

UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE 564 :
PHYSIQUE EN ÎLE-DE-FRANCE

LABORATOIRE : UNITÉ MIXTE DE PHYSIQUE CNRS/THALES

DISCIPLINE : PHYSIQUE

SYNTHÈSE EN FRANÇAIS

THÈSE DE DOCTORAT

Soutenue le 29 Septembre 2014

par

Julien FROUGIER

**Towards Spin-LED and Spin-VECSEL
operation at magnetic remanence**

Composition du Jury :

Directeur de thèse :	Jean-Marie GEORGE	Chargé de Recherche (UM φ CNRS/Thales)
Rapporteurs :	Angélique RISSONS Michael OESTREICH	Chargé de Recherche (ISAE) Professeur (University of Hannover)
Examineurs :	Ghaya BAILI Fabien BRETENAKER Stéphane MANGIN	Ingénieur (Thales Research & Technology) Directeur de Recherche (Laboratoire Aimé Cotton) Chargé de Recherche (Institut Jean Lamour)

I Contexte et Objectifs

L'électronique de spin ou Spintronique est un paradigme où l'information est portée par le spin de l'électron et non par sa charge comme dans l'électronique conventionnelle. Cela ouvre la porte à une nouvelle génération de dispositifs combinant les standards de la microélectronique avec les effets dépendant du spin émergeant de l'interaction entre le spin de l'électron et les propriétés magnétiques du matériau. Ajouter le spin comme degré de liberté à l'électronique conventionnelle basée sur le transport de charge dans des structures semi-conductrices promet d'améliorer considérablement les capacités et les performances des produits [1]. Les avantages de ces nouveaux dispositifs seraient la non-volatilité de l'information, une vitesse de traitement de données accrue, une consommation d'énergie électrique diminuée mais également une densité d'intégration accrue comparée aux dispositifs semi-conducteurs conventionnels [1].

Au cours de la dernière décennie, un intérêt et un effort de recherche continu ont été consacrés à l'étude d'injection de spin dans les dispositifs semi-conducteur III-V émettant de la lumière tel que les "Spin-Light Emitting Diodes" (Spin-LED) [2] et les "Spin-Vertical Cavity Surface Emitting Lasers" (Spin-VCSEL) [3, 4, 5, 6, 7, 8]. De tels dispositifs offrent de propager l'information contenue dans un bit magnétique sur de longues distances en convertissant l'information de spin associée en informations de polarisation circulaires portées par les photons émis. Ce transfert d'information s'effectue au travers des règles de sélection optiques associées à la conservation des projections du moment angulaire suivant l'axe z (m_z) pouvant

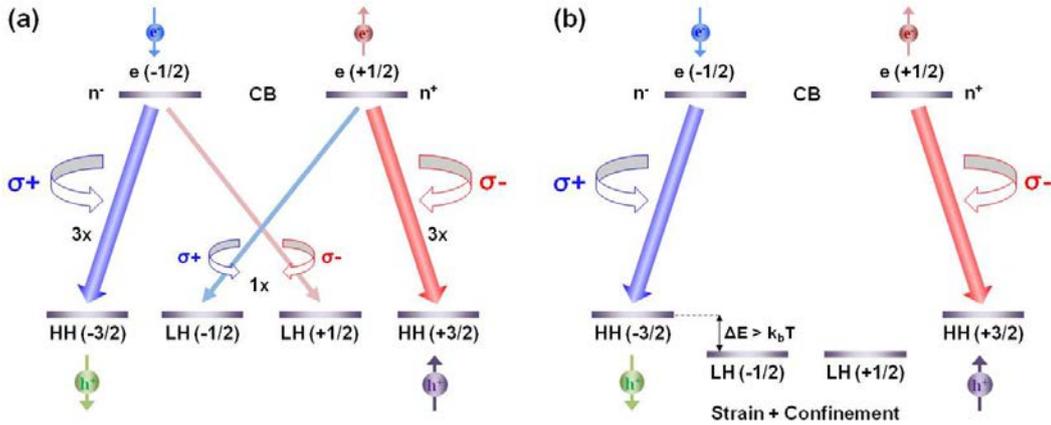


Figure 1 – Règles de sélection optiques : (a) Dans le cas d'un milieu actif bulk, la bande de trous lourds (bande-HH) et la bande de trous légers (bande-LH) sont dégénérées et une recombinaison CB→HH est trois fois plus probable qu'une recombinaison CB→LH. (b) Dans les puits quantiques, les contraintes épitaxiales et le confinement quantique lèvent la dégénérescence des bandes HH et LH. La transition énergétiquement favorable devient CB→HH et si les bandes sont séparées par une énergie au moins plusieurs fois supérieure à l'énergie thermique $k_B T$ alors : $P_{circ} = P_s$

être observées dans les milieux actifs contraints confinés tel les puits quantiques (QW) (Figure 1) [9].

Durant cette thèse de doctorat, nous nous sommes focalisés sur l'étude de l'injection de spin dans des dispositifs semi-conducteur III-V émettant de la lumière avec une géométrie verticale. Nous avons prêté une attention particulière aux "Spin-Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers" (Spin-VECSEL) qui offrent un grand potentiel de développement pour de nouveaux dispositifs spin-optroniques de pointe. Ils offrent la possibilité de combiner à la fois le stockage magnétique non-volatile de l'information dans un injecteur de spin ferromagnétique ultrafin avec la potentialité de propagation de l'information de spin sur des distances macroscopiques. Du point de vue de l'injection électrique de spin l'élimination du miroir de Bragg supérieur, afin d'obtenir une structure $\frac{1}{2}$ -VCSEL, offre l'avantage unique de pouvoir déposer l'injecteur de spin sur la structure proche des QW. L'utilisation de cette architecture maximise la polarisation en spin des porteurs atteignant le milieu actif grâce à une longueur de diffusion de spin l_{sf} supérieure à la distance entre l'injecteur et les QW. Pour développer ce projet de thèse ambitieux et pluridisciplinaire, nous avons mis en place des recherches et des expériences originales dans les domaines de la science des matériaux, de la physique des semi-conducteurs III-V, de la spintronique et de la photonique.

Dans le manuscrit de thèse, le second chapitre regroupe un état de l'art sur l'injection de spin dans des dispositifs optoélectroniques III-V et se concentre sur l'étude des phénomènes physiques engagés dans la conversion d'une accumulation spin en information de polarisation lumineuse. Les conclusions de ce chapitre ne sont pas abordées dans cette synthèse. Le troisième chapitre s'articule autour de notre travail expérimental sur le développement et l'optimisation d'un injecteur de spin ultra-fin $MgO(2.5nm)/CoFeB(1.2nm)/Ta(5nm)$ à aimantation perpendiculaire à la rémanence magnétique sur LED semi-conductrice III-V. Enfin, le troisième chapitre présente nos études expérimentales sur l'injection optique et électrique de spin dans des "Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers". Ci-après, nous synthétisons les résultats principaux et conclusions obtenus durant cette thèse de doctorat.

II Développement d'un nouvel injecteur de spin ultra-fin

Nous avons utilisé les Spin-LED comme un outil de recherche pour le développement et l'optimisation d'un injecteur de spin ultrafin $MgO/CoFeB/Ta$. Cet injecteur de spin révolutionnaire affiche une Anisotropie Magnétique Perpendiculaire (AMP) sur semi-conducteur III-V à la rémanence magnétique et à température ambiante. Deux études principales ont été conduites pour atteindre ce but.

En premier lieu, nous avons réalisé une étude comparative portant sur l'op-

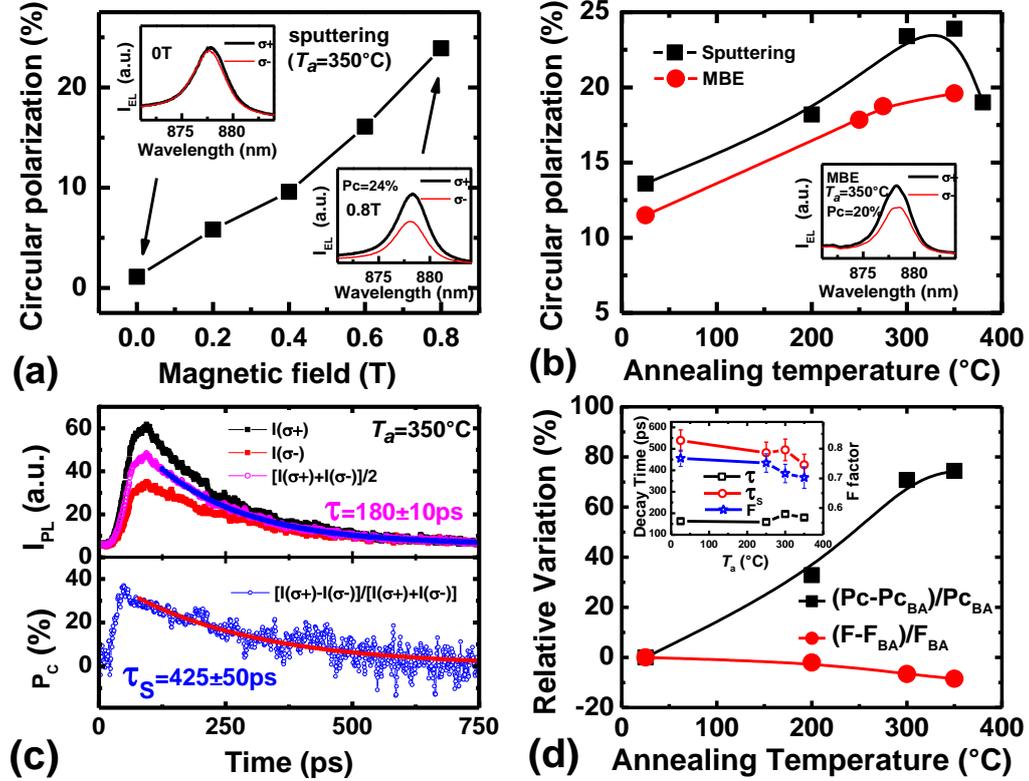


Figure 2 – (a) Evolution du DoCP de l’EL en fonction du champs magnétique appliqué longitudinalement pour une Spin-LED avec une barrière MgO Sputtering ($T_a=350^\circ\text{C}$) à $T=25$ K. Spectre à $B=0$ T (encart supérieur) et à $B=0.8$ T (encart inférieur) des composantes $I(\sigma^+)$ (ligne noire) et de $I(\sigma^-)$ (ligne rouge) de l’EL. (b) Evolution du DoCP de l’EL en fonction de la température de recuit T_a des Spin-LED avec une barrière MgO Sputtering (carrés noirs) et MBE (cercles rouge) à $T=25$ K. Encart : Spectre à $B=0.8$ T et $T=25$ K des composantes $I(\sigma^+)$ (ligne noire) et de $I(\sigma^-)$ (ligne rouge) de l’EL pour une Spin-LED avec une barrière MgO MBE ($T_a=350^\circ\text{C}$). (c) Mesures TRPL d’une LED p-i-n ($T_a=350^\circ\text{C}$) à $T=25$ K. Graphique supérieur : Intensités $I(\sigma^+)$ and $I(\sigma^-)$ des composantes de la PL, associées aux polarisations σ^+ (carrés noirs) et σ^- (carrés rouges) respectivement, en fonction du temps après un pulse laser d’excitation de 1.5 ps (σ^+) à 780 nm (au-dessus du gap de GaAs). La somme des deux intensités $I_{sum} = I(\sigma^+) + I(\sigma^-)$ est représentée par les cercles roses ouvert. La relaxation est caractérisée par le temps de vie de l’électron τ . Graphique inférieur : Evolution temporelle du DoCP (noté P_c) à $T=25$ K (cercles bleus ouverts). La relaxation est caractérisée par le temps de relaxation de spin de l’électron τ_s . (d) Variations relatives du DoCP de l’EL (notée P_c) (carrés noirs) pour les Spin-LED sputtering et du facteur de renormalisation F (cercles rouges) en fonction de T_a . Encart : Temps de relaxation de spin de l’électron τ_s (cercles rouges ouverts), temps de vie de l’électron τ (carrés noirs ouverts) et facteur de renormalisation F (étoiles bleues ouverts) en fonction de T_a . Figure extraite de [10]

timisation de la barrière tunnel MgO en utilisant deux méthodes de croissances différentes : la pulvérisation cathodique (Sputtering) et l'épitaxie par jet moléculaire (MBE) (Figure 2). Cette étude a montré : **(i)** une augmentation comparable du Degré de Polarisation Circulaire (DoCP) émis par les Spin-LED quand la température de recuit augmente pour les deux types de barrière MgO (Figure 2 (b)) et **(ii)** une amélioration comparable de l'efficacité d'injection de spin après recuit dans la gamme de température 300-350°C aussi bien pour le MgO Sputtering que pour le MgO MBE. Comme l'augmentation du DoCP commence bien en-dessous de la température de cristallisation de la couche de CoFeB, nous avons conclu que l'augmentation de l'efficacité d'injection de spin est principalement due à l'amélioration de la structure chimique de l'interface MgO/CoFeB. Un DoCP de $24 \pm 1\%$ à 0.8 T et à 25 K a été observé (Figure 2 (a)). Cette étude a mis en évidence l'importance critique des états d'interface pour le processus d'injection de spin. Ce travail a été récemment publié dans le journal *Applied Physics Letters* [10].

Dans un second temps, nous avons développé avec succès sur GaAs un injecteur de spin ultrafin ayant une AMP à la rémanence magnétique et à température ambiante. Ce travail a été récemment publié dans le journal *Physical Review B* [11]. L'injecteur de structure $MgO(2.5nm)/CoFeB(1.2nm)/Ta(5nm)$ est intégralement déposé par Sputtering. L'efficacité de l'injecteur a été mise en évidence par l'émission à rémanence magnétique d'un DoCP maximum de 13% à 25 K (Figure 3 (a)-(b)) et de 8% à température ambiante. Cette valeur de DoCP à température ambiante établit un nouveau record du monde pour les dispositifs à AMP fonctionnant à la rémanence magnétique. Cette première démonstration d'injection électrique de spin robuste et efficace en utilisant des injecteurs de spin ultrafins avec à AMP à $B=0$ T ouvre la voie vers de futures applications innovantes. De tels injecteurs permettront la mise en œuvre de nouveaux dispositifs optoélectroniques III-V injectés en spin à température ambiante. Puisqu'il n'y a aucun besoin de champ magnétique appliqué pour le fonctionnement des dispositifs, un contrôle tout-électrique de la lumière émise polarisée circulairement pourrait être mis en œuvre en utilisant des propriétés de Spin-Transfer-Torque (STT). Plusieurs mécanismes pourraient être examinés incluant le STT avec des jonctions TMR [12], la propagation de parois de domaines [13, 14], les matériaux Spin-Hall et Rashba [15, 16] mais également le "All Optical-Helicity Dependent Switching" (AO-HDS) [17, 18]. La finesse de tels injecteurs permettra aussi la mise en œuvre de VECSEL électriquement injecté en spin en insérant directement l'injecteur à l'intérieur de la cavité laser, près du milieu actif, grâce à l'absorption optique réduite.

III Synthèse sur l'injection de spin dans les VECSEL

L'étude de l'injection de spin dans les "Vertical External Cavity Surface Emitting Lasers" à puits quantiques $In_{22\%}Ga_{78\%}As/GaAs_{95\%}P_{5\%}$ a constitué le cœur de cette thèse de doctorat. L'injection optique et électrique de porteurs polarisés en spin ont été investiguées.

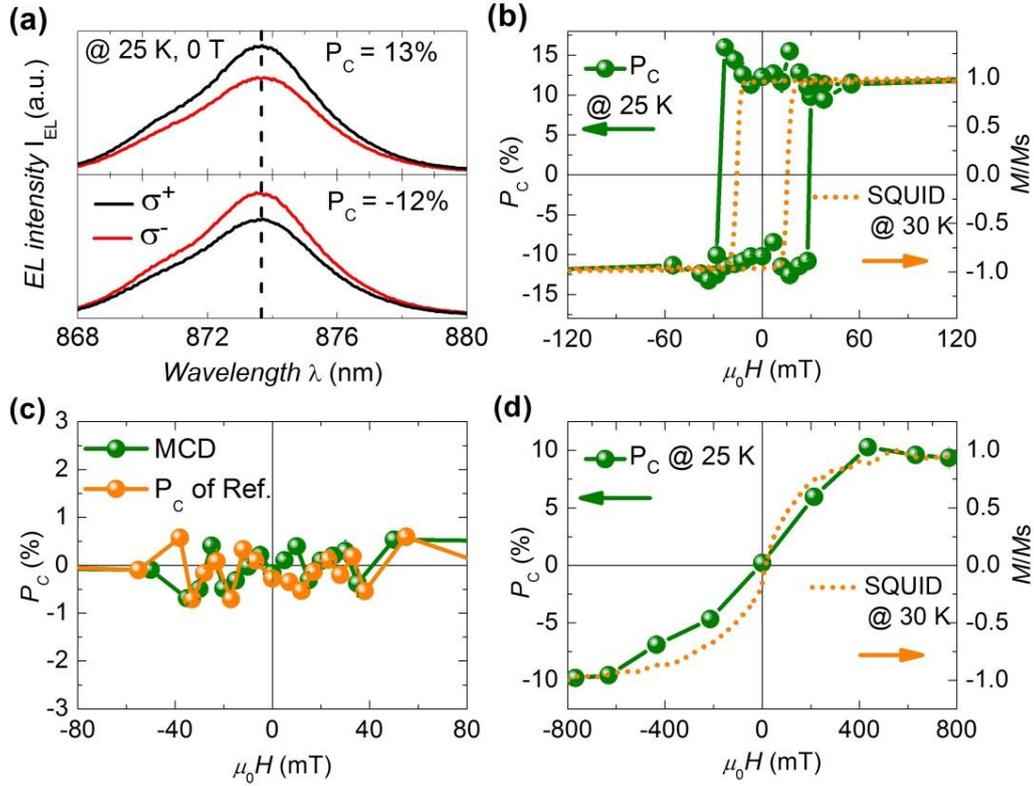


Figure 3 – (a) Spectre des polarisations σ^+ et σ^- de l'EL à 25 K et $B=0$ T de l'échantillon optimisé pour l'AMP quand le champs magnétique appliqué est balayé de valeurs positives à négatives (supérieur) et de valeurs négatives à positives (inférieur) dans la boucle d'hystérésis. (b,d) Comparaison entre les variations de DoCP (noté P_c) en fonction du champ magnétique appliqué hors du plan mesuré à 25 K ($V_{bias}=2.30$ V) pour la Spin-LED avec un injecteur 1.2 nm MgO/CoFeB et la courbe hystérésis M-H correspondante mesurée par SQUID à 30 K. Les graphiques (b) et (d) illustrent respectivement les cas d'un injecteur AMP optimisé et d'un injecteur déposé tel quel. (c) Dichroïsme Circulaire Magnétique (MCD) induit par la couche de CoFeB ultrafine en fonction du champ magnétique appliqué à 25 K. Les mesures ont été réalisées en détectant le DoCP de l'EL émise par la Spin-LED (cercles verts) sous excitation He-Ne polarisée linéairement. Les cercles oranges représentent le DoCP de l'EL pour un échantillon de référence sans couche de CoFeB (remplacé par une couche non-magnétique de Ta) en fonction de champs magnétique à 25 K. Figure extraite de [11].

III.1 Conclusions sur l'injection optique de spin

Pour la première expérience d'injection optique de spin, le VECSEL fut implémenté avec une géométrie de cavité linéaire et injecté en spin par le côté (avec un angle de 30°) en utilisant une diode de pompe polarisée circulairement. Cependant, malgré un pompage polarisé 100% circulaire droit (σ^+) ou gauche (σ^-), la polarisation de la lumière émise par le VECSEL reste strictement linéaire.

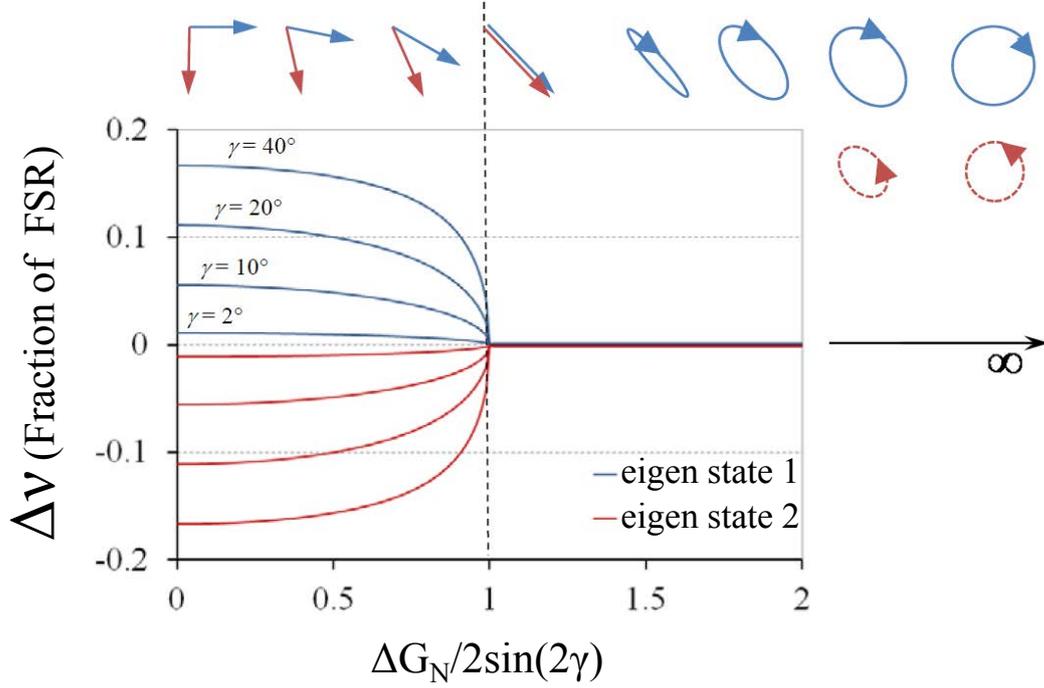


Figure 4 – Evolution de l'écart en fréquence entre les deux états propres et de leurs polarisations en fonction du ratio entre le Dichroïsme Circulaire de Gain ΔG_N et la biréfringence linéaire γ .

Un modèle vectoriel a alors été développé pour mieux appréhender la dynamique du système. Cela nous a permis de comprendre que la sélection de polarisation dans un VECSEL injecté en spin est essentiellement gouvernée par la compétition entre la biréfringence linéaire résiduel γ intrinsèque à la structure et le Dichroïsme Circulaire de Gain (DCG) ΔG généré par l'injection de spin (Figure 4). La biréfringence linéaire γ tend à fixer l'émission laser sur des modes polarisés linéairement suivant les directions $[011]$ et $[0\bar{1}1]$ alors que le DCG induit par l'injection de spin favorise des oscillations sur des modes polarisés circulairement. Nous avons donc conclu de cette première expérience que la structure présente une anisotropie linéaire suffisamment importante pour masquer n'importe quels effets liés à l'injection de spin.

Nous avons par la suite examiné plus précisément l'anisotropie linéaire et le DCG contrôlant la sélection de polarisation dans la structure. Une configuration expérimentale originale a été développée pour quantifier la biréfringence linéaire résiduel du VECSEL en mesurant l'écart en fréquence entre les deux modes de polarisation linéaire orthogonaux orientés suivant les directions $[011]$ et $[0\bar{1}1]$ respectivement. Cette étude a été récemment publiée dans le journal *Optics Express* [20]. Nous avons mesuré une biréfringence moyenne de $\frac{\bar{\gamma}_{exp}}{2\pi} \approx 6.3 \times 10^{-3}$ rad pour une puissance de pompe dans la gamme [400-600] mW. Cette valeur est 30 fois plus importante que

la biréfringence mesurée par Hendricks *et al.* dans un VCSEL monolithique à 3 QW ($\gamma_{VCSEL} \approx 2 \times 10^{-4}$ rad) [19]. Cette augmentation de biréfringence comparée au VCSEL standards est soupçonnée d'émerger du grand nombre de QW contraints (12) constituant le milieu actif, mais également de l'absence de DBR supérieur pouvant potentiellement augmenter les contraintes sur le milieu actif et le DBR inférieur. De telles valeurs de biréfringence linéaire sont en accord avec les observations réalisées pendant les premières expériences d'injection optique de spin. Nous avons ensuite utilisé le model vectoriel pour estimer qu'un DCG $\Delta G_N \approx 4\%$ est requis pour compenser la biréfringence linéaire résiduelle de la structure 1/2-VCSEL. Comme le gain moyen du VECSEL est de $\bar{G} \approx 1\%$, ce DCG normalisé correspond à un DCG net de $\Delta G \approx 0.4\%$. Pour cette limite inférieur, le VECSEL est dans un état isotrope artificiel pour les modes de polarisation TE et TM. Selon le modèle vectoriel, dans cet état métastable les modes TE et TM sont toujours linéairement polarisés et sont orientés à 45° de l'axe ordinaire $[0\bar{1}1]$ et de l'axe extraordinaire $[011]$. Pour déclencher des oscillations VECSEL sur deux modes polarisés elliptiquement ou circulairement, on doit augmenter d'autant plus ΔG en stimulant le différentiel de gain entre les deux modes polarisés circulairement ($G_+ - G_-$). En utilisant les mêmes calculs dans le cas d'un VCSEL conventionnel, on trouve qu'un DCG normalisé de seulement $\Delta G_N \approx 0.5\%$ est suffisant pour compenser la biréfringence dans de telle structures monolithiques. Cela explique en partie les valeurs de DoCP impressionnantes déjà obtenues avec des VCSEL monolithiques injectées optiquement [3, 4, 21, 5, 6] et électriquement [7] en spin.

En conséquence, nous avons conçu une nouvelle cavité étendue ayant une géométrie en forme de M avec deux objectifs principaux à l'esprit. Le premier était de maximiser l'efficacité d'injection de spin en pompant le VECSEL en incidence normale afin d'empêcher une projection elliptique de la polarisation circulaire à la surface du 1/2-VCSEL. Le deuxième point était de préparer le laser à osciller sur deux états propres polarisés circulairement en insérant un rotateur Faraday intra-cavité. Le rôle de ce composant optique non-réciproque est d'introduire artificiellement une biréfringence circulaire dans la cavité pour compenser la biréfringence linéaire de la structure 1/2-VCSEL. Ce travail a été récemment publié dans le journal *Applied Physics Letters* [22].

Grâce à cette configuration expérimentale originale, nous avons démontré avec succès une injection optique de spin efficace dans le VECSEL. Nous avons mis en évidence un contrôle de la polarisation lumineuse en utilisant l'orientation du spin des porteurs malgré un DCG faible dans le milieu actif (Figure 5). Cette faible efficacité d'injection a été quantifié à $P_S \approx 7.1\%$ en mesurant une réduction de seuil normalisée de 3.55% sous pompage polarisé circulairement (Encart Figure 5). Cependant, malgré cette faible efficacité d'injection, le DoCP émis par le laser est proche de 80% ce qui correspond a une amplification de l'information de spin de plus de 1000%. Pour comprendre le mécanisme à l'origine de cette observation expérimentale nous nous sommes tournés vers le Modèle de Lamb pour un laser Classe-A à deux modes

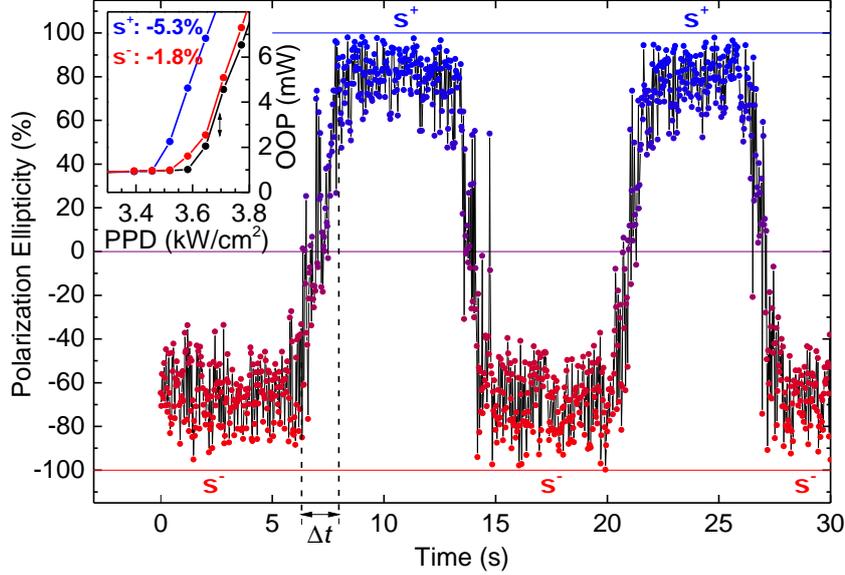


Figure 5 – Evolution temporelle de l'ellipticité de la polarisation en sortie du laser quand la polarisation de pompe est switchée de σ^+ to σ^- . L'encart présente l'évolution au seuil de la puissance optique de sortie (OOP) en fonction de la densité de puissance de pompe (PPD) pour différentes polarisations de pompe : \uparrow linéaire en noire, σ^+ en bleu et σ^- en rouge. Le temps de transition Δt correspond au temps requis pour tourner la lame quart d'onde du système de pompe.

propres. L'effet d'amplification de spin émerge de l'effet de levier mis en œuvre par la constante de couplage non-linéaire C contrôlant la compétition entre les modes laser dans le VECSEL. Dans notre structure $C \approx 0.9$ ce qui signifie qu'un DCG normalisé $\Delta G_N = 10\%$ est suffisant pour switcher entre les modes de polarisation σ^+ et σ^- (Figure 6). Cependant, comme le gain moyen de notre VECSEL est de 1%, un DCG $\Delta G \approx 0.1\%$ est suffisant pour switcher complètement la polarisation du laser. En conséquence, la valeur 7.1% estimé pour l'injection de spin est un ordre de grandeur supérieur à la limite inférieure théorique (0.1%) requise pour déclencher un switch de polarisation. Nous comprenons donc comment une injection de spin si faible peut entraîner un basculement d'un état propre polarisé circulairement vers un autre. En comparant cette polarisation en spin estimé $P_S \approx 7.1\%$ au DCG $\Delta G \approx 0.4\%$ extrait des mesures de biréfringences précédentes du même $\frac{1}{2}$ -VCSEL, nous voyons que P_S est quatre fois plus grand que cette valeur minimum de ΔG requise pour compenser la biréfringence dans la structure. Par conséquent, le DCG devrait être suffisant pour surcompenser la biréfringence linéaire et induire une émission polarisée circulairement. Cependant, dans la première expérience d'injection optique de spin, aucune influence de l'injection de spin sur les modes de polarisation n'a été observée bien que le VECSEL fut injecté en spin avec une efficacité comparable. La même observation a également été faite dans cette seconde expérience après avoir

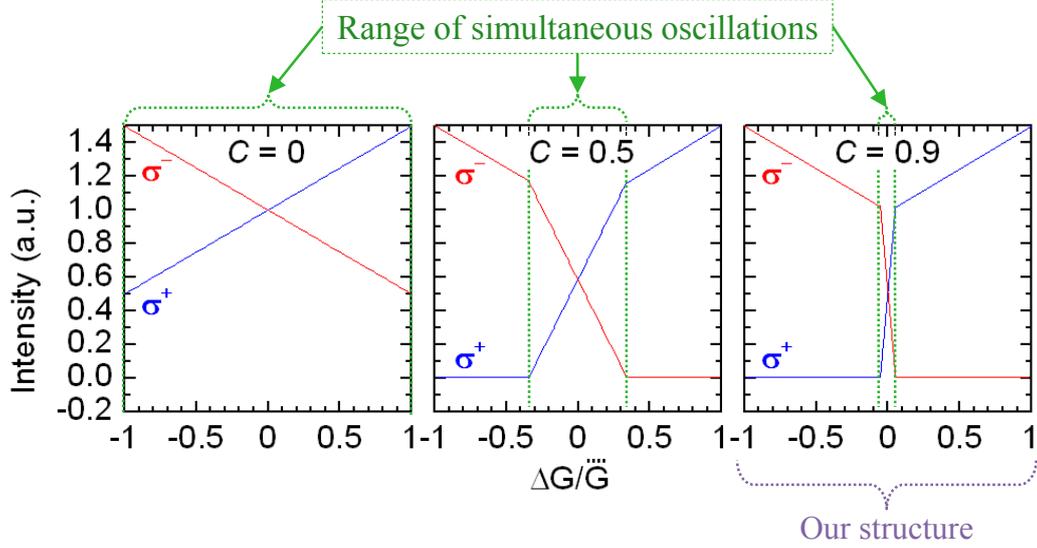


Figure 6 – Évolution des intensités des deux modes de polarisations propres en fonction du dichroïsme de gain circulaire normalisé pour trois valeurs de constante de couplage C différentes : 0, 0.5 et 0.9.

retiré le rotateur Faraday de la cavité M. Nous avons donc conclu que bien que la polarisation en spin effective injectée dans le VECSEL puisse compenser biréfringence linéaire, le laser est probablement juste au-dessus du point de compensation ($\frac{1}{4}\Delta G_N^2 = \sin^2 \frac{\gamma}{2}$) et P_S n'est pas suffisamment importante pour déclencher des oscillations sur des modes polarisés elliptiquement. Ce verrouillage du laser sur des modes polarisés linéairement peut aussi être favorisé par une biréfringence linéaire résiduelle supplémentaire liée à la cavité froide. En effet, contrairement à la cavité linéaire courte utilisée pour réaliser les mesures de biréfringence, cette cavité étendue en M est composée de quatre miroirs supplémentaires, chacun d'entre eux présentant une biréfringence résiduelle. Par conséquent, nous avons conjecturé que l'injection de spin effective requise pour compenser la biréfringence linéaire totale du VECSEL avec une cavité M peut être sensiblement supérieure à celle de l'expérience de biréfringence précédente d'où la valeur $\Delta G \approx 0.4\%$ a été extraite. Comme prévu par le modèle vectoriel, l'importance du rotateur Faraday intra-cavité a ainsi été clairement mise en évidence expérimentalement. L'émission de modes polarisés circulairement avec un DoCP de 80% montre comment la biréfringence circulaire artificiellement introduite par le rotateur Faraday compense la biréfringence linéaire intrinsèque du $\frac{1}{2}$ -VCSEL et nous permet de révéler l'influence des porteurs polarisés en spin injectés sur les modes de polarisation.

La valeur du DCG induite par l'injection de spin dépend fortement du ratio entre la durée de vie des porteurs τ et la durée de vie de spin τ_s dans le milieu actif du VECSEL. En conséquence, nous avons étudié le ratio $\frac{\tau}{\tau_s}$ dans la structure par mesures de Photoluminescence Résolue en Temps (TRPL) pour évaluer les temps

de vie caractéristiques. A 300 K, le temps de vie des porteurs est estimé autour de $\tau = 5$ ns pour une puissance d'excitation de $P_{Ti:Sa} = 1$ mW. Cette mesure est en accord avec la valeur de τ rapportée précédemment pour les mêmes structures 1/2-VCSEL proche du seuil en utilisant une approche expérimentale différente [23]. La durée de vie de spin mesurée a tendance à être plus petite que les valeurs basses température rapportées dans la littérature pour des milieux actifs semblables. A 10 K, $\tau_s \approx 100$ ps dans le cas d'un pompage résonnant et non-résonnant. A 300 K, des premières mesures semblent indiquer que τ_s est inférieur à 100 ps.

III.2 Conclusions sur l'injection électrique de spin

Du point de vue de l'injection électrique de spin, l'utilisation d'un $\frac{1}{2}$ -VCSEL offre l'unique avantage de pouvoir déposer l'injecteur de spin sur la structure, dans la cavité laser, au plus proche des QW. L'utilisation de cette technique maximise le degré de polarisation de spin atteignant le milieu actif en profitant d'une longueur de diffusion de spin l_{sf} plus longue que la distance entre l'injecteur et les QW. Comme premier résultat, nous avons démontré des oscillations laser sous pompage optique non-polarisé malgré l'insertion d'un injecteur de spin ferromagnétique opaque dans la cavité laser (Figure 7 (a)). Pour s'affranchir de la forte absorption induite par la multicouche $MgO(2.6nm)/Co(1.8nm)/Pt(3nm)$, la structure semi-conductrice fut désignée pour placer l'injecteur de spin dans un nœud du champ électromagnétique à la surface du $\frac{1}{2}$ -VCSEL anti-résonnant. Le spectre "Fourier Transform Infrared Reflectivity" (FTIR) met en évidence que l'injecteur de spin agit comme un filtre fréquentiel passe-bande fin sur la réflectivité de la structure (Figure 7 (b)). Une augmentation du seuil laser a également été observée en raison des pertes supplémentaires introduites dans la cavité par l'injecteur de spin MTJ.

Par la suite, nous avons désigné et fait croître par MOCVD le tout premier VECSEL uniquement dédié à l'injection électrique de spin. Nous avons ensuite réalisé avec succès un transfert technologique de l'injecteur de spin à AMP $MgO(2.5nm)/CoFeB(1.2nm)/Ta(5nm)$ développé sur les Spin-LED sur la surface du $\frac{1}{2}$ -VCSEL anti-résonnant désigné pour le pompage électrique. Pour les tests électriques préliminaires nous avons décidé de déposer l'injecteur à AMP sur la structure ayant la plus courte distance entre l'injecteur et le milieu actif (30 nm). Après préparation chimique de la surface, dépôt de $MgO(2.5nm)/CoFeB(1.2nm)/Ta(5nm)$ par sputtering, patterning de la surface par processus photo-lithographique et recuit de 3 min à 300°C, l'injecteur possède une AMP à température ambiante. Ce résultat est encourageant dans le cadre de la réalisation de VECSEL électriquement injecté en spin opérant à la rémanence magnétique. Tout comme pour les Spin-LED, contourner l'exigence d'un champ magnétique appliqué ouvre la porte à un Spin-VECSEL tout-électrique avec une polarisation de la lumière émise contrôlée par "Spin-Transfer-Torque" de la couche CoFeB.

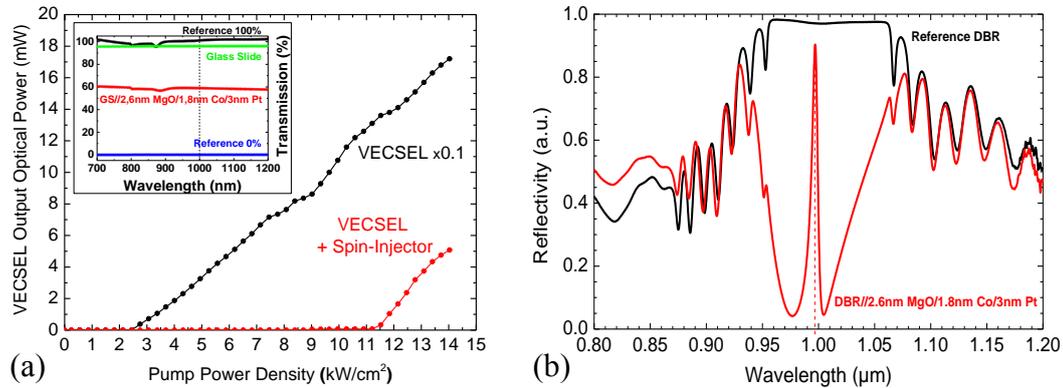


Figure 7 – (a) Puissance optique de sortie du VECSEL en fonction de la densité de puissance de pompe : La structure avec l’injecteur de spin ferromagnétique ($2.6\text{nm})\text{MgO}/(1.8\text{nm})\text{Co}/(3\text{nm})\text{Pt}$ lase à 279 K malgré les pertes additionnelles introduites dans la cavité par les couches métalliques. Les deux mesures ont été réalisées avec un miroir de sortie ayant une transmission de $T=0.5\%$. L’encart présente le spectre en transmission de l’injecteur de spin. L’absorption à $1\ \mu\text{m}$ est d’environ 40%. **(b) Mesures de réflectivités du DBR et du DBR+Injecteur en fonction de la longueur d’onde :** La déposition de l’injecteur de spin influence fortement le profil de réflectivité du DBR de fond de cavité. Grâce à un design précis, nous sommes arrivés à garder une haute réflectivité proche du pique de Photoluminescence (PL) des QW à $\lambda = 980\ \text{nm}$. La différence d’énergie entre le pique du gain des QW et le pique de résonance du DBR ($\lambda = 997\text{nm}$) peut-être minimisé en ajustant la température de fonctionnement du VECSEL afin de maximiser la puissance optique en sortie. Le shift de la PL des QW est de $0.35\ \text{nm/K}$.

Bibliographie

- [1] S. A. Wolf, *Science* **294**, 1488 (2001). (Non-cited.) :2001121and 1
- [2] R. Fiederling et al., *Nature* **402**, 787 (1999). (Cited on page 1.)
- [3] H. Ando, T. Sogawa, and H. Gotoh, *Applied Physics Letters* **73**, 566 (1998). (Cited on pages 1 and 7.)
- [4] N. Gerhardt et al., *Electronics Letters* **42**, 88 (2006). (Cited on pages 1 and 7.)
- [5] S. Iba, S. Koh, K. Ikeda, and H. Kawaguchi, *Applied Physics Letters* **98**, 081113 (2011). (Cited on pages 1 and 7.)
- [6] K. Schires et al., *Optics Express* **20**, 3550 (2012). (Cited on pages 1 and 7.)
- [7] M. Holub, J. Shin, D. Saha, and P. Bhattacharya, *Physical Review Letters* **98**, 146603 (2007). (Cited on pages 1 and 7.)
- [8] D. Basu, D. Saha, and P. Bhattacharya, *Physical Review Letters* **102**, 093904 (2009). (Cited on page 1.)
- [9] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, J. J. Baumberg, F. Flack, and N. Samarth, *Physical Review B* **56**, 7574 (1997). (Cited on page 2.)

-
- [10] P. Barate et al., Applied Physics Letters **105**, 012404 (2014). (Cited on pages 3 and 4.)
 - [11] S. H. Liang, Physical Review B **90** (2014). (Cited on pages 4 and 5.)
 - [12] D. Ralph and M. Stiles, Journal of Magnetism and Magnetic Materials **320**, 1190 (2008). (Cited on page 4.)
 - [13] S. S. P. Parkin, M. Hayashi, and L. Thomas, Science **320**, 190 (2008), PMID : 18403702. (Cited on page 4.)
 - [14] M. Klaui et al., Applied Physics Letters **83**, 105 (2003). (Cited on page 4.)
 - [15] L. Liu et al., Science **336**, 555 (2012), PMID : 22556245. (Cited on page 4.)
 - [16] I. Mihai Miron et al., Nature Materials **9**, 230 (2010). (Cited on page 4.)
 - [17] S. Mangin et al., Nature Materials **13**, 286 (2014). (Cited on page 4.)
 - [18] S. Alebrand et al., Applied Physics Letters **101**, 162408 (2012). (Cited on page 4.)
 - [19] R. F. M. Hendriks et al., Applied Physics Letters **71**, 2599 (1997). (Cited on page 7.)
 - [20] J. Frougier, G. Baili, I. Sagnes, D. Dolfi, J. M. George and M. Alouini Optics Express **Submitted** (2014). (Cited on page 6.)
 - [21] H. Fujino, S. Koh, S. Iba, T. Fujimoto, and H. Kawaguchi, Applied Physics Letters **94**, 131108 (2009). (Cited on page 7.)
 - [22] J. Frougier et al., Applied Physics Letters **103**, 252402 (2013). (Cited on page 7.)
 - [23] G. Baili et al., Optics Letters **32**, 650 (2007). (Cited on page 10.)