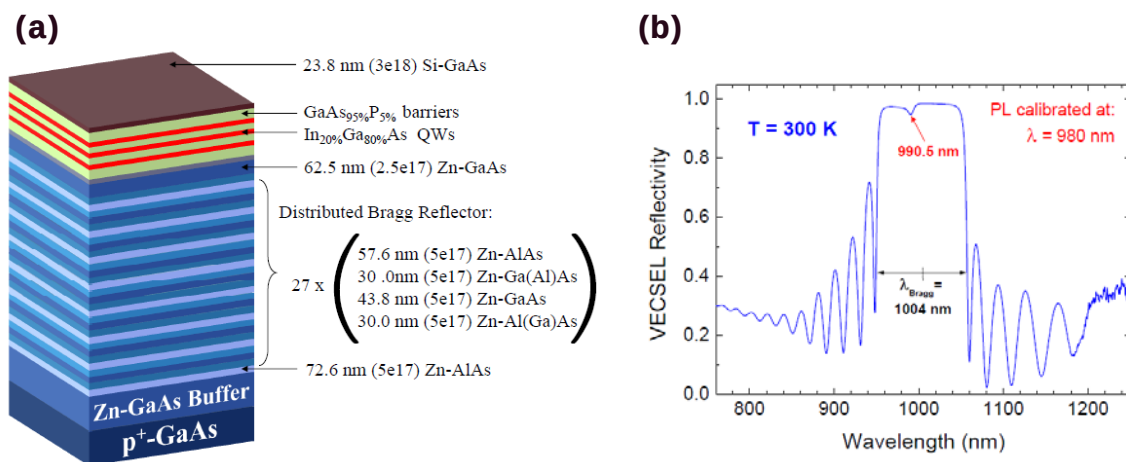


Figure 30 : Schématisation de la structure du $\frac{1}{2}$ -VCSEL et son spectre de réflectivité

Par ailleurs, afin de vérifier le « calage » de la cavité, c'est-à-dire l'alignement entre le pic d'électroluminescence des puits quantiques avec la fréquence de résonance de la microcavité, un spectre de spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (Fourier Transform InfraRed ou FTIR) peut être réalisé. Ce dernier va alors présenter un maximum

d'absorption, soit un « trou » sur le spectre de FTIR, indiquant la présence de la microcavité. L'effet laser apparaîtra donc lorsque le pic d'électroluminescence et le minimum du spectre de FTIR (fréquence de résonance de la microcavité) seront concordants. Le spectre du FTIR de la structure étudiée est fourni en Figure 30-b. Il permet de retrouver certaines caractéristiques de la structure. En particulier, une largeur de la « stopband » issue du DBR d'environ 100 nm centrée à 1004 nm et un « trou » à 990,5 nm ont été obtenue. Or, l'électroluminescence présente théoriquement un maximum à 980 nm à 20°. La résonance de la microcavité et le maximum du gain ne sont donc pas alignés et l'effet laser ne pourra pas avoir lieu à ce stade.

En réalité, lorsque le laser sera alimenté, les effets thermiques vont induire un décalage du spectre d'électroluminescence et de la stopband. En particulier, la modification des épaisseurs optiques due à la dilatation des matériaux va provoquer un décalage de la stopband de $\beta_B = +0,06 \text{ nm/K}$ [90]. En parallèle, le décalage du maximum du gain causé par la dilatation de l'énergie de gap des puits quantiques [91] s'opère à $\beta_g = +0,3 \text{ nm/K}$ [90]. Ainsi, si nous considérons que la température est répartie uniformément dans le $\frac{1}{2}$ -VCSEL, nous avons :

$$\begin{cases} \lambda_B = \lambda_B^0 + \beta_B \cdot \Delta T & II.1. \\ \lambda_g = \lambda_g^0 + \beta_g \cdot \Delta T & II.2. \end{cases}$$

où λ_B est la longueur d'onde du pic de la microcavité dans le spectre de FTIR, λ_g celle du pic d'électroluminescence des puits quantiques, λ_B^0 et λ_g^0 la longueur d'onde du pic de la microcavité et du gain pour un courant nul. ΔT représente la différence de température des puits quantiques lorsque le laser est alimenté. Nous supposons dans la suite que la température est identique dans le milieu actif et dans le DBR. Comme, $\lambda_B^0 = 990,5 \text{ nm}$ et $\lambda_{gain}^0 = 980 \text{ nm}$, les deux pics seront alignés lorsque $\Delta T = 44^\circ\text{C}$. Or, pour une telle structure, la résistance thermique est d'environ 70 K/W_{injecté}. Le système de pompage devra donc apporter une puissance de 0,76 W, ce qui correspond à un courant d'environ 150 mA pour une tension aux bornes du laser de 5 V. Nous noterons que cette analyse ne permet d'obtenir qu'un ordre de grandeur de l'évolution des décalages des deux spectres. Les études nécessaires à la conception de ces structures sont plus précises et tiennent compte de davantage de paramètres.

II.4. Processus de fabrication du spin-laser

Nous rappelons que l'injecteur ferromagnétique est constitué de 3 couches : $MgO / CoFeB / Ta$. Elles sont déposées par pulvérisation cathodique sur un wafer de 2 pouces constitué de la structure développée au paragraphe précédent (phase 1 en Figure 31). Puis, l'échantillon subit une lithographie laser basée sur des résines photosensibles. Cette dernière va permettre de concevoir des $\frac{1}{2}$ -VCSELs indépendants (gravure du mesa) et d'y déposer un contact électrique (métalisation).

- Préparation à la gravure : une résine est déposée sur l'ensemble de l'échantillon (phase 2 en Figure 31). Puis, un laser UV vient usiner la résine afin d'obtenir un disque (phase 3 en Figure 31). Ce dernier permettra de protéger la zone recouverte de la gravure. Le motif obtenu est ensuite révélé pour obtenir le masque de gravure.
- Gravure : l'échantillon est gravé par gravure ionique (IBE) (phase 4 en Figure 31). Seules les parties non-masquées par la résine sont gravées. Nous obtenons donc, après gravure, un plot vertical qui constituera le mesa du $\frac{1}{2}$ -VCSEL (phase 5 en Figure 31).
- Préparation au dépôt du contact électrique : une résine est maintenant placée sur le mesa, comme lors de l'étape 1 (phase 1 en Figure 32). Le laser vient alors usiner la partie qui constituera le contact annulaire (phase 2 en Figure 32). Nous avons alors un $\frac{1}{2}$ -VCSEL avec une couche de résine sur le dessus, sauf à l'emplacement du futur contact. De même, le motif est révélé pour obtenir le masque.
- Métalisation : Une bi-couche $15\text{ nm Ti} / 150\text{ nm Au}$ est déposée sur l'échantillon (phase 3 en Figure 32) et elle est finalement nettoyée de toutes les résines (phase 4 en Figure 32). Nous pouvons alors déposer les fils de contact en argent (phase 5 en Figure 32).

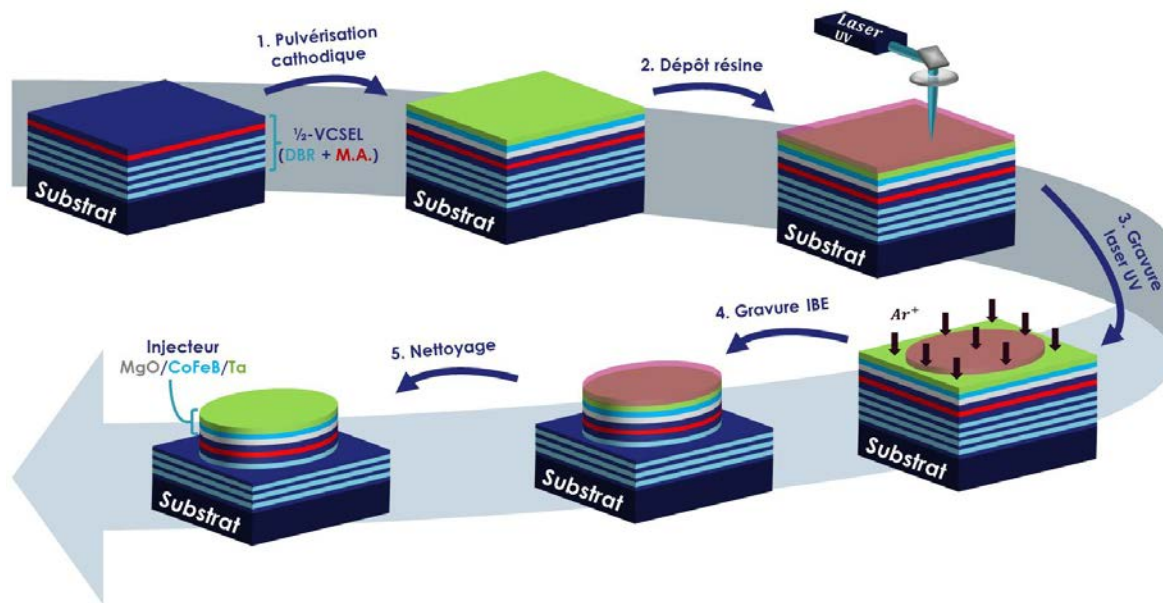


Figure 31 : 1^e partie de la fabrication des $\frac{1}{2}$ -VCSELs : étapes de gravure lithographie laser. Notations : DBR : Réseau de Bragg, MA : milieu actif

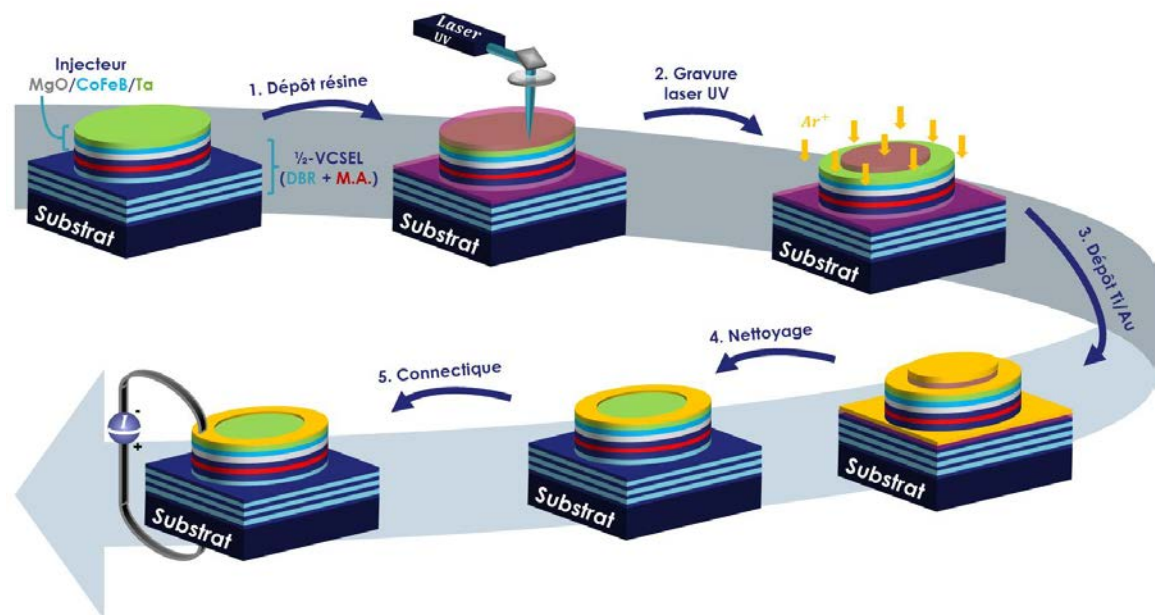


Figure 32 : 2^e partie de la fabrication des $\frac{1}{2}$ -VCSELs : étapes de métallisation et de lithographie optique. Notations : DBR : Réseau de Bragg, MA : milieu actif

II.5. Caractéristique du contact électrique

La zone d'émission du laser étant définie par la surface intérieure de l'anneau, le choix du coupleur de sortie et de la longueur de la cavité sont deux paramètres à prendre en compte pour la fabrication du laser. En effet, si le diamètre du « waist », c'est-à-dire le diamètre minimal du mode optique, est supérieur à la taille intérieure de l'anneau, les pertes induites par le contact électrique annihileront l'effet laser. Il est donc important de choisir un diamètre intérieur du contact annulaire supérieur à celui du waist. A l'inverse si le diamètre est trop grand, le gain sera faible. En effet, seuls les photons émis dans la zone du mode laser participeront à l'effet laser, les autres seront perdus par émission spontanée. Il est donc primordial d'accorder les diamètres intérieurs du contact annulaire avec le waist du laser en jouant sur la longueur de la cavité du VECSEL.

Afin de définir les dimensions du contact électrique, la Figure 33 modélise la taille du mode laser en fonction de la longueur de la cavité pour trois miroirs de rayon de courbure différents à $1\ \mu\text{m}$ (10 mm, 15 mm et 25 mm).

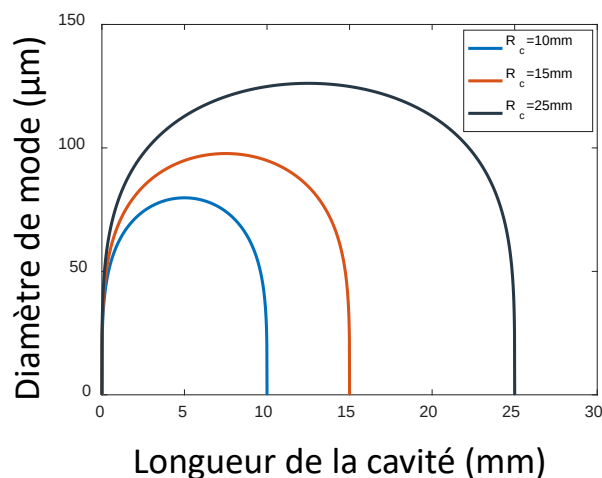


Figure 33 : Evolution du diamètre du mode laser en fonction de la longueur de la cavité pour trois coupleurs laser de rayon de courbure $R_c = 10\text{ mm}$, $R_c = 15\text{ mm}$, $R_c = 25\text{ mm}$

Afin de respecter la condition précédente, nous avons choisi de développer une série de $\frac{1}{2}$ -VCSELs avec des diamètres intérieurs et extérieurs du contact annulaire différents. En particulier, des diamètres intérieurs, notés dans la suite « d », de 40 μm , 60 μm , 80 μm , 100 μm et 120 μm permettent d'utiliser les trois miroirs pour différentes longueurs de cavité.

De même, les diamètres extérieurs, notés dans la suite « Φ », ont été choisis pour modifier les densités de courant traversant le milieu actif : 150 μm , 200 μm , 250 μm et 300 μm . Le masque de lithographie laser qui permettra la fabrication des $\frac{1}{2}$ -VCSELs est présenté en Figure 34.

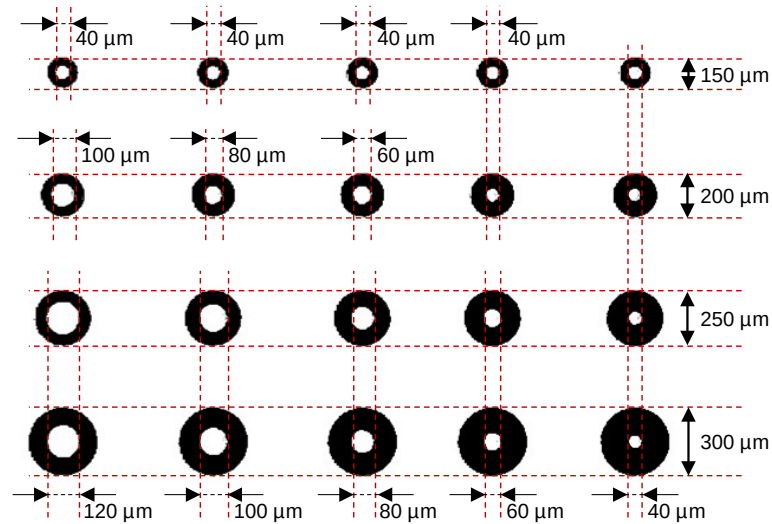


Figure 34 : Masque de la lithographie laser

Nous pouvons alors étudier en parallèle l'impact des diamètres des contacts sur le comportement du spin-laser. La Figure 35 représente une modélisation 3D des $\frac{1}{2}$ -VCSELs que nous souhaitons réaliser.

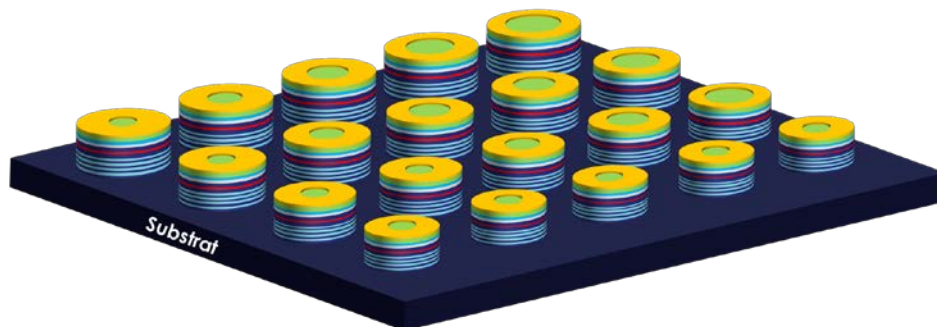


Figure 35 : Schématisation 3D des $\frac{1}{2}$ -VCSELs qui seront fabriqués

III. Résultats préliminaires et identification des limitations

III.1. Fabrication du spin-VECSEL

Une première série a été réalisée en suivant le processus décrit en partie II.4. Un injecteur ferromagnétique $2,5 \text{ nm MgO}/1,2 \text{ nm CoFeB}/5 \text{ nm Ta}$ a alors été déposé sur les $\frac{1}{2}$ -VCSELs à un nœud du champ électromagnétique du laser.

Après le dépôt du ferromagnétique, le $\frac{1}{2}$ -VCSEL a été gravé pour obtenir un mesa. L'analyse par spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS) de la gravure est rapportée dans la Figure 36. Nous retrouvons chaque élément qui compose le $\frac{1}{2}$ -VCSEL : l'injecteur ferromagnétique au début, les trois pics bleus correspondent aux trois puits quantiques, la partie comprise entre ces trois pics et la couche de MgO est le « spacer » qui permet d'obtenir une structure anti-résonante et la partie au-delà de 9 min de gravure représente le début du DBR. Pour cette première série, nous avons choisi d'arrêter la gravure au niveau de la première couche du DBR, soit autour de 10 min sur la Figure 36.

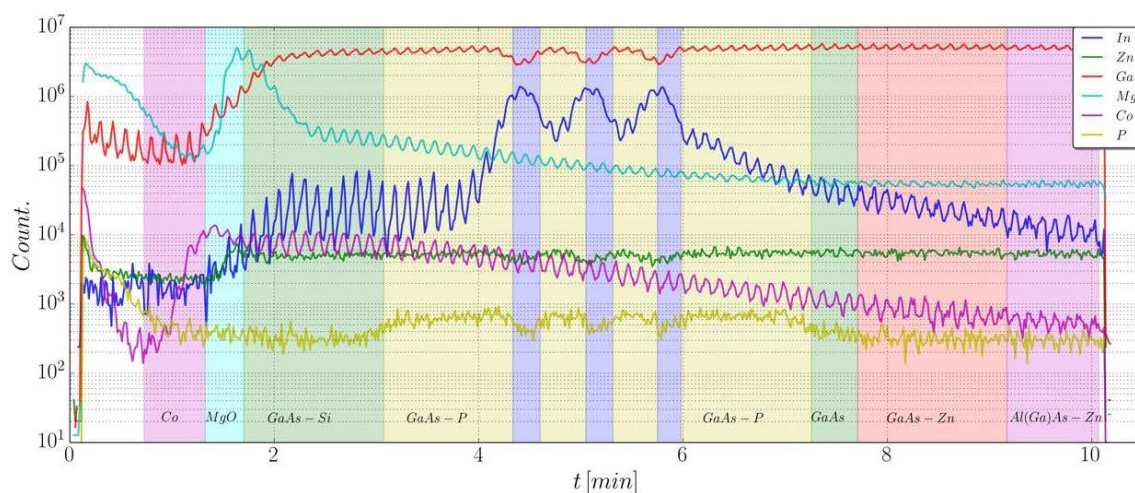


Figure 36 : Spectre de masse des ions secondaires (SIMS) de la gravure du spin-VECSEL obtenu ($\frac{1}{2}$ -VCSEL avec injecteur ferromagnétique)

Enfin, une métallisation avec le dépôt du contact annulaire a été réalisée. Une photographie des $\frac{1}{2}$ -VCSELs est fournie en Figure 37. Nous retrouvons alors les 20 $\frac{1}{2}$ -VCSELs avec leur injecteur ferromagnétique et leur contact électrique annulaire.

L'échantillon de la colonne 2 et de la ligne 3 ne sera pas exploité lors des caractérisations optiques. En effet, une partie de la résine qui a permis de réaliser les contacts annulaires est venue se redéposer sur l'injecteur lors du nettoyage. Les caractérisations de ce laser ne pourront en aucun cas servir de référence.

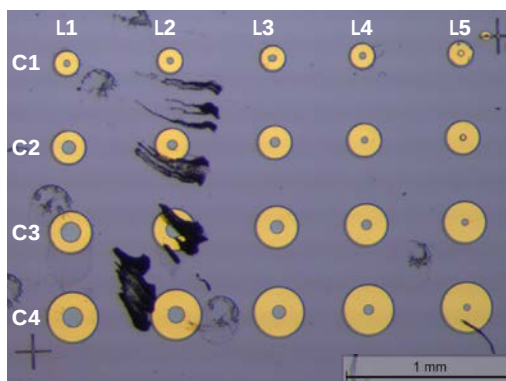


Figure 37 : Photographie au microscope des $\frac{1}{2}$ -VCSELs

III.2. Caractérisation spectrale

III.2.1. Identification du décalage spectral

Afin de vérifier l'influence du dépôt de l'injecteur ferromagnétique sur le $\frac{1}{2}$ -VCSEL, nous avons réalisé des spectres de FTIR pour chaque échantillon. Les résultats sont présentés en Figure 38.

Nous pouvons constater sur ces spectres de FTIR l'absence de minimum d'absorption due à la microcavité, comme observé en Figure 30. Ceci signifie que l'absorption de l'injecteur ferromagnétique n'est pas négligeable ; l'injecteur ne se trouve donc pas exactement à un nœud du champ électrique de la cavité. En effet, nous avons vu en partie II.3 que le pic dû à la microcavité est très faible. Ainsi, si l'absorption de l'injecteur devient trop importante, le pic de la microcavité devient donc masqué par l'absorption de l'injecteur ferromagnétique.

De plus, un décalage de la « stopband » du DBR est observé en fonction des échantillons. Par exemple, entre le spectre de FTIR du $\frac{1}{2}$ -VCSEL sans injecteur (*GaAs* 763) et celui du $\frac{1}{2}$ -VCSEL avec injecteur en colonne 1 et ligne 2 (c2l1), un décalage de 4,2 nm apparaît. En moyenne, le décalage entre les spectres des échantillons et celui du *GaAs* 763 (sans injecteur) vaut 3,2 nm. Ce décalage spectral va induire un désalignement entre le

minimum formé par la microcavité du spectre de FTIR et le pic d'électroluminescence de la zone active, et ainsi annihiler l'effet laser.

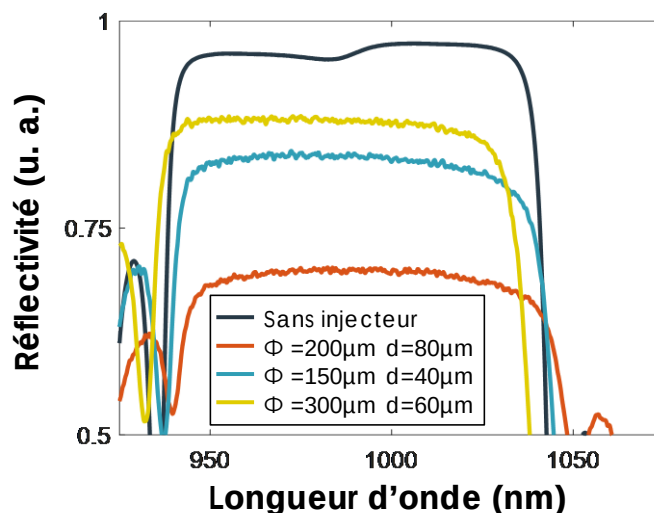


Figure 38 : Spectres de FTIR des échantillons après l'étape de lithographie

III.2.2. Origine du décalage spectral

Nous pensons que ces décalages ne sont pas dus à l'injecteur mais au $\frac{1}{2}$ -VCSEL. En effet, le C2N fournit des $\frac{1}{2}$ -VCSELs dont il garantit les épaisseurs des couches avec une erreur de moins de 5 % uniquement dans la zone centrale du wafer (20 x 20 mm au centre du « wafer »). Ainsi, si l'échantillon provient d'une zone en dehors de celle des 5 % d'erreur, les épaisseurs des DBRs et de la cavité peuvent varier notablement et induire un décalage du spectre de FTIR. Par exemple, la Figure 39 montre trois spectres de FTIR de la même structure à différents endroits de la plaque. Sur un « wafer » de deux pouces, un décalage maximal de la « stopband » et du pic de microcavité de 21 nm a été constaté.

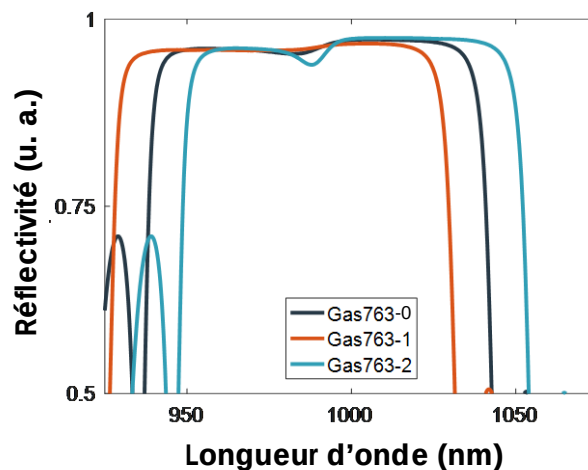


Figure 39 : Spectres de FTIR réalisés en 3 points d'une même structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL

Il est important de noter qu'une erreur de 5 % équivaut à un changement d'épaisseur de 230 nm. Or l'épaisseur du spacer permettant d'obtenir une structure anti-résonante vaut $\lambda/4$ soit environ 250 nm. En d'autres termes, une erreur de 5 % peut transformer une structure anti-résonante en une structure résonante. L'injecteur ferromagnétique se retrouve alors au maximum du champ électrique : son absorption est donc maximale et les lasers ne pourront pas osciller. Ainsi, pour les prochaines séries, nous utiliserons uniquement la zone centrale du wafer pour la conception des spin-lasers.

III.3. Caractérisation électrique

Même si dans cette série les spin-lasers n'oscilleront pas, nous pouvons tout de même les caractériser électriquement. Nous avons alors placé les $\frac{1}{2}$ -VCSELs sur un système de caractérisation électrique composé d'une source de tension délivrant une tension dans la gamme $[-5 \text{ V} ; 5 \text{ V}]$, d'un système de pointes métalliques pour alimenter chaque $\frac{1}{2}$ -VCSEL et d'un ampèremètre. Nous relevons alors la densité de courant en fonction de la tension. Les résultats sont représentés en Figure 40.

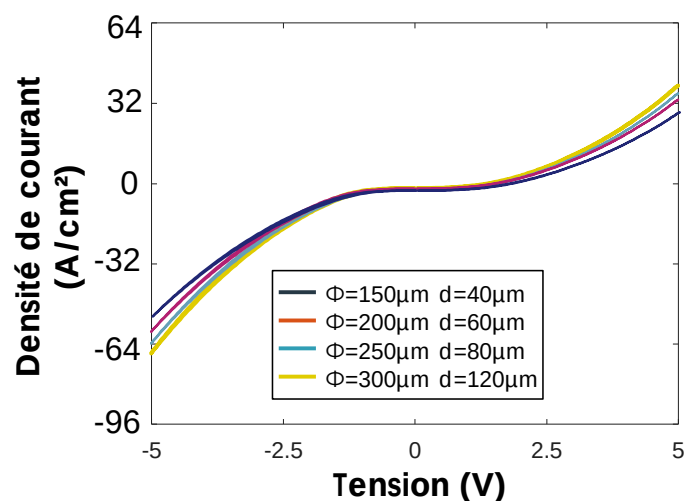


Figure 40 : Courbes $I = f(V)$ pour l'ensemble des $\frac{1}{2}$ -VCSELs de la série

Nous pouvons constater que ces caractéristiques ne correspondent pas à celles d'un laser à SC. En effet, dans le cas d'un laser SC, la caractérisation $I = f(V)$ aurait dû avoir le comportement d'une diode, telle qu'illustrée en Figure 41. Ici nous retrouvons le comportement de la barrière tunnel seule. Nous pensons alors que le milieu à gain du $\frac{1}{2}$ -VCSEL a été court-circuité. Ceci aurait pu être causé par une gravure trop profonde qui aurait atteint la première couche du DBR. Dans la prochaine série, nous ferons alors attention à arrêter la gravure du SC juste après les puits quantiques et bien avant le DBR.

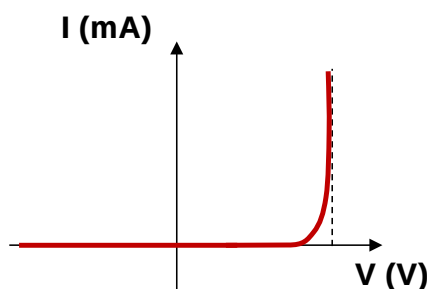


Figure 41 : Courbe théorique $I = f(V)$ d'une diode

Enfin, nous pourrions noter que les densités de courant traversant les structures sont extrêmement faibles (de l'ordre de la dizaine de A/cm^2). Or, nous avons vu précédemment que le laser oscillera pour des courants de l'ordre de la centaine de mA, soit des puissances de l'ordre de 0,76 W. Afin de réduire la résistance du laser pour la prochaine série, nous avons choisi de diminuer l'épaisseur de la barrière tunnel. Nous rappelons que la résistance

d'une barrière tunnel varie exponentiellement avec son épaisseur. Le nouvel injecteur ferromagnétique aura les propriétés suivantes : $1,2 \text{ nm MgO} / 1,2 \text{ nm CoFeB} / 5 \text{ nm Ta}$. De plus, afin d'augmenter le confinement dans les puits et donc l'efficacité de recombinaison des paires électron/trou par émission radiative, nous ajouterons dans la prochaine série des barrières supplémentaires autour du milieu actif.

IV. Amélioration de la structure SC et résultats expérimentaux

Contrairement à la première série, nous avons choisi de suivre l'évolution de la fabrication des $\frac{1}{2}$ -VCSELs étape par étape. En particulier, des spectres de FTIR seront effectués avant et après la lithographie afin de vérifier son influence sur la structure.

IV.1. Nouvelle structure III-V

Nous avons constaté lors des caractérisations électriques que le courant traversant le SC était bien inférieure à la centaine de mA (limite en-dessous de laquelle, l'électroluminescence et le pic de microcavité ne seront pas alignés). Nous avons donc choisi de modifier légèrement la structure de la série précédente. En particulier, la nouvelle série possède en plus de l'ancienne des barrières en $AlGaAs$ autour du milieu actif. Ceci a pour but d'améliorer le confinement des électrons dans le milieu à gain. Enfin les épaisseurs de chaque élément (« spacer », barrières...) ont été revues afin de positionner parfaitement l'injecteur à un nœud du champ électrique. Cette nouvelle structure ainsi que son spectre de FTIR sont présentés en Figure 42.

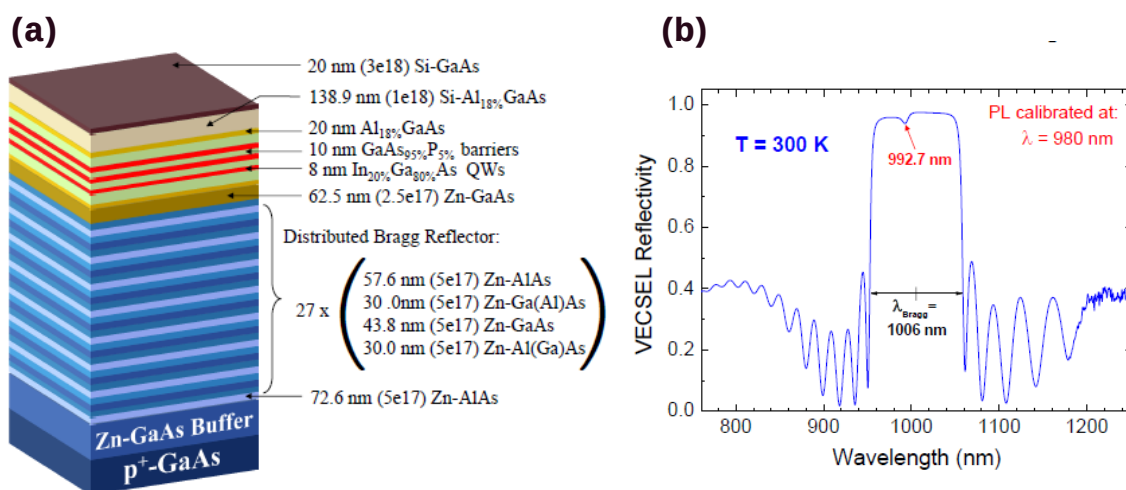


Figure 42 : Schématisation de la structure du $\frac{1}{2}$ -VCSEL et son spectre de FTIR

De plus, nous avons observé précédemment que la lithographie est un point clé dans la fabrication du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. En particulier, l'arrêt de la gravure dans la couche friable d'AlAs a rendu l'échantillon précédent inexploitable. C'est pourquoi, avant de réaliser la phase de gravure sur un échantillon avec dépôt du ferromagnétique, nous avons réalisé une gravure complète de la structure sans injecteur (GaAs 764). Cette gravure est reportée en Figure 43. Elle va permettre de choisir précisément la profondeur de gravure afin d'éviter le problème de la série précédente.

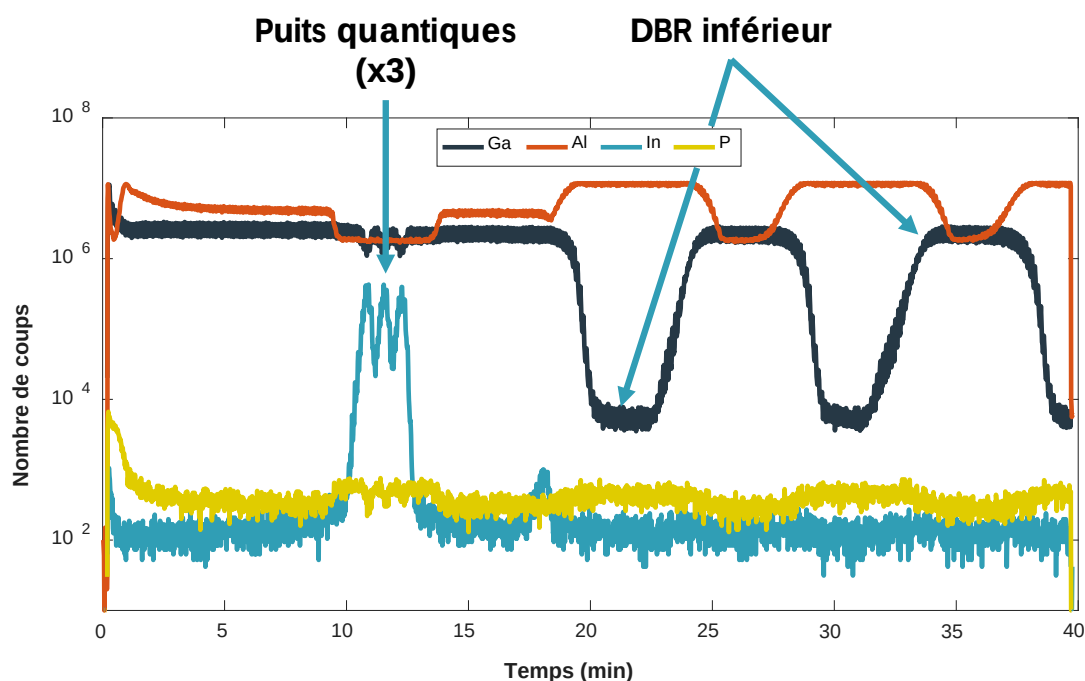


Figure 43 : SIMS de la gravure complète du $\frac{1}{2}$ -VCSEL (jusqu'au DBR)

Nous retrouvons chaque élément qui compose un $\frac{1}{2}$ -VCSEL : les trois pics bleu ciel correspondent aux trois puits quantiques, la partie précédant ces pics est le « spacer » qui permet d'obtenir une structure anti-résonante et la partie au-delà de 18 min de gravure représente le début du DBR avec l'empilement des couches d'AlAs/GaAs. Etant donné la structure de ce $\frac{1}{2}$ -VCSEL, nous avons choisi d'arrêter la gravure juste après les 3 puits quantiques, soit autour de 15 min sur la Figure 43. Nous éviterons ainsi le DBR avec la première couche d'AlAs.

IV.2. Caractérisation spectrale après dépôt du ferromagnétique

Un injecteur ferromagnétique $1,2 \text{ nm MgO} / 1,2 \text{ nm CoFeB} / 5 \text{ nm Ta}$ a dans un premier temps été déposé sur les $\frac{1}{2}$ -VCSELs. Afin de vérifier l'état du ferromagnétique, une imagerie chimique par spectrométrie à rayons X (EDX) de l'échantillon a été effectuée et est représentée en Figure 44. Elle permet de déterminer la présence d'espèces atomiques et plus particulièrement leur profondeur dans le matériau. Nous retrouvons donc sur cette image l'empilement des couches de l'injecteur ferromagnétique et le SC (cf. Figure 44-a). La Figure 44-b montre l'évolution des concentrations de Ta et d' O dans l'injecteur. Nous pouvons notamment voir l'oxydation du Ta sur environ 3 nm. Les derniers nm de Ta permettent ainsi de protéger le ferromagnétique de l'oxydation et donc de ne pas altérer ses propriétés magnétiques. Ceci valide donc le choix d'utiliser 5 nm de Ta .

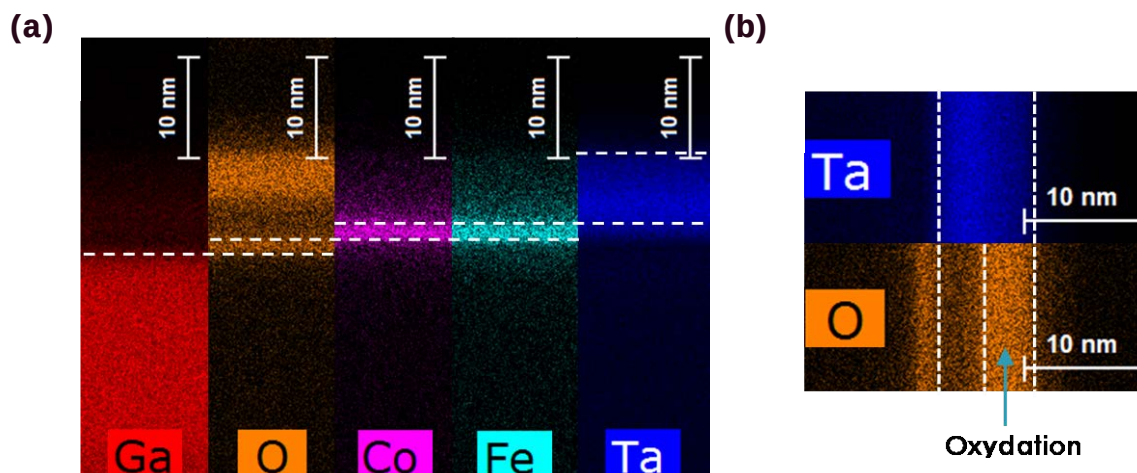


Figure 44 : EDX (a) du $\frac{1}{2}$ -VCSEL avec injecteur et (b) de l'oxydation du Ta

Puis, avant de continuer le processus de lithographie, un spectre de FTIR a été réalisé. Afin de vérifier l'évolution des épaisseurs de la structure qui avait induit un décalage de spectre de plus de 20 nm, des spectres de FTIR ont été effectués en plusieurs endroits. Ils sont représentés en Figure 45 (courbes jaune, turquoise et orange).

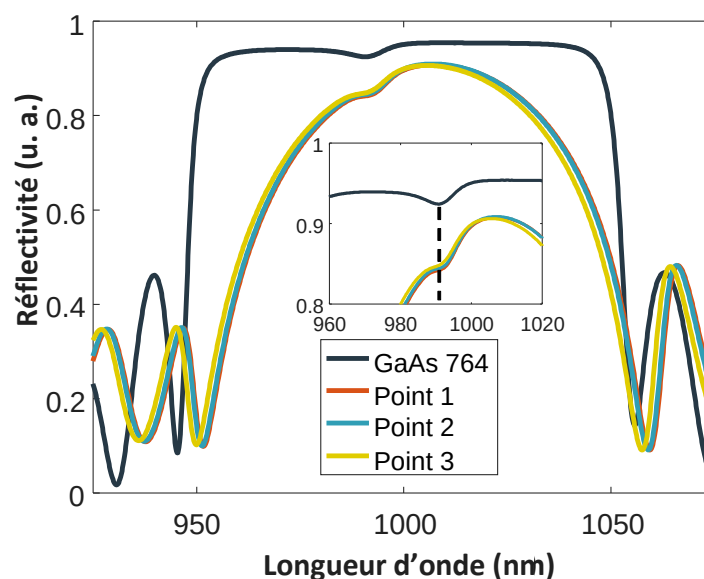


Figure 45 : Spectre de FTIR des échantillons avant l'étape de lithographie

Un décalage maximal de 1,5 nm de la « stopband » entre les différents points sur le $\frac{1}{2}$ -VCSEL a été constaté. Si nous reprenons le spectre de FTIR de la structure sans dépôt (courbe bleu marine), nous constatons un décalage maximal de 6 nm. Ceci est bien inférieur aux résultats obtenus dans la partie III.2. L'origine de ces décalages reste néanmoins méconnue. Nous remarquerons que même si un décalage de la « stopband » est observé, les minima dus à la microcavité sont toujours alignés à 1 nm près. Ainsi les spectres de réflectivité et d'électroluminescence coïncideront toujours lorsque les $\frac{1}{2}$ -VCSELs seront alimentés.

IV.3. Gravure et lithographie

Le processus de lithographie a ensuite été réalisé. En particulier, la gravure du spin-VCSEL est représentée en Figure 46 et Figure 47. Nous pouvons reconnaître sur la Figure 46 la gravure des trois couches de l'injecteur. Puis au-delà de 2 min, la concentration en Ga augmente signifiant que nous gravons le $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Cette analyse est complémentaire à l'imagerie EDX de la partie III.1.

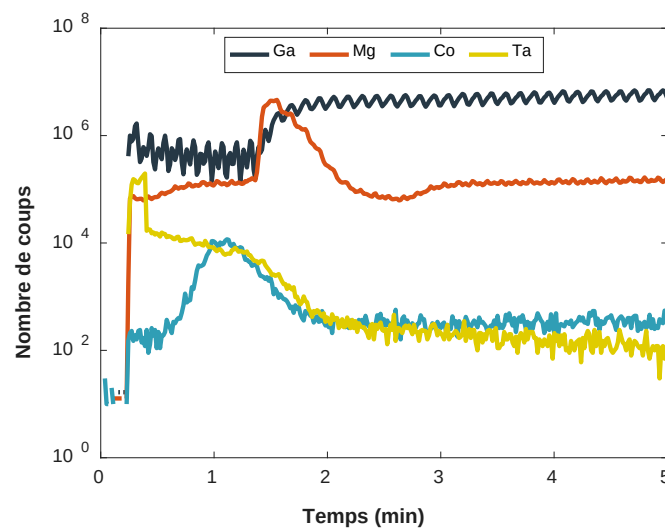


Figure 46 : SIMS de la gravure de l'injecteur ferromagnétique

La Figure 47 montre la gravure du $\frac{1}{2}$ -VCSEL et plus particulièrement son arrêt après les puits quantiques. La concentration en Al n'augmente pas, indiquant que la gravure a été arrêtée avant le DBR, soit avant la couche d'AlAs.

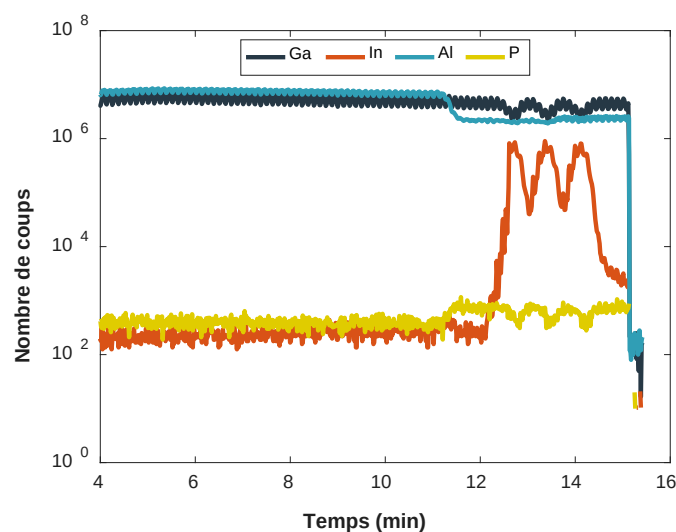


Figure 47 : SIMS de la gravure de la partie semiconducteur du $\frac{1}{2}$ -VCSEL

Afin de contrôler la qualité de la gravure et plus particulièrement la verticalité des flancs, nous avons étudié son profil spatial avec un microscope à force atomique (AFM). Pour cela, nous avons utilisé un profilomètre qui mesure, par le biais d'une pointe, la hauteur du matériau. Le point de départ au pied du mesa est la référence pour le

profilomètre. Ensuite, la pointe va se déplacer en ligne droite et relever sa hauteur avec un pas de $0,1 \mu\text{m}$. Le relevé est fourni en Figure 48.

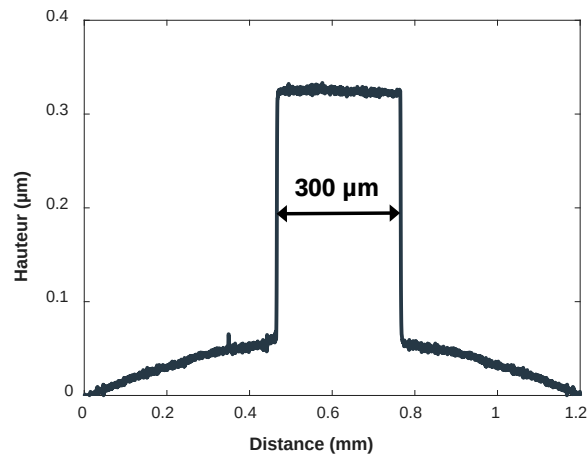


Figure 48 : Profil de l'injecteur extérieur réalisé avec un AFM

Le plot fait alors une hauteur de 260 nm . Si nous reprenons les épaisseurs de la structure fournies en Figure 42, nous pouvons alors vérifier que l'arrêt de la gravure se situe bien avant le DBR dans la couche de GaAs dopé Zn. Nous noterons sur ce profil que le plateau de gravure n'est pas exactement horizontal, notamment près d'un bord. Ceci est en réalité dû à la gravure ionique (IBE) qui va induire de la rugosité supplémentaire sur la zone gravée, comme le montre l'image par microscopie électronique à balayage (MEB) fournie en Figure 49-a.

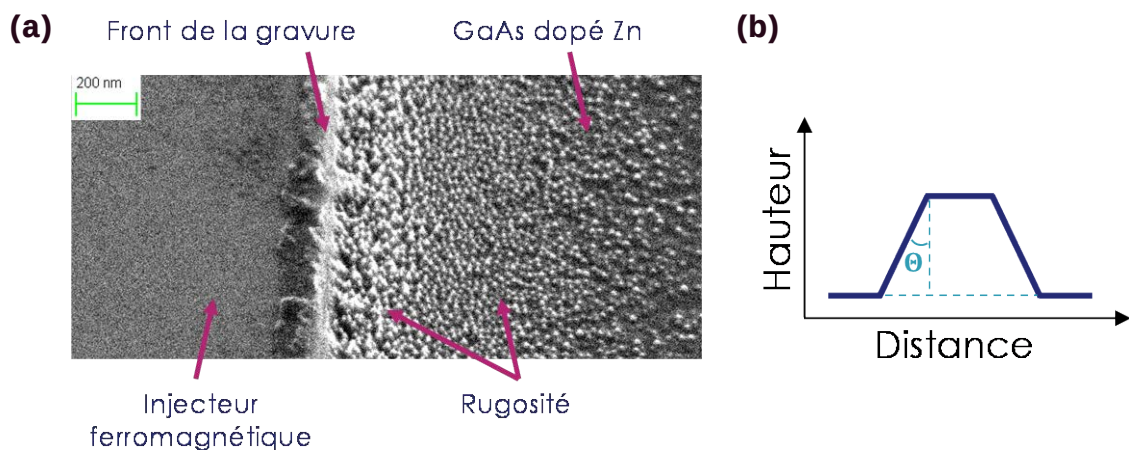


Figure 49 : (a) Image MEB d'un bord d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL après l'étape de gravure et (b) Schématisation du profil de l'injecteur

De plus, si nous assimilons le profil du plot à la représentation schématique en Figure 49-b, nous obtenons $\theta = 3^\circ$, justifiant la bonne qualité de la gravure et notamment la fabrication de $\frac{1}{2}$ -VCSELs avec des flancs verticaux.

IV.4. Contact électrique

Compte tenu des précédents résultats, la lithographie et le dépôt du contact annulaire ont été effectués. Suite à une erreur de manipulation, le $\frac{1}{2}$ -VCSEL s'est brisé durant la phase de lithographie, avant la phase de métallisation. Malgré cette erreur, nous avons choisi de terminer la métallisation pour le caractériser et ainsi valider la gravure. La Figure 50 montre une photographie des spin-lasers restants.



Figure 50 : Photographie au microscope des $\frac{1}{2}$ -VCSELs

IV.5. Caractérisation spectrale après lithographie

Afin de vérifier l'influence de la lithographie sur le spectre de réflectivité, un spectre de FTIR a été effectué sur chaque $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Ils sont ensuite comparés au spectre de FTIR de la structure sans injecteur en Figure 51.

Un décalage maximal de 3,9 nm des minima dus à la microcavité pour différents $\frac{1}{2}$ -VCSELs a été constaté. Si nous reprenons le spectre de FTIR de la structure sans dépôt (courbe bleue marine), nous constatons un décalage maximal de 2,8 nm. Ce décalage devrait être compensé par les différences de vitesse de décalage de l'électroluminescence et du spectre de FTIR.

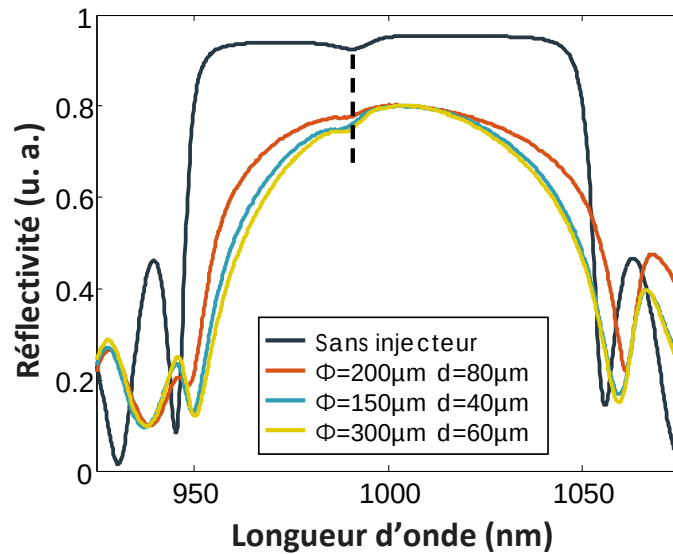


Figure 51 : Spectres de FTIR des échantillons après lithographie

IV.6. Caractérisation électrique

Des caractérisations $I = f(V)$ ont ensuite été réalisées. Elles sont fournies en Figure 52. Contrairement à la première série, ces caractérisations correspondent à celle d'une diode. Nous remarquerons que l'intensité maximale dépend principalement du diamètre extérieur de l'électrode, soit de la densité de courant. Elle reste dans tous les cas inférieure à 45 A/cm^2 . Nous pouvons donc conclure que cet échantillon nous a permis de valider notre approche. Cependant, il devient maintenant nécessaire d'améliorer la phase de lithographie afin de diminuer les résistances parasites et donc augmenter le courant dans les $\frac{1}{2}$ -VCSELs.

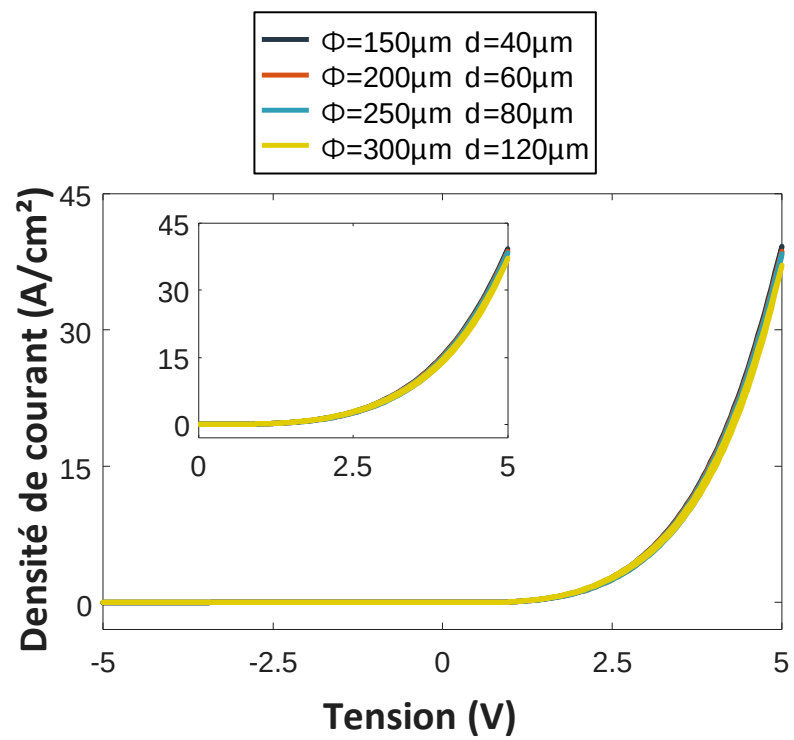


Figure 52 : Courbes $I = f(V)$ pour des $\frac{1}{2}$ -VCSELs de la série

V. Modification de la technique de lithographie et résultats expérimentaux

V.1. Amélioration du procédé de lithographie

Afin de diminuer les résistances parasites entre le contact électrique et le SC, nous avons choisi d'optimiser la technique de lithographie. La méthode précédente (lithographie laser) est souple pour la conception d'un masque car nous pouvons modifier les motifs avant chaque série. Elle est donc très adaptée pour effectuer des tests. Cependant, elle n'est pas optimale pour la réalisation de motifs circulaires. En effet, une fois que la résine est déposée sur l'échantillon, le laser vient la graver ligne par ligne. La conception d'un anneau relève alors d'un véritable challenge. D'ailleurs, plusieurs séries de $\frac{1}{2}$ -VCSELs avec un injecteur ferromagnétique n'ont pu être exploitées, tel que montré en Figure 53. En particulier, le manque de reproductibilité avec cette technique peut devenir problématique pour cette étude.

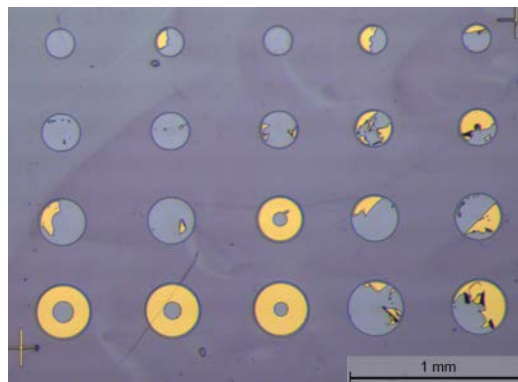


Figure 53 : Photographie au microscope des échantillons mettant en évidence le problème de lithographie

Nous avons alors envisagé d'utiliser une lithographie avec une lampe UV et un masque. Cette technique de lithographie est plus performante pour réaliser des anneaux puisque l'échantillon est soumis à un éclairage uniforme. Il ne sera néanmoins plus possible de changer les motifs, sans changer le masque complet. Elle permet aussi d'améliorer la reproductibilité et la stabilité du processus.

Comme précédemment, les 3 couches (*MgO / CoFeB / Ta*) sont déposées par pulvérisation cathodique sur le $\frac{1}{2}$ -VCSEL (phase 1 en Figure 54). Puis l'échantillon subit une lithographie optique en quatre étapes. Nous rappelons qu'une résine positive est un type de résine photosensible pour laquelle la partie exposée à la lumière devient soluble au révélateur et où la résine non exposée reste insoluble. À l'inverse, une résine négative est une résine pour laquelle la partie exposée à la lumière devient insoluble au révélateur et où la résine non exposée reste soluble. La procédure suivante détaille le nouveau procédé de lithographie.

- Préparation à la gravure : une résine positive est déposée sur l'ensemble de l'échantillon. Puis, nous venons placer le masque optique en contact de ce dernier (phase 2 en Figure 54). Il est ensuite insolé par une lampe UV (phase 3 en Figure 54). Le motif est ensuite révélé pour obtenir le masque de gravure. Nous obtenons alors un disque qui protégera la zone cachée de la gravure.
- Gravure : l'échantillon est gravé par gravure ionique (IBE). Seules les parties non masquées sont gravées (phase 4 en Figure 54). Nous obtenons donc, après gravure, un plot vertical qui constituera le mesa du $\frac{1}{2}$ -VCSEL (phase 5 en Figure 54).
- Préparation au dépôt du contact électrique : une résine négative est maintenant placée sur l'échantillon, comme lors de l'étape 1 (phase 1 en Figure 55). Il est ensuite insolé par une lampe UV à travers un second masque (phase 2 en Figure 55). De même, le motif est révélé. Nous obtenons alors un échantillon avec une couche de résine sur le dessus, sauf à l'emplacement du futur contact.
- Métalisation : Une bi-couche *15 nm Ti / 150 nm Au* est déposée sur l'échantillon (phase 3 en Figure 55) et il est finalement nettoyé de toutes les résines (phase 4 en Figure 55). Nous pouvons alors déposer les fils de contact en argent (phase 5 en Figure 55).

Le processus complet est schématisé en Figure 54 et Figure 55. La troisième série de $\frac{1}{2}$ -VCSELs sera donc réalisée avec cette méthode.

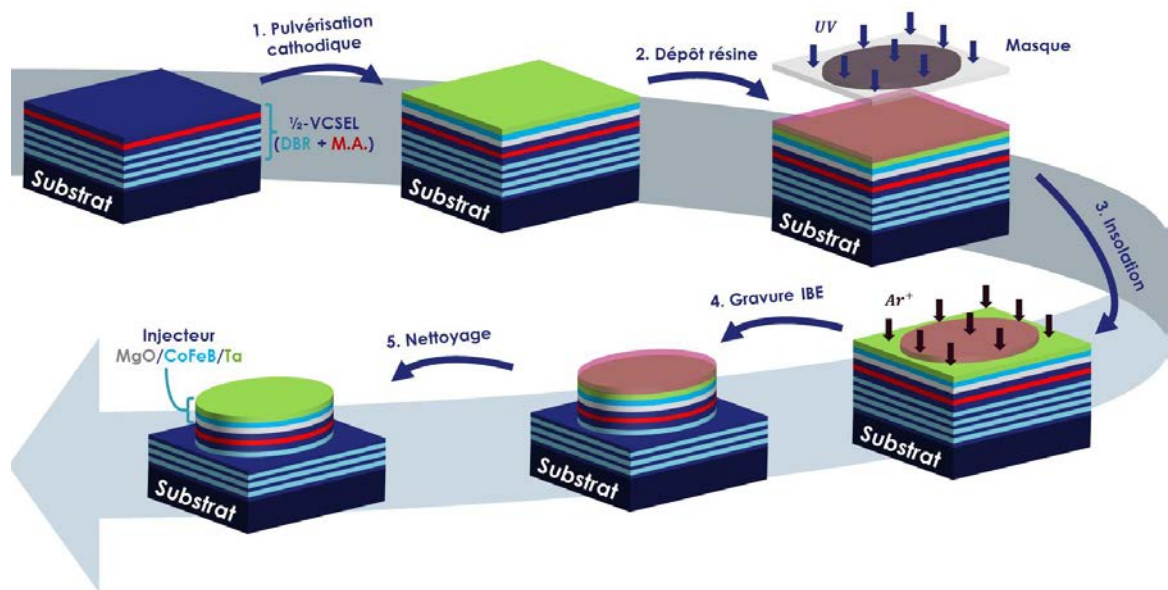


Figure 54 : 1^{ère} partie de la fabrication des $\frac{1}{2}$ -VCSELs : étapes de gravure et de lithographie optique. Notations : DBR : Réseau de Bragg, MA : milieu actif

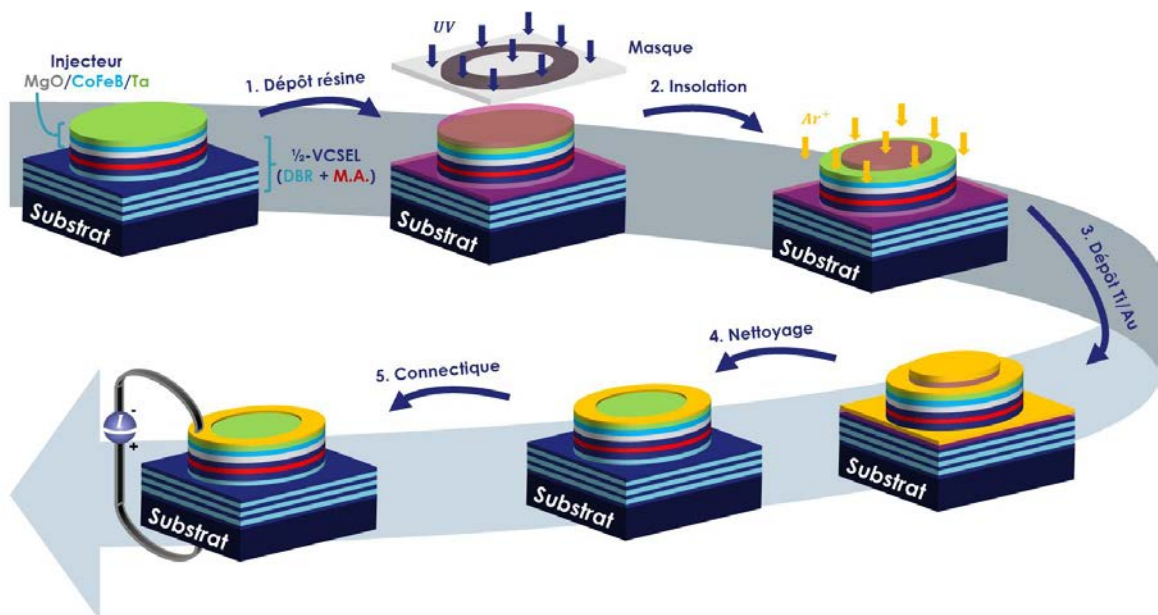


Figure 55 : 2^e partie de la fabrication des $\frac{1}{2}$ -VCSELs : étapes de métallisation et de lithographie optique. Notations : DBR : Réseau de Bragg, MA : milieu actif

V.2. Caractérisation spectrale après dépôt du ferromagnétique

Nous avons déposé l'injecteur ferromagnétique sur le $\frac{1}{2}$ -VCSEL comme précédemment. Nous avons ensuite effectué un spectre de FTIR de cette structure. Nous avons alors observé un décalage maximal des minima de 0,1 nm entre les différents points (limite de détection du système de mesure) et un décalage de 0,1 nm par rapport au spectre de FTIR du GaAs sans injecteur (*GaAs 764*).

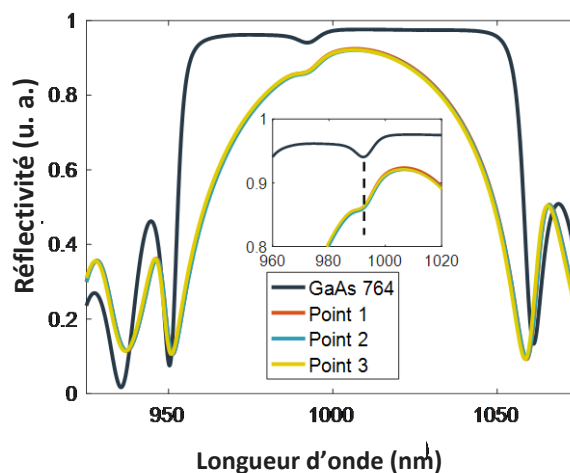


Figure 56 : Spectre de FTIR des échantillons avant l'étape de lithographie

V.3. Caractérisation spectrale après lithographie

Etant donné les précédents résultats, la métallisation et le dépôt du contact annulaire ont été effectués. La Figure 57 montre une photographie des spin-lasers obtenus.

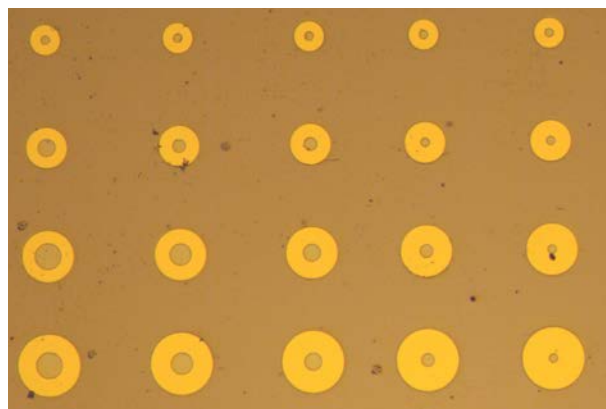


Figure 57 : Photographie au microscope des échantillons après lithographie

Après la phase de lithographie, un spectre de FTIR a été effectué sur chaque $\frac{1}{2}$ -VCSEL comme en partie IV.5. Ils sont ensuite comparés au spectre de FTIR de la structure sans injecteur en Figure 58. Un décalage maximal des minima dus à la microcavité pour différents $\frac{1}{2}$ -VCSELS de 1 nm a été constaté. Si nous reprenons le spectre de FTIR de la structure sans dépôt (courbe bleue marine), nous constatons un décalage maximal de 5 nm. Comme précédemment, ce décalage devrait être compensé par la thermique.

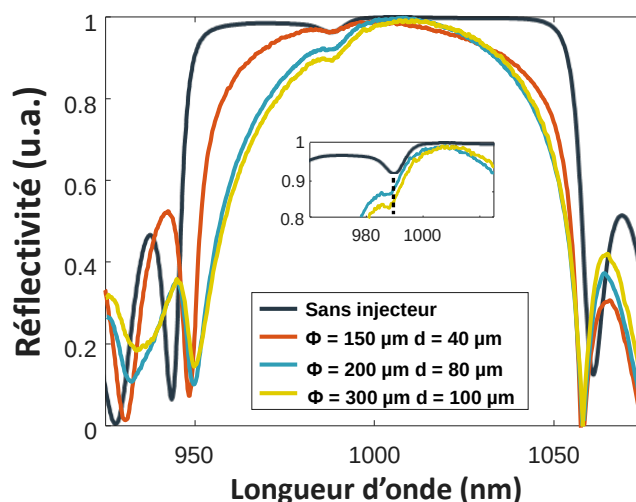


Figure 58 : Spectres de FTIR des échantillons après l'étape de lithographie

V.4. Caractérisation électrique

Des caractérisations $I = f(V)$ ont ensuite été réalisées. Elles sont fournies en Figure 59 pour plusieurs spin-lasers. Ces caractérisations ont la même courbure que celles obtenues en partie III.3. Nous rappelons que l'objectif de cette nouvelle série était d'augmenter le courant d'injection des porteurs dans le $\frac{1}{2}$ -VCSEL.

Contrairement à la série décrite dans la partie III.3, le courant maximal traversant le $\frac{1}{2}$ -VCSEL atteint la centaine de mA pour les injecteurs de 300 μm de diamètre. Ainsi, la puissance électrique d'alimentation du laser atteint au maximum 0,5 W, qui est la valeur limite calculée en partie II.3 pour prédire l'alignement des pics d'électroluminescence et de la microcavité, et donc l'effet laser. Nous remarquerons que le courant maximal dépend du diamètre extérieur du contact annulaire, comme précédemment.

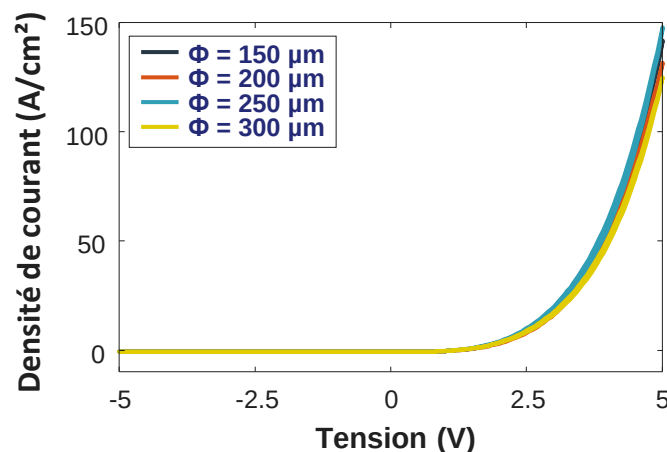


Figure 59 : Courbes $I = f(V)$ pour l'ensemble des 1/2-VCSELs de la série

V.5. Caractérisation optique

Avant de placer le 1/2-VCSEL dans une cavité laser, il est important de vérifier le profil spatial de l'électroluminescence. En effet, nous avons vu en partie II.2 que l'émission laser ne pourra apparaître que si le profil spatial de l'électroluminescence du 1/2-VCSEL était uniforme sur toute la partie émettrice (profil « top hat »). Nous avons donc mesuré leur profil spatial grâce à une caméra positionnée après le 1/2-VCSEL. Afin de maintenir le substrat à 20°C, le 1/2-VCSEL a été placé sur un élément Peltier. Les profils d'intensité de deux 1/2-VCSELs sont reportés en Figure 60. Nous pouvons constater que le métal de l'injecteur a bien permis d'homogénéiser les lignes de champ dans le 1/2-VCSEL puisque l'émission de photons a bien lieu sur toute la surface du 1/2-VCSEL. Ceci est particulièrement visible sur la Figure 60-b où le profil spatial du 1/2-VCSEL est pratiquement plat. Par ailleurs, nous pouvons observer sur ces images un second anneau lumineux autour de l'injecteur. Il est dû en réalité à la différence de diamètre du mesa et du contact électrique en or, nécessaire pour réaliser leur alignement.

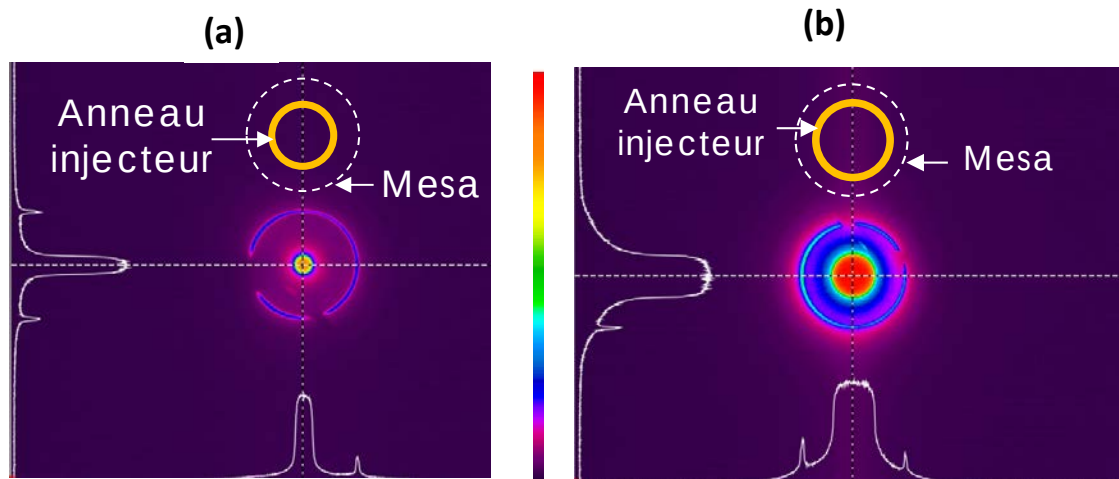
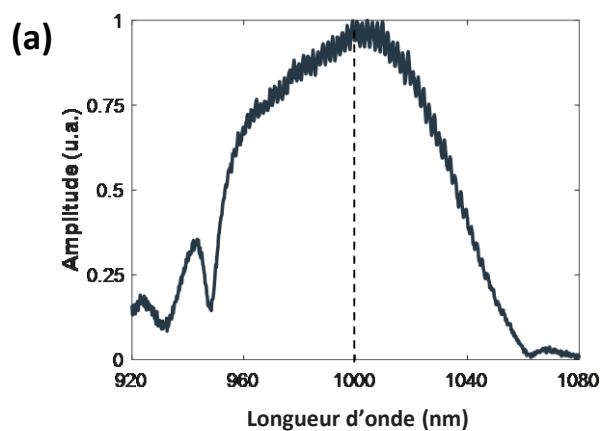


Figure 60 : Images de l'électroluminescence pour un courant de 650 A/cm^2 pour deux $\frac{1}{2}$ -VCSELs avec (a) un petit diamètre intérieur et (b) un grand diamètre intérieur du contact annulaire

Ensuite, nous avons relevé le spectre optique de l'émission spontanée pour un courant d'injection de 650 A/cm^2 (cf. Figure 61-a). Si nous reprenons les calculs de la partie II.3 concernant le décalage du spectre en fonction du courant injecté, nous trouvons que le pic d'électroluminescence doit apparaître à 1000 nm . D'après la Figure 61-a, le maximum de l'électroluminescence se situe autour de 1000 nm . Ce résultat et les prédictions de la partie II.3 sont donc en très bon accord. L'émission laser devrait donc être possible. La Figure 61-b représente l'évolution de la longueur d'onde de l'électroluminescence en fonction du courant de pompage du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Nous obtenons ainsi un coefficient de 0.1 nm/mA . Nous pouvons constater la difficulté d'aligner le spectre d'électroluminescence avec le spectre de FTIR.



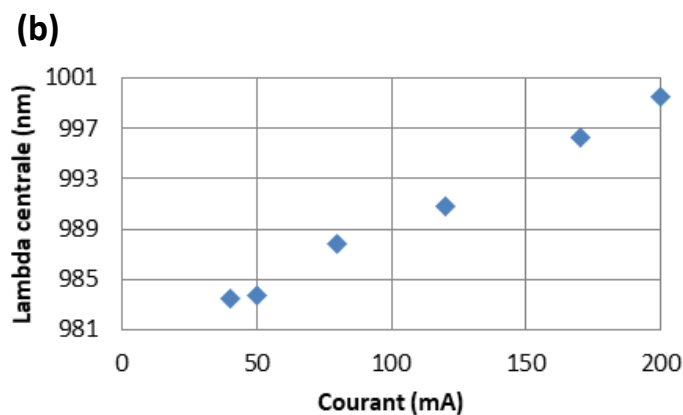


Figure 61 : (a) Evolution du spectre optique pour un courant de 200 mA et (b) de la longueur d'onde de l'électroluminescence en fonction du courant électrique de pompage

L'électroluminescence produit par la zone centrale du $\frac{1}{2}$ -VCSEL a ensuite été collectée dans une fibre optique multimode avec une ouverture de 0,39 pour être caractérisée. La caractérisation $P = f(I)$ est fournie en Figure 62 pour deux valeurs de température du Peltier (10° et 20°). Une puissance maximale de 2,1 μ W à 20° et 2,5 μ W à 10° a été obtenue pour un courant de 200 mA. Nous noterons l'effet de « Roll-over » lorsque le pic d'électroluminescence se désaxe par rapport au spectre de FTIR.

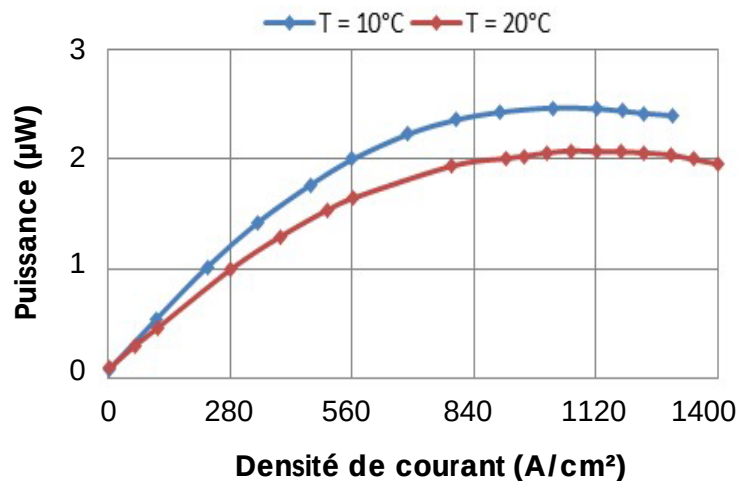


Figure 62 : Evolution de la puissance de l'électroluminescence en fonction du courant pour une diamètre extérieur de 300 μ m et un diamètre intérieur de 40 μ m

Enfin, pour tenter d'obtenir un effet laser, l'échantillon a été placé dans une cavité linéaire, en limite de stabilité, avec un miroir de haute réflectivité (HR) à 980 nm ayant un

rayon de courbure de 25 mm. Ce dernier permet de limiter au maximum les pertes lasers dans la cavité. Malheureusement, aucun effet laser n'a été constaté pour l'ensemble des $\frac{1}{2}$ -VCSELs à température ambiante (20°C), à 10°C et à 0°C. Néanmoins, un phénomène d'amplification de l'émission spontanée est observé sans atteindre le seuil du laser. Afin de comprendre les raisons qui empêchent l'effet laser, une image MEB a été effectuée sur la surface du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Les images sont présentées en Figure 63.

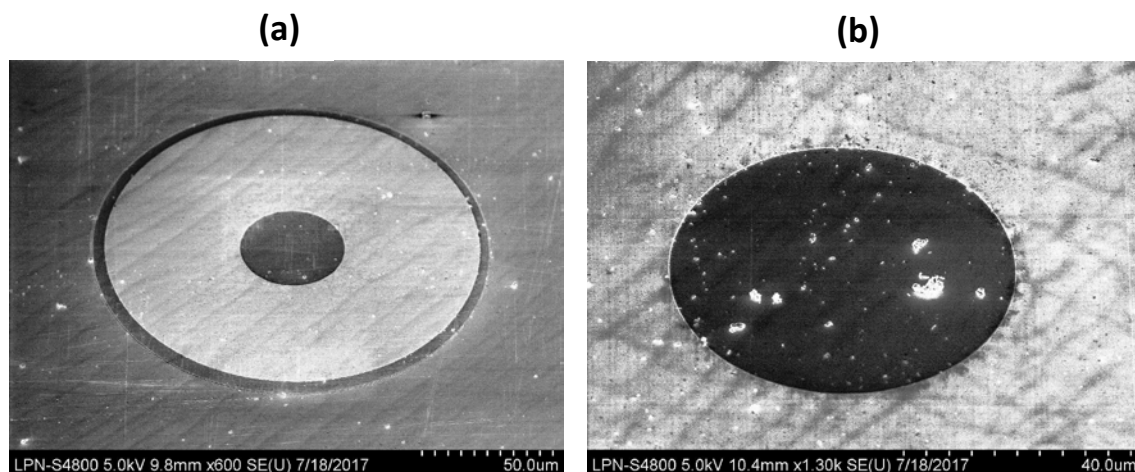


Figure 63 : (a) Images MEB d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL et (b) avec un zoom sur la partie émettrice. Les points brillants correspondent à des résidus de résines.

Nous pouvons alors constater sur la surface du laser des résidus de résines microscopiques (quelques μm de diamètres) au niveau de la zone émettrice. Ces derniers induisent des pertes supplémentaires qui peuvent expliquer l'absence d'effet laser. Il sera donc nécessaire dans la suite d'améliorer le processus de nettoyage lors de la dernière étape de la lithographie (« lift off ») pour diminuer les pertes et ainsi espérer obtenir un effet laser.

VI. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons commencé par choisir les matériaux nécessaires pour la réalisation d'un injecteur ferromagnétique pour transporter le spin des électrons vers le milieu actif du SC. Après comparaison, l'injecteur $MgO / CoFeB / Ta$ semble remplir au mieux tous nos critères. Puis, nous nous sommes intéressés à la conception d'un spin-laser injecté électriquement, en accordant une attention particulière aux pertes et au mode optique en sortie du laser. Plus particulièrement, nous avons choisi de placer l'injecteur ferromagnétique à un nœud du champ électromagnétique dans la cavité laser et un contact électrique de forme annulaire afin de favoriser un mode TEM_{00} dans la cavité. Puis, nous nous sommes intéressés au procédé de fabrication du spin-laser et plus particulièrement à ses étapes clés : croissance de l'injecteur sur le SC, lithographie et métallisation. Nous avons ensuite développé plusieurs séries de spin-lasers afin d'améliorer le procédé. Pour cela, nous avons effectué des mesures électriques, dans un premier temps, et optiques, dans un second temps, afin de valider chaque étape de la fabrication. Après trois séries, nous avons réussi à obtenir des spin-lasers avec un comportement électrique semblable à une diode et répétable sur les 180 lasers disponibles par série. Nous avons aussi validé le calage du gain du SC avec le miroir (type DBR) du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Ceci doit permettre une oscillation laser. Cependant, à l'issue de ces caractérisations, aucune oscillation laser n'a été constatée. Des résidus de résine ont été constatés après la phase de lift-off, ce qui augmente les pertes dans la cavité laser.

Afin d'obtenir un spin-laser, il sera donc nécessaire de travailler sur l'optimisation du procédé de fabrication du spin-laser en accordant une attention particulière à la phase de lithographie et au calage du gain et du DBR. Au vue de la durée des étapes de fabrication et de caractérisation des séries de $\frac{1}{2}$ -VCSELs, ces dernières étapes n'ont pas encore été finalisées.

Cependant, afin d'étudier l'évolution de l'état de polarisation d'un spin-laser, il est possible d'injecter des électrons polarisés en spin par pompage optique. Ce type de pompage permet alors d'étudier le comportement du spin-laser sans se préoccuper de la conception d'un injecteur ferromagnétique. C'est pourquoi dans la suite de cette thèse, nous allons nous focaliser sur l'étude de la polarisation d'un laser à SC injecté en spin par pompage optique.

CHAPITRE III : ANALYSE DE L'IMPACT DE LA BIREFRINGENCE LINEAIRE DE PHASE SUR LES ETATS PROPRES D'UN SPIN-LASER

I. Introduction

Nous avons vu dans le chapitre 1 que les états propres d'un VCSEL sont fixés par des anisotropies résiduelles d'amplitude ou de phase propres au laser [92]. Ces dernières limitent l'efficacité de conversion du spin électronique en polarisation optique. Dans le cas particulier d'un spin-VECSEL, les travaux de J. Frougier et al. [93] ont montré que l'anisotropie linéaire de phase est suffisante pour inhiber totalement tout effet visible d'injection de spin sur l'état de polarisation du laser. Ces observations ont été confirmées par les travaux de Travagnin et al. décrits par les références [94][95]. Dans ce cadre, plusieurs modèles, basés sur celui du Spin Flip de San Miguel ont été développés pour décrire les états de polarisation d'un spin-laser [96][97][98]. Ils prennent en compte des paramètres microscopiques propres au matériau SC tels que le taux relaxation du spin, souvent difficilement quantifiables. Par ailleurs, ils reposent sur une étude dynamique de la polarisation du laser en considérant les réponses dynamiques de l'inversion de population, le degré de polarisation en spin et la projection du champ électromagnétique sur les axes transverses x et y . Ainsi, il est difficile d'utiliser le modèle de Spin Flip pour isoler l'impact de chaque paramètre mesurable, tel que l'anisotropie de phase linéaire de la structure SC, sur la polarisation d'un spin-VCSEL. Plus important, les états de polarisation du laser sont supposés linéaires, leur nature n'étant pas une prédiction du modèle. Dans ce chapitre, nous proposons une nouvelle approche analytique pour décrire les états propres d'un spin-laser en fonction d'un ensemble de paramètres physiques mesurables. Ce modèle repose sur l'utilisation du formalisme de Jones appliqué à une cavité laser linéaire dans laquelle deux paramètres physiques sont considérés dans un premier temps: l'anisotropie de phase linéaire et le dichroïsme de gain circulaire apportée par l'injection de spin. Nous décrirons ce modèle puis nous présenterons ses principales conclusions. Par la suite, nous développerons une approche originale pour compenser l'anisotropie de phase linéaire, étant l'anisotropie dominante dans les $\frac{1}{2}$ -VCSELs.

II. Description du modèle vectoriel

II.1. Identification des paramètres du modèle

Dans ce modèle, deux paramètres physiques seront pris en compte :

- L'anisotropie de phase linéaire. Comme cela a été décrit dans le premier chapitre, cette biréfringence peut être induite par des contraintes résiduelles, la température, la géométrie de la cavité ou encore les processus de lithographie des VECSELs. Nous la noterons dans la suite γ . Dans un $\frac{1}{2}$ -VCSEL elle est de l'ordre de la dizaine de milli-radians [93].
- Le dichroïsme de gain circulaire. L'injection de porteurs polarisés en spin se traduit par deux inversions de population distinctes, correspondant aux porteurs de spin « up » et aux porteurs de spin « down ». Ainsi, d'un point de vue optique, le matériau SC présente un gain optique pour la polarisation circulaire droite que nous noterons G_D et un gain optique pour la polarisation circulaire gauche qu'on notera G_G . Le dichroïsme de gain circulaire correspond à la différence entre les deux gains optiques G_D et G_G , souvent appelé dans la littérature « gain asymmetry ».

II.2. Description du formalisme

Afin de décrire l'évolution des états propres d'un VCSEL ou d'un VECSEL, nous utilisons le formalisme de Jones [99]. Ce formalisme est très bien adapté pour déterminer les états propres de polarisation d'un laser puisque la condition de résonance du laser, imposée par la cavité, rend le champ cohérent et donc définit parfaitement l'état de polarisation du laser [100]. De plus, la détermination des caractéristiques, c'est-à-dire les distributions transverse et longitudinale du champ ainsi que les fréquences et le gain associés, peut être obtenue en résolvant la condition de résonance pour une matrice de Jones 2×2 prenant en compte tous les éléments de la cavité, y compris le milieu actif [101].

Considérons le cas d'une cavité laser froide : elle possède une anisotropie linéaire de phase résiduelle qui définit les deux états de polarisation de la cavité [94]. Nous considérerons ici que cette anisotropie provient du milieu actif, ce qui permet de la représenter par une lame fine biréfringente comme schématisée en Figure 64.

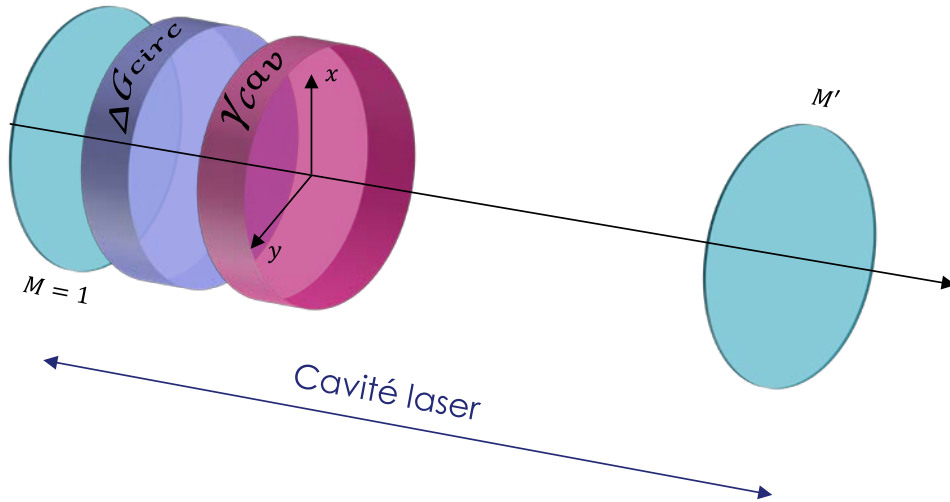


Figure 64: Représentation schématique de la cavité laser : l'élément de matrice en violet représente le dichroïsme de gain circulaire, celui en rose la biréfringence linéaire de phase et les deux bleus les deux miroirs formant la cavité

La matrice de Jones associée à cet élément peut s'écrire de la façon suivante [102] :

$$[J_{\Delta\Phi}] = e^{-j \frac{\pi}{\lambda_0} \bar{n} \cdot L} \cdot \begin{bmatrix} e^{-j \frac{\gamma}{2}} & \\ & e^{j \frac{\gamma}{2}} \end{bmatrix} \quad \text{III.1.}$$

où γ représente l'anisotropie linéaire de phase, λ_0 la longueur d'onde moyenne, et L la longueur optique de la cavité. $\bar{n} = (n_e + n_o)/2$ est l'indice de réfraction moyen de l'élément biréfringent et où n_o et n_e sont respectivement les indices ordinaire et extraordinaire associés à la biréfringence. En tenant compte de ces paramètres, la biréfringence linéaire de phase s'écrit :

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda_0} \cdot (n_e - n_o) \cdot L \quad \text{III.2.}$$

En prenant en compte ces considérations, la cavité froide présente deux états propres qui sont polarisés linéairement suivant les axes ordinaire et extraordinaire de l'élément biréfringent.

Nous souhaitons maintenant connaître l'influence de l'injection de spin sur ces états de polarisation. Dans ce modèle, l'injection de spin sera modélisée par un dichroïsme circulaire de gain. En effet, en théorie, l'injection d'électrons polarisés en spin conduit à des états propres circulaires (cf. chapitre 1). L'émission de photons possédant une polarisation circulaire droite ou gauche est donc directement liée aux gains optiques vus par des polarisations circulaires droite G_D et gauche G_G . Ces deux dernières coexistent dans la cavité laser de telle sorte que c'est en réalité la différence entre ces deux gains $\Delta G = G_D - G_G$, que nous appellerons dichroïsme circulaire de gain qui joue un rôle déterminant. La matrice de Jones associée s'écrit :

$$[J_{\Delta G}] = \begin{bmatrix} \bar{G} & -\frac{j}{2}\Delta G \\ \frac{j}{2}\Delta G & \bar{G} \end{bmatrix} \quad \text{III.3.}$$

Dans cette matrice, $\bar{G} = (G_D + G_G)/2$ représente le gain circulaire moyen du milieu actif. Nous pouvons par ailleurs noter qu'une telle matrice n'apporte pas d'anisotropie de phase supplémentaire. Cependant, elle induit un terme de phase quand la polarisation incidente est linéaire et conduit à un état elliptique, dont l'ellipticité augmente avec la valeur du dichroïsme circulaire de gain. En d'autres termes, le dichroïsme circulaire de gain induit une projection partielle du champ électrique sur l'état orthogonal lorsque nous considérons une polarisation linéaire. Pour simplifier les notations, considérons le dichroïsme circulaire de gain normalisé $\Delta G_N = \Delta G / \bar{G}$. La matrice de Jones correspondant au dichroïsme circulaire peut alors s'écrire sous la forme pour un aller-retour :

$$[J_{\Delta G}] = \bar{G} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -\frac{j}{2}\Delta G_N \\ \frac{j}{2}\Delta G_N & 1 \end{bmatrix} \quad \text{III.4.}$$

Supposons maintenant que le miroir d'entrée de la cavité est parfaitement réfléchissant et isotrope. Il correspond donc à la matrice identité dans ce formalisme vectoriel. Enfin, considérons que le miroir de sortie (ou coupleur) est isotrope mais qu'il possède une réflectivité $R < 1$. La matrice de Jones associée s'écrit donc :

$$[J_M] = \sqrt{R} \cdot \begin{bmatrix} 1 & \\ & 1 \end{bmatrix} \quad \text{III.5.}$$

Dans la suite, nous considérerons que les axes propres de la biréfringence résiduelle sont orientés suivant les axes x et y, z étant l'axe de propagation optique (cf. Figure 64).

La matrice de Jones totale, calculée au niveau du miroir de sortie, après un aller-retour du champ s'écrit donc :

$$[J_L] = e^{j\theta} \cdot [J_{\Delta\Phi}] \cdot [J_G] \cdot [J_{\Delta\Phi}] \cdot [J_M] \quad III.6.$$

Dans cette expression, la matrice de Jones associée au gain prend en compte le gain optique après un aller-retour. De plus, le terme $e^{j\theta}$ décrit la phase optique accumulée après un aller-retour dans la cavité. En développant l'équation II.6, nous obtenons :

$$[J_L] = \sqrt{R} \cdot \bar{G} \cdot e^{-2jk(n_{ma} \cdot e_{ma} + \bar{n} \cdot l + L)} \cdot \begin{bmatrix} e^{-j\gamma} & -\frac{j}{2} \cdot \Delta G_N \\ \frac{j}{2} \cdot \Delta G_N & e^{j\gamma} \end{bmatrix} \quad III.7.$$

où $k = 2\pi\nu/c$ est le nombre d'onde du champ électromagnétique, n_{ma} et e_{ma} sont respectivement l'indice de réfraction et l'épaisseur du milieu actif, et L la longueur optique de la cavité (excluant le milieu actif et la lame biréfringente). Dans le cas des lasers VCSELs monolithiques, nous avons $L = 0$. Dans la suite, nous noterons $L_{eff} = n_{ma} \cdot e_{ma} + \bar{n} \cdot l + L$ qui représente la longueur optique moyenne de la cavité.

La condition de résonance du champ électrique $\vec{E}$ pour un aller-retour dans la cavité impose que :

$$[J_L] \vec{E} = \lambda \vec{E} \quad III.8.$$

Dans cette expression, λ représente les valeurs propres. L'équation caractéristique obtenue en diagonalisant la matrice J_L donne les deux valeurs propres complexes. Chaque valeur propre permet de remonter à la fréquence optique et au gain pour chaque état propre. La diagonalisation de J_L donne aussi les états propres associés aux deux valeurs propres. Ces états propres ne sont ni plus ni moins que les deux états de polarisation possibles. Le polynôme caractéristique obtenu en résolvant l'équation II.8 précédente vaut :

$$(\lambda - \cos(\gamma))^2 = \frac{1}{4} \cdot \Delta G_N^2 - \sin^2(\gamma) \quad III.9.$$

Différents cas peuvent être distingués en fonction des valeurs relatives de la biréfringence linéaire de phase γ , et du dichroïsme circulaire de gain normalisé ΔG_N . Il est à noter que les gains saturés dans la base propre sont reliés aux valeurs propres au travers la relation :

$$\lambda = \frac{1}{\sqrt{R} \cdot G} \cdot e^{-2jkL_{\text{eff}}} \quad \text{III.10.}$$

Dans la suite, nous présentons les différents comportements vectoriels que peut présenter le laser selon les valeurs relatives de la biréfringence linéaire de phase γ , et du dichroïsme circulaire de gain normalisé ΔG_N .

II.3. Étude des cas particuliers

II.3.1. Le dichroïsme circulaire de gain est nul

Quand le dichroïsme circulaire de gain est nul, seule la contribution de la biréfringence linéaire résiduelle entre en jeu dans la détermination des états propres du laser. Dans ce cas, la matrice de Jones du laser étant diagonale, les deux états de polarisation sont linéaires, croisés, orientés suivant les axes neutres de la biréfringence, soit :

$$\frac{E_y}{E_x} = 0 \quad \text{ou} \quad \frac{E_y}{E_x} \rightarrow \infty \quad \text{III.11.}$$

De plus, l'équation II.9 peut être simplifiée en $(\lambda - \cos(\gamma))^2 = \cos^2(\gamma) - 1$, conduisant à $\lambda_{\pm} = e^{\pm j\gamma}$. Par conséquent, la différence de fréquence entre les deux états propres est égale à :

$$\Delta\nu = \nu_+ - \nu_- = \frac{c \cdot \gamma}{\pi \cdot L_{\text{eff}}} \quad \text{III.12.}$$

Ce résultat correspond à ce que nous appelons couramment les lasers bi-fréquences où les deux états de polarisation sont linéaires, orthogonaux et alignés avec les axes neutres du cristal biréfringent intra-cavité. Les deux fréquences propres ne sont pas dégénérées et leur différence de fréquence est proportionnelle à la biréfringence du cristal et à l'intervalle spectral libre de la cavité. Le battement entre les deux modes propres permet alors d'obtenir un signal micro-onde (de l'ordre du GHz) dont la fréquence peut être ajustée avec la biréfringence linéaire de phase.

Ce principe a d'ailleurs été utilisé récemment pour le pompage de l'atome de Césium pour la réalisation d'horloge CPT (« Coherent Population Trapping ») [103].

II.3.2. La biréfringence linéaire de phase est nulle

Dans ce cas, considérons que la biréfringence de phase est tellement faible qu'elle peut être négligée. Nous noterons que ce cas particulier est difficilement atteignable dans la pratique. En effet, tout laser possède de la biréfringence de phase aussi infime soit-elle. Lorsque le dichroïsme circulaire de gain est considéré seul, la diagonalisation de J_L conduit à :

$$\frac{E_y}{E_x} = \pm j = e^{\pm \frac{j\pi}{2}} \quad \text{III.13.}$$

Les états propres de polarisation sont donc circulaires droite et gauche. Cependant, contrairement à une cavité qui contiendrait une anisotropie circulaire de phase, les deux fréquences propres sont dégénérées. En effet, dans notre cas, le polynôme caractéristique est de la forme $(\lambda - 1)^2 = (\Delta G_N^2)/4$ dont les solutions sont $\lambda_{\pm} = 1 \pm (\Delta G_N)/2$. Les deux valeurs propres étant réelles, la différence de fréquence entre les deux états propres est nulle. Cependant, les modules étant différents, les deux états propres auront deux gains différents, définis par :

$$G_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{R} \cdot \left(1 \pm \frac{1}{2} \Delta G_N\right)} \quad \text{III.14.}$$

En conséquence, quand le laser est près du seuil, l'état propre qui possède le gain le plus élevé (circulaire droite si $\Delta G_N > 0$) oscillera en premier. Quand la puissance de pompe augmente, le second état propre (circulaire gauche si $\Delta G_N > 0$) peut se mettre à osciller à condition que la constante de couplage entre les deux modes soit inférieure à 1 (voir chapitre suivant). De plus, si nous faisons l'hypothèse que les coefficients d'auto-saturation ou de saturation croisée qui couple le champ au milieu actif sont identiques pour les deux états propres, ces derniers présenteront les mêmes intensités optiques loin du seuil. Cependant, les deux états propres étant dégénérés en fréquence, au fur et à mesure que nous nous éloignons du seuil, l'ellipticité de la polarisation diminuera. En effet, le second mode commencera à osciller une fois son seuil atteint. En d'autres termes, la polarisation passera d'un état circulaire au seuil vers un état linéaire loin du seuil en passant par des états

elliptiques. Ce mécanisme peut expliquer les observations d'Iba et al. obtenues dans des VCSELs monolithiques [104] et rappelées en Figure 65.

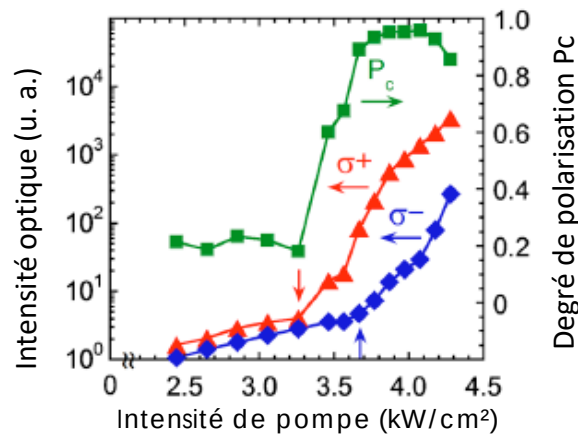


Figure 65 : Évolution des intensités des deux polarisations circulaires et du degré de polarisation en fonction de la puissance de pompage. Extrait de [104]. Notations : P_c : Degré de polarisation circulaire, $\sigma^{+(-)}$: Polarisation circulaire droite (gauche respectivement)

II.3.3. Cas général $\Delta G \neq 0$ et $\gamma \neq 0$

Afin de simplifier le problème, nous considérerons dans la suite que ΔG et γ sont tous les deux réels positifs. D'après le polynôme caractéristique trouvé en équation II.9, trois cas sont à considérer.

II.3.3.a. L'anisotropie de phase est dominante

$$\Delta G_N^2 < 4 \cdot \sin^2(\gamma)$$

Dans ce cas, les valeurs propres sont complexes et sont données par

$$\lambda_{\pm} = \cos(\gamma) \pm j \sqrt{\sin^2(\gamma) - \frac{1}{4} \Delta G_N^2} \quad III.15.$$

La partie imaginaire des valeurs propres lève la dégénérescence en fréquence, ce qui conduit à ce que chaque état propre ait maintenant sa propre fréquence d'oscillation.

En développant l'équation II.15, nous trouvons que la différence de fréquence entre les deux états propres vaut :

$$\Delta\nu = \nu_+ - \nu_- = \frac{c}{\pi \cdot L_{\text{eff}}} \cdot \arctan \left(\tan(\gamma) \cdot \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta G_N}{2 \sin(\gamma)} \right)^2} \right) \quad \text{III.16.}$$

Notons r le rapport :

$$r = \frac{\Delta G_N}{2 \cdot \sin(\gamma)} \quad \text{III.17.}$$

Nous remarquerons que lorsque $r < 1$, la biréfringence linéaire de phase est supérieure au dichroïsme circulaire de gain. Inversement, lorsque $r > 1$, le dichroïsme circulaire est majoritaire. Enfin, dans le cas, $r = 1$, les deux paramètres sont égaux.

L'évolution de la différence de fréquence en fonction du paramètre r est présentée en Figure 66. Nous pouvons noter que pour une valeur donnée de l'anisotropie linéaire de phase, la différence de fréquence diminue quand le dichroïsme de gain augmente. Plus précisément, $\Delta\nu$ reste presque constant pour des valeurs faibles à modérées de ΔG_N et chute brutalement quand ΔG_N se rapproche de $2 \cdot \sin(\gamma)$. Quand $\Delta G_N = 2 \cdot \sin(\gamma)$, soit quand $r = 1$, il y a verrouillage en fréquence. Par ailleurs quand ΔG_N est nul, nous retrouvons bien l'expression de la différence de fréquence obtenue en équation III.12.

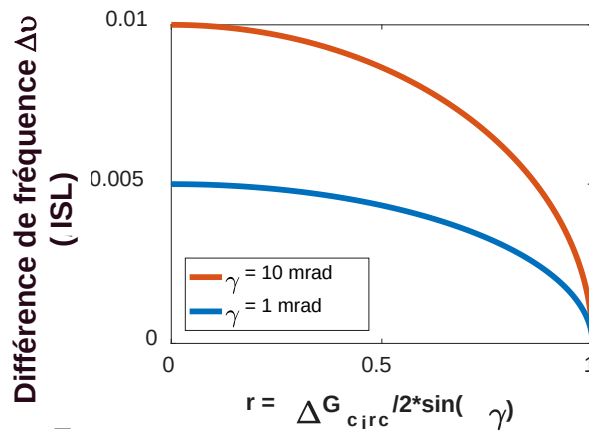


Figure 66 : Évolution de la différence de fréquence entre les deux états de polarisation en fonction du rapport r entre le dichroïsme circulaire de gain et la biréfringence linéaire de phase pour deux valeurs de la biréfringence linéaire de phase (1 mrad en bleu et 10 mrad en rouge)

Regardons maintenant comment évoluent les états propres de polarisation du laser lorsque le dichroïsme de gain augmente. Les deux états de polarisation permis correspondent aux vecteurs propres de la matrice de Jones du laser. En prenant en compte les valeurs propres de l'équation II.15, les composantes x et y du champ électrique satisfont la relation suivante :

$$\frac{E_y}{E_x} = -\frac{2 \sin(\gamma)}{\Delta G_N} \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{\Delta G_N}{2 \sin(\gamma)} \right)^2} \right) = -\frac{1}{r} \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - r^2} \right) \quad III.18.$$

Les deux états de polarisation possibles sont deux polarisations linéaires dont l'orientation dépend du rapport entre le dichroïsme de gain et la biréfringence linéaire de phase (cf. Figure 67). Il est important de noter que la présence du dichroïsme circulaire de gain vient casser l'orthogonalité entre les deux états de polarisation. Pour une valeur fixe de la biréfringence linéaire, quand ΔG_N augmente les deux polarisations tendent vers un état linéaire à $\pm 45^\circ$, par rapport aux orientations initiales. Elles deviennent parfaitement alignées lorsque $r = 1$. Dans cette situation particulière, les deux états propres sont dégénérés en polarisation et en fréquence.

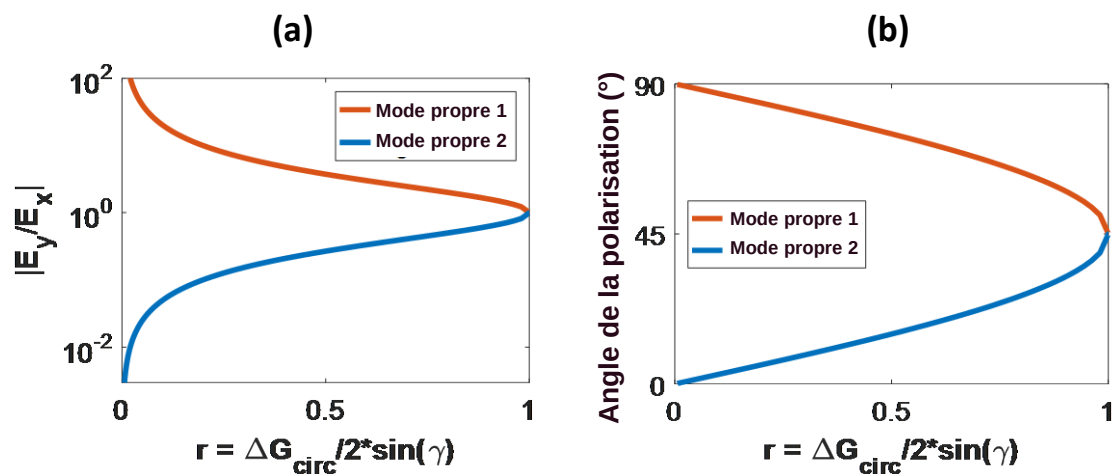


Figure 67 : (a) Évolution du ratio entre les deux composantes du champ électrique et (b) de l'angle de polarisation en fonction du ratio r

II.3.3.b. L'anisotropie de phase et le dichroïsme de gain

$$\text{sont égaux } \Delta G_N^2 = 4 \cdot \sin^2(\gamma)$$

Ce cas représente la dernière situation évoquée précédemment. Le polynôme caractéristique possède une double solution $\lambda_{\pm} = \cos(\gamma)$ et le champ électrique vérifie $E_y/E_x = -$. Les états de polarisation sont linéaires et alignés ; leur différence de fréquence est nulle. Ces deux états sont parfaitement dégénérés et sont indissociables. En conséquence, la polarisation du faisceau laser est orientée à -45° des axes neutres de la biréfringence du laser. La continuité avec le cas précédent est donc vérifiée.

II.3.3.c. Le dichroïsme de gain est prédominant

$$\Delta G_N^2 > 4 \cdot \sin^2(\gamma)$$

Dans ce cas, le polynôme caractéristique a deux solutions réelles :

$$\lambda_{\pm} = \cos(\gamma) \pm \sqrt{\frac{1}{4} \Delta G_N^2 - \sin^2(\gamma)} \quad III.19.$$

Par conséquent, les deux états de polarisation ont la même fréquence. Le laser possède donc un unique état qui résulte de la superposition des deux états linéaires. Cependant, l'apparition du deuxième état propre étant gouverné par le dichroïsme de gain (condition d'oscillation), l'état de polarisation total évoluera en fonction du taux de pompage et de la valeur du dichroïsme de gain.

Les composantes x et y du champ électrique satisfont la relation suivante :

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{e^{-j\gamma} - \lambda_{\pm}}{\frac{j}{2} \cdot \Delta G_N} \quad III.20.$$

L'équation précédente peut se traduire en coordonnées polaires par :

$$\left| \frac{E_y}{E_x} \right| = 1 \quad III.21.$$

$$\Phi_{\pm} = \arg\left(\frac{E_y}{E_x}\right) = \mp \arctan(r^2 - 1)^{-\frac{1}{2}} \quad III.22.$$

Ainsi les deux états possibles sont elliptiques comme présentée en Figure 68. Quand le dichroïsme de gain est beaucoup plus grand que la biréfringence de phase, les deux états propres tendent vers un état de polarisation parfaitement circulaire. En effet, nous avons :

$$\lim_{\gamma \rightarrow 0} \Phi_{\pm} = \pm \frac{\pi}{2} \quad \text{III.23.}$$

Nous pouvons noter que la condition de continuité entre les deux derniers cas est de nouveau remplie.

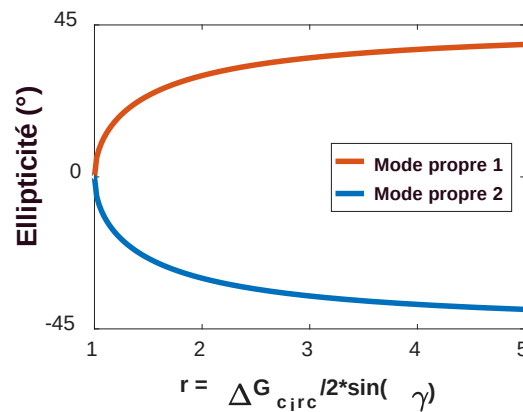


Figure 68 : Évolution de l'ellipticité de la polarisation en fonction du ratio r

De plus, le polynôme caractéristique permet d'exprimer le gain vu par chaque état propre :

$$G_{\pm} = \sqrt[3]{R} \cdot \left(\cos(\gamma) \pm \sin(\gamma) \cdot \sqrt{r^2 - 1} \right)^{-1} \quad \text{III.24.}$$

En pratique, l'état propre qui possède le gain le plus élevé l'emporte. Dans cet exemple, comme $\Delta G > 1$, l'état propre 1 de la Figure 68 oscillera préférentiellement. Comme mentionné précédemment, si la constante de couplage non-linéaire est inférieure à 1, l'état propre 2 finira par osciller mais loin du seuil. L'apparition d'un second état conduira à une diminution du contraste de polarisation circulaire. Si la constante de couplage non-linéaire est supérieure à 1, seul l'état propre 1 oscillera, quel que soit le taux de pompage. Dans ce cas, le contraste de polarisation circulaire tendra asymptotiquement vers 1 avec le taux de pompage.

II.4. Résumé

La Figure 69 résume l'ensemble des cas détaillés précédemment et prédit le comportement vectoriel du laser lorsque le milieu actif possède un dichroïsme circulaire de gain et une biréfringence linéaire de phase. Il est important de noter que ce dernier paramètre est en réalité toujours présent dans les cavités laser à cause des contraintes résiduelles dans le milieu actif ou des composants optiques insérés dans la cavité. Ainsi, si le laser ne possède pas de dichroïsme circulaire, les états de polarisation du laser sont linéaires orthogonaux entre eux et possèdent une différence de fréquence proportionnelle à la biréfringence linéaire de phase. Lorsque le dichroïsme circulaire de gain augmente, les deux états propres perdent leur orthogonalité et les deux polarisations s'orientent vers une direction unique, mais les fréquences propres restent quasiment constantes. Quand le dichroïsme est égal à la biréfringence, les deux polarisations se superposent. De plus, un verrouillage en phase se produit conduisant à la dégénérescence des deux états de polarisation. Le laser possède donc un unique état de polarisation linéaire orienté à 45° des axes neutres de la biréfringence.

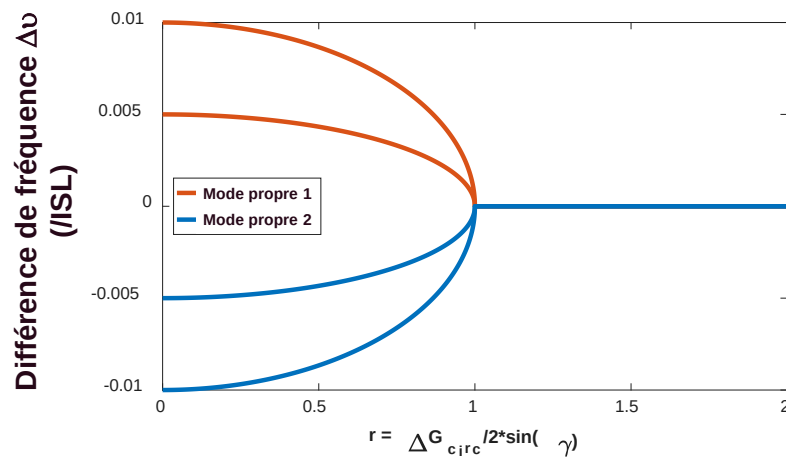


Figure 69 : Évolution de la différence de fréquence et des états propres en fonction du rapport r

Lorsque le dichroïsme circulaire de gain continue d'augmenter, la polarisation devient elliptique avec son axe long orienté à 45° . L'ellipticité augmente avec le dichroïsme de gain jusqu'à atteindre un état parfaitement circulaire. Il est important de noter que dans cette région, le second état de polarisation est aussi elliptique mais orthogonal au premier.

Ce dernier peut osciller si la constante de couplage non-linéaire (gouverné par la saturation croisée du gain) est inférieure à L . L'état qui possède le moins de gain peut se mettre à osciller lorsque le taux de pompage est plus important. En conséquence, une diminution du contraste de polarisation peut apparaître lorsque le laser opère loin du seuil.

III. Compensation de la biréfringence linéaire de phase

Au vue des prédictions du modèle, une polarisation circulaire ne peut être obtenue que si le dichroïsme circulaire de gain est largement supérieur à la biréfringence linéaire de phase, soit lorsque $r \gg 1$. Cependant, à cause des mécanismes de relaxation du spin dans les structures à semi-conducteur à température ambiante, la durée de vie du spin τ_s est beaucoup plus faible que celle des porteur τ_p ($\tau_s = 60$ ps comparée à $\tau_p = 2$ ns) [105]. Ceci conduit à un dichroïsme circulaire de gain extrêmement faible (inférieur au pourcent) [93]. De plus dans les VECSELs, la biréfringence de phase est souvent égale à plusieurs dizaines de milli-radians [93], conduisant à un ratio r autour de 0,25. C'est pourquoi les VECSELs présentent généralement une polarisation linéaire, comme prédit par le modèle vectoriel. Ainsi, si nous souhaitons obtenir une polarisation circulaire et donc augmenter le ratio r , deux possibilités se présentent : (i) augmenter le dichroïsme circulaire ou (ii) réduire la biréfringence linéaire. Malheureusement, l'augmentation du dichroïsme de gain, qui aurait été l'approche idéale, est très compliquée en pratique : elle nécessite d'inventer un moyen inhibant l'orientation du spin à température ambiante ou de travailler à des températures cryogéniques (quelques kelvin).

Dans cette thèse, nous nous sommes dans un premier temps orientés vers la seconde méthode : la réduction voire la compensation de la biréfringence linéaire de phase dans un laser SC à émission par la surface et fonctionnant à température ambiante. Dans ce qui suit, nous présenterons l'état de l'art relatif à la compensation de la biréfringence linéaire de phase dans les lasers SC puis nous présenterons la technique originale que nous proposons pour la réaliser de manière dynamique et précise.

III.1. État de l'art

La démarche la plus directe, pour réduire la biréfringence linéaire de phase dans un laser à émission par la surface, consisterait à modifier la structure SC elle-même en diminuant les contraintes résiduelles (accord de maille entre matériaux, gestion des contraintes aux interfaces, miroirs de Bragg...). Cependant, même avec une parfaite maîtrise des processus de croissance d'une structure SC, le confinement induit par les puits quantiques et la multitude de couches superposées induira toujours de faibles contraintes résiduelles et donc de la biréfringence linéaire de phase. Plusieurs techniques alternatives ont donc été explorées pour modifier la biréfringence d'un laser SC à émission par la surface. Nous exposerons dans ce qui suit les deux techniques suivantes dont les résultats sont les plus significatifs : (i) le chauffage de la structure [106] et (ii) l'application de contrainte mécanique sur la structure [107].

Jansen et al. ont obtenu une réduction de la différence de fréquence entre les états propres de 3 à 1 GHz, soit une réduction d'un rapport 3 de la biréfringence linéaire de phase, en utilisant la méthode appelée « Hot spot technique » [106]. Cette méthode consiste à chauffer la structure VCSEL avec une source lumineuse afin de modifier ses propriétés. Le résultat obtenu est présenté en Figure 70. Cependant, la technique utilisée reste peu précise : la précision du changement de la température induite par le chauffage est de l'ordre de 0,5 K, soit une modification de la biréfringence exprimée en écart de fréquence d'environ 300 MHz. De plus, le chauffage de la structure ne modifie pas uniquement la biréfringence linéaire de phase. En effet, il est bien connu que le gain optique dans un SC est sensible à la température. Ainsi, plusieurs effets se trouvent couplés et il devient donc difficile d'interpréter l'impact de la variation de la biréfringence linéaire de phase seule sur les états de polarisation. Par ailleurs, les auteurs de la référence [106] n'expliquent pas pourquoi leur technique ne permet pas d'aller au-delà d'un facteur de réduction de 3, qui n'est pas suffisant pour commencer à observer une variation de l'état de polarisation du laser. Cette technique n'est donc pas adaptée pour diminuer précisément voire compenser totalement la biréfringence de la cavité.

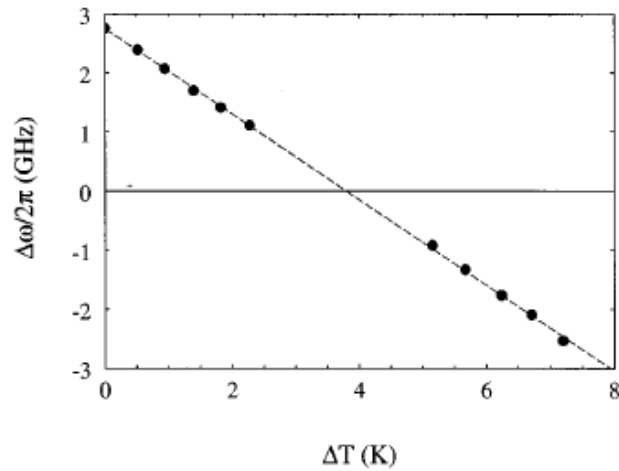


Figure 70 : Évolution de la différence de fréquence en fonction de l'écart de température apporté par la « Hot spot technique » [106]. Notations : $\Delta\omega$: Différence de fréquence entre les deux modes orthogonaux, ΔT : Différence de température due à l'échauffement de la puce SC

Plus récemment, Lindemann et al. ont prouvé qu'il était possible de modifier la biréfringence de la cavité en appliquant une contrainte mécanique sur la structure [107]. Ils ont ainsi obtenu une augmentation de la différence de fréquences entre les deux modes de polarisation de 10 à 44 GHz, soit une augmentation d'un rapport 4,4. Cette méthode permet de modifier majoritairement et directement la biréfringence linéaire. Cependant, dans leur expérience, ils ont cherché à augmenter la biréfringence pour étudier la dynamique de polarisation. De plus, ils ont obtenu une précision de 560 MHz, ce qui est du même ordre de grandeur que celle rapportée par Jansen et al. dans la référence [106]. Cette dernière technique reste néanmoins peu adaptée pour compenser la biréfringence d'un VCSEL ou d'un VECSEL puisque l'orientation des axes de la biréfringence n'est pas ajustable. Il ne sera donc pas possible de les aligner précisément avec ceux du VCSEL.

Idéalement, afin de tester la validité du modèle vectoriel présenté précédemment, il faudra modifier de manière dynamique et précise la biréfringence linéaire de phase, sans altérer les autres caractéristiques du laser. Pour cela, et comme cela a été expliqué dans le chapitre précédent, l'utilisation d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL en cavité externe ouvre la voie à l'utilisation de composants intra-cavité. Plus particulièrement, des composants optiques permettant de modifier la biréfringence de phase linéaire pourront être insérés. Cette méthode, proposée dans le cadre de cette thèse, sera décrite dans le paragraphe suivant.

III.2. Description du montage expérimental

Dans cette thèse, nous avons choisi d'utiliser un VECSEL dans lequel nous avons inséré une céramique électro-optique dont la biréfringence change par effet Kerr en fonction de la tension appliquée à ses bornes. Le schéma de principe de la méthode proposée est présenté en Figure 71 : il est composé d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL dont la face froide est régulée à 20°C, suivi d'un miroir plan-concave pour fermer la cavité. Une cellule électro-optique est insérée dans la cavité. Dans la suite, nous reviendrons sur la description des composants clés choisis pour la mise en œuvre du montage expérimental : le $\frac{1}{2}$ -VCSEL, la céramique électro-optique.

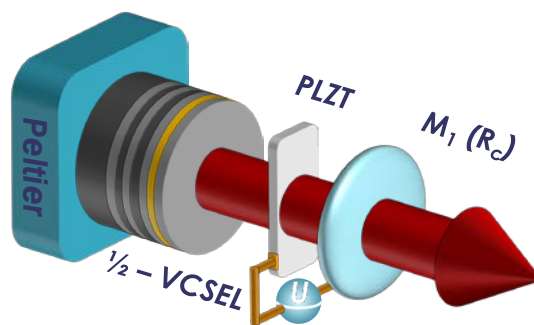


Figure 71 : Schéma de principe d'un VECSEL avec la cellule électro-optique (PLZT) intra-cavité. Le miroir M_1 de rayon de courbure R_c ferme la cavité.

III.2.1. Cellule électro-optique

La cellule électro-optique est composée d'une céramique transparente, dont les axes de biréfringence sont directement fixés par la direction du champ électrique. Il devient alors possible d'aligner les axes de la biréfringence tout en ajustant son amplitude et ainsi contrôler très précisément l'anisotropie linéaire de phase de la cavité. Nous avons choisi d'utiliser une cellule en PLZT (Lead Lanthanum Zirconium Titanate) d'une épaisseur de 500 μm , un espacement inter-électrode de 5 mm et avec un traitement antireflet (AR) à 5 μm . Le PLZT est isotrope quand aucun champ n'est appliqué à ses bornes. Sa biréfringence est proportionnelle au carré du champ électrique avec un coefficient de l'ordre de 10^{-7} rad/V².

L'évolution de sa biréfringence en fonction de la tension a été caractérisée et est présentée en Figure 72. Nous noterons que la cellule utilisée possède une biréfringence intrinsèque (sans champ électrique appliquée à ses bornes) de 5 mrad.

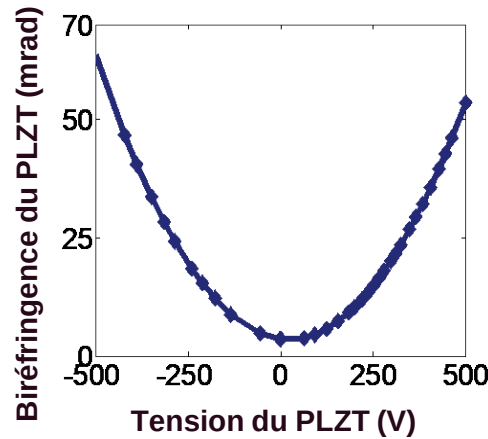


Figure 72 : Évolution de la biréfringence linéaire de phase en fonction de la tension aux bornes de la céramique électro-optique en PLZT

Expérimentalement, du fait de la précision des alimentations électriques utilisées (de l'ordre de 10 mV), la biréfringence de la céramique pourra être modifiée avec un pas de 0,01 mrad. À titre de comparaison, dans la référence [106], la précision de la compensation dépendait du contrôle de la température au niveau de la puce VCSEL. En particulier, une précision de 0,5 K avait été obtenue. Ceci impliquait une modification l'écart de fréquence de 360 MHz. En reprenant l'équation II.6, la précision de la réduction de la biréfringence avec ce système est de 3,2 μ rad. L'utilisation d'une cellule électro-optique pour une compensation précise de la biréfringence se justifie donc pleinement.

III.2.1. Description du $\frac{1}{2}$ -VCSEL

Le $\frac{1}{2}$ -VCSEL utilisé dans ces expériences a été fabriquée par l'École Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL) [108]. Il est composé de 10 puits quantiques en AlGaInAs contraint, émettant à 1550 nm, suivis de 24 paires de DBR en AlAs/GaAs. L'ensemble est ensuite déposé sur une couche de Ti/Au, elle-même en contact avec une couche de diamant. Cette dernière permet de favoriser la dissipation thermique créée par le pompage optique et donc de limiter le phénomène de Roll-Over [108]. Nous noterons que la disponibilité de cette structure dans le laboratoire justifie uniquement le choix de celle-ci pour l'expérience

de compensation de la biréfringence. Ainsi, il serait tout à fait possible de transposer cette technique pour une autre puce ou à une longueur d'onde différente. La Figure 73 montre une représentation de la structure utilisée.

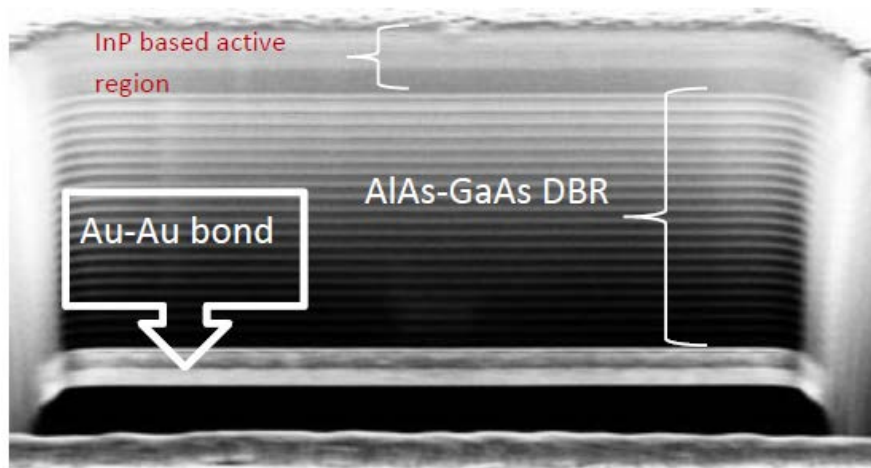


Figure 73: Représentation de la structure de l'EPFL [108]

III.2.2. Dépolariseur

En revenant à l'équation II.16 la différence de fréquences entre les deux états propres dépend à la fois de la biréfringence linéaire de phase et du dichroïsme circulaire de gain. Ainsi, si l'on souhaite étudier la réduction de la biréfringence linéaire de phase en mesurant la différence de fréquence entre les deux états propres, il est nécessaire d'annuler le dichroïsme circulaire de gain. Nous pourrions alors découpler les effets d'injection de spin et de réduction de la biréfringence. Pour cela, nous allons minimiser les effets d'injection de spin apportée par la polarisation de la pompe. En pratique, plaçons un dépolariseur spatial sur le trajet du faisceau de pompe. Ce composant optique permet d'induire un déphasage à l'onde incidente. Plus particulièrement ce déphasage dépend de la position du faisceau sur l'élément optique. Il peut varier entre 0 à $\lambda/2$. Il permet donc d'obtenir un faisceau de sortie possédant spatialement plusieurs polarisations. Ainsi en moyenne, le faisceau de pompe apparaît comme dépolarisé.

Ce dépolariseur est en réalité constitué de deux lames de quartz d'épaisseurs différentes (épaisseurs ayant un rapport 2), taillées de biais, séparées par un film métallique et dont leurs axes optiques sont orientés à 45° l'un de l'autre. La Figure 74-a illustre le fonctionnement de ce dépolariseur. Prenons par exemple le cas où l'élément optique est

éclairé par une source laser (par exemple une diode laser) linéairement. Nous alignons ensuite cette polarisation avec l'axe rapide de la lame épaisse. Dans cette situation, le faisceau du laser est en moyenne dépolarisée telle que représentée en Figure 74-b.

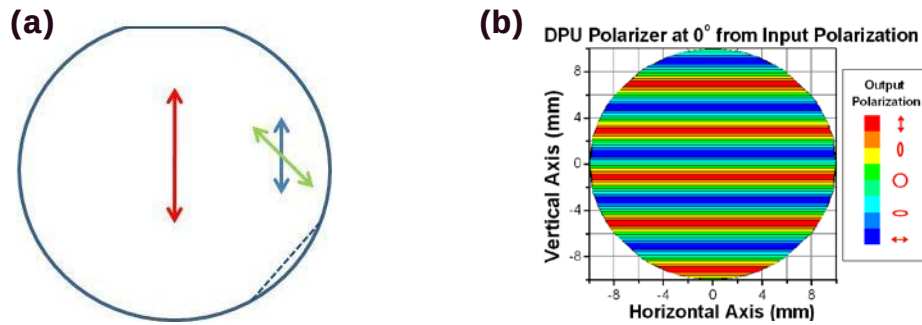


Figure 74 : (a) Dépolariseur Thorlabs (la flèche rouge correspond à la polarisation de la pompe et les deux autres flèches aux axes rapides des deux lames) et (b) Polarisation obtenue après le dépolariseur lorsqu'il est éclairé par une source incidente polarisée linéairement

III.2.3. Technique de mesure de la biréfringence linéaire de phase

L'utilisation de la cavité externe d'un VECSEL pour compenser la biréfringence est très utile. En revanche, la différence de fréquences étant inversement proportionnelle à la longueur de la cavité, l'écart entre les deux fréquences liées à chaque mode est beaucoup plus faible que dans le cas d'un VCSEL. Par exemple, pour un VCSEL monolithique, les longueurs de cavité sont de l'ordre 10 μm , l'écart de fréquences lié à la biréfringence devient donc de l'ordre du GHz [106]. Il est donc possible de le mesurer avec un analyseur de spectre optique ayant une bonne résolution spectrale. Cependant, dans le cadre du VECSEL que nous utilisons dans la suite, la cavité mesure 2,5 cm ; la différence de fréquence entre les états propres attendue est donc de l'ordre du MHz [93]. De plus, nous souhaitons réduire cette valeur à quelques kHz avec la technique de compensation proposée. Il n'est donc pas possible de mesurer précisément la différence de fréquence avec un analyseur de spectre optique. Frougier et al. ont donc développé une technique de mesure de la biréfringence linéaire de phase précise reposant sur la transposition de cette différence de fréquences du domaine optique vers le domaine électrique [93].

Cette technique consiste à mesurer un battement entre les états propres du laser après une détection quadratique du champ électrique. Rappelons que le couplage non-linéaire

dans un VECSEL est fort induisant l'oscillation d'un seul état propre de polarisation. Le deuxième état propre de polarisation n'oscille pas. En revanche, ce dernier produit de l'émission spontanée amplifiée. Ainsi, il est possible de sonder la biréfringence en mesurant le battement entre le mode optique non-oscillant et le mode optique oscillant. Une représentation du spectre optique d'émission d'un VECSEL est fourni en Figure 75-insert. En projetant les deux modes de polarisation orthogonaux sur un même axe, grâce à un polariseur orienté à 45°, nous obtenons le spectre optique présenté en Figure 75-insert 2. Ainsi, en utilisant une photodiode, un amplificateur électrique bas bruit et un analyseur de spectre électrique, nous étudions le battement entre les états propres de polarisation qu'ils sont en dessous ou au-dessus du seuil laser. Considérons que le mode TE oscille et que le mode TM n'oscille pas. Le battement entre les modes de polarisations croisées du même ordre optique p , de fréquences notées ν_{TE}^p et ν_{TM}^p , donne un signal électrique à la fréquence d'intérêt $\Delta\nu$. Compte tenu des valeurs de biréfringence et de longueurs de cavité mises en jeu, la fréquence $\Delta\nu$ attendue est inférieure à 100 MHz. Malheureusement, le signal électrique généré est souvent masqué par le bruit basse-fréquence du laser. Il n'est donc pas possible de mesurer la différence de fréquences lorsque celle-ci devient faible. Il est important de rappeler que le bruit basse-fréquence (i.e. aux fréquences inférieures à la fréquence de coupure du laser de quelques dizaines MHz) est apporté par le bruit de la diode de pompe. Il faut donc réaliser la mesure dans le domaine spectral où le bruit de pompe n'intervient pas. Or, le laser étant de classe A, son bruit d'intensité est limité au bruit de grenaille aux fréquences supérieures à sa fréquence de coupure (quelques dizaines de MHz dans une cavité de longueur centimétrique). Le battement entre les modes de polarisation croisées d'ordres successifs p , $p+1$ et $p-1$, de fréquences notées ν_{TE}^p et ν_{TM}^{p+1} ou ν_{TE}^p et ν_{TM}^{p-1} , donnent un signal électrique à la fréquence $ISL + \Delta\nu$ ou $ISL - \Delta\nu$ respectivement, où ISL est l'intervalle spectral libre de la cavité et est défini par $ISL = c/(2 \cdot L)$ [93]. De plus, en considérant le battement entre les modes ν_{TE}^{p+1} et ν_{TE}^p , nous obtenons un pic à la fréquence de l'ISL. Ainsi, la transposition dans le domaine électrique du spectre optique du VECSEL se traduit par l'apparition de pics « satellites » autour de la fréquence ISL du laser. L'ISL étant de plusieurs GHz dans une cavité laser centimétrique, il est donc possible de mesurer la fréquence $\Delta\nu$ et de s'affranchir du bruit

BF limitant. Cette différence de fréquence permettra par la suite de calculer la valeur de la biréfringence en utilisant l'équation II.16.

En résumé, cette technique possède trois avantages majeurs : (i) elle permet d'aller au-delà de la résolution des analyseurs de spectre optique (OSA), (ii) de déporter l'étude dans le domaine électrique et donc de s'affranchir de la limite apportée par le bruit BF du laser en positionnant le signal de mesure autour de l'ISL du laser, (iii) de profiter d'une dynamique importante puisque le mode oscillant est utilisé comme oscillateur local pour sonder un mode d'émission spontanée. Par ailleurs, des études précédentes ont montré que la largeur des signaux électriques, résultant du battement entre un mode oscillant et un mode non-oscillant, est de l'ordre de quelques dizaines de kHz [93]. Ainsi, l'écart minimum mesurable est donc de l'ordre de quelques dizaines de kHz, bien en dessous de la résolution d'un analyseur de spectre. Dans le paragraphe suivant, nous détaillerons la mise en œuvre expérimentale de la compensation de biréfringence et de la technique de mesure décrite ci-dessus.

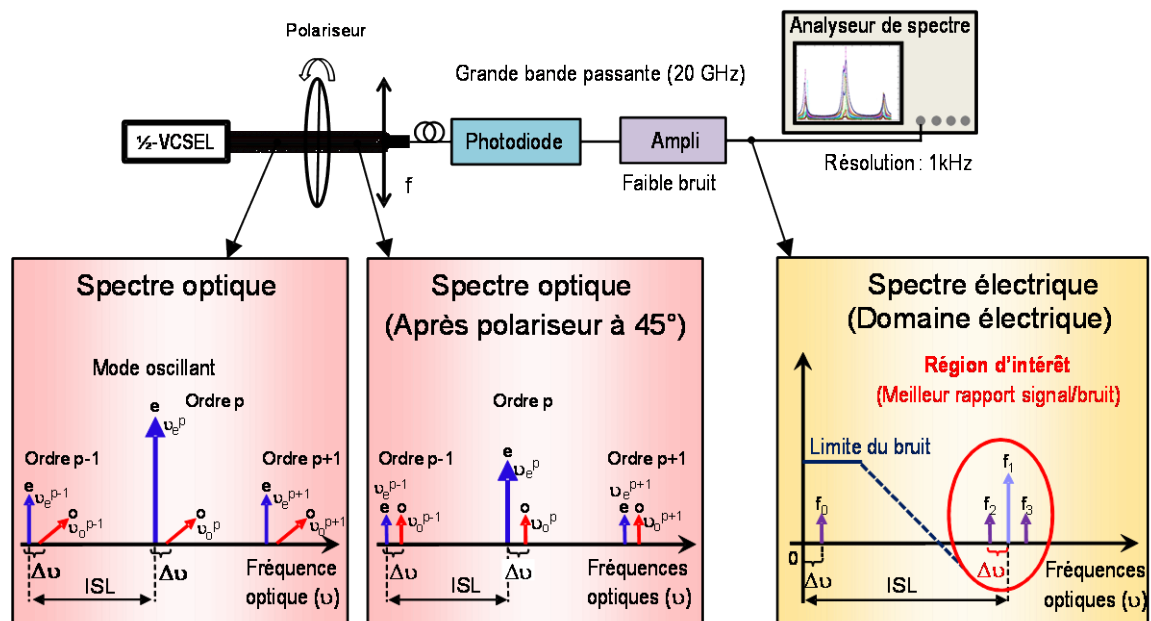


Figure 75 : Représentation des modes optiques et électrique dans le schéma de mesure de la différence de fréquence entre les deux modes orthogonaux, issue de la thèse de Frougier et al.[93]

III.3. Compensation de la biréfringence linéaire de phase

Considérons le schéma expérimental de la Figure 76. Le $\frac{1}{2}$ -VCSEL est maintenu à une température de 20°C à l'aide d'un module Peltier. Le système de pompe est composé d'une diode laser monomode transverse émettant à 980 nm et délivrant une puissance maximale de 600 mW. Cette pompe est focalisée sur le $\frac{1}{2}$ -VCSEL avec un angle d'incidence de 20°C. Le dépolariseur spatial décrit précédemment est sur le faisceau de pompe. Nous supprimons ainsi tout dichroïsme de gain induit par l'injection de spin. Un miroir plan-concave avec un rayon de courbure de 25 mm et une réflectivité de 99 % à 1,5 μm est placé à 25 mm du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. La longueur de la cavité a permis de placer le laser dans une dynamique dite de classe A, obtenue quand la durée de vie des photons est grande devant la durée de vie des porteurs. Le choix d'une cavité laser courte permet aussi de d'augmenter la stabilité de fonctionnement du laser en limitant les sauts de modes au cours des mesures.

Un étalon de YAG non traité avec une épaisseur de 100 μm est enfin inséré dans la cavité laser afin d'assurer une émission monomode longitudinale. La longueur de la cavité est ajustée afin d'obtenir une émission monomode transverse.

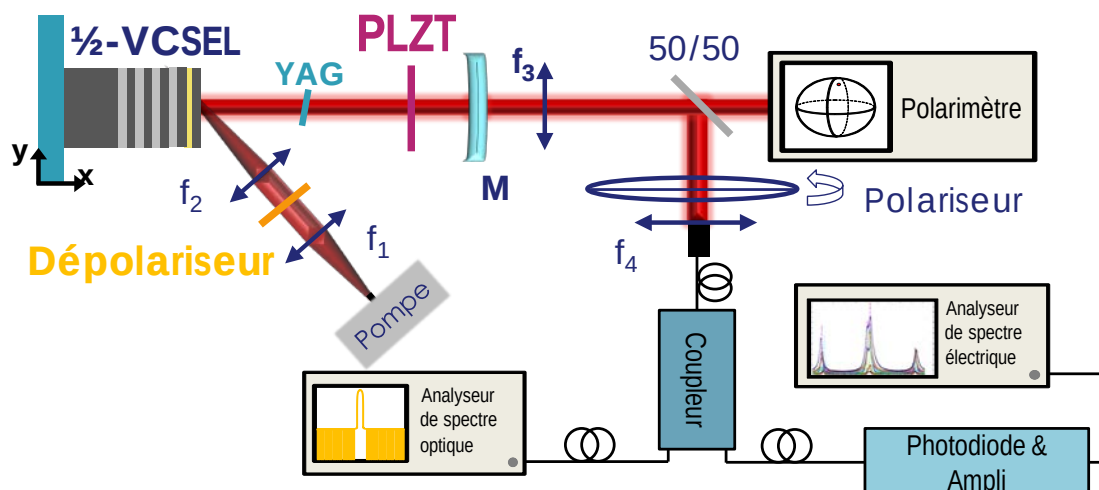


Figure 76 : Schéma expérimental pour la compensation de la biréfringence ($f_1 = 11 \text{ mm}$, $f_2 = 50 \text{ mm}$, $f_3 = 75 \text{ mm}$, $f_4 = 11 \text{ mm}$, $M : R = 25 \text{ mm}$, $T = 0.1 \%$).

Afin de compenser avec une précision la biréfringence linéaire de phase résiduelle, nous insérons dans la cavité la céramique électro-optique décrite précédemment. De plus, les axes de biréfringence de la cellule électro-optique sont alignés avec ceux du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Dans ce cas, la biréfringence de la cavité γ_{cav} peut s'écrire :

$$\gamma_{\text{cav}} = \gamma_{1/2\text{-VCSEL}} - \gamma_{\text{PLZT}} \quad \text{III.25.}$$

Une photographie de la cavité laser est présentée en Figure 77.

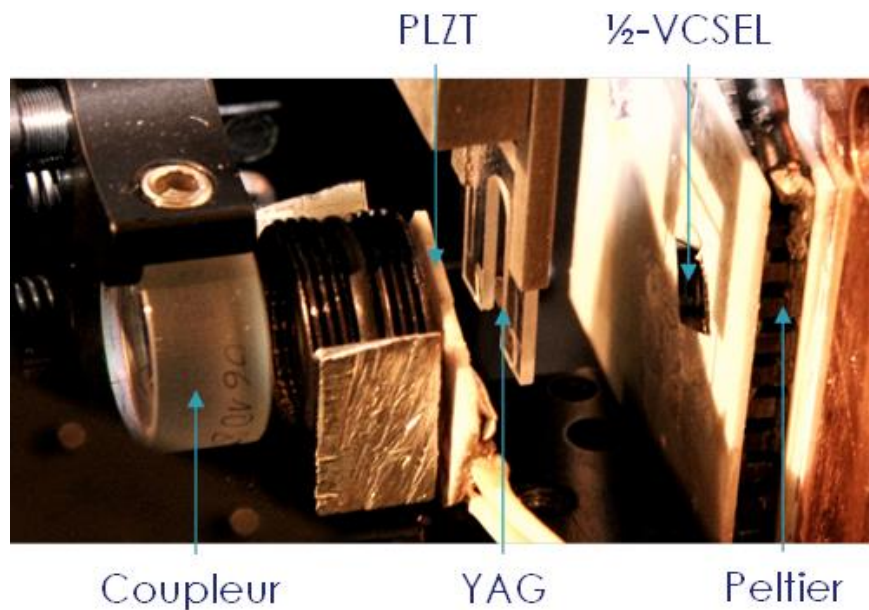


Figure 77 : Photo de la cavité laser préparée pour l'injection de spin

Initialement, sans tension appliquée à la cellule, l'écart de fréquences entre les deux modes de polarisation du laser vaut 40 MHz, soit une biréfringence de 10 mrad. Ensuite, nous augmentons la biréfringence de la cellule électrooptique. Nous constatons une diminution de la différence de fréquences entre les deux modes de polarisation telle que l'illustre la Figure 78. Cependant, lorsque la biréfringence de la cellule atteint 9,9 mrad, le pic « satellite » caractéristique de la différence de fréquence est caché par le piédestal du pic de bruit à la fréquence de l'ISL du laser (limitation apportée par la largeur de ce pic). Nous ne sommes donc plus en mesure de quantifier précisément la valeur de la biréfringence résiduelle de la cavité et par conséquent d'affirmer s'il y a compensation totale de la biréfringence. Le minimum d'écart mesurable avec notre système étant de 500 kHz, la biréfringence extraite par l'équation II.16 vaut 0,1 mrad. Nous avons donc

réussi avec cette méthode à diminuer la biréfringence linéaire de phase d'un facteur 100, passant de 10 mrad à 0,1 mrad. À ce jour, une réduction de la biréfringence d'un facteur 3 avait été rapportée par Jansen et al. [106]. L'ensemble des mesures de réduction de la biréfringence est présenté en Figure 79.

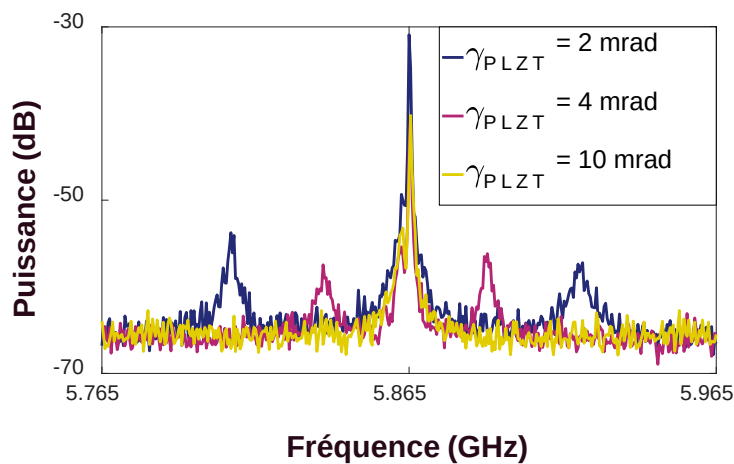


Figure 78 : Spectres électriques pour différentes valeurs de biréfringence du PLZT : 2 mrad en bleu, 4 mrad en rose et 10 mrad en jaune (RBW = 3 kHz, span = 140 MHz)

En injectant ces résultats expérimentaux dans le modèle que nous avons développé, nous pouvons remonter à la valeur du dichroïsme circulaire de gain résiduel qui vaut 0,1 %. Ce dichroïsme résiduel peut avoir deux origines : il peut soit être dû à la dépolarisation non parfaite de la pompe entraînant une injection de spin résiduelle, soit être inhérent à la structure. Dans les deux cas, le dichroïsme circulaire de gain est suffisamment faible par rapport à la biréfringence mesurée pour ne pas fausser notre étude.

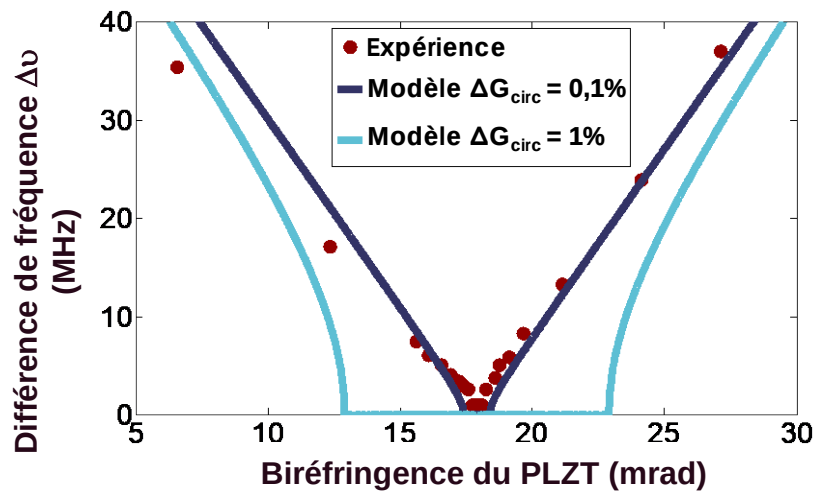


Figure 79. Évolution de la différence de fréquence en fonction du rapport r : courbes bleu foncé et bleu ciel sont issues du modèle en considérant un dichroïsme circulaire de 0,1 % et de 1 % respectivement. Les points rouges correspondent aux mesures expérimentales.

Maintenant que nous avons réduit la biréfringence linéaire de phase dans la cavité laser, intéressons-nous à l'état de polarisation émis par le laser. Expérimentalement, la polarisation du laser est mesurée grâce à un polarimètre commercial (Thorlabs TXP Polarimeter) ; la précision de cet appareil est de $0,1^\circ$ sur la mesure de l'angle et l'ellipticité de la polarisation incidente. Ce dernier est constitué d'une lame quart-d'onde et d'un polariseur tournant, lui permettant de mesurer la polarisation en temps réel. En Figure 80, nous avons représenté l'évolution de l'angle de la polarisation au fur et à mesure que la biréfringence linéaire de phase est réduite. D'abord, nous avons une polarisation linéaire orientée selon les axes neutres du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Lorsque la biréfringence est réduite, c'est-à-dire lorsque le rapport r augmente, nous observons une rotation importante de l'axe de la polarisation allant à 32° . En même temps, l'ellipticité de la polarisation augmente de 0° (état linéaire) à 41° (état grandement elliptique). Nous noterons que cette rotation de l'angle de la polarisation et cette augmentation de l'ellipticité sont provoquées par la présence d'un dichroïsme circulaire de gain résiduel (mesuré à 0,04 %). Plus particulièrement, la réduction de la biréfringence linéaire de phase a permis de mettre au même niveau ces deux anisotropies. Rappelons que dans le cas où le dichroïsme circulaire de gain est nul, la polarisation du laser reste linéaire, comme prévu par le modèle vectoriel ($r = 0$).

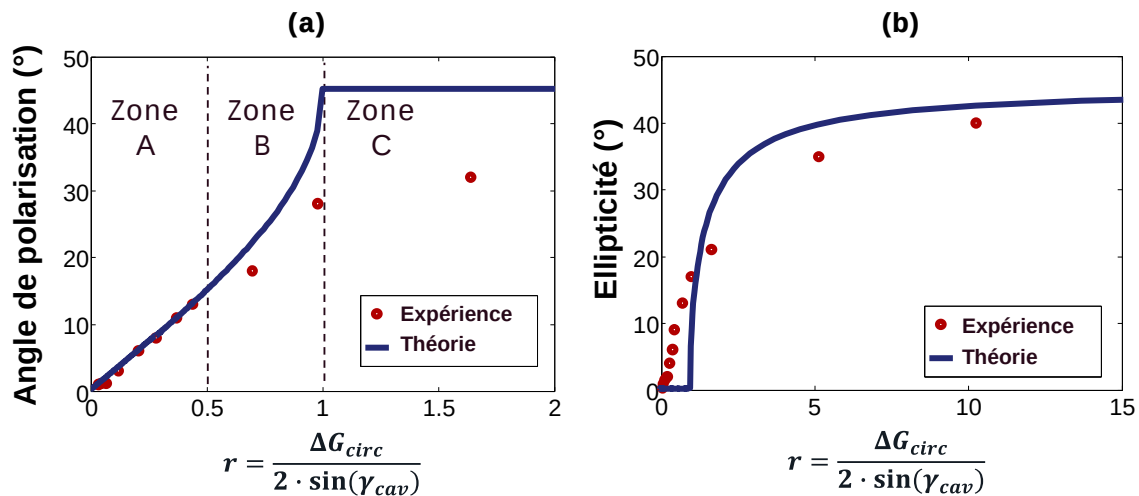


Figure 80 : Évolution de (a) l'angle de polarisation et de (b) l'ellipticité en fonction du rapport r

Nous illustrons par la Figure 80 les évolutions de l'angle et de l'ellipticité de la polarisation prédite par le modèle. Trois phases distinctes peuvent être délimitées :

- Phase 1 : Lorsque le rapport r est inférieur à 0,5, l'angle de polarisation suit relativement bien la théorie. Dans cette première partie (notée « Zone A »), la biréfringence est majoritaire par rapport au dichroïsme circulaire de gain. L'ellipticité de la polarisation augmente aussi légèrement : pour $r = 0,5$, l'ellipticité vaut 5°.
- Phase 2 : Lorsque le rapport r a une valeur entre 0,5 et 1 (« Zone B »), un écart entre la théorie et l'expérience apparaît. Ceci implique qu'un autre effet physique non pris en compte dans le modèle intervient. Nous pensons que cet effet est dû au dichroïsme linéaire de gain. En parallèle, l'ellipticité a continué d'augmenter et a atteint une vingtaine de degré. Ce dernier point n'était pas prévu par le modèle.
- Phase 3 : Lorsque le rapport r est supérieur à 1 (« Zone C »), c'est-à-dire lorsque le dichroïsme circulaire de gain devient majoritaire sur la biréfringence linéaire de phase, l'angle de polarisation stagne comme prévu par le modèle. Nous noterons toutefois que le paramètre apparu dans la « Zone B », induit une diminution des prédictions. De plus, l'ellipticité de la polarisation est cohérente avec les prédictions du modèle.

Cependant, même si notre modèle présente des limites, nous avons tout de même réussi à préparer le laser pour l'injection de spin en obtenant une polarisation elliptique avec une ellipticité de 41° lorsque la biréfringence linéaire de phase est réduite. Avant d'améliorer le modèle (chapitre suivant), nous allons nous intéresser à l'injection de spin dans ce laser. Nous allons alors tenter de démontrer expérimentalement un basculement de l'état de polarisation, induit par l'injection de spin.

Nous avons vu dans le chapitre 1 à travers les règles de sélection quantique que le changement du spin de l'électron dans le milieu actif crée une dissymétrie de gain permettant de favoriser un des deux états de polarisation possibles. Cependant, un basculement de l'état de polarisation n'est possible que si ces états de polarisation sont fortement couplés. Nous allons donc nous intéresser dans la suite au rôle de la constante de couplage non-linéaire.

IV. Rôle de la constante de couplage non-linéaire

Dans un laser de dynamique classe A, tel que le VECSEL décrit dans le paragraphe précédent, l'inversion de population peut être éliminée adiabatiquement. Ainsi le comportement du laser est décrit par deux équations différentielles du premier ordre couplées. Ces équations gouvernent l'évolution temporelle des deux intensités optiques relatives aux deux états propres de polarisation. Notons I_D et I_G les intensités optiques des deux polarisations circulaires droite et gauche respectivement, α_D et α_G les gains non-saturés et β_D et β_G les coefficients d'auto-saturation, relatifs respectivement aux deux polarisations circulaires droite et gauche. θ_{DG} (θ_{GD}) est le coefficient de saturation croisée de la polarisation circulaire droite (gauche) par la polarisation circulaire gauche (droite). En prenant ces notations, nous avons :

$$\dot{I}_D = \alpha_D - \beta_D I_D - \theta_{DG} I_G \quad \text{III.26.}$$

$$\dot{I}_G = \alpha_G - \beta_G I_G - \theta_{GD} I_D \quad \text{III.27.}$$

Afin de simplifier le problème, nous allons considérer que les deux coefficients d'auto-saturation et de saturation croisée sont égaux entre eux. Cependant, nous supposons que les gains non-saturés diffèrent, à cause du dichroïsme circulaire de gain induit par l'injection de spin. Nous avons donc :

$$\beta_D = \beta_G = \beta \quad \text{III.28.}$$

$$\theta_{DG} = \theta_{GD} = \theta \quad \text{III.29.}$$

$$\alpha_D = \alpha + \frac{\delta\alpha}{2} \quad \text{III.30.}$$

$$\alpha_G = \alpha - \frac{\delta\alpha}{2} \quad \text{III.31.}$$

où $\delta\alpha$ est le différentiel de gain circulaire entre les deux polarisations. En régime stationnaire, les deux dérivées sont nulles et ces deux équations donnent directement accès aux intensités des deux modes. Trois cas se présentent et sont décrits ci-après.

IV.1. Les deux états propres oscillent :

$$\underline{I_D \neq 0 \text{ et } I_G \neq 0}$$

Nous trouvons pour les deux intensités :

$$I_D = \frac{\alpha (\beta - \theta) + \frac{\delta\alpha}{2} (\beta + \theta)}{\beta^2 - \theta^2} \quad \text{III.32.}$$

$$I_G = \frac{\alpha (\beta - \theta) - \frac{\delta\alpha}{2} (\beta + \theta)}{\beta^2 - \theta^2} \quad \text{III.33.}$$

En introduisant la constante de couplage non-linéaire définie par Lamb [110],

$$C = \frac{\theta_{DG} \theta_{GD}}{\beta_G \beta_D} \equiv \frac{\theta^2}{\beta^2} \quad \text{III.34.}$$

les intensités des deux états propres s'écrivent alors :

$$I_D = \frac{\alpha}{\beta} \frac{1 - \sqrt{C} + \frac{\delta\alpha}{2\alpha} (1 + \sqrt{C})}{1 - C} \quad \text{III.35.}$$

$$I_G = \frac{\alpha}{\beta} \frac{1 - \sqrt{C} - \frac{\delta\alpha}{2\alpha} (1 + \sqrt{C})}{1 - C} \quad \text{III.36.}$$

La valeur de la constante de couplage dépend de plusieurs paramètres : la nature du milieu actif, l'orientation des axes cristallographiques, le pompage et la polarisation des deux modes oscillants [111][112][113][114]. Une mesure expérimentale précise peut être réalisée puis injectée dans le modèle. L'oscillation simultanée des deux modes n'est possible que si $C < 1$ [111][113]. Dans le cas des VECSELS, nous savons déjà que cette constante est inférieure à 1 mais reste proche de 1. La mesure rapportée dans la référence [111] donne une constante de couplage de 0,8, pour deux états de polarisations linéaires. Les deux équations précédentes montrent que les deux intensités évoluent en directions opposées lorsque le dichroïsme de gain $\delta\alpha$ augmente et que cette évolution s'accélère lorsque la constante de couplage se rapproche de 0.

IV.2. Seule la polarisation circulaire droite oscille :

$$\underline{I_D \neq 0 \text{ et } I_G = 0}$$

Une fois que l'intensité de la polarisation circulaire gauche a atteint zéro (à cause du déséquilibre de gain), I_D suit une nouvelle expression donnée par :

$$I_D = \frac{\alpha}{\beta} \left(1 + \frac{\delta\alpha}{2\alpha} \right) \quad \text{III.37.}$$

L'intensité de l'état de polarisation circulaire droite augmente linéairement avec $\delta\alpha$ et ne dépend plus de la constante de couplage.

IV.3. Seule la polarisation circulaire gauche oscille :

$$\underline{I_D = 0 \text{ et } I_L \neq 0}$$

À l'inverse, lorsque l'intensité de la polarisation circulaire droite a atteint zéro, I_L suit une nouvelle expression donnée par :

$$I_L = \frac{\alpha}{\beta} \left(1 - \frac{\delta\alpha}{2\alpha} \right) \quad \text{III.38.}$$

Une fois de plus, l'intensité de l'état de polarisation circulaire gauche augmente linéairement avec $\delta\alpha$ et ne dépend plus de la constante de couplage.

IV.4. Résumé

L'oscillation simultanée des deux états de polarisation n'est possible que si la constante de couplage entre les deux modes de polarisation est inférieure à les courbes de la Figure 81 illustrent l'évolution des intensités des deux états propres en fonction du dichroïsme circulaire de gain normalisé pour trois valeurs de la constante de couplage : $C = 0$, $C = 0,5$ et $C =$ Lorsque la constante de couplage est nulle, les intensités des deux états de polarisation évoluent indépendamment et linéairement avec le dichroïsme circulaire de gain. Lorsque la constante de couplage n'est plus nulle, la région où les deux états peuvent osciller simultanément se rétrécit. Enfin lorsque la constante est très proche

de 1, la zone d'oscillation simultanée se réduit à un point favorisant le basculement d'un état propre à un autre, c'est-à-dire d'une polarisation à une autre pour un dichroïsme de gain infiniment petit.

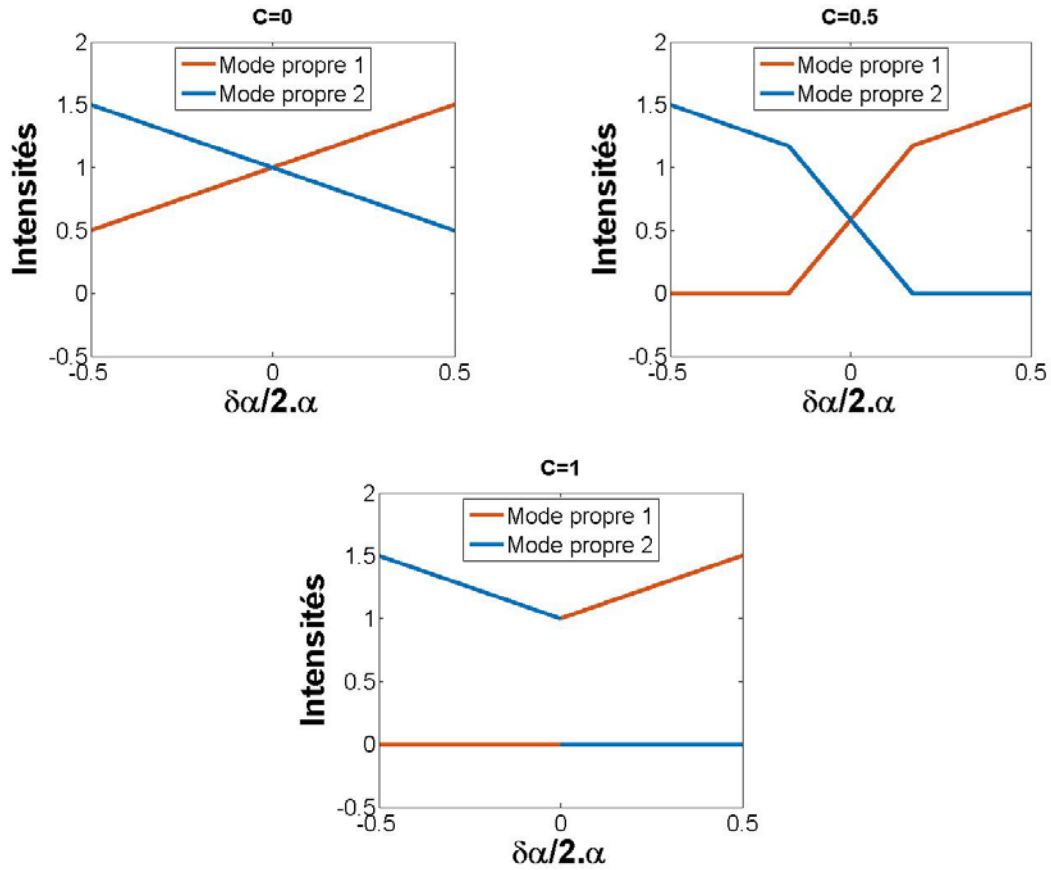


Figure 81 : Évolution des intensités des deux modes en fonction du dichroïsme circulaire de gain normalisé pour trois valeurs de la constante de couplage : 0, 0,5 et 1,0

Le gain moyen de la zone active d'un VECSEL étant de quelques pourcents et la constante de couplage étant proche de 0,9, un dichroïsme de gain circulaire autour de 0,1 % devrait permettre le basculement de polarisation. L'existence de la constante de couplage dans un laser agit comme un levier améliorant l'efficacité d'injection de spin induit par le dichroïsme circulaire de gain et donc favorisant le basculement d'un état de polarisation à un autre. En d'autres termes, le couplage entre les états propres, fort dans un VECSEL, induit un effet d'amplification d'injection de spin. De plus, l'effet laser implique que les polarisations oscillantes sont parfaitement définies. Ceci rend l'injection de spin dans des lasers plus propice en termes de pureté de la polarisation, comparée aux spin-LEDs.

V. Injection de spin

Nous avons réussi à diminuer la biréfringence linéaire de phase de la cavité et nous avons montré que dans ce cas l'ellipticité de la polarisation augmentait pour atteindre 41° . Cette expérience a donc permis préparer le VECSEL pour l'injection de spin. Pour rappel, nous avons choisi au chapitre précédent d'utiliser l'injection de porteurs polarisés par pompage optique. Ainsi, en théorie, une pompe avec une polarisation circulaire droite σ^+ (gauche σ^-) permettra l'injection d'électrons avec un spin down (up). A l'inverse l'injection de porteurs équilibrés en spin sera réalisée avec un pompage linéaire. Expérimentalement, nous avons enlevé le dépolariseur. Il est remplacé par une cellule à cristaux liquides qui permet de contrôler parfaitement l'état de polarisation de la pompe : des polarisations circulaires σ^+ et σ^- et une polarisation linéaire sont maintenant atteignables. Le nouveau montage expérimental est représenté dans la figure suivante.

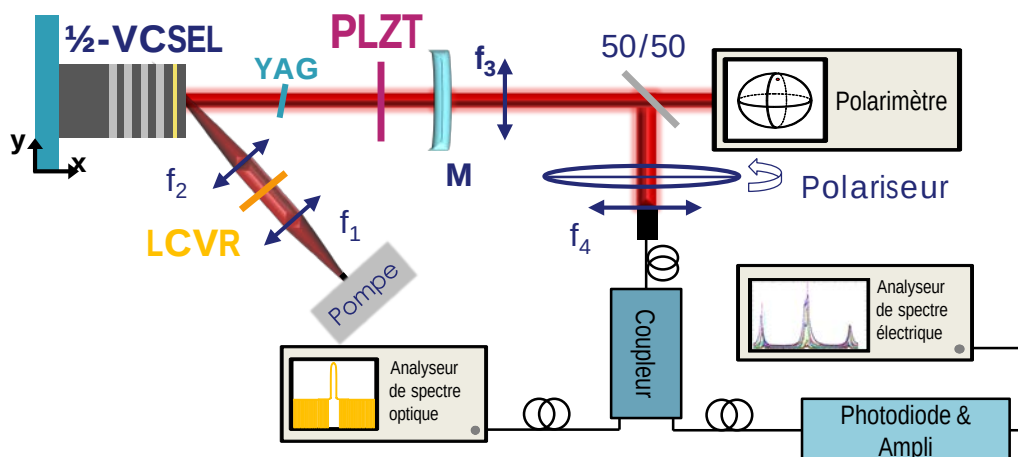


Figure 82 : Schéma expérimental pour l'injection de spin (LCVR = cellule à cristaux liquides, $f_1 = 11$ mm, $f_2 = 50$ mm, $f_3 = 75$ mm, $f_4 = 11$ mm, $M : R = 25$ mm, $T = 0.1$ %).

Considérons dans un premier temps un pompage optique avec une polarisation linéaire, soit une injection de spin équilibrée i.e. autant de spin « Up » que de spin « Down ». Le laser émet une polarisation elliptique avec une ellipticité de 41° comme décrit au paragraphe précédent. Nous allons maintenant observer les modifications de l'état de polarisation du laser avec l'injection de spin. Lorsque la pompe est polarisée suivant un état circulaire gauche, nous observons une rotation de $0,5^\circ$ de l'angle de la polarisation du

VECSEL et une diminution de $0,5^\circ$ de l'ellipticité. Nous noterons que le système de mesure possède une résolution de $0,1^\circ$. À l'inverse lorsque la pompe est polarisée suivant une polarisation circulaire droite, nous observons une rotation de $4,5^\circ$ de l'angle de la polarisation et une augmentation de 1° de l'ellipticité. Nous constatons un effet opposé sur l'ellipticité pour les deux polarisations circulaires de la pompe, soit pour les deux orientations du spin de l'électron. Ceci prouve que l'injection de spin a bien lieu dans le milieu actif et que nous avons suffisamment réduit la biréfringence linéaire de phase pour observer cet effet. Il est important de noter les trois points suivants :

- Cet effet n'est pas observable dans un VECSEL sans compensation de la biréfringence de phase linéaire (cf. Figure 84).
- Les changements de polarisation sont faibles.
- Aucun basculement de la polarisation n'est observé.

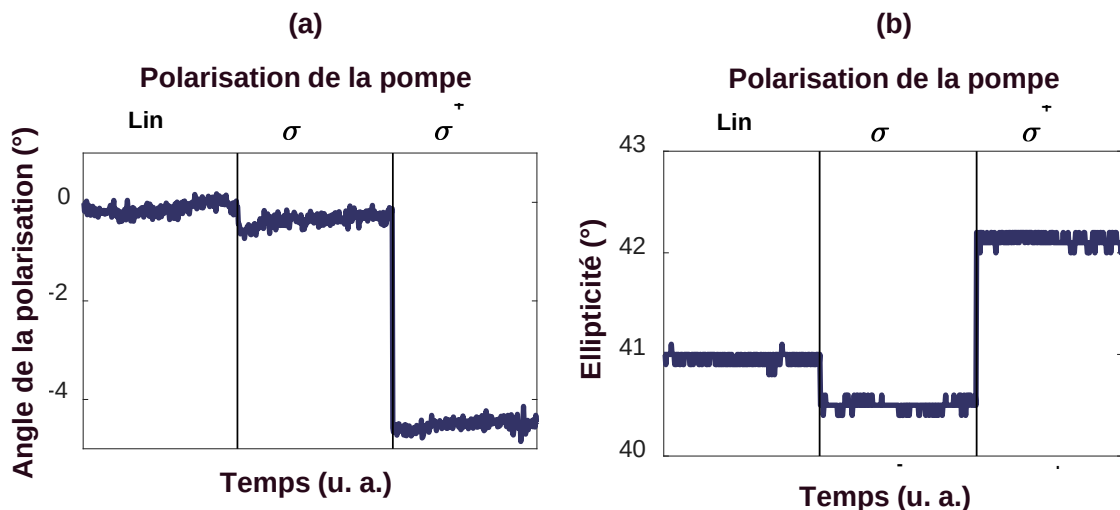


Figure 83 : Évolution de (a) l'angle de la polarisation et (b) de l'ellipticité de la polarisation en fonction de la polarisation de la pompe

Les effets d'injection de spin bien qu'existant sont très faibles. L'injection des porteurs a en effet lieu dans les barrières et non directement dans la zone active. Ainsi des processus de relaxation opèrent et la majorité de l'information en spin est perdue au cours de la transition des porteurs vers le minimum de la bande conduction (cf. chapitre 1). Nous noterons néanmoins que ces faibles effets d'injection de spin ont permis de montrer une modification de l'état de polarisation du laser.

Pour rappel, lorsque le VECSEL n'est pas compensé, aucun effet d'injection de spin sur la polarisation du laser est observé, tel que présenté en Figure 84.

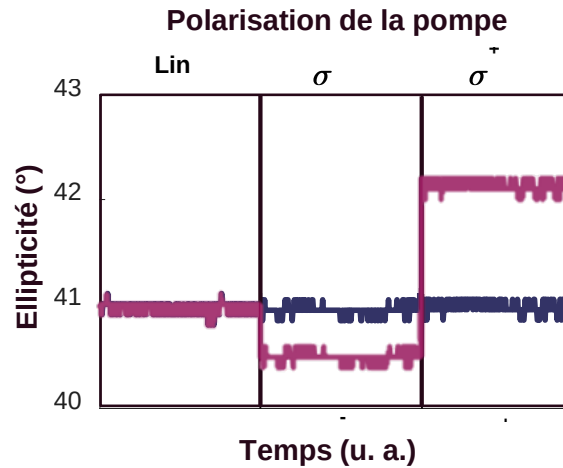


Figure 84 : Évolution de l'ellipticité de la polarisation en fonction de la polarisation de la pompe (en bleu) sans compensation et (en rose) avec compensation de la biréfringence

VI. Conclusion

En conclusion, nous avons présenté dans ce chapitre un modèle vectoriel basé sur le formalisme de Jones qui décrit l'évolution des états propres de polarisation d'un spin-laser en présence d'une biréfringence linéaire de phase résiduelle et d'un dichroïsme de gain circulaire. Ce modèle, basé sur l'utilisation de paramètres physiques macroscopiques mesurables, permet de prédire l'évolution des états propres d'un spin-laser en fonction du rapport entre le dichroïsme de gain et la biréfringence linéaire de phase. Le modèle proposé prédit que l'obtention d'un état circulaire nécessite la compensation totale de la biréfringence linéaire de phase. À cet effet, nous avons proposé puis mis en œuvre une technique simple et précise pour réduire la biréfringence linéaire de phase dans un VECSEL. En pratique, l'utilisation d'un cristal électro-optique contrôlé en tension a permis de réduire d'un facteur 100 la biréfringence linéaire de phase résiduelle. L'état de polarisation du VECSEL a ainsi évolué d'une polarisation linéaire vers une polarisation elliptique avec une ellipticité de 40° . Les résultats expérimentaux obtenus sont en accord avec le modèle précédemment développé lorsque la biréfringence linéaire de phase est majoritaire. Dans le cas où elle est suffisamment réduite (de l'ordre du dichroïsme circulaire de gain) un écart entre les résultats expérimentaux et les prédictions du modèle est observé. Cet écart nous amène à émettre une hypothèse quant à l'existence d'un autre paramètre physique non pris en compte dans le modèle, tel que le dichroïsme linéaire de gain. Nous nous sommes enfin concentrés sur l'injection de spin dans un VECSEL où la biréfringence linéaire de phase a été réduite. Une modification de l'état de polarisation a été montrée, à la fois en angle et en ellipticité. Cela confirme que la réduction de la biréfringence permet d'observer des effets d'injection de spin. Cependant, les effets observés sont faibles. En particulier, nous n'observons pas encore de basculements d'états de polarisation. Enfin, nous avons étudié l'impact de la constante de couplage sur l'état de polarisation du laser. Son existence agit comme un levier améliorant l'efficacité d'injection de spin induit par le dichroïsme circulaire de gain. Elle favorise donc le basculement d'un état de polarisation à un autre. Afin d'explorer le rôle du dichroïsme de gain linéaire, nous nous proposons d'inclure ce paramètre dans le modèle présenté précédemment.

CHAPITRE IV : ANALYSE DE L'IMPACT DU DICHROÏSME LINEAIRE DE GAIN SUR LES ETATS PROPRES D'UN SPIN-LASER

I. Introduction

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les états propres de polarisation d'un spin-laser sont définis par les anisotropies résiduelles de phase et de gain propre au laser ou apportées par l'injection de spin. Souvent dominante, l'anisotropie linéaire de phase inhibe les effets d'injection de spin qui restent faibles et verrouille les états propres du spin-laser sur des états linéaires. C'est pourquoi, dans un premier temps, nous avons proposé et mis en place un modèle vectoriel analytique basé sur le formalisme de Jones et permettant de décrire les états propres d'un spin-laser en fonction de deux paramètres : la biréfringence linéaire de phase et le dichroïsme circulaire de gain apporté par l'injection de spin. Nous avons alors conclu que la compensation de la biréfringence devrait augmenter l'ellipticité de l'état propre de polarisation et ainsi permettre la mise en évidence de phénomènes d'injection de spin. Dans un second temps, nous avons mis en en place une méthode originale de contrôle dynamique et précis de la biréfringence linéaire de phase dans un VESCEL en insérant dans la cavité optique une cellule électro-optique contrôlée en tension. Une modification notable de l'état de polarisation a alors été observée : l'ellipticité a en effet été augmentée de 0° à 41° , soit un état de polarisation quasi-circulaire. Cependant, lorsque nous nous rapprochons de la compensation totale de la biréfringence, des effets du second ordre apparaissent, ces derniers n'étant pas pris en compte par le modèle. En effet, nous avons constaté un bon accord entre théorie et expérience lorsque le ratio entre le dichroïsme circulaire de gain et la biréfringence linéaire de phase est faible. Cependant, dès qu'il dépasse 0,5, un écart entre l'expérience et les prévisions du modèle apparait et s'accroît au fur et à mesure que le ratio augmente, c'est-à-dire que la biréfringence linéaire disparaît. Un troisième paramètre physique pouvant entrer en jeu est le dichroïsme linéaire de gain.

Dans le présent chapitre, nous nous proposons d'étudier dans un premier temps le dichroïsme linéaire de gain du VECSEL et en particulier son impact sur l'état de polarisation du laser. Dans un second temps, nous étendrons la validité du modèle vectoriel introduit au chapitre précédent en y introduisant le dichroïsme linéaire de gain. Le modèle vectoriel sera donc basé sur trois paramètres : le dichroïsme circulaire de gain, la biréfringence linéaire de phase et le dichroïsme linéaire de gain. Nous étudierons alors l'évolution de l'état de polarisation du spin-laser en fonction de ces trois paramètres. Dans un troisième temps, nous proposerons une nouvelle architecture laser qui permet de compenser les deux paramètres limitant les effets d'injection de spin, i.e. l'anisotropie linéaire de phase et de gain. L'évolution de l'état de polarisation du spin-VECSEL sera alors comparée à celle observée dans le chapitre 3. Dans une dernière partie, nous analyserons les effets d'injection de spin dans une nouvelle configuration de VECSEL et nous les comparerons à ceux observés dans le chapitre 3. Nous exposerons finalement les améliorations possibles de cette dernière architecture.

II. Étude du dichroïsme linéaire de gain

D'après les conclusions du chapitre 3, le dichroïsme linéaire de gain pourrait être le second paramètre qui limite les effets d'injection de spin. Nous rappelons qu'il est défini comme étant la différence de gain optique vue par des polarisations linéaires (cf. chapitre 1). Il peut être normalisé et s'écrit alors de la manière suivante :

$$\Delta G_N^{lin} = \frac{G_x - G_y}{G_x + G_y} \quad IV.1.$$

Où G_x et G_y représentent les gains vus respectivement par une polarisation linéaire horizontale et verticale.

Nous supposons dans la suite que les axes de la biréfringence linéaire de phase et ceux du dichroïsme de gain linéaire sont alignés. En effet, ils sont tous les deux liés à la structure du $\frac{1}{2}$ -VCSEL.

Avant d'étudier plus précisément l'influence de ce paramètre sur l'injection de spin, en l'introduisant dans le modèle vectoriel développé au chapitre 3, nous allons d'abord nous intéresser à son impact sur la polarisation d'un VECSEL.

II.1. Impact sur la polarisation du laser

Pour cela, nous rappelons par la Figure 85 le schéma expérimental utilisé pour étudier les états propres d'un spin-VECSEL compensé en biréfringence de phase linéaire. Nous rappelons qu'un dépolariseur est utilisé afin de dissocier les effets d'injection de spin apportés par la polarisation de la pompe et la réduction de la biréfringence de phase linéaire. Afin de valider l'hypothèse où le dichroïsme linéaire de gain a un effet sur la polarisation d'un VCSEL, nous allons effectuer l'expérience de compensation de la biréfringence linéaire de phase pour plusieurs valeurs du dichroïsme linéaire de gain.

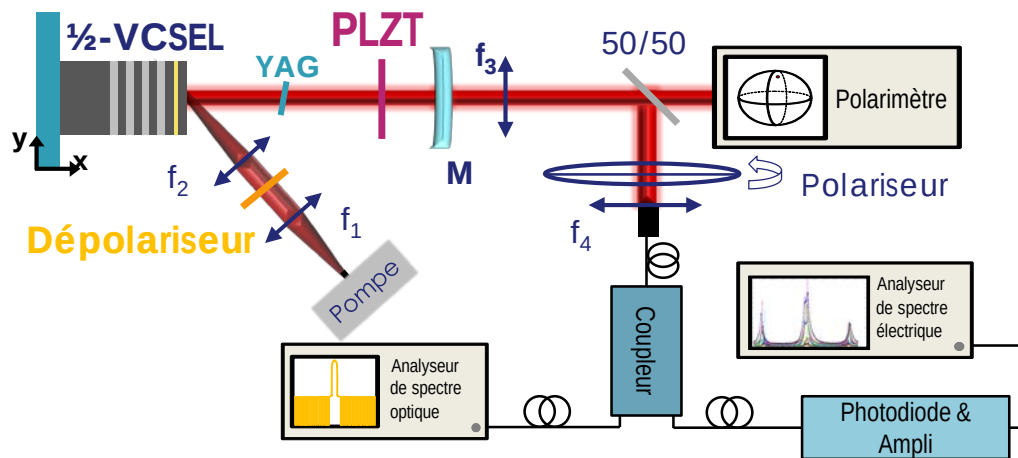


Figure 85: Schéma expérimental pour l'étude du dichroïsme linéaire

Expérimentalement, il est difficile d'agir précisément sur le dichroïsme linéaire de gain. Celui-ci est en effet souvent inhérent à la structure ou dû à des contraintes extérieures, comme par exemple l'échauffement, spatialement inhomogène, induit par la forme géométrique du faisceau de pompe. Plusieurs possibilités pour modifier le dichroïsme linéaire de gain sont donc envisageables : l'application d'une contrainte mécanique externe sur la structure ou la modification de l'orientation de la pompe. Cependant, leur réalisation peut amener des difficultés supplémentaires. Par exemple l'ajout d'une contrainte mécanique extérieure sur le SC pourrait modifier en plus sa biréfringence linéaire de phase. L'influence de cette contrainte sur l'état de polarisation serait donc difficilement exploitable.

De plus, modifier l'orientation de la pompe tout en gardant le même point de focalisation sur le SC est un véritable défi de conception opto-mécanique. En effet, comme le dichroïsme linéaire de gain peut avoir plusieurs origines, il peut ne pas être rigoureusement identique sur toute la surface du 1/2-VCSEL. Ainsi, il faudrait être en mesure de reproduire l'expérience en un même point sur le 1/2-VCSEL.

Afin d'éviter toutes ces contraintes, nous avons fait le choix de modifier le dichroïsme linéaire de gain en changeant l'orientation de l'étalon de YAG intra-cavité. En effet, appliquer une rotation à cet étalon perpendiculairement à l'axe optique permet de modifier les pertes de la cavité suivant un des deux axes orthogonaux et donc le dichroïsme linéaire de gain total. Expérimentalement, nous avons réglé la cavité laser pour une orientation

donnée de l'étalon. Cette dernière permet de garantir une oscillation monomode longitudinal stable. Puis, nous avons diminué la biréfringence de la cavité avec la cellule électro-optique. Enfin, nous avons relevé les propriétés de la polarisation du VECSEL au fur et à mesure que la biréfringence linéaire de phase est réduite. Nous avons alors obtenu la courbe représentée en orange de la Figure 86. Nous constatons une augmentation de l'ellipticité de la polarisation de 5° à 14° lorsque la biréfringence est réduite, comme vu au chapitre 3. Puis, nous avons modifié l'orientation de l'étalon en YAG de façon arbitraire tout en maintenant une oscillation monomode longitudinale autour de la même longueur d'onde optique. Nous avons ensuite recommencé l'étude de l'ellipticité de la polarisation émise par le VECSEL au fur et à mesure que la biréfringence linéaire de phase est réduite. Les résultats obtenus sont donnés par la courbe en bleu en Figure 86-b). Nous pouvons d'ores et déjà constater que l'évolution de la polarisation est différente selon l'orientation de l'étalon en YAG. Plus précisément, lorsque la biréfringence linéaire de phase est dominante l'évolution de l'ellipticité est semblable pour les deux orientations du YAG (écart inférieur à $0,5^\circ$). Le dichroïsme de gain n'a donc pas d'effet important sur la polarisation du laser. Cependant, lorsque la biréfringence linéaire de phase devient faible (autour de 1 mrad), les courbures des deux courbes deviennent totalement différentes. Dans le premier cas, nous avons obtenu à une augmentation croissante de l'ellipticité, comme dans le chapitre précédent, alors que dans le second cas, l'évolution stagne et s'inverse jusqu'à atteindre 3° .

Ainsi, lorsque la biréfringence linéaire de phase est réduite, le dichroïsme linéaire de gain devient le paramètre limitant les effets d'injection de spin. Nous noterons que lorsque le dichroïsme linéaire de gain est élevé (position n°2 de l'étalon en YAG) et que la biréfringence linéaire de phase est faible mais non nulle, une compétition s'opère entre ces deux paramètres et la polarisation dépend directement du rapport entre ces deux paramètres. De même, lorsque la biréfringence linéaire de phase s'approche d'une valeur nulle, le dichroïsme linéaire de gain fixe la polarisation du laser à un état linéaire orienté suivant les axes propres de la structure.

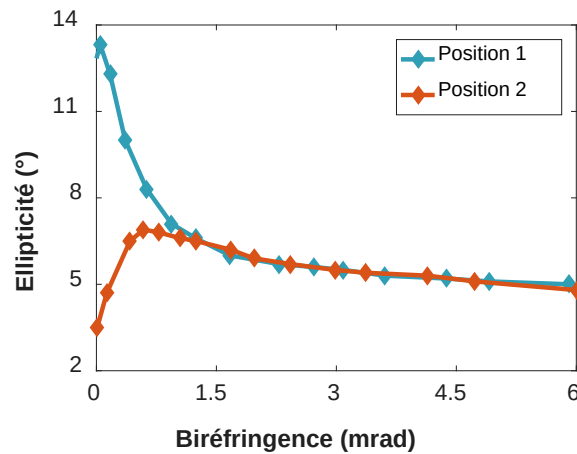


Figure 86: Évolution de l'ellipticité pour deux orientations du YAG en fonction de la biréfringence linéaire de phase totale du VESCEL

Pour résumer, le dichroïsme linéaire de gain a un effet direct sur la polarisation du laser uniquement lorsque la biréfringence linéaire de phase est faible (inférieure au milliradian). Dans le cas où la biréfringence linéaire de phase n'est pas compensée, l'effet du dichroïsme linéaire de gain est totalement masqué par cette dernière. Cette expérience a donc permis de confirmer que le dichroïsme linéaire de gain est bien le paramètre limitant les effets d'injection de spin après la biréfringence linéaire de phase résiduelle.

Dans un premier temps, nous avons choisi de mesurer précisément la valeur du dichroïsme linéaire de gain.

II.2. Mesure du dichroïsme linéaire de gain

Afin de calculer le dichroïsme linéaire de gain, reprenons les équations décrivant l'état stationnaire du laser [116]. La puissance extraite du laser peut donc s'écrire de la façon suivante :

$$P_s = K \cdot \frac{1}{\gamma_{cav}} \cdot (P - P_{th}) \quad IV.2.$$

où P , P_{th} , K et γ_{cav} sont respectivement la puissance de la pompe, la puissance de la pompe au seuil du laser, une constante comprenant plusieurs paramètres du laser, et les pertes optiques dans la cavité.

Lorsque le laser est proche du seuil, l'équation précédente devient :

$$P_s = K \cdot \frac{1}{G} \cdot (P - P_{th}) \quad IV.3.$$

où G représente le gain optique.

Ainsi, si l'on mesure la puissance du laser lorsqu'il émet un état de polarisation puis le deuxième état croisé, nous pourrions extraire la valeur du dichroïsme linéaire de gain à travers :

$$\Delta G_N^{lin} = \frac{G_x - G_y}{G_x + G_y} = \frac{1 - g}{1 + g} \quad IV.4.$$

avec :

$$g = \frac{G_x}{G_y} = \frac{(P - P_{th,x})}{(P - P_{th,y})} \cdot \frac{P_{s,y}}{P_{s,x}} \quad IV.5.$$

où G_x (G_y), $P_{th,x}$ ($P_{th,y}$), $P_{s,x}$ ($P_{s,y}$) sont respectivement le gain vu par la polarisation suivant l'axe x (y), la puissance de la pompe au seuil du laser pour la polarisation x (y) et la puissance du laser pour la polarisation x (y).

Considérons maintenant les cavités laser représentées dans la Figure 87-a. Dans Figure 87-a, la cavité est constituée du même ½-VCSEL, utilisé au chapitre 2 [108], maintenu à une température de 20°C à l'aide d'un module Peltier. Le système de pompe est composé d'une diode laser monomode spatiale émettant à 980 nm et délivrant au maximum 600 mW. Cette pompe est focalisée sur le ½-VCSEL avec un angle d'incidence de 20°. Un miroir plan-concave avec un rayon de courbure de 25 mm et une réflectivité de 99 % à 5 µm est placé à 25 mm du ½-VCSEL. Le laser est ensuite optimisé afin d'obtenir le seuil le plus bas possible. Cette optimisation consiste à adapter la taille du mode optique de la pompe à la taille du mode optique de la cavité laser et à aligner au mieux le résonateur. Dans ces conditions, le laser émet une polarisation linéaire unique orientée suivant l'axe cristallin du ½-VCSEL pour lequel le gain optique est le plus élevé.

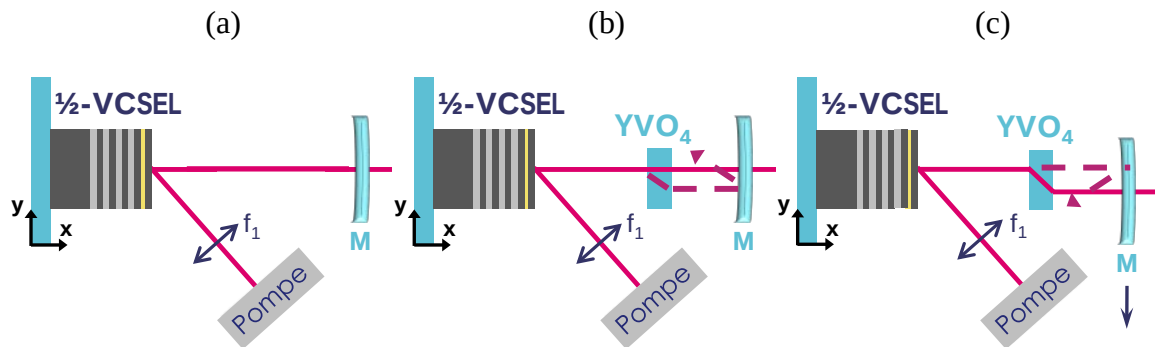


Figure 87: Schémas du dispositif de mesure du dichroïsme linéaire : (a) Cavity laser vide, (b) Cavity laser avec le cristal d'YVO₄ pour sélectionner l'état de polarisation horizontale, (c) Cavity laser avec le cristal d'YVO₄ pour sélectionner l'état de polarisation vertical

Afin de faire osciller le VECSEL successivement sur les deux états de polarisation, nous allons insérer dans la cavité un cristal biréfringent en YVO₄ de 1 mm de long, possédant un antireflet à 1,5 μm et taillé à 45° de son axe optique (cf. Figure 87-b). De cette façon,

il devient possible d'obtenir une oscillation laser sur un état de polarisation ou l'état croisé selon l'orientation du miroir de sortie. En pratique, nous pouvons sélectionner l'état propre d'oscillation du laser en déplaçant latéralement le coupleur de sortie tel que schématisé dans la Figure 87-c. Ensuite, en mesurant l'évolution de la puissance extraite pour les deux polarisations émises, nous pouvons extraire le dichroïsme linéaire de gain. Par exemple, pour une puissance de pompe de 68 mW, nous avons :

$$g = 1,09 \text{ soit } \Delta G_N^{\text{lin}} = 4.8\% \quad \text{IV.6.}$$

En reproduisant cette expérience pour plusieurs points sur le 1/2-VCSEL, nous pouvons obtenir le dichroïsme moyen de la structure. Les résultats obtenus sont présentés en Figure 88-b.

Ce relevé de points donne une moyenne de gain de 4 % et un écart-type de 0,9 %. L'utilisation de l'étalon de YAG pour compenser le dichroïsme linéaire de gain semble être une solution adéquate : il permet de ne pas rajouter d'élément supplémentaire dans la cavité (puisque'il joue déjà le rôle d'étalon) et la dynamique de pertes qu'il offre devrait être suffisante pour compenser la valeur mesurée. Nous allons maintenant pouvoir intégrer le

dichroïsme linéaire de gain au modèle vectoriel et étudier son impact sur l'état de polarisation d'un spin-laser.

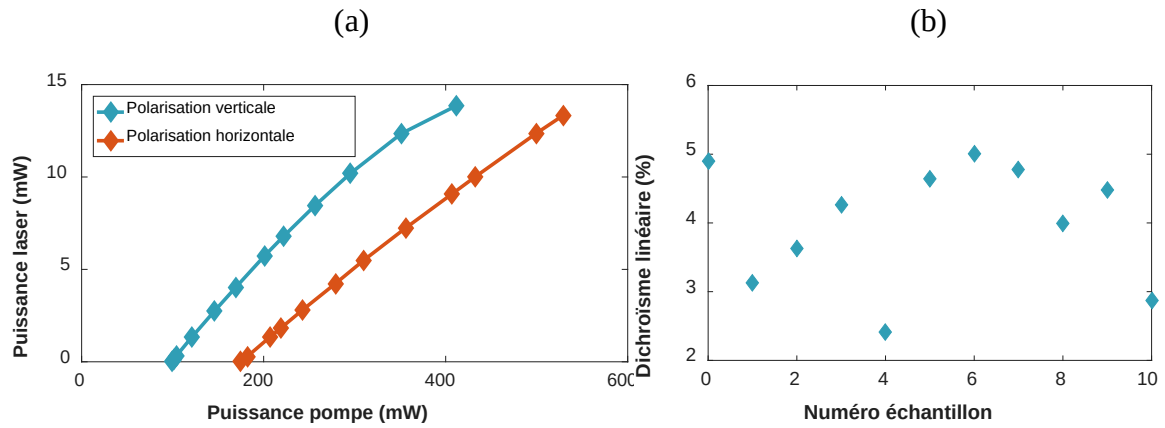


Figure 88: (a) Évolution de la puissance laser extraite pour les deux polarisations en fonction de la puissance de pompe ; (b) Évolution du dichroïsme linéaire de gain pour plusieurs points du $\frac{1}{2}$ -VCSEL

III. Description du modèle vectoriel à trois paramètres

Afin d'étudier l'impact du dichroïsme linéaire de gain sur l'état de polarisation, nous avons choisi d'étendre le modèle que nous avons développé au chapitre 3. Il s'agit ici d'introduire dans la cavité laser précédemment décrite, une matrice de Jones liée au dichroïsme linéaire de gain et d'appliquer la condition de résonance d'un laser.

III.1. Utilisation du formalisme de Jones

Reprenons ici le formalisme et les notations du chapitre 2. La matrice de Jones associée à la biréfringence linéaire de phase s'écrit :

$$[J_{\Delta\Phi}] = e^{-j\frac{\pi}{\lambda_0}nl} \cdot \begin{bmatrix} e^{-j\frac{\gamma}{2}} & \\ & e^{j\frac{\gamma}{2}} \end{bmatrix} \quad IV.7.$$

La matrice de Jones associée du dichroïsme circulaire de gain s'écrit aussi :

$$[J_{\Delta G_{\text{circ}}}] = \begin{bmatrix} \overline{G^{circ}} & -\frac{j}{2} \cdot \Delta G^{circ} \\ \frac{j}{2} \cdot \Delta G^{circ} & \overline{G^{circ}} \end{bmatrix} = \overline{G^{circ}} \cdot \begin{bmatrix} 1 & -\frac{j}{2} \cdot \Delta G_N^{circ} \\ \frac{j}{2} \cdot \Delta G_N^{circ} & 1 \end{bmatrix} \quad IV.8.$$

Afin de simplifier l'étude, nous allons considérer que les axes de la biréfringence linéaire de phase et du dichroïsme linéaire de gain sont alignés et orientés suivant x et y, z étant l'axe de propagation (cf. Figure 89). Cette hypothèse reste valable dans le cas de VCSEL puisque la biréfringence et le dichroïsme linéaire sont corrélés. De plus, nous allons supposer que les dichroïsmes linéaire et circulaire de gain sont de signe positif.

Enfin, la matrice de Jones associée au dichroïsme linéaire de gain est définie par la matrice suivante :

$$[J_{\Delta G_{lin}}] = \begin{bmatrix} g_x & 0 \\ 0 & g_y \end{bmatrix} \quad IV.9.$$

Dans cette matrice, g_x et g_y représentent les gains vus respectivement par les polarisations linéaires suivant les axes x et y.

Nous pouvons alors noter :

$$\overline{G^{lin}} = \frac{g_y + g_x}{2} \quad IV.10.$$

qui représente le gain moyen et

$$\Delta G_N^{lin} = \frac{g_y - g_x}{g_y + g_x} \quad IV.11.$$

le dichroïsme de gain linéaire normalisé. En prenant ces notations, la matrice de Jones s'écrit alors :

$$[J_{\Delta G_{lin}}] = \overline{G^{lin}} \cdot \begin{pmatrix} 1 - \Delta G_N^{lin} & 0 \\ 0 & 1 + \Delta G_N^{lin} \end{pmatrix} \quad IV.12.$$

La matrice de Jones totale prise à la position du miroir de sortie après un aller-retour s'écrit donc :

$$[J_L] = e^{j\theta} \cdot [J_{\Delta G_{lin}}] \cdot [J_{\Delta\Phi}] \cdot [J_{\Delta G_{circ}}] \cdot [J_{\Delta\Phi}] \cdot [J_{\Delta G_{lin}}] \cdot [J_M] \quad IV.13.$$

où $e^{j\theta}$ représente la phase optique accumulée durant la propagation dans la cavité. Nous noterons que les matrices de Jones liées au dichroïsme linéaire de gain et à la biréfringence linéaire de phase sont toutes les deux diagonales. Ainsi, elles peuvent être permutées sans que cela n'affecte le résultat. En d'autres termes, même si l'origine précise de ces paramètres n'est pas encore connue, le modèle reste valable.

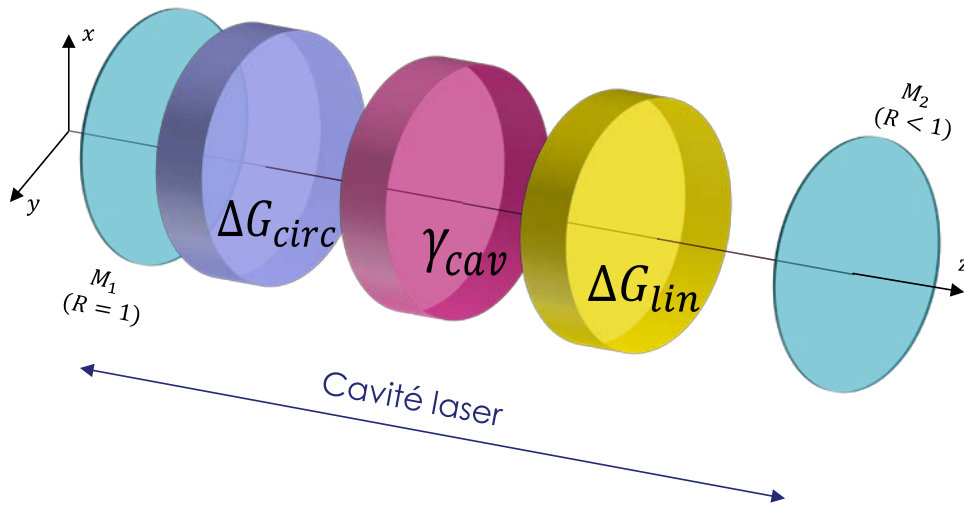


Figure 89: Représentation schématique de la cavité laser avec ses trois paramètres

En développant l'équation précédente, nous obtenons :

$$[J_L] = K \cdot \begin{bmatrix} (1 - \Delta G_N^{lin})^2 \cdot e^{-j\gamma} & -j \cdot \frac{\Delta G_N^{circ}}{2} \cdot (1 - \Delta G_N^{lin^2}) \\ j \cdot \frac{\Delta G_N^{circ}}{2} \cdot (1 - \Delta G_N^{lin^2}) & (1 + \Delta G_N^{lin})^2 \cdot e^{j\gamma} \end{bmatrix} \quad IV.14.$$

où $K = \sqrt{R} \overline{G^{circ}} \overline{G^{lin}} e^{-2jk(n_{ma} \cdot e_{ma} + \bar{n} \cdot l + L)}$, $k = 2\pi\nu/c$ est le nombre d'onde du champ électromagnétique. n_{ma} et e_{ma} sont respectivement l'indice et l'épaisseur du milieu actif, L la longueur de la cavité sans compter le milieu actif et les épaisseurs des éléments intra-cavité.

La condition de résonance du champ électrique $\vec{E}$ pour un aller-retour impose :

$$[J_L] \vec{E} = \lambda \vec{E} \quad IV.15.$$

Dans cette expression, λ est la valeur propre. A cause des deux degrés de liberté, deux valeurs propres sont possibles. La diagonalisation de cette matrice permet de déterminer les deux valeurs propres complexes ainsi que les deux vecteurs propres associés décrivant les états de polarisation. De plus, le polynôme caractéristique est donné par :

$$\begin{aligned} \lambda^2 - \left(2 \cos(\gamma) \cdot (1 + \Delta G_N^{lin^2}) + 4j \cdot \Delta G_N^{lin} \cdot \sin(\gamma) \right) \cdot \lambda \\ + \left(1 - \Delta G_N^{lin^2} \right)^2 \cdot \left(1 - \frac{\Delta G_N^{circ^2}}{4} \right) = 0 \end{aligned} \quad IV.16.$$

En résolvant l'équation précédente, nous pouvons extraire les deux valeurs propres données par l'équation suivante :

$$\begin{aligned} \lambda_{\pm} = \cos(\gamma) \cdot (1 + \Delta G_N^{lin^2}) - 2j \cdot \sin(\gamma) \\ \pm \frac{j}{2} \cdot \left[\left(2 + 12 \cdot \Delta G_N^{lin^2} + 2 \cdot \Delta G_N^{lin^4} \right) \cdot \cos(2\gamma) - 8j \right. \\ \cdot \sin(2\gamma) \cdot \left(\Delta G_N^{lin} + \Delta G_N^{lin^3} \right) + \Delta G_N^{circ^2} + 4 \cdot \Delta G_N^{lin^2} - 2 \\ \left. \cdot \Delta G_N^{circ^2} \cdot \Delta G_N^{lin^2} + \Delta G_N^{circ^2} \cdot \Delta G_N^{lin^4} - 2 \right]^{\frac{1}{2}} \end{aligned} \quad IV.17.$$

Considérons que $\Delta G_N^{lin} \ll 1$, ce qui est le cas dans un laser à semi-conducteur (cf. paragraphe II.2).

Ainsi, les valeurs propres $\lambda_{\pm}$ et les vecteurs propres $E_{\pm}$ s'écrivent :

$$\lambda_{\pm} = \cos(\gamma) - 2j \cdot \sin(\gamma) \pm \frac{j}{2} \left(2 \cdot \cos(2\gamma) - 8j \cdot \sin(2\gamma) \cdot \Delta G_N^{lin} + \Delta G_N^{circ^2} + 4 \cdot \Delta G_N^{lin^2} - 2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad IV.18.$$

$$E_{\pm} = \frac{E_y}{E_x} = -\frac{\sin(\gamma) - 2 \cdot j \cdot \Delta G_N^{lin} \cdot \cos(\gamma)}{\Delta G_N^{circ}/2} \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{\Delta G_N^{circ^2}/4}{(\sin(\gamma) - 2j \cdot \Delta G_N^{lin} \cdot \cos(\gamma))^2}} \right) \quad IV.19.$$

Notons :

$$x = \frac{\Delta G_N^{circ}/2}{\sin(\gamma) - 2j \cdot \Delta G_N^{lin} \cdot \cos(\gamma)} \quad IV.20.$$

L'équation peut donc être simplifiée :

$$\frac{E_y}{E_x} = -\frac{1}{x} \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - x^2} \right) \quad IV.21.$$

Dans le cas où la biréfringence linéaire de phase est proche de 0 mrad, nous obtenons :

$$x = \frac{\Delta G_N^{circ}/2}{\gamma - 2j \cdot \Delta G_N^{lin}} \quad IV.22.$$

Nous allons maintenant étudier les cas particuliers liés à cette expression.

III.2. Etude des cas particuliers

III.2.1. *Le dichroïsme de gain circulaire est nul :*

$$\Delta G_N^{circ} = 0$$

Ici, le laser n'est pas injecté en électrons polarisés en spin. Ce cas décrit le comportement d'un laser SC « classique ». Il exhibe deux anisotropies linéaires de gain et de phase qui fixent les états de polarisation du laser.

Nous obtenons donc :

$$\left| \frac{E_y}{E_x} \right| \rightarrow \infty \quad \text{IV.23.}$$

et

$$\theta = \arg\left(\frac{E_y}{E_x}\right) = 0 \quad \text{IV.24.}$$

Ainsi, le laser admet deux polarisations linéaires orthogonales. Ceci est cohérent avec les observations expérimentales [120].

III.2.2. Le dichroïsme de gain linéaire est nul : $\Delta G_N^{lin} = 0$

Nous nous retrouvons dans le cas du modèle vectoriel à deux paramètres étudié au chapitre 3 :

$$\frac{E_y}{E_x} = -\frac{1}{r} \cdot \left(1 \pm \sqrt{1 - r^2}\right) \quad \text{IV.25.}$$

où $r = \Delta G_N^{circ} / (2 \cdot \sin(\gamma))$. Quand le rapport r est nul, c'est-à-dire lorsque la biréfringence linéaire de phase est plus importante que le dichroïsme circulaire de gain, le laser admet deux polarisations linéaires. Lorsque le rapport r augmente, l'ellipticité augmente jusqu'à tendre vers 45° , soit un état de polarisation circulaire.

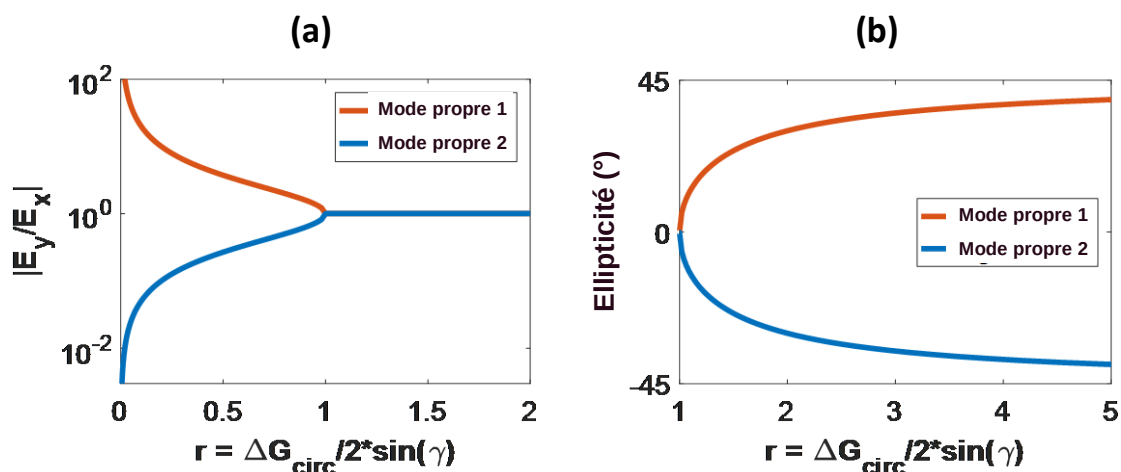


Figure 90: (a) Évolution du ratio entre les deux composantes du champ électrique et (b) de l'angle de polarisation en fonction du ratio r

III.2.3. La biréfringence linéaire de phase est nulle :

$$\gamma = 0 \text{ mrad}$$

Dans ce cas, le laser présente deux dichroïsmes de gain (linéaire et circulaire). Les composantes x et y du champ électrique vérifient alors l'équation suivante:

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{j}{t} \cdot (1 \pm \sqrt{1 + t^2}) \quad \text{IV.26.}$$

où le rapport t est définie par

$$t = \frac{\Delta G_N^{circ}}{4 \cdot \Delta G_N^{lin}} \quad \text{IV.27.}$$

Nous obtenons donc

$$\left| \frac{E_y}{E_x} \right| = \frac{1}{t} \cdot |1 \pm \sqrt{1 + t^2}| \quad \text{IV.28.}$$

et

$$\theta = \pm \frac{\pi}{2} \quad \text{IV.29.}$$

Ainsi les deux états propres de polarisation possibles sont elliptiques. Lorsque le rapport t est nul, c'est-à-dire lorsque le dichroïsme linéaire de gain est très supérieur au dichroïsme circulaire de gain, le rapport entre les deux composantes du champ électrique tend vers 0 ou l'infini. Le laser admet donc deux polarisations linéaires horizontale et verticale. Ici le dichroïsme de gain linéaire joue le même rôle qu'une éventuelle anisotropie de phase. Ici le dichroïsme linéaire de gain joue le même rôle qu'une éventuelle anisotropie de phase. Ensuite, lorsque t augmente et tend vers l'infini, le ratio entre les deux composantes du champ tend vers 1 et l'ellipticité de la polarisation augmente jusqu'à atteindre 45°, soit une polarisation circulaire. L'état de polarisation est représenté en fonction de t en Figure 91.

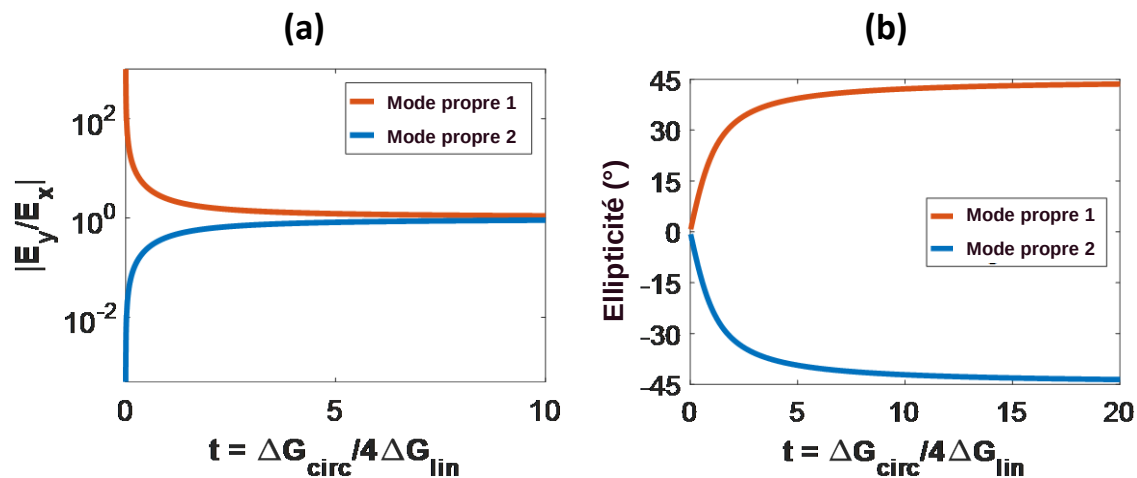


Figure 91: (a) Évolution du ratio entre les deux composantes du champ électrique et (b) de l'angle de polarisation en fonction du ratio t

Ainsi l'obtention d'une polarisation circulaire impose la compensation totale du dichroïsme linéaire de gain.

III.2.4. Cas général : $\Delta G_N^{\text{circ}} \neq \Delta G_N^{\text{lin}} \neq \gamma \neq 0$

Ce dernier cas décrit l'évolution des états de polarisation d'un spin-laser possédant les trois anisotropies.

Dans un premier temps, nous fixons le dichroïsme circulaire de gain et nous étudions l'impact des deux anisotropies sur les états propres du laser. L'évolution de ces états de polarisation est présentée en Figure 92 pour deux valeurs du dichroïsme circulaire de gain. Le modèle prédit une augmentation de l'ellipticité de la polarisation lorsque les anisotropies linéaires sont réduites. Plus particulièrement, plus le dichroïsme circulaire de gain sera faible, plus la réduction des deux anisotropies linéaires devra être importante pour augmenter l'ellipticité de la polarisation. Nous noterons que l'obtention d'une polarisation circulaire nécessite la compensation totale des deux anisotropies linéaires.

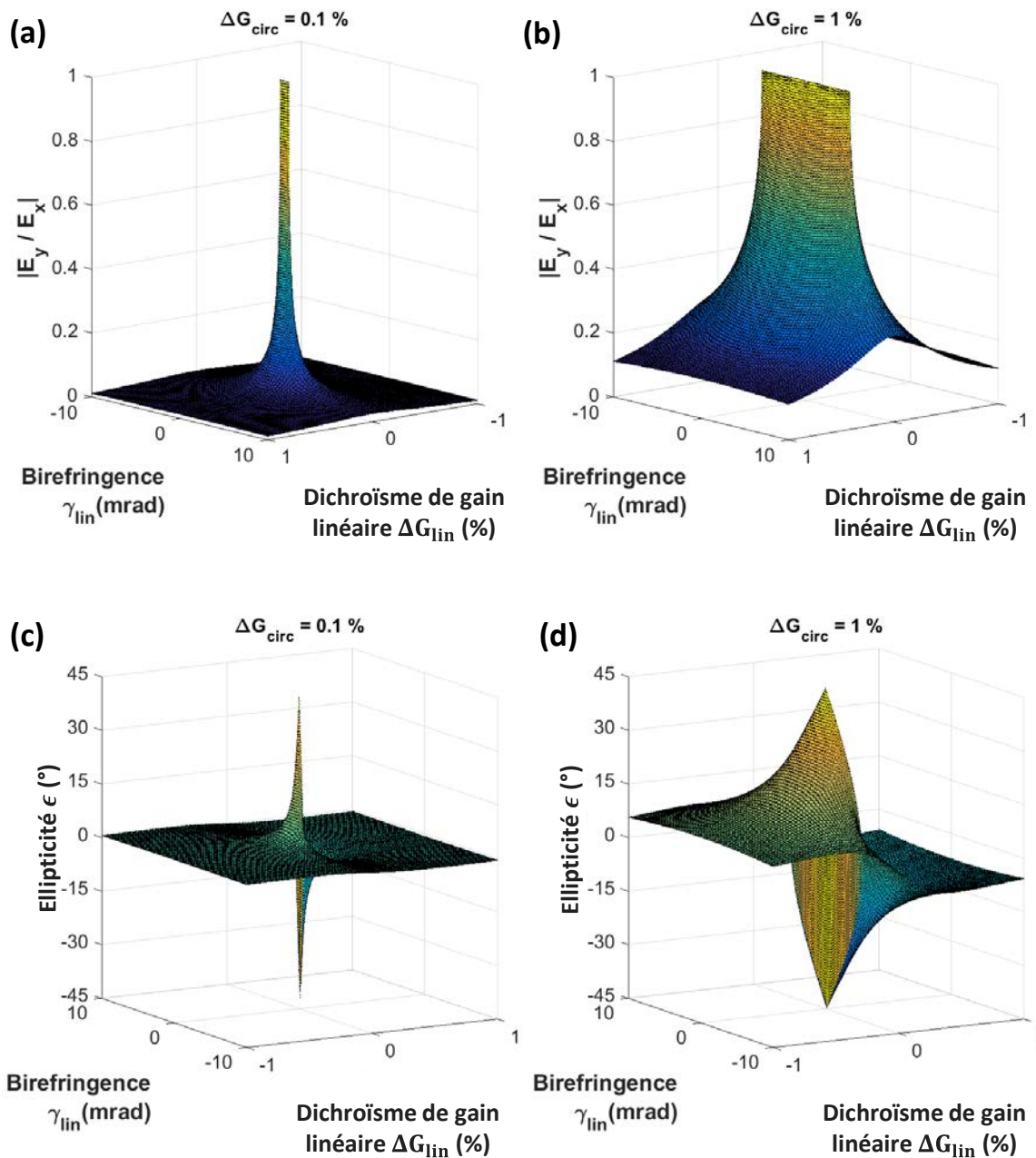


Figure 92: Évolution du rapport des deux composantes du champ électrique pour une valeur du dichroïsme circulaire de (a) 0,1 % et (b) 1 % ; Évolution de l'ellipticité de la polarisation en fonction du dichroïsme linéaire et de la biréfringence pour une valeur du dichroïsme circulaire de (c) 0,1 % et (d) 1 %

Dans un second temps, nous fixons le dichroïsme linéaire de gain et nous étudions l'impact du dichroïsme circulaire de gain sur les états propres du laser. L'évolution de ces états est présentée en Figure 93 pour deux valeurs du dichroïsme linéaire de gain.

Nous remarquerons qu'un dichroïsme linéaire de gain de 4 %, soit la valeur mesurée en partie II.2, inhibe totalement les effets d'injection de spin (qui sont faibles) puisque l'ellipticité est de l'ordre du degré pour un dichroïsme circulaire de l'ordre du pourcent. À l'inverse lorsqu'il est réduit à 0,01 %, des états elliptiques sont atteignables. De plus, nous constatons que la zone permettant d'obtenir un basculement de l'état de polarisation se situe autour de la compensation complète des deux anisotropies. Ainsi, un faible déséquilibre créé par le dichroïsme circulaire de gain permettra de passer d'un état circulaire à un autre. Nous rappelons qu'un changement de signe du dichroïsme de gain circulaire correspond à la modification de l'orientation du spin électrique injecté (« Up » ou « Down »). À l'inverse, si une des deux anisotropies ou les deux ne sont pas compensées totalement, le basculement de l'état de polarisation se produira pour des valeurs beaucoup plus importantes du dichroïsme circulaire de gain. Nous voyons ainsi la nécessité de compenser les deux anisotropies linéaires dans notre système puisque le dichroïsme maximal que nous avons obtenu au chapitre 3 était inférieur au pourcent.

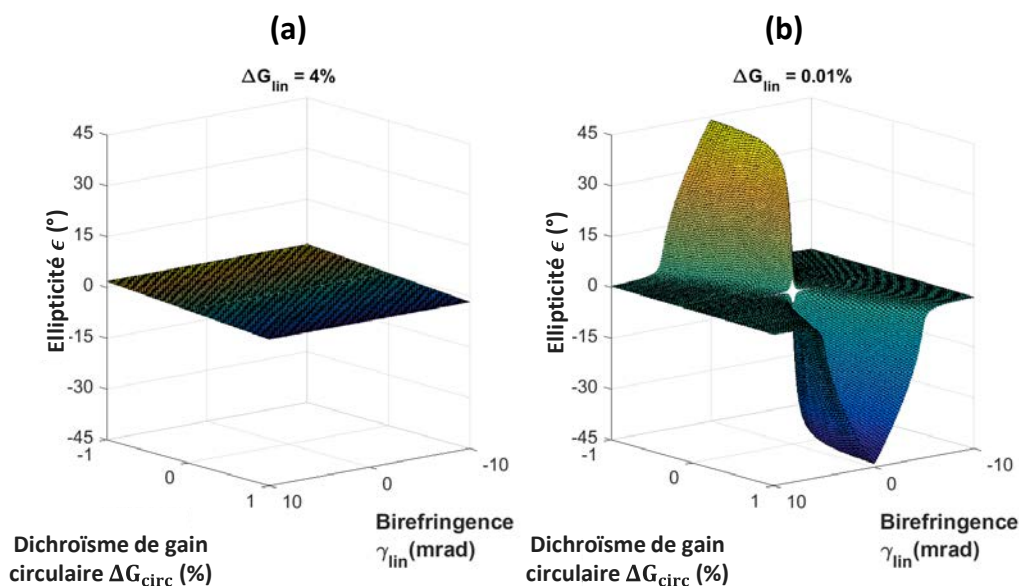


Figure 93: Évolution de l'ellipticité de la polarisation en fonction du dichroïsme linéaire et de la biréfringence pour deux valeurs du dichroïsme linéaire

Nous allons maintenant tester de compenser à la fois les deux anisotropies (de gain linéaire et de phase) expérimentalement et observer l'évolution de la polarisation du laser sous injection de spin.

IV. Validation expérimentale du modèle

Nous avons précédemment que l'augmentation des effets d'injection de spin nécessite la réduction simultanée des deux anisotropies linéaires de phase et de gain. Pour cela, reprenons le montage présenté en Figure 86. Le montage est le même que celui utilisé au chapitre 3. La compensation de la biréfringence sera réalisée à travers une cellule électro-optique, et la diminution du dichroïsme linéaire de gain sera effectuée grâce à l'orientation de l'étalon de YAG, comme décrite en partie II.1. Expérimentalement, nous avons réglé l'orientation de l'étalon de YAG pour minimiser le dichroïsme linéaire de gain et nous avons ensuite repris le protocole de la compensation de la biréfringence avec la cellule électro-optique.

Cependant, suite à la détérioration de la puce $\frac{1}{2}$ -VCSEL, une nouvelle puce SC a dû être utilisée ; elle possède la même structure que la puce précédente et a aussi été développée par l'EPFL par la même technique de croissance. Nous noterons que les valeurs des contraintes résiduelles peuvent être différentes d'une puce à l'autre. Le montage expérimental est rappelé en Figure 94.

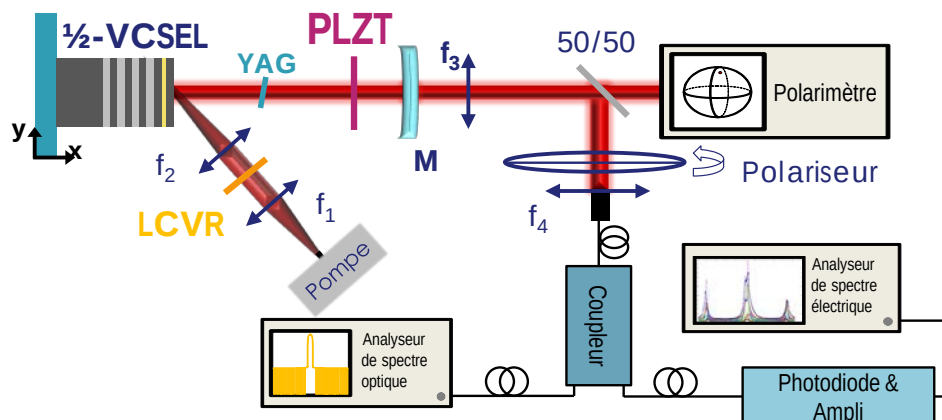


Figure 94 : Schéma expérimental pour l'injection de spin (LCVR = cellule à cristaux liquides, $f_1 = 11$ mm, $f_2 = 50$ mm, $f_3 = 75$ mm, $f_4 = 11$ mm, $M : R = 25$ mm, $T = 0.1$ %).

Les évolutions de l'angle et de l'ellipticité en fonction du rapport r défini au chapitre 3 sont représentées en Figure 95. Nous observons une rotation de l'angle de polarisation de 18° et une augmentation de l'ellipticité de 0° à environ 20° .

Nous avons ensuite superposé les résultats théoriques donnés par le modèle à deux paramètres avec cette courbe expérimentale. Nous pouvons encore constater l'accord entre les parties expérimentale et théorique pour $r < 0,5$ et l'écart au-delà. Enfin, nous avons superposé les courbes fournies par le modèle à trois paramètres que nous venons de développer. Cette fois-ci, les données expérimentales sont en accord avec le modèle étendu sur tout le domaine d'utilisation du laser. De plus, en effectuant un ajustement de nos résultats avec le modèle à trois paramètres, nous pouvons extraire les valeurs de dichroïsmes circulaire et linéaire : $\Delta G_{lin} = 0,01 \%$ et $\Delta G_{circ} = 0,04 \%$. Nous pouvons noter que la valeur du dichroïsme de gain circulaire est du même ordre de grandeur que celle extraite dans le chapitre 3 avec le modèle à deux paramètres. Ceci prouve une nouvelle fois que le modèle à deux paramètres était bien adapté pour décrire l'évolution des états de polarisation d'un spin-laser présentant une biréfringence majoritaire [122].

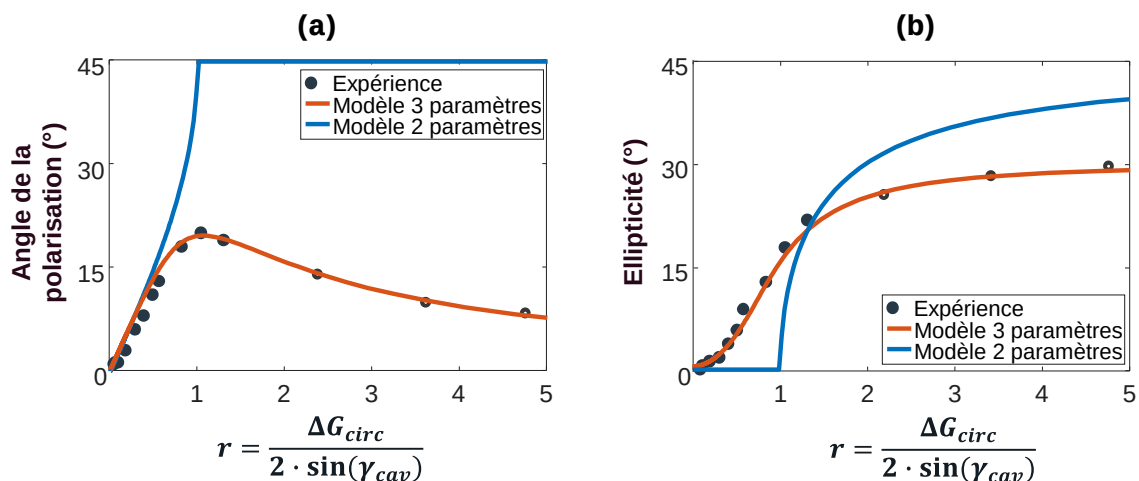


Figure 95: Évolution de (a) l'angle de la polarisation et (b) de l'ellipticité en fonction du rapport r : résultats expérimentaux (points noirs), modèles à deux et trois paramètres (courbes bleue et rouge)

De plus, contrairement au chapitre 3, le maximum de l'ellipticité atteint lors de la compensation des deux paramètres est inférieur à la trentaine de degré alors que dans le chapitre 3, nous avons atteint la quarantaine de degrés. Nous pensons alors que ceci est dû au dichroïsme circulaire de gain intrinsèque à la structure. Il serait alors plus faible dans cette seconde puce. Nous pourrions d'ailleurs vérifier cette hypothèse dans la partie suivante lors de l'injection de spin. En effet, si lorsque nous appliquons une polarisation de pompe

linéaire (soit sans injection de spin), le degré de polarisation du laser est plus faible, ceci signifie que le dichroïsme circulaire intrinsèque au SC est plus faible (cf. chapitre 3).

Nous pouvons par ailleurs constater qu'expérimentalement nous n'obtenons pas de polarisation parfaitement circulaire lors de la réduction des deux paramètres. Ceci peut être expliqué avec le modèle que nous avons développé au paragraphe précédent. En effet, une polarisation circulaire n'est atteignable pas si la biréfringence et le dichroïsme linéaire ne sont pas totalement compensés. Or, la technique de compensation du dichroïsme linéaire de gain que nous mettons en œuvre ne possède pas la précision nécessaire pour l'annuler complètement. Ainsi, le dichroïsme de gain linéaire limite la circularité de la polarisation émise. Des techniques plus lourdes pour diminuer le dichroïsme linéaire aurait pu être implémenté (utilisation de deux étalons ou d'un miroir de sortie sur un composant piézoélectrique...). Cependant, au vu des très faibles valeurs du dichroïsme linéaire que nous avons déjà obtenu avec l'étalon de YAG, nous avons considéré qu'il serait intéressant à ce stade d'étudier l'évolution de la polarisation en présence d'injection de spin. Si aucun effet notable n'est observé, nous nous concentrerons sur la diminution du dichroïsme.

V. Injection de spin

Maintenant que les deux anisotropies prédominantes, i.e. le dichroïsme linéaire de gain et la biréfringence linéaire de phase sont réduites, nous allons étudier l'évolution de l'état de polarisation du VECSEL en présence d'injection de spin. Pour cela, nous allons reprendre le même montage expérimental décrit au chapitre 2 : l'injection de spin sera effectuée par pompage optique polarisé. Pour rappel, un pompage polarisé circulairement droite (gauche) permettra l'injection d'électrons polarisés en spin « Down » (« Up ») et un pompage linéaire impliquera une injection équilibrée d'électrons en spin « Up » et « Down ». Pour commencer, nous allons d'abord étudier l'évolution du seuil laser en présence d'injection de spin.

V.1. Réduction du seuil

Dans un premier temps, la polarisation de la pompe est fixée suivant un état linéaire. Les deux populations d'électrons de spin « Up » et « Down » sont donc égales dans la bande de conduction. Le seuil du laser est atteint pour une puissance de pompe de 234 mW. Puis nous modifions la polarisation de la pompe pour un état circulaire droit. La puissance de pompe nécessaire pour atteindre le seuil du laser est maintenant de 221 mW. Ceci conduit à une réduction de seuil de 5,5 %. À l'inverse, pour un pompage polarisé circulaire gauche, le seuil laser est atteint pour une puissance de pompe égale à 219 mW, soit une réduction de 6,4 % (cf. Figure 96).

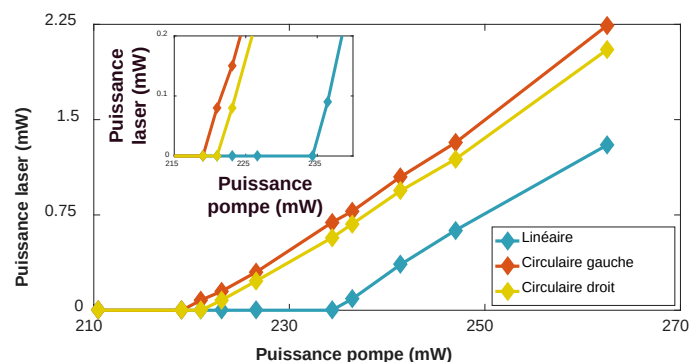


Figure 96: Évolution de la puissance du VECSEL en fonction de la puissance de pompe pour différents états de polarisation de la pompe

V.2. Modification de l'état propre de polarisation

Les résultats de l'étude de l'état de polarisation du VCESEL sont présentés dans la Figure 97. Dans le cas où l'injection des porteurs est équilibrée en spin, soit avec un pompage linéaire, l'état de polarisation du VESCEL est quasiment linéaire avec une ellipticité de 1° . Puis, nous modifions l'état de polarisation de la pompe pour un état circulaire droit, soit l'injection d'électrons possédant un spin « Down ». Nous observons alors une augmentation de l'ellipticité de 1° à 19° . À l'inverse, lorsque la pompe est polarisée circulaire gauche, soit l'injection d'électrons possédant un spin « Up », nous constatons une diminution de l'ellipticité de 24° . Nous noterons que la modification de la polarisation de la pompe et donc de l'injection de spin a un effet inverse sur la polarisation du laser, prouvant une fois de plus qu'une partie des porteurs polarisés atteignent bien le milieu actif. Pour la première, nous avons obtenu un basculement de l'état de polarisation avec l'injection de spin.

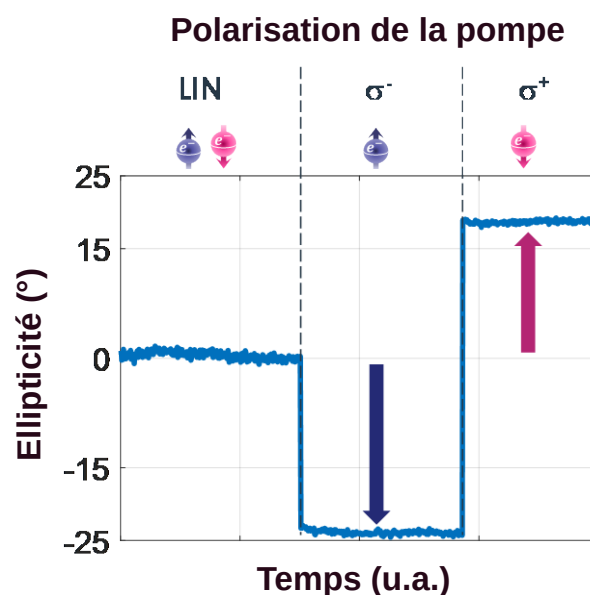


Figure 97: Évolution de l'ellipticité de la polarisation en fonction de la polarisation de la pompe et donc de l'injection de spin

Nous pourrions constater une légère oscillation de l'état de polarisation autour de son état stationnaire en fonction du temps. Ceci est en réalité dû aux processus de relaxation thermiques et mécaniques que subissent les différents éléments de la cavité laser. En effet,

il est important de se rappeler que les paramètres mis en jeu dans cette expérience font intervenir de très faibles quantités. Ainsi le moindre changement opérant dans la cavité viendra modifier l'état de polarisation du laser.

Afin de quantifier ces dérives et la reproductibilité de l'état de polarisation du VESCEL, nous avons effectué une étude de l'état de polarisation pendant une dizaine de minutes. Durant cette période, un basculement de l'état de polarisation par l'injection de spin optique est réalisé à une fréquence de 0,2 Hz. Le polarimètre mesure la polarisation du laser durant toute cette période avec une fréquence de 15 Hz. Une étude statistique de l'ellipticité a donc été obtenue pour les deux états de polarisation (pompage spin « Up » et spin « Down »). Le laser aura donc basculé 120 fois d'états de polarisation. La statistique est présentée en Figure 98 (points bleus) pour les deux états de polarisation.

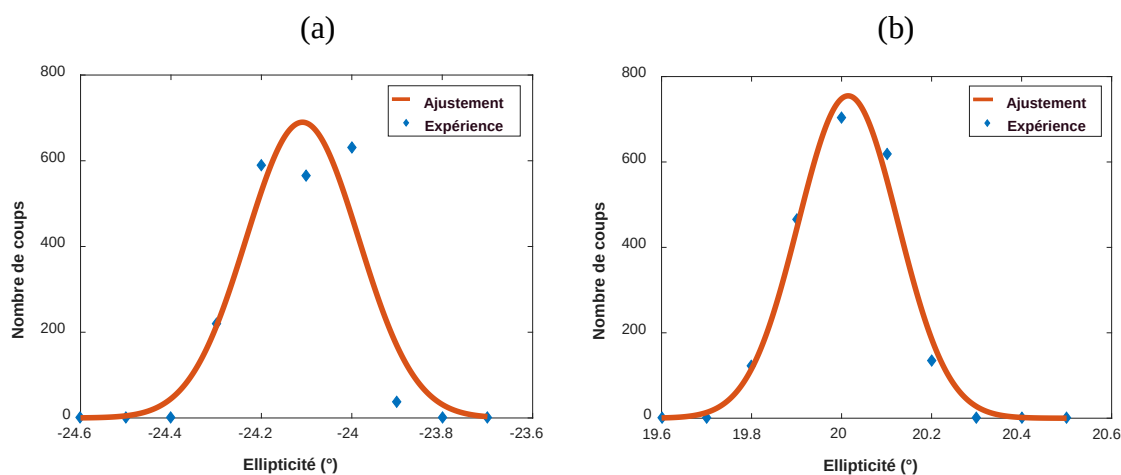


Figure 98: Étude statistique de l'état de polarisation pour les deux états de polarisation elliptique : (a) Elliptique gauche, (b) Elliptique droit

Un ajustement des données a été réalisé avec une loi normale définie par :

$$f(x) = \frac{K}{\sigma \cdot \sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{x-x_0}{\sigma}\right)^2} \quad IV.30.$$

où K est le coefficient de normalisation.

Les paramètres d'ajustement de la loi normale (ainsi que leur erreur respective) pour les deux états de polarisation du laser sont fournis dans le Tableau 7 et représentés graphiquement en Figure 99.

Ces résultats montrent que nous avons sans ambiguïté un contrôle de l'état de polarisation du laser avec l'injection de spin. Nous avons aussi montré que la réduction du dichroïsme linéaire de gain permet d'augmenter considérablement les effets d'injection de spin sur la polarisation du laser.

Tableau 7 : Paramètre de l'ajustement gaussien (ϵ = erreur)

	x_0	σ	FWM	Aire
Spin up	$-24,11^\circ$ ($\epsilon = 0,00^\circ$)	$0,12^\circ$ ($\epsilon = 0,13^\circ$)	$0,29^\circ$	$215,20^\circ$ ($\epsilon = 0,12^\circ$)
Spin down	$20,01^\circ$ ($\epsilon = 0,00^\circ$)	$0,11^\circ$ ($\epsilon = 0,05^\circ$)	$0,26^\circ$	$209,64^\circ$ ($\epsilon = 0,04^\circ$)

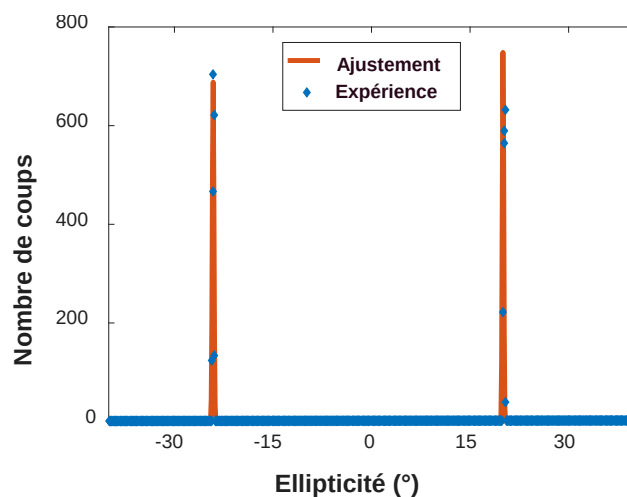


Figure 99: Étude statistique du basculement de l'état de polarisation

Cependant, l'obtention d'un basculement d'un état parfaitement circulaire à un autre reste compliquée. Jusqu'ici, nous avons réduit la biréfringence de phase linéaire et le dichroïsme de gain linéaire à leur maximum tout en conservant une cavité laser relativement simple. Ces réductions ont été nécessaires car l'injection de spin est actuellement réalisée dans les barrières et non directement dans la zone active. Des processus de retournement du spin s'opèrent, impliquant ainsi une perte partielle de l'information (cf. chapitre 3). Il serait donc maintenant intéressant d'augmenter l'injection de spin dans cette même cavité.

VI. Conclusion

En conclusion, dans ce chapitre, nous avons mesuré le dichroïsme linéaire de gain dans une cavité VECSEL afin de pouvoir estimer théoriquement son impact sur l'état de polarisation du laser. Nous avons alors introduit dans le modèle vectoriel du chapitre précédent un effet de dichroïsme linéaire. Le modèle étendu décrit ainsi l'évolution des états propres de polarisation d'un spin-laser en présence de deux anisotropies linéaires résiduelles (la biréfringence linéaire de phase et le dichroïsme linéaire de gain) et d'un dichroïsme circulaire de gain. Le modèle proposé prédit que l'obtention d'un état circulaire nécessite la compensation totale de la biréfringence linéaire de phase et du dichroïsme linéaire de gain. À cet effet, nous avons proposé puis mis en œuvre une technique simple permettant de réduire à la fois la biréfringence linéaire de phase et le dichroïsme linéaire dans un VECSEL. En pratique, l'utilisation d'une architecture de VECSEL incluant un cristal électro-optique contrôlé en tension et d'un étalon réglable en orientation ont permis de réduire les deux anisotropies et de préparer le VECSEL pour l'injection de spin. Nous avons ensuite confronté les résultats expérimentaux avec le modèle étendu. Nous avons alors montré le bon accord entre les résultats expérimentaux et théoriques sur l'ensemble du domaine étudié. Nous nous sommes enfin concentrés sur l'injection de spin dans un VECSEL où les deux anisotropies linéaires ont été réduites. Une modification prononcée de l'état de polarisation a alors été obtenue. Néanmoins, nous n'avons pas constaté de polarisations parfaitement circulaires.

Nous allons donc tenter d'injecter les électrons polarisés en spin au plus près de la zone de recombinaison des paires électron/trou afin de diminuer au maximum les phénomènes de retournement du spin.

CHAPITRE V : AMELIORATION DE L'INJECTION DE SPIN DANS UN VECSEL PAR POMPAGE RESONANT

I. Introduction

Nous avons vu dans le chapitre 4 que les états propres d'un VECSEL sont définis par les anisotropies linéaires résiduelles de phase et de gain propres au milieu à gain et à la cavité optique. Ces dernières verrouillent les états propres de polarisation et inhibent les effets d'injection de spin attendus tels que la génération d'un état propre de polarisation circulaire. C'est pourquoi, dans un premier temps, nous avons développé un modèle vectoriel analytique basé sur le formalisme de Jones et décrivant les états propres d'un spin-laser en fonction de trois paramètres supposés prédominants, i.e. la biréfringence linéaire de phase, le dichroïsme linéaire de gain et le dichroïsme circulaire de gain induit par l'injection de spin. Les prévisions du modèle ainsi que nos observations expérimentales nous ont amené à conclure que les anisotropies linéaires de phase et de gain doivent être compensées afin d'augmenter l'ellipticité des états propres du spin-laser et favoriser la mise en évidence des effets d'injection de spin. Dans un second temps, nous avons prouvé la validité du modèle vectoriel proposé en effectuant une compensation de la biréfringence linéaire de phase et du dichroïsme linéaire de gain. Pour cela, une architecture de VECSEL, utilisant une compensation précise et dynamique de la biréfringence linéaire de phase, a été mise en place. Dans cette architecture, l'orientation d'un étalon Fabry-Perot en YAG permet de compenser le dichroïsme linéaire de gain dans la cavité. Une modification de l'état propre de polarisation a ainsi été mise en évidence avec une ellipticité augmentant de 0° à 24° et un basculement d'un état de polarisation avec une ellipticité de $+19^\circ$ à -24° . Cependant, les états propres du laser restent elliptiques malgré la compensation partielle de ces deux paramètres. Ces observations sont en accord avec le modèle à trois paramètres développé dans le chapitre précédent et qui prend en compte les deux anisotropies linéaires. Dans ce dernier, une ellipticité de $\pm 45^\circ$, soit une polarisation circulaire gauche ou droite, est théoriquement atteignable si les deux anisotropies sont totalement réduites. Cependant, en pratique, la compensation totale de ces anisotropies est impossible : de très faibles contraintes résiduelles existent toujours. Nous noterons que leur valeur est susceptible de changer au cours du temps (modification de la température du matériau, qualité du

pompage...). Une autre façon d'augmenter l'ellipticité de la polarisation et ainsi de pouvoir se rapprocher d'une polarisation circulaire est d'augmenter l'efficacité d'injection de spin dans le milieu actif. Ceci induirait une augmentation du dichroïsme circulaire de gain dans le modèle du chapitre précédent et donc de l'ellipticité de la polarisation. Plusieurs solutions sont alors possibles : optimisation de la structure du matériau, fonctionnement à très basse température (quelques kelvins)... Ces techniques sont assez lourdes à réaliser puisqu'elles demandent soit des développements technologiques complexes, soit un environnement et une architecture laser encombrants. Une solution plus simple serait alors de manipuler le spin des électrons directement au minimum de la bande de conduction et de modifier leur orientation juste avant leur recombinaison avec les trous pour créer un photon.

Dans ce chapitre, nous nous proposons d'introduire dans un premier temps le principe du pompage résonant. Puis, nous nous intéresserons à son implémentation dans une nouvelle architecture laser. Nous étudierons alors l'impact de ce pompage sur la polarisation du laser préparé initialement à l'injection de spin. Nous comparerons finalement ces résultats avec ceux obtenus dans les chapitres précédents.

II. Description du pompage résonant

II.1. Rappels sur le pompage non-résonant

Dans les chapitres précédents, le pompage optique du $\frac{1}{2}$ -VCSEL a été réalisé par le biais d'une source optique monomode spatiale et multimode axiale émettant autour de 980 nm (autour de 1,27 eV). Dans ce cas, les photons de pompe ont une énergie supérieure à celle des photons de l'émission laser, ici autour de 0,80 eV. Ce type de pompage est appelé pompage non-résonant. Les électrons excités par pompage optique se retrouvent dans les barrières, comme schématisé en Figure 100. Puis, par le biais du processus de relaxation non-radiatif, les électrons initialement photo-générés atteignent le minimum de la bande de conduction, où ont lieu les recombinaisons des paires électrons/trous. En supposant que le pompage optique possède un degré de polarisation optique proche de 100 %, le degré de polarisation du spin électronique des paires électrons/trous est réduit par différents processus de retournement de spin. Nous constatons ainsi que cette technique de pompage n'est pas optimale pour conserver la cohérence du spin électronique des électrons photo-générés.

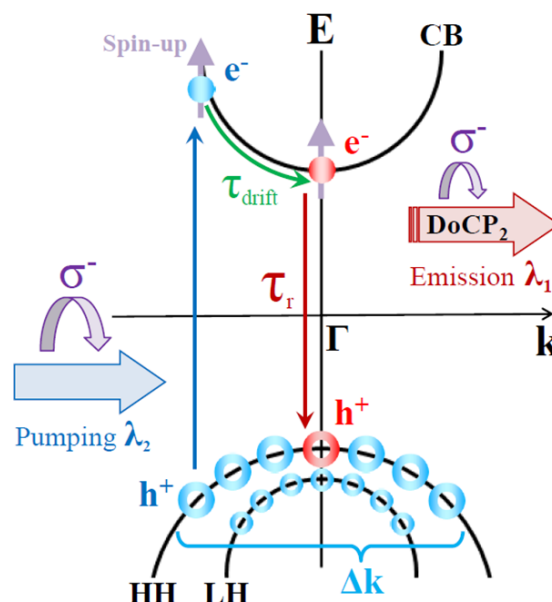


Figure 100: Schéma de principe du pompage non résonant. Extrait de [123]

II.2. Principe du pompage résonant

Afin d'augmenter l'efficacité d'injection de spin, en diminuant les effets liés au retournement du spin, une idée consisterait à contrôler directement le spin électronique des électrons au minimum de la bande de conduction par pompage optique. Ce type de pompage est dit résonant et consiste à utiliser une pompe ayant la même énergie que celle du gap du SC. Dans ce cas, aucun processus de relaxation de l'électron n'est nécessaire avant les recombinaisons des paires électrons/trous, tel que représenté en Figure 101. Les électrons de la bande de valence sont alors directement excités vers le minimum de la bande de conduction grâce à l'absorption des photons du faisceau de pompe par le milieu à gain. L'électron va ensuite relaxer vers la bande de valence par émission d'un photon-spontané ou stimulé. Nous noterons que le respect des règles de sélection quantique reste valable pour ce type de pompage (cf. chapitre 1). Pour rappel, les électrons ayant un spin « Up » (« Down ») vont être générés par le pompage résonant si le photon absorbé possède une polarisation circulaire gauche (droite, respectivement).

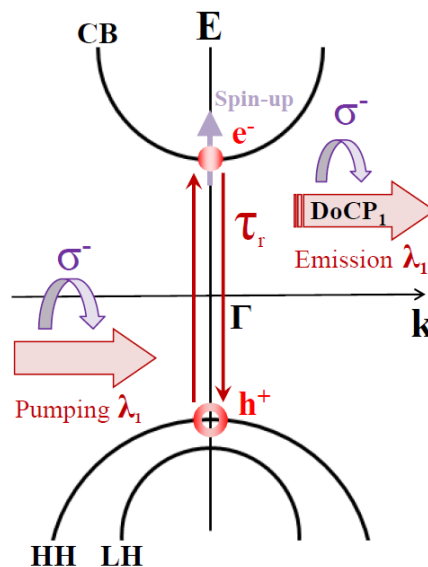


Figure 101: Schéma de principe du pompage résonant. Extrait de [123]

Toutefois, le pompage résonant seul ne permet pas d'obtenir une inversion de population, i.e. d'obtenir d'effet laser. En effet, dans un système à deux niveaux d'énergie, l'inversion de population, c'est-à-dire la différence de population entre le niveau d'énergie haut de la transition laser et le niveau bas, sera toujours négative ou nulle. Ceci est dû au

fait que pour une transition donnée, la probabilité d'émission stimulée est égale à la probabilité d'absorption. Ainsi, afin de manipuler le spin des électrons dans la bande de conduction, il est d'abord nécessaire d'obtenir un effet laser. Pour cela, l'inversion de population peut être obtenue par pompage optique non résonant (cf. chapitre 3 ou 4). La mise en œuvre du pompage résonant nécessite donc l'utilisation de deux sources de pompage optique. La première pompe optique, dite non résonante, va permettre d'atteindre le seuil de transparence du $\frac{1}{2}$ -VCSEL puis le seuil laser du VECSEL. Quant à la deuxième pompe optique, dite résonante avec le gap des puits quantiques, elle devrait permettre de modifier le taux de polarisation en spin des électrons présents dans la bande de conduction.

II.3. Architecture de pompage double

Considérons maintenant le cas où une source optique non résonante (non polarisée ou polarisée linéairement) permet d'obtenir l'effet laser. Les populations d'électrons dans la bande de conduction de spin « Up » et « Down » sont donc équilibrées. Nous ajoutons ensuite le pompage résonant, tel que schématisé en Figure 102. Puisque le laser a déjà atteint le seuil de transparence, le milieu à gain possède une absorption nulle. Ainsi, le pompage résonant ne participera pas à l'excitation des porteurs de la bande de valence vers la bande de conduction. Cependant, il va induire une modification du nombre d'électrons dans la bande de conduction par émission stimulée. Plus particulièrement, le photon de la pompe résonante va induire une désexcitation d'un électron dans la bande conduction par émission stimulée permettant de générer un photon jumeau au photon de la pompe résonante. Rappelons que le photon jumeau, généré par émission stimulée, a la même énergie et la même direction que le photon incident. Si, en plus, le pompage résonant est polarisé, il devra respecter les règles de sélection quantique. Par exemple, lorsque la pompe résonante possède une polarisation circulaire gauche (respectivement droite), la densité d'électrons dans la bande de conduction possédant un spin « Up » (respectivement « Down ») va subir une déplétion par le pompage résonant.

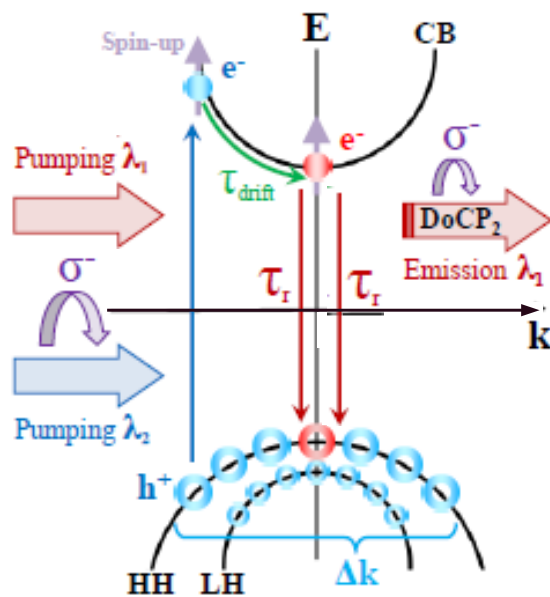


Figure 102: Schéma de principe du pompage double. Modifié de [123]

II.4. Particularité du pompage hors-axe

Dans le cadre de cette thèse, le pompage optique résonant du $\frac{1}{2}$ -VCSEL est réalisé avec une diode de pompe focalisée sur ce dernier avec un angle de 20° par rapport à la normale, comme schématisé en Figure 103.

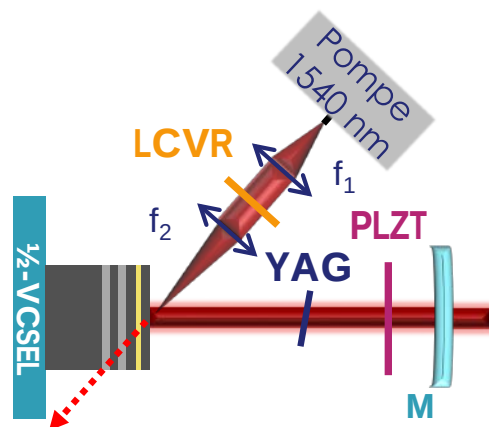


Figure 103: Schéma d'une cavité à pompage optique hors-axe. Le trait en pointillé rouge correspond au photon jumeau stimulé créé dans le milieu à gain mais ne participant pas à l'effet laser

Dans ce cas, la pompe n'est pas alignée avec la cavité laser. Puisque le photon jumeau, généré par le pompage résonant, a la même direction que le photon de pompe, il ne participera donc pas à la population de photons dans le mode laser. Un dépeuplement de la bande de conduction va alors se produire.

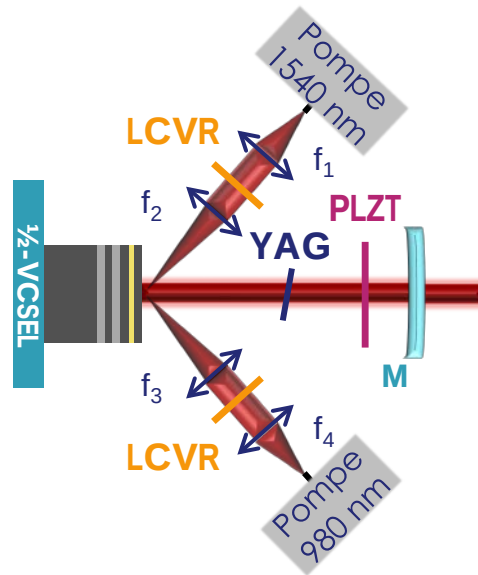


Figure 104: Schéma d'un VECSEL à pompage double (non-résonant à 980 nm et résonant à 1550 nm). Notations : LCVR : Cellule à cristaux liquides, f : lentille de focalisation, M : Coupleur de sortie

Afin de comprendre plus en détails l'impact du pompage résonant sur la densité d'électrons se désexcitant par émission stimulée, nous allons reprendre le système décrit en partie II.2, schématisé en Figure 104. Nous allons ensuite décomposer l'évolution de la densité d'électrons en fonction de l'état de la pompe résonante :

- La pompe résonante est éteinte : la pompe non-résonante permet d'atteindre le seuil de transparence puis le seuil laser. Les densités d'électrons de spin « Up » et « Down » sont équilibrées puisque la pompe non-résonante est soit polarisée linéairement, soit dépolarisée. Compte tenu du fort couplage entre les états propres de polarisation dans les $\frac{1}{2}$ -VCSELS, le laser oscillera sur la polarisation qui aura alors le plus de gain. En théorie, il devrait émettre un état de polarisation linéaire si nous supposons que la biréfringence linéaire de phase est importante (cf. chapitre 3 et chapitre 4).

- La pompe résonante est allumée. Nous supposons que cette dernière a une polarisation circulaire prédéfinie (droite ou gauche) : une diminution de la densité d'électrons dans la bande de conduction est alors induite par le pompage résonant. Cette diminution de la densité d'électrons, ou dépeuplement, sera sélective en spin puisque la pompe résonante est polarisée. Nous créons donc un déséquilibre entre la densité d'électrons en spin « Up » et la densité de porteurs en spin « Down ». Ainsi, nous augmentons artificiellement le degré de polarisation en spin électronique des électrons présents dans la bande de conduction. Cette augmentation sera alors d'autant plus forte que le pompage résonant sera important. Ainsi, l'effet laser sera induit par les relaxations des électrons qui n'ont pas été affectés par le pompage résonant et qui sont devenus majoritaires. La polarisation émise par le laser est donc opposée à celle portée par le pompage résonant (contrairement au pompage non-résonant).

Afin de comprendre quantitativement l'impact du pompage résonant sur le laser, il est possible de modifier les équations « classiques » d'évolution d'un laser et de les adapter au cas d'un pompage double non-résonant et résonant.

II.5. Équations d'évolution

II.5.1. *Rappel des équations d'évolution d'un laser*

Rappelons en équation V.1 et V.2 les équations d'évolution temporelles d'un laser à trois niveaux. Elles permettent de définir l'évolution temporelle du nombre de photons F ou d'électrons photo-excités ΔN en fonction des autres paramètres du laser [124] :

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Delta N}{dt} = (W_p - A) \cdot N - (W_p + A) \cdot \Delta N - 2 \cdot \kappa \cdot \Delta N \cdot F \\ \frac{dF}{dt} = \kappa \cdot \Delta N \cdot F - \frac{F}{\tau_{cav}} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{V.1.} \\ \text{V.2.} \end{array}$$

où W_p est la probabilité de pompage par unité de temps, A la probabilité d'émission spontanée par unité de temps, $\kappa = c \cdot \frac{\sigma}{V_{cav}}$, σ la section efficace, V_{cav} le volume de la cavité, c la célérité des photons dans la cavité, N est le nombre total d'électrons photo-excités et τ_{cav} la durée de vie des photons dans la cavité.

L'état stationnaire est défini par les relations suivantes :

$$\frac{d\Delta N}{dt} = \frac{dF}{dt} = 0 \quad V.3.$$

soit

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta N = \frac{1}{\kappa \cdot \tau_{cav}} = \Delta N_{th} \end{array} \right. \quad V.4.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F = \frac{1}{2 \cdot \kappa \cdot \tau} \left(\frac{\Delta N_0}{\Delta N_{th}} - 1 \right) \end{array} \right. \quad V.5.$$

où ΔN_{th} représente la densité d'électrons au seuil laser et $\Delta N_0 = N \cdot \frac{W_p}{W_p + A}$ la densité d'électrons à la transparence. La Figure 105 montre alors l'évolution de la puissance de sortie du laser en fonction du taux de pompage défini par $\frac{\Delta N}{\Delta N_{th}}$.

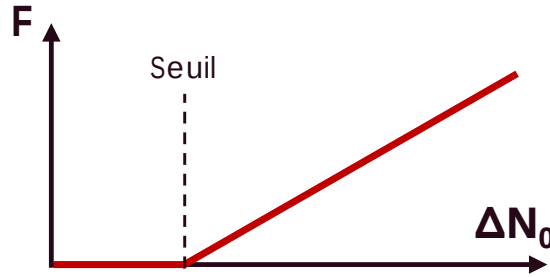


Figure 105: Évolution du nombre de photons en fonction du pompage

II.5.2. Adaptation au pompage résonant

Dans le cas d'un pompage résonant, ces équations ne sont plus valides. En effet, elles doivent prendre en compte la déplétion de la bande de conduction par émission stimulée en présence de la pompe résonante. Ainsi, un terme supplémentaire dans l'équation d'évolution temporelle de la densité de porteurs doit être ajouté.

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Delta N}{dt} = (W_p - A) \cdot N - (W_p + A) \cdot \Delta N - 2 \cdot \Delta N \cdot (\kappa \cdot F - \kappa_{res} \cdot F_{res}) \end{array} \right. \quad V.6.$$

$$\frac{dF}{dt} = \kappa \cdot \Delta N \cdot F - \frac{F}{\tau_{cav}} \quad V.7.$$

où $\kappa_{res} = c \cdot \frac{\sigma_{res}}{V_{cav}}$, σ_{res} est la section efficace dans le cas du pompage résonant et F_{res} le nombre de photons apportés par le pompage résonant.

L'état stationnaire en présence d'un pompage résonant se traduit donc par les équations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta N = \frac{1}{\kappa \cdot \tau_{cav}} = \Delta N_{th} \end{array} \right. \quad V.8.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} F = \frac{1}{2 \cdot \kappa \cdot \tau} \left(\frac{\Delta N_0}{\Delta N_{th}} - 1 \right) - \frac{\kappa_{res}}{\kappa} \cdot F_{res} \end{array} \right. \quad V.9.$$

Le nombre de photons dans la cavité est donc directement proportionnel à la puissance du pompage résonant. L'évolution du nombre de photons laser, en fonction du nombre de photons apportés par le pompage résonant, est donnée en Figure 106.

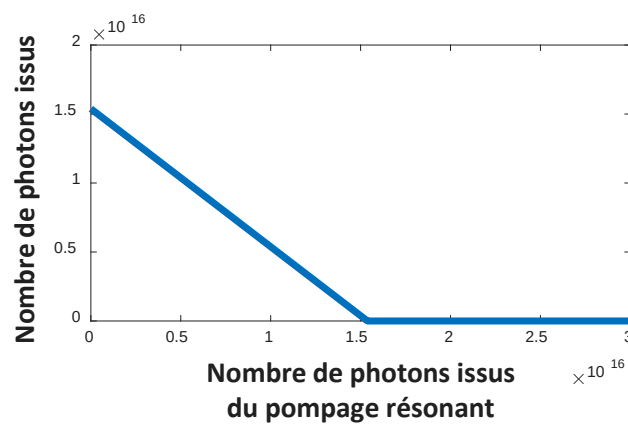


Figure 106: Évolution de la puissance du laser en fonction de la pompe résonante (théorie)

III. Apports du pompage résonant polarisé

III.1. Mise en œuvre expérimentale

Afin de valider cette approche expérimentalement, nous avons choisi de reprendre le dernier montage étudié au chapitre 3 et d'ajouter le pompage résonant. Rappelons que le pompage résonant ne permet pas d'atteindre l'inversion de population. Nous allons donc utiliser deux sources de pompage. La première sera non résonante et permettra d'obtenir un effet laser et la seconde sera le pompage résonant qui sera en charge de l'augmentation des effets d'injection de spin. Le montage expérimental, incluant le laser et les appareils d'analyse de polarisation, est représenté en Figure 107.

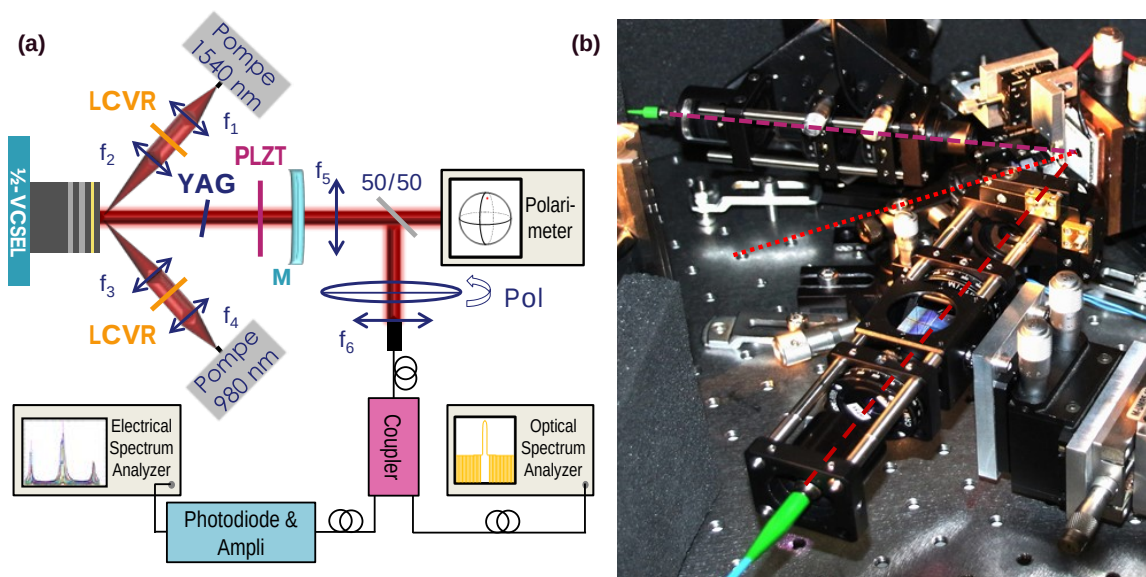


Figure 107: (a) Schéma du système laser avec le double pompage et (b) Photographie du montage : le trait pointillé violet correspond au chemin optique du pompage non-résonant, le trait à pointillé long à celui du pompage résonant et le trait à petit pointillé à l'émission laser

Le sens trigonométrique sera considéré comme positif et le faisceau laser du VECSEL comme référence pour le montage de la Figure 107. Le système de pompage est donc constitué d'une diode monomode émettant une puissance pouvant aller à 600 mW autour de 980 nm et focalisée sur le 1/2-VCSEL avec un angle de -20° . Comme dans les chapitres précédents, elle est suivie d'une cellule à cristaux liquides (LCVR) avec un traitement AR à 980 nm qui permet de contrôler l'état de polarisation.

Un état de polarisation linéaire avec une ellipticité de $0,02^\circ$ et des polarisations circulaires avec une ellipticité de $\pm 44.5^\circ$ peuvent être obtenus sur le faisceau de pompe non-résonant. La seconde source est une diode laser type DFB émettant à $1,54 \mu\text{m}$ et suivi par un amplificateur optique fibré Erbium/Ytterbium à maintien de polarisation (PM) qui permet d'atteindre une puissance de 1 W. Le faisceau de pompe résonant est focalisé sur le $\frac{1}{2}$ -VCSEL avec un angle de $+20^\circ$ et est suivi d'une cellule LCVR avec un traitement antireflet à $1,5 \mu\text{m}$, permettant d'obtenir un état linéaire (avec une ellipticité de $0,05^\circ$) et des états circulaires (avec des ellipticités de $\pm 44^\circ$). L'architecture du VECSEL est exactement identique à celle présentée au chapitre 3. Dans la suite, le VECSEL sera toujours compensé en biréfringence de phase linéaire et en dichroïsme de gain linéaire. Quand le laser est pompé avec une puissance de 350 mW à 980nm, la puissance extraite du VECSEL est de 1 mW.

III.2. Influence du pompage résonant sur la puissance du laser

Intéressons-nous maintenant à l'évolution de la puissance du laser en fonction de celle de la pompe résonante. Nous nous attendons à obtenir une diminution linéaire avec la puissance incidente à $1,54 \mu\text{m}$. Nous fixons la puissance de pompe à 980 nm à 350 mW puis nous varions la puissance de la pompe à $1,54 \mu\text{m}$. Expérimentalement, la puissance du laser diminue de 1 mW à 0,37 mW lorsque la puissance de la pompe résonante augmente de 64 à 964 mW. Ce résultat est illustré en Figure 108. L'évolution est alors linéaire avec un coefficient de $-0,64 \text{ mW}_{1,55 \mu\text{m}} / \text{W}_{1,54 \mu\text{m}}$.

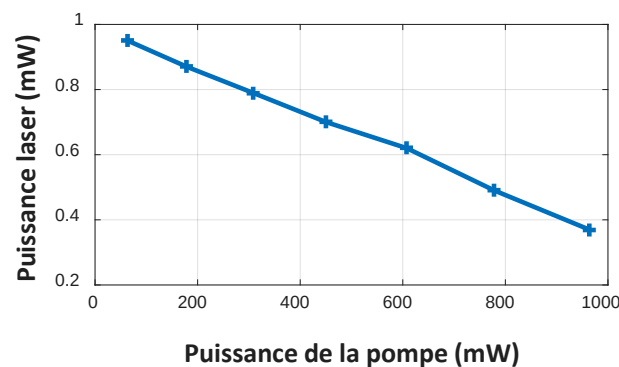


Figure 108: Evolution de la puissance laser en fonction de la puissance de pompe résonante à $1,54 \mu\text{m}$

La mesure précédente nous permet de vérifier que le faisceau de pompe à $1,54\mu\text{m}$ est bien aligné avec le mode laser sur le $\frac{1}{2}$ -VCSEL. La diminution de la puissance optique, par pompage résonant, devrait s'accompagner par une modification de l'état propre de polarisation si le pompage est polarisé.

III.3. Influence du pompage résonant sur l'injection de spin

D'après les règles de sélection quantique étudiée au chapitre 1, une modification de l'état de polarisation du laser doit être observée lorsque la polarisation de la pompe change. Afin de séparer l'influence des pompes résonant et non résonant, les polarisations des deux pompes seront modifiées alternativement. Les puissances des sources de pompage résonant et non résonant sont respectivement de 964 mW et 350 mW.

III.3.1. Rappel : injection de spin avec une pompe non résonante

Commençons par rappeler l'évolution de l'ellipticité de la polarisation du laser en fonction de la polarisation de la pompe non résonante. Nous fixons la polarisation de la pompe résonante à un état linéaire. L'évolution de la polarisation du laser est présentée en Figure 109 en fonction de celle de la pompe non résonante. Nous observons alors une ellipticité de -1° dans le cas d'une injection d'électrons polarisés en spin équilibré (pompage linéaire). Puis lorsque nous changeons la polarisation de la pompe, nous constatons une diminution (respectivement une augmentation) de l'ellipticité de -24° (respectivement $+19^\circ$) pour un pompage polarisé circulaire gauche (respectivement droit), soit l'injection d'électrons polarisés avec un spin « Up » (respectivement « Down »).

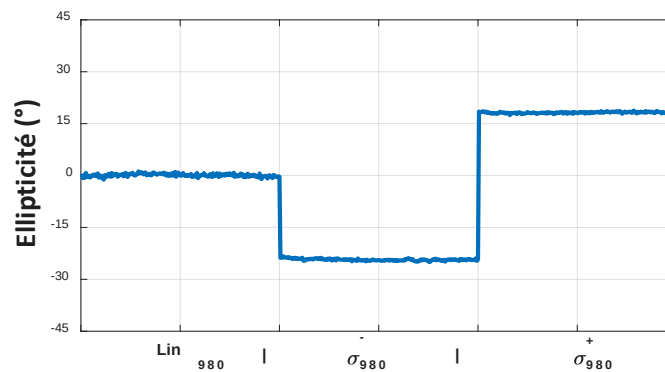


Figure 109: Évolution de l'ellipticité de la polarisation du VECSEL en fonction de la polarisation de la pompe non-résonante. La polarisation de la pompe résonante est fixée à un état linéaire.

III.3.2. Injection de spin avec la pompe résonante

Ici et à l'inverse du cas précédent, nous fixons la polarisation de la pompe non résonante à un état de polarisation linéaire. L'évolution de la polarisation du laser est présentée en Figure 110 en fonction de celle de la pompe résonante. Nous observons alors une ellipticité de 0° dans le cas d'une injection d'électrons polarisés en spin équilibrée (pompage résonant avec une polarisation linéaire). Puis lorsque nous changeons la polarisation de la pompe résonante, nous constatons une diminution (respectivement une augmentation) de l'ellipticité de $+10^\circ$ (respectivement -10°) pour un pompage polarisé circulairement gauche (respectivement droit). Nous vérifions ainsi que la déplétion dans le niveau d'énergie excité d'électrons polarisés avec un spin « Down » (respectivement « Up ») permet de générer un dichroïsme de gain non négligeable se traduisant par une modification notable de l'ellipticité de l'état propre du VECSEL.

Comme attendu, nous constatons aussi que les deux types de pompage ont des effets inverses sur l'état propre de polarisation du laser pour un même état de polarisation de pompe. Ceci confirme bien le fait que lorsque nous utilisons une pompe non résonante, nous injectons des électrons polarisés en spin dans le niveau excité alors que dans le cas d'un pompage résonant, nous venons dépeupler la population d'électrons polarisés avec la même orientation en spin dans le niveau excité. Ainsi, le dichroïsme circulaire de gain apporté par le pompage non-résonant est de signe opposé à celui apporté par pompage résonant. (cf. partie II.4).

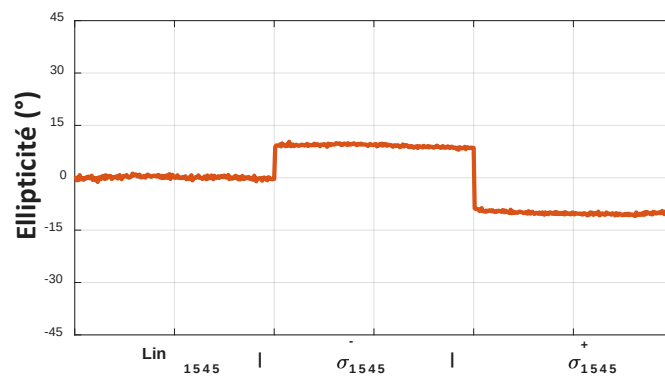


Figure 110: Évolution de l'ellipticité de la polarisation du VECSEL en fonction de la polarisation de la pompe résonante. La polarisation de la pompe non-résonante est fixée à un état linéaire.

III.3.3. Injection de spin avec le pompage double

Considérons finalement un système de pompage où la polarisation de chaque pompe peut être modifiée indépendamment. Les effets d'injection de spin dus aux deux sources de pompage étant indépendants l'un de l'autre, il devrait être possible de sommer les contributions observées en Figure 109 et Figure 110. Le résultat de cette somme est présenté en Figure 111. Ainsi, nous nous attendons à une exaltation des effets d'injection de spin par pompage double.

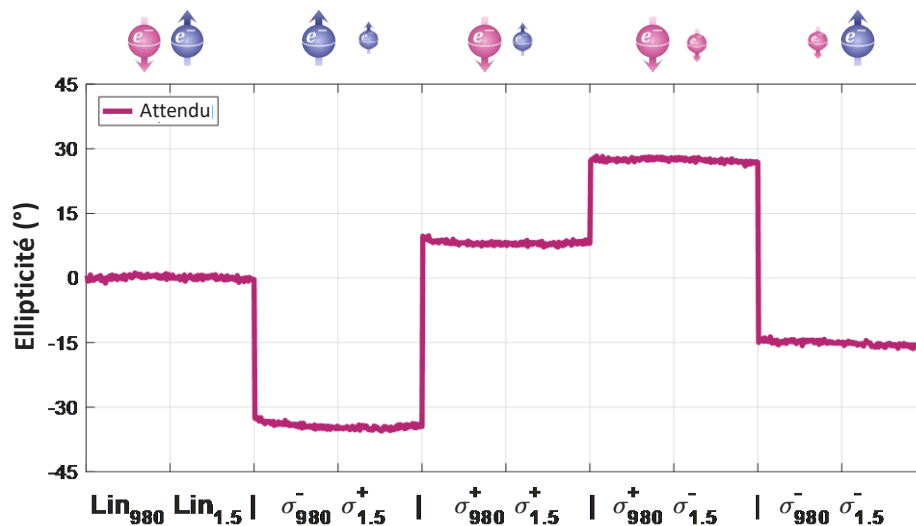


Figure 111: Prédiction de la modification de l'état de polarisation pour le pompage double obtenue à partir des mesures réalisées en parties III.3.1 et III.3.2

Nous allons alors changer successivement les polarisations des deux pompes. Le résultat est fourni en Figure 112 (courbe bleue). La séquence des polarisations de pompe choisie est donnée en abscisse. Lorsque les deux pompes ont une polarisation linéaire, c'est-à-dire lorsqu'il n'y a pas d'injection de spin, le laser émet une polarisation faiblement elliptique avec une ellipticité de 1° . Nous observons ensuite une modification de l'ellipticité lorsque les polarisations des deux pompes changent. Par exemple, lorsque les polarisations non résonante et résonante sont fixées à des états circulaires gauche (droit) et droit (gauche) respectivement, les électrons polarisés en spin « Up » (« Down ») sont injectés dans le milieu actif. Le laser admet alors une polarisation elliptique avec une ellipticité de -33° ($+31^\circ$ respectivement). A l'inverse lorsque les pompes ont la même polarisation (par exemple circulaire gauche ou droit), une compétition entre les deux mécanismes d'injection de spin s'opère, conduisant à des ellipticités plus faibles (-21° ou $+5^\circ$).

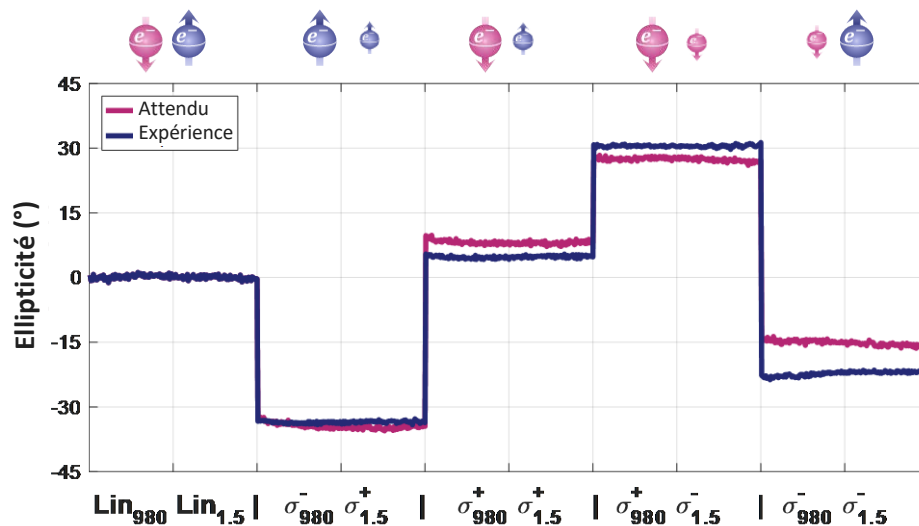


Figure 112: Modification de l'état de polarisation pour le pompage double

La différence observée entre les données expérimentales et la prédiction à partir des mesures indépendantes représentées en Figure 111 peut être expliquée par une modification des conditions expérimentales du laser pendant les mesures. En effet, ces expériences nécessitent un temps de mesure total d'environ 10 min. Lorsque nous choisissons les polarisations pour les deux pompes qui favorisent l'injection de spin « Up » ou « Down », un basculement de l'état de polarisation est obtenu. Les polarisations sont alors elliptiques avec des ellipticités de -33° et $+31^\circ$ respectivement (cf. Figure 113). Ceci correspond à une augmentation de la polarisation du laser d'un rapport 1,5 par rapport au pompage non résonant seul.

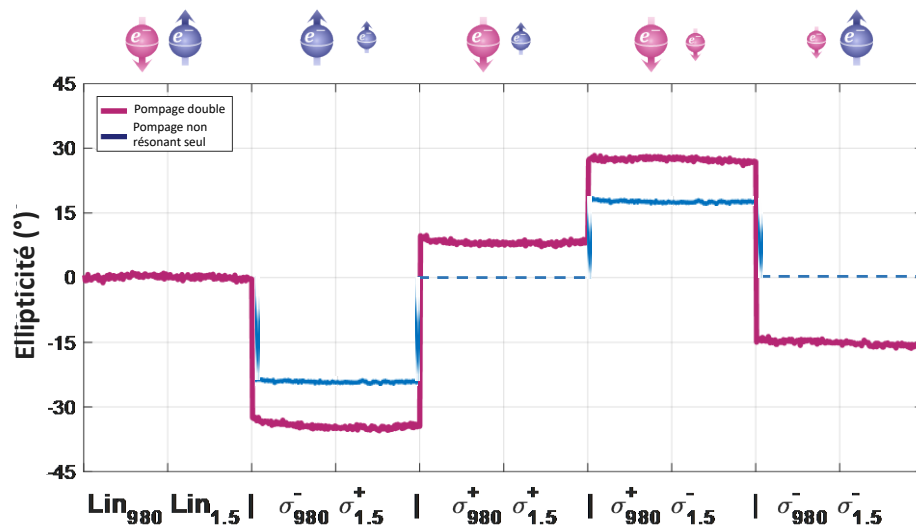


Figure 113: Basculement de l'état de polarisation avec le pompage double en rouge et non-résonant en bleu. Les pointillés indiquent le cas non réalisable avec le pompage non-résonant seul.

Nous avons donc montré que le pompage résonant exalte le contrôle de la polarisation du laser par l'injection de spin. Nous avons aussi vu au chapitre 1 que l'injection de spin provoquait une réduction de seuil. Nous allons donc maintenant nous intéresser au seuil du laser lorsqu'il est soumis au pompage résonant.

III.4. Réduction du seuil laser

Dans un premier temps, nous avons fixé la puissance de la pompe résonante à 1 W et sa polarisation à un état de polarisation linéaire. Nous retrouvons dans le cas du chapitre 3. Nous avons ensuite modifié la puissance de la pompe non résonante pour les trois types d'état de polarisation de la pompe (équilibrée = linéaire, spin « Up » = circulaire gauche et « Down » = circulaire droit). Les résultats sont fournis en Figure 114.

La polarisation de pompe non résonante est fixée à un état linéaire. Le seuil laser est obtenu pour une puissance de pompe non résonante de 239 mW. Puis, nous changeons la polarisation de la pompe non-résonante afin de favoriser une injection de porteurs polarisés spin « Up » (respectivement « Down »). Le seuil du laser atteint alors 230 mW (respectivement 226 mW). L'injection de porteurs polarisés en spin a donc conduit à une réduction de seuil de 3,8 % (respectivement 5,4 %).

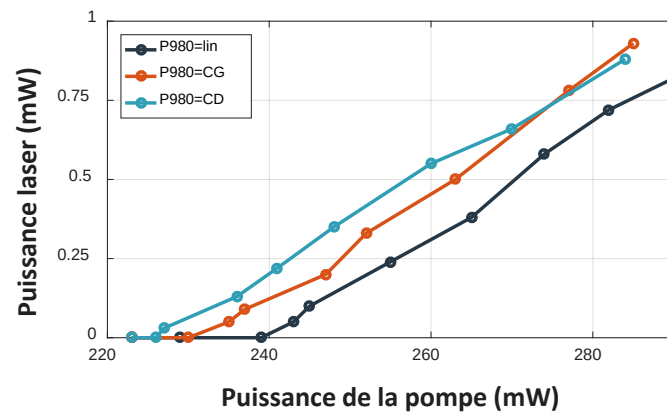


Figure 114: Évolution de la puissance du VECSEL en fonction de la puissance de la pompe non-résonante pour différentes polarisations de la pompe (sans pompe résonante) : Lin = polarisation linéaire, CD (CG) = polarisation circulaire droite (gauche)

Dans un second temps, nous avons modifié les polarisations des deux pompes afin de favoriser l'injection de spin « Up » et « Down », comme démontré en partie III.3. Les résultats sont présentés en Figure 115. La polarisation des pompes sont fixées à un état de polarisation linéaire. Le seuil laser est obtenu pour une puissance de pompe non résonante de 239 mW. Puis, nous avons changé les polarisations des deux pompes afin de favoriser une injection de porteurs polarisés spin « Up » (respectivement « Down »). Le seuil laser atteint alors 236 mW (respectivement 229 mW). L'injection de porteurs polarisés en spin a donc conduit à une réduction de seuil de 1,3 % (respectivement 4,2 %). Nous noterons que les deux effets sont cumulatifs puisqu'ils sont apportés par deux pompes distinctes.

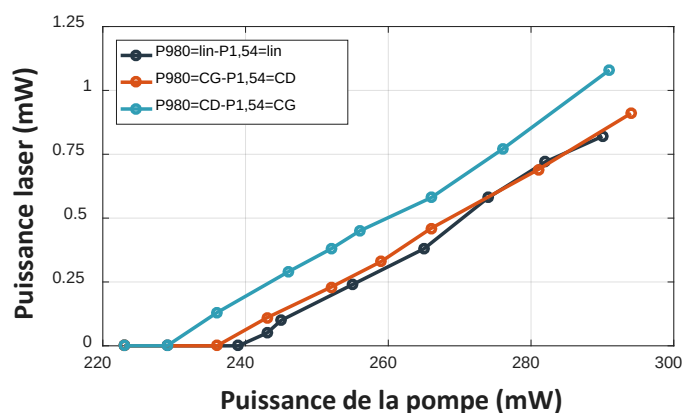


Figure 115: Évolution de la puissance du VECSEL en fonction de la puissance de la pompe non-résonante pour différentes polarisations des pompes (puissance de pompe résonante = 1 W)

III.5. Points d'amélioration

Nous avons démontré expérimentalement une modification des états de polarisation et une réduction du seuil du laser avec un pompage polarisé. Cependant, les effets observés peuvent encore être améliorés (bascullement de polarisation circulaire, réduction du seuil de 50 %...) et connaissent actuellement des limitations. Elles sont dues à plusieurs facteurs :

- Nous avons vu précédemment que le pompage résonant n'injectait pas d'électrons dans la bande de conduction mais créait un dépeuplement d'une population. Ceci peut être assimilé à des pertes supplémentaires qui vont augmenter le seuil du laser (puisque le gain n'a pas changé). Le pompage résonant induit donc un compromis entre réduction de seuil important et degré de polarisation optique du laser.
- Nous avons considéré que le pompage résonant respectait les règles de sélection quantiques décrites au chapitre 1. Or ces règles ne sont strictement valables que pour des polarisations de pompes circulaires. Expérimentalement, les polarisations des pompes sont légèrement elliptiques ($\varepsilon = 43^\circ$), ce qui peut conduire à l'injection ou au dépeuplement d'électrons ayant un spin opposé.
- Enfin, nous avons considéré au chapitre 1 que la relaxation d'un électron de spin « Up » (respectivement « Down ») de la bande de conduction vers la bande de valence allait provoquer la création d'un photon possédant une polarisation circulaire gauche (respectivement droite). En théorie, ceci est une approximation développée au chapitre 1. Il existe une probabilité de $\frac{1}{4}$ qu'un tel électron provoque la création d'un photon avec une polarisation circulaire droite (respectivement gauche).
- La durée de vie du spin est très courte à température ambiante ($T = 20^\circ\text{C}$), de l'ordre de la centaine de ps. Cependant, elle augmente quand la température diminue. Par exemple, dans le GaAs, elle peut atteindre quelques picosecondes à une température de quelques Kelvin. Ainsi, en plaçant le laser dans un cryostat, nous pouvons diminuer les processus de retournement du spin et ainsi augmenter le degré de polarisation du spin dans le milieu actif. Le degré de polarisation optique se retrouverait donc augmenter dans la même mesure. De plus, l'amplification due à l'effet laser permettrait d'observer rapidement des effets, même lorsque le dichroïsme de gain circulaire n'est augmenté que de quelques pourcents.

IV. Conclusion

En conclusion, dans ce chapitre, nous avons dans un premier temps étudié l'impact du pompage résonant sur la polarisation d'un VECSEL. Plus particulièrement, une exaltation des effets d'injection de spin sur l'état de polarisation du laser est obtenue en fonction de la polarisation du pompage résonant. Dans un second cas, nous avons utilisé les pompes non-résonant et résonant afin de cumuler les effets d'injection de spin dans la zone active. Expérimentalement, une augmentation d'un facteur 1,5 a été constatée. Elle a permis de prouver que l'efficacité d'injection de spin a un impact direct sur la polarisation d'un VECSEL lorsque celui-ci est compensé en biréfringence et en dichroïsme de gain linéaires.

Afin d'améliorer ces derniers résultats, nous pensons que l'injection de porteurs polarisés en spin par voie électrique permettra de diminuer les processus de relaxation du spin avant les recombinaisons des porteurs et ainsi augmenter l'efficacité d'injection de spin dans la zone active. Des polarisations circulaires devraient alors être obtenues plus facilement, tout en faisant l'hypothèse qu'il est possible de compenser la biréfringence de phase et le dichroïsme de gain linéaires.

CONCLUSION GENERALE

Les travaux réalisés pendant cette thèse portaient sur l'injection de spin dans des lasers à semi-conducteur (SC) et la compréhension de la dynamique de polarisation du laser dans son ensemble (milieu actif injecté en spin et cavité laser).

Dans un premier temps, nous avons présenté le principe et l'état de l'art des techniques d'injection de spin dans des diodes électroluminescentes (LED) et des lasers à émission par la surface (VCSEL). Puis, nous avons étudié la possibilité d'injecter électriquement des électrons dans le milieu à gain du laser. Plus particulièrement, nous avons déposé un injecteur ferromagnétique directement sur le milieu à gain d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Les caractérisations électriques et optiques ces $\frac{1}{2}$ -VCSELs ainsi formés ont permis d'identifier les points critiques de la fabrication. Par exemple il est absolument nécessaire d'aligner les spectres de l'électroluminescence avec le minimum de réflectivité des Bragg. Enfin, à l'issue du développement de la dernière série de la thèse, nous avons réussi à obtenir un profil de faisceau optique de type « Top Hat » en sortie du $\frac{1}{2}$ -VCSEL. Ceci permet d'envisager une suite favorable au développement d'un spin-laser injecté électriquement.

Dans un second temps, nous avons introduit un modèle vectoriel basé sur le formalisme de Jones, la condition de résonance du laser et prenant en compte l'injection de spin et l'anisotropie linéaire de phase, résiduelle et inhérente à la structure SC. Cette dernière limite les effets d'injection de spin en fixant les états de polarisation du laser à des états linéaires. Nous avons ensuite diminué cette anisotropie d'un facteur 100. À ce point, une modification de l'état de polarisation, sans basculement, est observé. En parallèle, cette expérience nous a permis de valider l'approche vectoriel du modèle et prouvé sa validité lorsque la biréfringence linéaire est majoritaire. Il est apparu qu'un nouveau paramètre limitait les effets d'injection de spin : le dichroïsme linéaire de gain.

Dans un troisième temps, nous avons modifié le modèle vectoriel afin d'y inclure le dichroïsme linéaire de gain. Nous l'avons alors réduit expérimentalement et observé un changement significatif sur l'évolution de l'état de polarisation. En particulier, dans le cas de l'injection de spin dans le milieu à gain, un basculement de l'état de polarisation, avec des ellipticités de l'ordre de 20° , sont observés. Nous avons aussi validé cette nouvelle version du modèle sur l'ensemble du domaine étudié.

Dans un quatrième temps, afin d'améliorer l'ellipticité de la polarisation et ainsi pouvoir se rapprocher de basculements d'états circulaires, nous avons injecté avec une seconde pompe les électrons polarisés en spin directement au minimum de la bande de conduction. Un basculement d'états de polarisation avec des ellipticité de plus de 30° a été observé, soit une augmentation des effets d'un facteur 1,5. Cette dernière partie permet d'envisager l'obtention de basculement d'états de polarisation circulaire dans le cas où l'injection de spin est améliorée, ce qui est notamment le cas pour un pompage électrique.

Pour la suite, plusieurs axes d'amélioration peuvent être envisagés. Le premier consisterait à développer une structure dont l'anisotropie linéaire de phase est diminuée à son minimum. Ainsi, sa compensation pourrait ne plus être nécessaire ou réalisée avec une simple lame déposée dans la cavité laser. Un second axe serait la réduction du dichroïsme linéaire de gain. Ainsi, la structure SC posséderait de très faibles anisotropies linéaires résiduelles. Un faible effet d'injection devrait alors permettre d'obtenir simplement un basculement de l'état de polarisation.

D'un autre point de vue, nous avons vu que les effets d'injection de spin dépendaient du lien existant entre les anisotropies linéaires et le dichroïsme circulaire de gain. Il pourrait donc aussi être intéressant de développer un injecteur ferromagnétique pour un spin-laser et d'étudier l'évolution de ses états propres en fonction du spin des électrons injectés. Le gain apporté par l'injection électrique, en comparaison au pompage optique, pourrait être suffisant pour obtenir facilement le basculement des états de polarisation circulaire.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] F. Meier et B. P. Zakharchenya, « *Optical Orientation* », North-Holland, Amsterdam (1984)
- [2] J. Martin-Regalado, F. Prati, M. San Miguel et N. B. Abraham, « *Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers* », IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 33, 5 (1997) al., IEEE Journal Of Quantum Electronics, vol. 5, 33 (1997)
- [3] M. Julliere, « *Tunneling between ferromagnetics films* », Physics Letters A, vol. 54, 225 (1975)
- [4] J. S. Moodera, L. R. Kinder , T. M. Wong et R. Meservey, « *Large magnetoresistance at room temperature in ferromagnetic thin film tunnel junction* », Physics Letters A, vol. 54, 225 (1975) Phys. Rev. Lett., 74, 3273 (1995)
- [5] S. Yuasa, A. Fukushima, H. Kubota, Y. Suzuki et K. Ando, « *Giant tunneling magnetoresistance up to 410 % at room temperature in fully epitaxial Co/MgO /Co magnetic tunnel junction with bcc Co(001) electrodes* », Applied Physics Letters, vol. 89, 042505 (2006)
- [6] J. C. Slonczewski, « *Current and torques in metallic multilayers* », Journal of Magnetism and Magnetic Material, vol. 159 (1996)
- [7] J. Grollier, V. Cros, A. Hamzic, J. M. George, H. Jaffrès, A. Fert, G. Faini, J. B. Youssef et H. Legall, « *Spin polarized current induced switching in Co/Cu/Co pillars* », Applied Physics Letters, vol. 78, 3663 (2001)
- [8] W. H. Rippard, M. R. Pufall, S. Kaka, S. E. Russek et T. J. Silva, « *Direct current induced dynamics in CoFe/NiFe point contacts* », Physical Review Letters, vol. 92, 027201 (2004)
- [9] T. Yang, T. Kimura et Y. Otani, « *Giant spin accumulation signal and pure spin current induced reversible magnetization switching* », Nature Physics, vol. 4, 851 (2008)
- [10] X. Lou, C. Adelmann, S. A. Crooker, E. S. Garlid et J. Zhang, « *Electrical detection of spin transport in lateral ferromagnet–semiconductor devices* », Nature Physics, vol. 3, 197 (2007)
- [11] L. E. Hueso , J.M. Pruneda, V. Ferrari et G. Burnell, « *Transformation of spin information into large electrical signals using carbon nanotubes* », Nature, vol. 445, 410 (2007)
- [12] H. Dery, Y. Song, P. Li et I. Zutic, « *Silicon spin communications* », Applied Physics Letters, vol. 99, 082502 (2011)
- [13] D. De Fontaine et H. Ehrenreich, « *Solid State Physics* », vol. 58 (2004)
- [14] B. C. Hall, « *An elementary introduction, graduate texts in mathematics* », Springer (2015)
- [15] S. A. Crooker, « *Optical spin resonance and transverse spin relaxation in magnetic semiconductor quantum wells* », Physical Review B, vol. 56, 7574 (1997)
- [16] R. J. Elliott, « *Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors* », Physical Review, vol. 96, 2 (1954)
- [17] Y. Yafet, « *g Factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons* », Solid State Physics, vol 14 p. 1-98 (1963)
- [18] M. I. Dyakonov et V. I. Perel, JETP, vol. 33, 1053 (1971)
- [19] A. A. G. Bir, A. G. Aronov et G. E. Pikus, « *Spin relaxation of electrons due to scattering by holes* », JETP Letters, vol. 69, 1382 (1975)

- [20] A. G. Aranov, « *Spin injection into semiconductors* », Soviet Physics Semiconductors, vol. 10, 698 (1976)
- [21] W. Y. Lee, S. Gardelis, B. C. Choi, C. G. Smith, C. H. Barnes, D. A. Ritchie, E. H. Linfield et J. A. C. Bland, « *Magnetization reversal and magnetoresistance in a lateral spin-injection device* », Journal of Applied Physics, vol. 85, 6682 (1999)
- [22] P. R. Hammar B. R. Bennet, M. J. Yang et M Johnson, « *Observation of spin injection at a ferromagnet-semiconductor interface* », Physical Review Letters, vol. 83, 203 (1999)
- [23] G. Schmidt, D. Ferrand, L. W. Molenkamp, T. Filip et B. J. van Wees, « *Fundamental obstacle for electrical spin injection from a ferromagnetic metal into a diffusive semiconductor* », Physical Review B, vol. 62, R4790 (2000)
- [24] T. Valet et A. Fert, « *Theory of the perpendicular magnetoresistance in magnetic multilayers* », Physical Review B, vol. 48, 7099 (1993)
- [25] S.M. Sze, « *Physics of Semiconductor Devices* », Ed. Wiley, 3rd Ed (2007)
- [26] P. C. van Son, H. van Kempen et P. Wyder, « *Boundary Resistance of the Ferromagnetic-Nonferromagnetic Metal Interface* », Physical Review Letters, vol. 58, 2271 (1987)
- [27] M. Johnson et R. H. Silsbee, « *Ferromagnet-nonferromagnet interface resistance* », Physical Review Letters, vol. 60, 377 (1988)
- [28] J. Perio, « *Phénomènes d'injection et de décohérence de spin dans des structures semiconductrices* », Thèse (2014)
- [29] A. Fert et H. Jaffrès, « *Conditions for efficient spin injection from a ferromagnetic metal into a semiconductor* », Physical Review B, vol. 64, 184420 (2001)
- [30] S. F. Alvarado et P. Renaud, « *Observation of spin-polarized-electron tunneling from a ferromagnet into GaAs* », Physical Review Letters, vol. 68, 1387 (1992)
- [31] A. T. Hanbicki, O. M. J. van't Erve, R. Magno, G. Kioseoglou, C. H. Li, B. T. Jonker, G. Itskos, R. Mallory, M. Yasar et A. Petrou, « *Analysis of the transport process providing spin injection through an Fe/AlGaAs Schottky barrier* », Applied Physics Letters, vol. 82, 4092 (2003)
- [32] A. T. Hanbicki, B. T. Jonker, G. Itskos, G. Kioseoglou et A. Petrou, « *Efficient electrical spin injection from a magnetic metal/tunnel barrier contact into a semiconductor* », Applied Physics Letters, vol. 80, 1240 (2002)
- [33] J. Frougier, « *Towards Spin-LED and spin-VECSEL operations at magnetic remanence* », Thèse (2014)
- [34] R. Fiederling, M. Keim G. Reuscher, W. Ossau, G. Schmidt, A. Waag et L. W. Molenkamp, « *Injection and detection of a spin-polarized current in a light-emitting diode* », Nature, vol. 402, 787 (1999)
- [35] Y. Ohno, D. K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno et D. D. Awschalom, « *Electrical spin injection in a ferromagnetic semiconductor heterostructure* », Nature, vol. 402, 790 (1999)
- [36] X. Jiang, R. Wang, R. M. Shelby, R. M. Macfarlane, S. R. Bank, J. S. Harris et S. S. P. Parkin, « *Highly Spin-Polarized Room-Temperature Tunnel Injector for Semiconductor Spintronics using MgO(100)* », Physical Review Letters, vol. 94, 056601 (2005)
- [37] M. Tanaka, J. P. Harbison, J. DeBoeck, T. Sands, B. Philips, T. L. Cheeks et V. G. Keramidias, « *Epitaxial growth of ferromagnetic ultrathin MnGa films with perpendicular magnetization on GaAs* », Applied Physics Letters, vol. 62, 1565 (1993)

-
- [38] F. Richomme, J. Teilllet, A. Fnidiki et W. Keune, « *Structural and magnetic properties of UHV-evaporated Fe/Tb multilayers: Effect of the substrate temperature* », *Physical Review B*, vol. 64, 094415 (2001)
- [39] S. Ikeda, K. Miura, H. Yamamoto, K. Mizunuma, H. D. Gan, M. Endo, S. Kanai, J. Hayakawa, F. Matsukura et H. Ohno, « *A perpendicular-anisotropy CoFeB-MgO magnetic tunnel junction* », *Nature Materials*, vol. 9, 721 (2010)
- [40] C. Adelmann, J. L. Hilton, B. D. Schulz, S. McKernan, C. J. Palmstrom, X. Lou, H. S. Chiang et P. A. Crowell, « *Spin injection from perpendicular magnetized ferromagnetic d-MnGa into (Al,Ga)As heterostructures* », *Applied Physics Letters*, vol. 89, 112511 (2006)
- [41] S. Hovel, N. C. Gerhardt, M. R. Hofmann, F. Y. Lo, A. Ludwig, D. Reuter, A. D. Wieck, E. Schuster, H. Wende, W. Keune, O. Petravic et K. Westerholt, « *Room temperature electrical spin injection in remanence* », *Applied Physics Letters*, vol. 93, 021117 (2008)
- [42] S. Liang, T. T. Zhang, P. Barate, J. Frougier, M. Vidal, P. Renucci, B. Xu, H. Jaffrès, J. M. George, X. Devaux, M. Hehn, X. Marie, S. Mangin, H. X. Yang, A. Hallal, M. Chshiev, T. Amand, H. F. Liu, D. P. Liu, X. F. Han, Z. G. Wang et Y. Lu, « *Large and robust electrical spin injection into GaAs zero magnetic field using an ultrathin CoFeB/MgO injector* », *Physical Review B*, vol. 90, 085310 (2014)
- [43] F. H. Peters, M. G. Peters, D. B. Young, J. W. Scott, B. J. Thibeault, S. W. Corzine et L. A. Coldren, « *High-power vertical-cavity surface-emitting lasers* », *Electronics Letters*, vol. 29, 2 (1993)
- [44] LaserFocusWorld « *Photonic Frontiers: Nitride VCSELs: Nitride VCSELs pose a tough challenge* »
- [45] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi et S. Sagnes, « *Experimental Investigation and Analytical Modeling of Excess Intensity Noise in Semiconductor Class-A Lasers* », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, 8 (2008)
- [46] J. Frougier, G. Baili, M. Alouini, I. Sagnes, H. Jaffrès, A. Garnache, C. Deranlot, D. Dolfi et J. M. George, « *Control of light polarization using optically spin-injected vertical external cavity surface emitting lasers* », *Applied Physics Letters*, vol. 103, 252402 (2013)
- [47] G. Baili, L. Morvan, M. Alouini, D. Dolfi, F. Bretenaker, I. Sagnes et A. Garnache, « *Experimental demonstration of a dual-frequency semiconductor laser free of relaxation oscillations* », *Optics Letters*, vol. 34, 21 (2009)
- [48] M. Holub, J. Shin, S. Chakrabarti et P. Bhattacharya, « *Electrically injected spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers* », *Applied Physics Letters*, vol. 87, 091108 (2005)
- [49] M. Holub, J. Shin, D. Saha et P. Bhattacharya, « *Electrical spin injection and threshold reduction in a semiconductor laser* », *Physical Review Letters*, vol. 98, 146603 (2007)
- [50] T. Dietl, « *Ferromagnetic semiconductors* », *Semiconductor Science and Technology*, vol. 17, 4 (2002)
- [51] H. Ando, T. Sogawa et H. Gotoh, « *Photon-spin controlled lasing oscillation in surface-emitting lasers* », *Applied Physics Letters*, vol. 73, 566 (1998)
- [52] S. Hövel, N. Gerhardt, M. Hofmann, J. Yang, D. Reuter et A. Wieck, « *Spin controlled optically pumped vertical cavity surface emitting laser* », *Electronics Letters*, vol. 5, 41 (2005)

- [53] H. Fujino, S. Koh, S. Iba, T. Fujimoto et H. Kawaguchi, « *Circularly polarized lasing in a (100)-oriented quantum well vertical-cavity surface-emitting laser under optical spin injection* », Applied Physics Letters, vol. 94, 131108 (2009)
- [54] S. Iba, S. Koh, K. Ideka et H. Kawaguchi, « *Room temperature circularly polarized lasing in an optically spin injected vertical-cavity surface-emitting laser with (100) GaAs quantum wells* », Applied Physics Letters, vol. 98, 081113 (2011)
- [55] S. Hovel, A. Bischoff, N. C. Gerhardt et M. R. Hofmann, « *Optical spin manipulation of electrically pumped vertical-cavity surface-emitting lasers* », Applied Physics Letters, vol. 92, 041118 (2008)
- [56] N. C. Gerhardt, H. Hopfner, M. Lindemann et M. R. Hofmann, « *Polarization dynamics in spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers* », Proceedings SPIE, vol. 9167 (2014)
- [57] N. Gerhardt, S. Hovel, M. Hofmann, J. Yang, D. Reuter et A. Wieck., « *Enhancement of spin information with vertical cavity surface emitting lasers* », Electronics Letters, vol. 42, 42 (2006)
- [58] M. Travagnin, M. P. van Exter, A. K. Jansen van Doorn et J. P. Woerdman, « *Role of optical anisotropies in the polarization properties of surface-emitting semiconductor lasers* », Physical Review A, vol. 54, 2 (1996)
- [59] A. K. Jansen van Doorn, M. P. van Exter, A. M. van der Lee et J. P. Woerdman, « *Coupled-mode description for the polarization state of a vertical-cavity semiconductor laser* », Physical Review A, vol. 55, 2 (1997)
- [60] M. P. van Exter, A. Al-Remawi et J. P. Woerdman, « *Polarization Fluctuations Demonstrate Nonlinear Anisotropy of a Vertical-Cavity Semiconductor Laser* », Physical Review Letters, vol. 80, 22 (1998)
- [61] H. Jaffrès, à publier
- [62] M. P. van Exter, A. K. J. van Doorn et J. P. Woerdman, « *Electro-optic effect and birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers* », Physical Review A, vol. 56, 1 (1997)
- [63] R. A. Seyab, K. Schires, N. A. Khan, A. Hurtado, I. D. Henning et M. J. Adams, « *Dynamics of Polarized Optical Injection in 1550-nm VCSELs: Theory and Experiments* », IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 17, 5 (2011)
- [64] M. Alouini, J. Frougier, A. Joly, G. Baili, D. Dolfi et J. M. George, « *VSPIN: a new model relying on the vectorial description of the laser field for predicting the polarization dynamics of spin-injected V(e)CELs* », Optics Express, vol. 26, 6 (2018)
- [65] R. F. M. Hendriks, M. P. van Exter, J. P. Woerdman, A. van Geelen et L. Weegels, « *Electro-optic birefringence in semiconductor vertical-cavity lasers* », Applied Physics Letters, vol. 71, 2599 (1997)
- [66] J. Frougier, G. Baili, I. Sagnes, D. Dolfi, J. M. George et M. Alouini, « *Accurate measurement of the residual birefringence in VECSEL: Towards understanding of the polarization behavior under spin-polarized pumping* », Optics Express, vol. 23, 8 (2015)
- [67] M. Sargent III, « *Laser Physics* », Ed. Addison-Wesley (1974)
- [68] M. San Miguel, Q. Feng et J. L. Moloney, « *Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers* », Physical Review A, vol. 52, 1728 (1995)
- [69] A. Gahl, S. Balle et M. S. Miguel, « *Polarization dynamics of optically pumped VCSELs* », IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 35, 342 (1999)
- [70] S. De, V. Potapchuk et F. Bretenaker, « *Influence of spin-dependant carrier dynamics on the properties of a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser* », Physical Review A, vol. 90, 013841 (2014)

-
- [71] J. Martin-Regalado, F. Prati, M. San Miguel et N. B. Abraham, « *Polarization properties of vertical-cavity surface-emitting lasers* », IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, vol. 33, 5 (1997)
- [72] N. C. Gerhardt, M. Y. Li, H. Jahme, H. Hopfner, T. Ackemann et M. R. Hofmann, « *Ultrafast spin-induced polarization oscillations with tunable lifetime in vertical-cavity surface-emitting lasers* », Applied Physics Letters, vol. 99, 15 (2011)
- [73] M. Lindemann, T. Pusch, R. Michalzik, N. C. Gerhardt et M. R. Hofmann, « *Frequency tuning of polarization oscillations: Towards high-speed spin-lasers* », Applied Physics Letters, vol. 108, 042404 (2016)
- [74] J. Rudolph, D. Hagele, H. M. Gibbs et G. Khitrova, « *Laser threshold reduction in a spintronic device* », Applied Physics Letters, vol. 82, 25 (2003)
- [75] J. Rudolph, S. Dohrmann, D. Hagele, M. Oestreich et W. Stolz, « *Room-temperature threshold reduction in vertical-cavity surface-emitting lasers by injection of spin-polarized electrons* », Applied Physics Letters, vol. 87, 24 (2005)
- [76] A. Sinsarp, T. Manago, F. Takano, et H. Akinaga, « *Electrical spin injection in perpendicular magnetized FePt/MgO/GaAs heterostructures at room temperature* », Journal of Superconductivity and Novel Magnetism, vol. 20, 405 (2007)
- [77] S. Girod, M. Gottwald, S. Andrieu, S. Mangin, J. McCord, Eric E. Fullerton, J.-M. L. Beaujour, B. J. Krishnatreya, et A. D. Kent, « *Strong perpendicular magnetic anisotropy in Ni/Co (111) single crystal superlattices* », Applied Physics Letters, vol. 94, 262504 (2009)
- [78] Thèse Frougier, « *Towards Spin-LED and spin-VECSEL operations at magnetic remanence* », Thèse (2014)
- [79] J. S. Moodera et G. Mathon, « *Spin polarized tunneling in ferromagnetic junctions* », Journal of magnetism and magnetic materials, vol. 200, 1-3 (1999)
- [80] P. Barate, S. Liang, T. T. Zhang, J. Frougier, M. Vidal, P. Renucci, X. Devaux, B. Xu, H. Jaffrès, J. M. George, X. Marie, M. Hehn, S. Mangin, Y. Zheng, T. Amand, B. Tao, X. F. Han, Z. Wang, et Y. Lu, « *Electrical spin injection into InGaAs/GaAs quantum wells : a comparison between MgO tunnel barriers grown by sputtering and molecular beam epitaxy methods* », Applied Physics Letters, vol. 105, 012404 (2014)
- [81] S. Ikeda, J. Hayakawa, Y. Ashizawa, Y. M. Lee, K. Miura, H. Hasegawa, M. Tsunoda, F. Matsukura, et H. Ohno, « *Tunnel magnetoresistance of 604 % at 300 K by suppression of Ta diffusion in CoFeB/MgO/CoFeB pseudo-spin-valves annealed at high temperature* », Applied Physics Letters, vol. 93, 082508 (2008)
- [82] S. S. P. Parkin, C. Kaiser, A. Panchula, P. M. Rice, B. Hughes, M. Samant, et S.-H. Yang, « *Giant tunneling magnetoresistance at room temperature with MgO (100) tunnel barriers* », Nature Material, vol. 3, 862 (2004)
- [83] Y. Barbarin, M. Hoffman, W. P. Pallman, I. Dahhan, P. Kreuter, M. Miller, J. Baier, H. Moench, M. Golling, T. Sudmeyer, B. Witzigmann et U. Keller, « *Electrically pumped vertical external cavity emitting lasers suitable for passive modelocking* », IEEE Journal of Selected Topics, vol. 17, 6 (2011)
- [84] Z. G. Yu et M. E. Flatté, « *Spin diffusion and injection in semiconductor structure: Electric field effects* », Physics Review B, vol. 66, 235302 (2002)
- [85] M. Holub, J. Shin, S. Chakrabarti et P. Bhattacharya, « *Electrically injected spin-polarized vertical-cavity surface-emitting lasers* », Applied Physics Letters, vol. 87, 091108 (2005)
- [86] Crystran, datasheet MgO (2017)

- [87] Xinan Liang, Xuewu Xu, Ruitao Zheng, Zhiming Abel Lum, et Jinjun Qiu, « *Optical constant of CoFeB thin film measured with the interference enhancement method* », *Applied Optics*, vol. 54, 7 (2015)
- [88] M. A. Ordal, R. J. Bell, R. W. Alexander, L. A. Newquist, M. R. Query, « *Optical properties of Al, Fe, Ti, Ta, W and Mo at submillimeter wavelengths* », *Applied Optics*, vol. 27, 1203-1209 (1988)
- [89] W. S. M. Werner, K. Glantschnig et C. Ambrosch-Draxl, « *Optical constants and inelastic electron scattering data for 17 element metals* », *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, vol. 38, 1013-1092 (2009)
- [90] P. Dumont, « *Laser à semiconducteur pompé optiquement bifréquence pour les horloges atomiques à piégeage cohérent d'atomes de Césium* », Thèse (2017)
- [91] M. B. Panish et H. C. Cassey Jr., « *Temperature dependance of the energy gap in GaAs and GaP* », *Applied Physics*, vol. 40, 163 (1969)
- [92] H. Ando, T. Sogawa et H. Gotoh, « *Photon-spin controlled lasing oscillation in surface-emitting lasers* », *Applied Physics Letters*, vol. 73, 566 (1998)
- [93] J. Frougier, G. Baili, I. Sagnes, D. Dolfi, J. M. George et M. Alouini, « *Accurate measurement of the residual birefringence in VECSEL : Towards understanding of the polarization behavior under spin-polarized pumping* », *Optics Express*, vol. 23 9573 (2015)
- [94] M. Travagnin, M. P. van Exter, A. K. J. van Doorn et J. P. Woerdman, « *Role of optical anisotropies in the polarization properties of surface-emitting semiconductor lasers* », *Physical Review A*, vol. 54, 1647 (1996)
- [95] M. Travagnin, M. P. van Exter, A. K. J. van Doorn et J. P. Woerdman, « *Erratum: Role of optical anisotropies in the polarization properties of surface-emitting semiconductor lasers* », *Physical Review A*, vol. 55, 4641 (1997)
- [96] M. San Miguel, Q. Feng et J. V. Moloney, « *Light-polarization dynamics in surface-emitting semiconductor lasers* », *Physical Revieix A*, vol. 52, 1728 (1995)
- [97] A. Gahl, S. Balle et M. S. Miguel, « *Polarization dynamics of optically pumped VCSELs* », *IEEE Journal of Quantum Electronics*, vol. 35, 342 (1999)
- [98] S. De, V. Potapchuk et F. Bretenaker, « *Influence of spin-dependant carrier dynamics on the properties of a dual-frequency vertical-external-cavity surface-emitting laser* », *Physical Review A*, vol. 90, 013841 (2014)
- [99] R.C. Jones, « *A new calculus for the treatment of optical systems* », *Journal of the Optical Society of America*, vol. 31, 488 (1941)
- [100] A.E. Siegman, « *Lasers* », University Science Books, (1986)
- [101] A. Le Floch, G. Ropars, J. M. Lenormand et R. Le Naour, « *Dynamics of laser eigenstates* », *Physical Review Letters*, vol. 52, 918 (1984)
- [102] C. Brosseau, « *Fundamentals of polarized light: a statistical optics approach* », Wiley (1998)
- [103] F. Carmago, N. Girard, J. Danet, G. Baili, L. Morvan, D. Dolfi, D. Holleville, S. Guerandel, I. Sagnes, P. Georges et G. Lucas-leclin, « *Tunable high purity microwave signal generation from a dual frequency VECSEL at 852 nm* », *Proceeding SPIE 8606* (2013)
- [104] S. Iba, S. Koh, K. Ideka and H. Kawaguchi, « *Room temperature circularly polarized lasing in an optically spin injected vertical-cavity surface-emitting laser with (110) GaAs quantum wells* », *Applied Physics Letters*, vol. 98, 081113 (2011)
- [105] S. Krishnamurthy, M. van Schilfgaarde et N. Newman, « *Spin lifetimes of electrons injected into GaAs and GaN* », *Applied Physics Letters*, vol. 83, 1761 (2003)

-
- [106] A. K. Jansen, M. P. van Exter, A. M. van Der Lee et J. P. Woerdman, « *Coupled-mode description for the polarization state of a vertical-cavity semiconductor laser* », *Physical Review A*, vol. 55, 2 (1997)
- [107] M. Lindemann, T. Pusch, R. Michalzik, N. C. Gerhardt et M. R. Hofmann, « *Frequency tuning of polarization oscillations: Towards high-speed spin-lasers* », *Applied Physics Letters*, vol. 108, 042404 (2016)
- [108] A. Sirbu, N. Volet, A. Mereuta, J. Lyytikainen, J. Rautiainen, O. Okhotnikov, J. Walczak, M. Wasiak, T. Czyszanowski, A. Caliman, Q. Zhu, V. Iakovlev et E. Kapon, « *Wafer-fused optically pumped VECSELs emitting in the 1310-nm and 1550-nm wavebands* », *Advances in Optically Technologies*, vol. 2011, 209093 (2011)
- [109] G. Baili, F. Bretenaker, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi et I. Sagnes, « *Experimental investigation and analytical modeling of excess intensity noise in semiconductor class-A lasers* », *Journal of Lightwave Technology*, vol. 26, 8 (2008)
- [110] M. O. S. M. Sargent III et J. W. E. Lamb, « *Laser Physics* », Addison-Wiley (1974)
- [111] V. Pal, P. Trofimoff, B. X. Miranda, G. Baili, M. Alouini, L. Morvan, D. Dolfi, F. Goldfarb, I. Sagnes, R. Ghosh et F. Bretenaker, « *Measurement of the coupling constant in a two-frequency VECSEL* », *Optics Express*, vol. 18, 5008 (2010)
- [112] M. Brunel, M. Vallet, A. Le Floch et F. Bretenaker, « *Differential measurement of the coupling constant between laser eigenstates* », *Applied Physics Letters*, vol. 70, 2070 (1997).
- [113] M. Alouini, F. Bretenaker, M. Brunel, A. Le Floch, M. Vallet et P. Thony, « *Existence of two coupling constants in microchip lasers* », *Optics Letters*, vol. 25, 896 (2000)
- [114] A. McKay, J. M. Dawes et J. D. Park, « *Polarization-mode coupling in (100)-cut Nd :YAG* », *Optics Express*, vol. 15, 16342-16347 (2007)
- [115] 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, 3421 (2009)
- [116] F. Bretenaker, *Cours Laser, Master Optique* (2015)
- [117] A. Sirbu, N. Volet, A. Mereuta, J. Lyytikainen, J. Rautiainen, O. Okhotnikov, J. Walczak, M. Wasiak, T. Czyszanowski, A. Caliman, Q. Zhu, V. Iakovlev et E. Kapon, « *Wafer-Fused Optically Pumped VECSELs Emitting in the 1310-nm and 1550-nm Wavebands* », *Advances in Optical Technologies*, vol. 2011, 209093 (2011)
- [118] S. De, V. Potapchuk et F. Bretenaker, « *Influence of spin-dependent carrier dynamics on the properties of a dual-frequency vertical-external cavity surface-emitting laser* », *Physical Review A*, vol. 90, 013841 (2014)
- [119] M. Alouini, J. Frougier, A. Joly, G. Baili, D. Dolfi et J. M. George, « *VSPIN: a new model relying on the vectorial description of the laser field for predicting the polarization dynamics of spin-injected V(e)CELs* », *Optics Express*, vol. 26, 6 (2018)
- [120] M. Travagnin, « *Linear anisotropies and polarization properties of vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers* », *Physical Review A*, vol. 56, 4094 (1997)
- [121] H. Ando, T. Sogawa, et H. Gotoh, « *Photon-spin controlled lasing oscillation in surface-emitting lasers* », *Applied Physics Letters*, vol. 73, 566 (1998)
- [122] A. Joly, G. Baili, M. Alouini, J. M. George, I. Sagnes, G. Pillet et D. Dolfi, « *Compensation of the residual linear anisotropy of phase in a vertical-external-cavity-surface-emitting laser for spin injection* », *Optics Letters* 42, 3 (2017)
- [123] J. Frougier, , « *Towards Spin-LED and spin-VECSEL operations at magnetic remanence* », Thèse (2014)

- [124] F. Bretenaker, Cours Laser (2005)