



HAL
open science

Génération et détection optique d'ondes de spin dans les puits quantiques CdMnTe dopés n

Philippe Barate

► **To cite this version:**

Philippe Barate. Génération et détection optique d'ondes de spin dans les puits quantiques CdMnTe dopés n. Matière Condensée [cond-mat]. Université Montpellier II - Sciences et Techniques du Languedoc, 2010. Français. NNT: . tel-00587167

HAL Id: tel-00587167

<https://theses.hal.science/tel-00587167>

Submitted on 19 Apr 2011

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

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

ACADÉMIE DE MONTPELLIER
UNIVERSITÉ MONTPELLIER II
- SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC -

THÈSE

pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Montpellier II

Spécialité : Physique

École Doctorale : Information, Structures et Systèmes

Génération et détection optique d'ondes de spin dans les puits quantiques CdMnTe dopés n

par

Philippe BARATE

le 13 Décembre 2010

jury :

Marek POTEMSKI	Directeur de recherche	Rapporteur
Christophe TESTELIN	HDR chargé de recherche	Rapporteur
Michel DYAKONOV	Professeur émérite	Examineur
Joël CIBERT	Directeur de recherche	Examineur
Florent PEREZ	Maître de Conférence	Examineur
Denis SCALBERT	Directeur de recherche	Directeur de thèse
Steeve CRONENBERGER	Maître de conférence	Invité

Remerciements

Ma thèse s'est déroulée au sein du Groupe d'Etude des Semiconducteur à l'Université Montpellier 2 dans l'équipe dirigé par Denis Scalbert avec Masha Vladimirova et Steeve Cronenberger. Je les remercie chaleureusement pour leur accueil et leur aide tout au long de ma thèse.

Cette thèse se déroulant dans le cadre de l'ANR GOSPINNFO, je tiens à remercier l'équipe de l'institut Néel à Grenoble : Henri Mariette, Hervé Boukari, David Ferrand et Joël Cibert pour avoir fournis les échantillons de très bonne qualité sans lesquels ce travail n'aurait pas été possible. Je remercie aussi Tomek Wojtowicz pour nous avoir fournis d'autres échantillons.

Je remercie aussi Florent Perez, sans qui l'ANR n'aurait pas vu le jour et dont les articles m'ont beaucoup inspirés, et Bernard Jusserand de l'INSP à Paris.

Je tiens aussi à remercier Alexandre Dmitriev pour ces nombreuses visites au GES à Montpellier et le temps qu'il a pris pour nous voir à St. Petersburg, et pour s'être intéressé au problème de la relaxation des ondes de spin et à leur couplage avec les excitations des spins manganèses.

Je remercie également Marek Potemski et Christophe Testelin pour avoir accepté d'être les rapporteurs de ma thèse, ainsi que Michel Dyakonov, Joël Cibert et Florent Perez pour avoir accepté d'être dans mon jury de thèse.

Je tiens aussi à remercier tout le personnel du GES pour leur accueil et leur gentillesse.

Je dédicace cette thèse à mon père et à ma famille.

Table des matières

Introduction	6
1 Généralités - Rappels	10
1.1 Semi-conducteurs magnétiques dilués	10
1.1.1 Introduction	10
1.1.2 Structure cristalline	11
1.1.3 États électroniques	11
1.1.4 L'interaction d'échange sp-d	13
1.1.5 L'effet Zeeman	16
1.2 Excitations d'un gaz 2D d'électrons sous champ magnétique	18
1.2.1 Théorie de Landau	18
1.2.1.1 Concept de quasiparticules	18
1.2.1.2 Calcul de la masse effective des quasiparticules	20
1.2.1.3 Calcul de la susceptibilité de spin	21
1.2.1.4 Modes collectifs	22
1.2.2 Théorie de la réponse linéaire	23
1.2.2.1 Excitations individuelles	24
1.2.2.2 Excitations collectives	26
1.2.2.3 Autres excitations de spin	26
1.3 Relaxation de spin dans les DMS	27
1.3.1 Mécanismes de relaxation dans les semiconducteurs non-magnétiques	28
1.3.2 Mécanisme de relaxation de spin dans les DMS	28
1.3.2.1 Relaxation de spin électronique par flip-flop avec les spin manganèses	29
1.3.2.2 Relaxation des spins électroniques par fluctuations du champ effectif	29
1.3.2.3 Relaxation des spins électroniques des excitons par fluctuations locales du champ effectif	31

1.3.2.4	Relaxation des spins électroniques par fluctuation d'interface du puits quantique	32
1.3.3	Relaxation des spins manganèses	33
1.4	Mécanisme de génération d'une polarisation de spin du gaz bidimen- sionnel	33
1.4.1	Diffusion Raman	34
1.4.2	Absorption à 1 photon	35
2	Rotation Kerr Résolue en Temps : principes et dispositif expéri- mental	40
2.1	La technique pompe-sonde	40
2.2	Orientation Optique	42
2.2.1	Dans le massif	42
2.2.2	Dans un puits quantique	43
2.3	Effet Kerr magnéto-optique	43
2.4	Montage	45
2.4.0.1	Faisceaux pompe et sonde	46
2.4.0.2	Lignes à dispersion	48
2.4.0.3	Dispositif de mesure	49
2.4.0.4	Cryostat	51
3	Echantillons	53
3.1	Introduction	53
3.2	Dopage par modulation	53
3.3	Epitaxie par jet moléculaire	54
3.4	Caractérisation	55
3.4.1	Concentration en manganèses	55
3.4.2	Concentration en électrons	55
3.4.2.1	Décalage de Moss-Burstein	56
3.4.2.2	Photoluminescence	57
3.4.2.3	Spectroscopie Raman	58
3.4.3	Récapitulatif des caractéristiques	58
4	Optimisation du signal par mise en forme des impulsions	61
4.1	Transitions à deux photons : Raman et absorption à deux photons . .	61
4.2	Optimisation des impulsions	63
4.2.1	Théorie	63
4.2.2	Mise en forme des impulsions	66

4.2.3	Expériences	67
4.3	Conclusion	71
5	Dynamique des modes hors résonance	74
5.1	Identification des excitations de spinflip en rotation Kerr	75
5.1.1	Identification de l'onde de spin	76
5.1.2	Identification des manganèses	78
5.2	Temps de relaxation des modes	79
5.2.1	Temps de relaxation des manganèses	80
5.2.2	Temps de relaxation des électrons	80
5.2.2.1	Mesures en fonction de la puissance d'excitation	80
5.2.2.1.a	En fonction du champ magnétique	81
5.2.2.2	Théories	82
5.3	Conclusions	86
6	Observation et dynamique des modes à la résonance	89
6.1	Observation de l'anticroisement	90
6.2	Modèle au-delà du champ moyen	93
6.3	Identification du mode manganèse découplé	99
6.4	Polarisation en spin	102
6.5	Conclusion	107
	Conclusion	110

Introduction

La recherche sur la physique des spins remonte aux recherches de Wilhelm Hanle [1] sur la dépolarisation de la luminescence par un champ magnétique transverse. Le développement de cette physique dans les semiconducteurs a débuté avec Georges Lampel en 1968 [2]. Depuis la recherche dans le domaine n'a cessé de se développer et de progresser. Néanmoins ces dernières années ont vu l'émergence d'un nouveau domaine de recherche dans la physique des spins : la « spintronique », domaine qui a été reconnu par un prix Nobel de physique décerné à Albert Fret et Peter Grunberg en 2007.

La spintronique cherche à remplacer une électronique basée sur la charge d'un électron par une électronique basée sur son spin [3] [4]. Ce changement de paradigme est motivé par la perspective de réaliser des circuits spintroniques capables à la fois de stocker et de traiter l'information, transportée par le spin, plus rapidement et en dépensant moins d'énergie. Une vision à plus long terme envisage même d'utiliser la cohérence et la superposition d'états quantiques des spins électroniques pour créer un ordinateur quantique capable de réaliser les algorithmes quantiques comme ceux de Shor [5] ou de Grover [6].

Certains composants de la spintronique sont déjà largement utilisés par l'industrie comme les têtes de lecture des disques durs basées sur la GMR (Giant Magnéto-Resistance) [7], ou sont en passe de l'être comme la MRAM (Magnétique non-volatile Random Acces Memory) [8] pour remplacer les mémoires actuelles des ordinateurs. La recherche dans le domaine se concentre surtout sur la création et le contrôle d'un courant de spin pour transmettre de l'information. Une voie originale et prometteuse dans ce domaine est l'utilisation d'une excitation collective des spins qu'on appelle « onde de spin ». Le concept d'onde de spin en tant que mode propre d'excitation d'un milieu comportant un ordre magnétique est dû à Bloch [9]. D'un point de vue macroscopique on peut se représenter une onde de spin comme la précession d'un ensemble de vecteurs d'aimantations microscopiques dont les phases relatives sont fixées par le vecteur d'onde. D'un point de vue microscopique une onde de spin est formé d'excitations élémentaires, qu'on appelle « magnons », et qui ont été

introduites par Holstein et Primakoff [10]. Sous ne nombreux points de vues, une onde de spin peut être considérée comme l'équivalent, dans le domaine magnétique, d'une onde lumineuse ou sonore, d'où l'intérêt qu'elle suscite pour le transport et le traitement de l'information. Plusieurs composants de traitement logique basés sur ces ondes ont d'ailleurs déjà été proposés [11], et des portes logiques ont déjà été réalisées (par exemple [12]). Ces ondes de spins, principalement présentes dans les matériaux ferromagnétiques, existe aussi dans les gaz bidimensionnels d'électrons complètement ou partiellement polarisés. Un des moyens efficace pour obtenir ce gaz 2D d'électrons partiellement polarisé et d'utiliser des semiconducteurs magnétiques dilués qu'on appelle DMS (Diluted Magnetic Semiconductor). Ce sont des matériaux qui possèdent à la fois des propriétés semiconductrices et magnétiques, et qui en font des candidats prometteurs dans la réalisation de dispositifs pour la spintronique.

Ce manuscrit se concentre sur l'étude des ondes de spin dans les puits quantiques à base de CdMnTe dopés n. Le CdMnTe est un DMS modèle dont la croissance est largement maîtrisée et de grande qualité. Des études ont déjà mis en évidence les ondes de spins dans ces puits par diffusion Raman [13]. Nous utilisons la technique de la rotation Kerr résolue en temps pour étudier ces ondes et leur dynamique. Cette technique a déjà été appliquée avec succès pour l'étude des ondes de spin dans les métaux [14] et dans les films minces magnétiques [15], mais son utilisation pour l'étude de ces ondes dans le cas des gaz 2D d'électrons dans un DMS était encore un terrain vierge avant le début de cette thèse.

Le premier chapitre du manuscrit est consacré à la mise en place des outils théoriques pour comprendre les DMS et les ondes de spins. Le deuxième, troisième et quatrième chapitre sont consacrés aux échantillons, à la description et la mise en place de la technique de rotation Kerr résolue en temps. Le chapitre 4 traite plus spécialement de la mise en forme des impulsions laser pour améliorer la génération de l'onde de spin. Enfin les deux derniers chapitres présentent les résultats expérimentaux obtenus sur les différents échantillons. Le chapitre 5 traite du cas en champ magnétique faible et présente l'identification de l'onde de spin en $k = 0$ ainsi que sa dynamique et l'identification des excitations des manganèses. Le chapitre 6 traite du cas en résonance (énergies de l'onde de spin et des excitations du manganèse égales) où l'on observe l'apparition des modes couplés et d'un nouveau mode non couplé. Une théorie développée avec l'aide d'Alexandre Dmitriev, et qui va au delà de l'approximation usuelle en champ moyen, est détaillée. Elle permet d'expliquer certains résultats et d'avoir accès à une mesure de la polarisation en spin du gaz d'électrons.

Bibliographie

- [1] W. Hanle. *Z. Phys.*, 30 :93, 1924.
- [2] G. Lampel. Nuclear dynamic polarization by optical electronic saturation and optical pumping in semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 20(10) :491–493, Mar 1968.
- [3] Gary A. Prinz. Magnetoelectronics. *Science*, 282(5394) :1660–1663, 1998.
- [4] S. A. Wolf, D. D. Awschalom, R. A. Buhrman, J. M. Daughton, S. von MolnÅjr, M. L. Roukes, A. Y. Chtchelkanova, and D. M. Treger. Spintronics : A Spin-Based Electronics Vision for the Future. *Science*, 294(5546) :1488–1495, 2001.
- [5] Peter W. Shor. Polynomial time algorithms for prime factorization and discrete logarithms on a quantum computer. *SIAM J. Sci. Statist. Comput.*, 26 :1484, 1997.
- [6] Lov K. Grover. From schr[o-umlaut]dinger’s equation to the quantum search algorithm. *American Journal of Physics*, 69(7) :769–777, 2001.
- [7] M. N. Baibich, J. M. Broto, A. Fert, F. Nguyen Van Dau, F. Petroff, P. Etienne, G. Creuzet, A. Friederich, and J. Chazelas. Giant magnetoresistance of (001)fe/(001)cr magnetic superlattices. *Phys. Rev. Lett.*, 61(21) :2472–2475, Nov 1988.
- [8] P. Naji and M. Durlam, february 2001. ISSCC digest of Technical Papers.
- [9] F. Bloch. *Z. Phys.*, 61 :206, 1930.
- [10] T. Holstein and H. Primakoff. Field dependence of the intrinsic domain magnetization of a ferromagnet. *Phys. Rev.*, 58(12) :1098–1113, Dec 1940.
- [11] Alexander Khitun, Mingqiang Bao, and Kang L Wang. Magnonic logic circuits. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 43(26) :264005, 2010.
- [12] T. Schneider, A. A. Serga, B. Leven, B. Hillebrands, R. L. Stamps, and M. P. Kostylev. Realization of spin-wave logic gates. *Applied Physics Letters*, 92(2) :022505, 2008.

- [13] B. Jusserand, F. Perez, D. R. Richards, G. Karczewski, T. Wojtowicz, C. Testelin, D. Wolverson, and J. J. Davies. Spin excitations of the spin-polarized electron gas in semimagnetic quantum wells. *Phys. Rev. Lett.*, 91(8) :086802, Aug 2003.
- [14] W. K. Hiebert, A. Stankiewicz, and M. R. Freeman. Direct observation of magnetic relaxation in a small permalloy disk by time-resolved scanning kerr microscopy. *Phys. Rev. Lett.*, 79(6) :1134–1137, Aug 1997.
- [15] R J Hicken, A Barman, V V Kruglyak, and S Ladak. Optical ferromagnetic resonance studies of thin film magnetic structures. *Journal of Physics D : Applied Physics*, 36(18) :2183, 2003.

Chapitre 1

Généralités - Rappels

1.1 Semi-conducteurs magnétiques dilués

1.1.1 Introduction

Les semi-conducteurs magnétiques dilués (DMS) sont des matériaux alliant à la fois les propriétés magnétiques et semi-conductrices. L'idée de ces matériaux vient de la volonté de maîtriser les propriétés magnétiques du matériau, et donc les propriétés liées aux spins, au travers des propriétés semiconductrices. La dénomination « dilué » provient du fait que les composants de la partie magnétique du matériau sont dilués dans la partie semi-conductrice. Les DMS ont commencé à voir le jour dans les 70 avec l'introduction d'impuretés magnétiques (Mn, Fe, Co) dans une matrice de semi-conducteur à base de II-VI. Non dopés, ces DMS sont paramagnétiques à faible concentration en impuretés magnétiques, et présentent des phases verre de spin ou antiferromagnétiques à forte concentration en raison des interactions de superéchange d-d. Ce n'est qu'en 1997 que, par modulation de dopage de type p de puits quantiques CdMnTe, le ferromagnétisme induit par les porteurs a pu être obtenu [1]. Entre temps le premier DMS à base de semi-conducteur III-V a pu être fabriqué en incorporant du Mn dans une matrice InAs [2]. InMnAs a montré des propriétés ferromagnétiques car le Mn est un accepteur dans un semiconducteur II-V ce qui induit le ferromagnétisme à travers les trous. L'archétype de ces DMS est le GaMnAs qui a certainement été le plus étudié et qui détient le record de la plus grande température de Curie avec $T_C = 173$ K [3]. Des recherches continuent dans ce sens pour avoir un DMS dont la température de Curie soit plus grande que la température ambiante. Nous nous intéressons au semi-conducteur magnétique dilué CdMnTe car sa qualité cristalline, la maîtrise de sa croissance et de son dopage n ou p, la maîtrise de fabrication d'hétérostructures de grandes qualités en font un

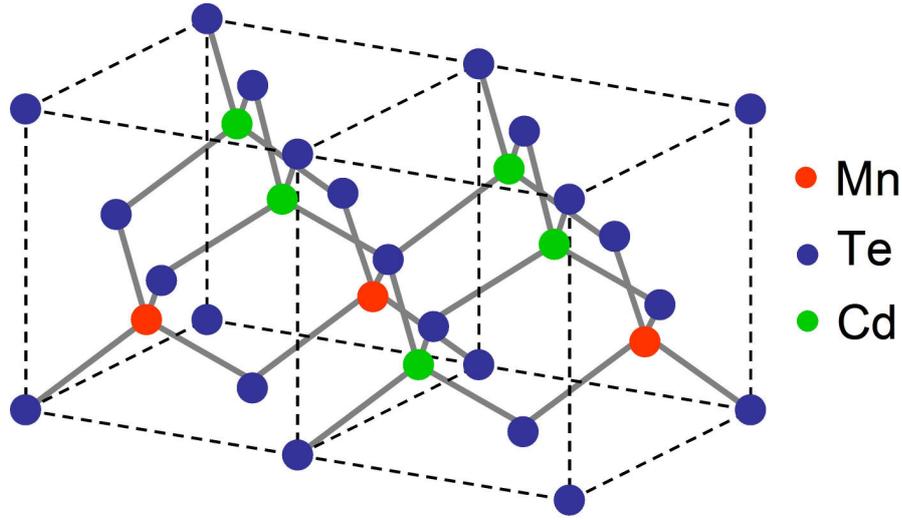


Figure 1.1 – Structure cristalline en blende de zinc du CdMnTe, les atomes Mn remplaçant certains atomes Cd.

matériau modèle pour la compréhension plus fine des phénomènes physiques liées à la présence de l'interaction entre les ions magnétiques et les porteurs.

1.1.2 Structure cristalline

Le CdMnTe cristallise sous la même forme que le semi-conducteur CdTe, c'est à dire la structure blende de zinc. Cette structure est formée par deux sous réseaux cubiques face centrée décalés d'un quart de la diagonale [111]. Un sous réseau est formé de cations Cd, l'autre d'anions Te. Pour le CdMnTe, les ions Mn se substituent à certains cations sans modifier la structure cristalline pour des concentrations inférieures à 78%. Nous utilisons pour notre part des échantillons où le pourcentage d'ions Mn est de l'ordre de 0.2%. La qualité cristalline est donc très bonne et les propriétés électroniques, optiques et structurales sont très proches de celles de CdTe.

1.1.3 États électroniques

CdTe est un semi-conducteur à gap direct au centre de la zone de Brillouin. De plus il ne possède pas la symétrie d'inversion. Sans champ magnétique, la bande de conduction est dégénérée 2 fois en Γ . Cette dégénérescence est levée en $k \neq 0$. L'absence de symétrie d'inversion et le couplage spin-orbite sont la cause d'une dépendance de l'énergie d'un électron sur la bande de conduction en k^3 . Ce dédoublement, bien que faible est responsable de la relaxation du spin des électrons dans la plupart des semiconducteurs cubiques par le mécanisme de Dyakonov-Perel [4].

Le couplage spin-orbite scinde les états de la bande de valence en un quadruplet composé de la bande de trou lourd de spin 3/2 et de la bande de trou léger 1/2, et un doublet de plus basse énergie appelé habituellement « split-off » de spin 1/2. Dans les approximations habituelles, au voisinage du centre de zone la relation de dispersion de chaque bande est parabolique. En présence d'un champ magnétique, l'effet Zeeman lève les dégénérescences de toutes les bandes et fait apparaître les états de spin. Notamment la bande de conduction s'éclate en une bande dite "spin up" et une bande "spin down". La bande de valence qui mélange les trous lourd et léger s'éclate aussi et en $k=0$ on sépare les 4 états de moment angulaire : $-3/2$, $-1/2$, $+1/2$, $+3/2$. La Figure 1.2 résume la structure de bande et montre les éclatements des bandes sous champ magnétique.

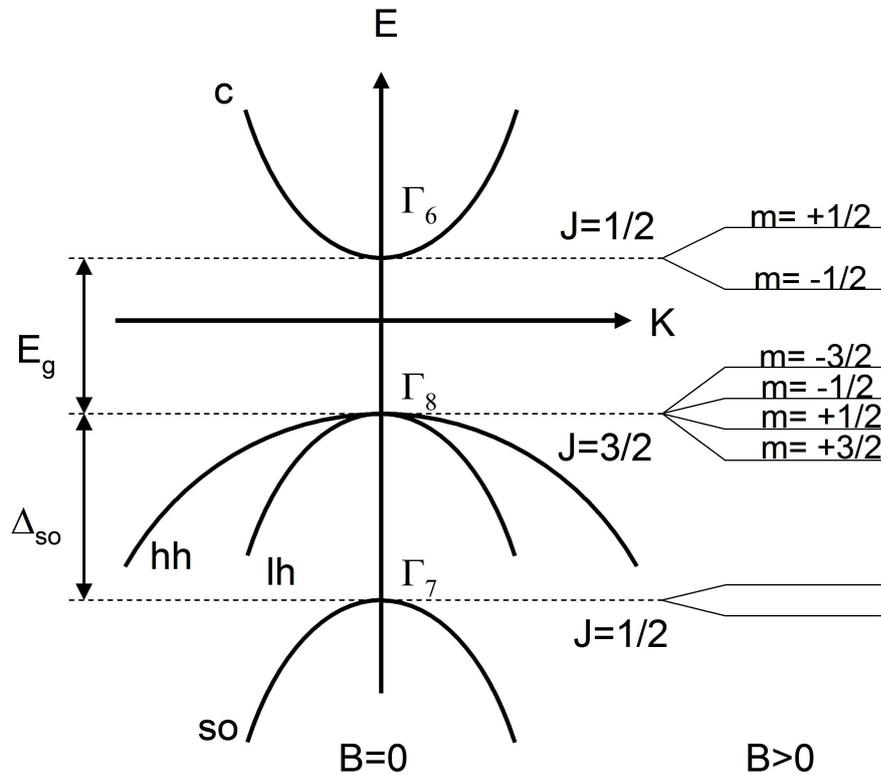


Figure 1.2 – Structure de bandes du CdTe massif au voisinage du point Γ et dans l'approximation des bandes paraboliques sans champ magnétique extérieur. La bande de conduction (c) est séparé par l'énergie du gap E_g des bandes de trous lourds (hh) et léger (lh) en $k = 0$. Ces bandes sont elles même séparé de la bande de split off (so) d'une énergie Δ_{so} . Lorsqu'on applique un champ magnétique les états de spin apparaissent.

La présence d'ions manganèses dans le CdMnTe modifie peu les états électroniques de la bande de conduction et de la bande de valence autour de $k = 0$. Les ions manganèses introduisent des états localisés sur leurs sites dont l'énergie des états

occupés se situent environ à 3eV en dessous de la bande de valence. Ils possèdent 5 électrons sur leur couche externe 3d. D'après la règle de Hund, ces 5 électrons sont dans le même état de spin, le spin total vaut donc 5/2. En tenant compte de la symétrie tétragonale, l'hamiltonien de spin du manganèse sous champ magnétique \mathbf{B} s'écrit :

$$H = g_m \mu_B \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} + \frac{a}{6} (J_x^4 + J_y^4 + J_z^4) + A \mathbf{I} \cdot \mathbf{J} \quad (1.1)$$

Avec \mathbf{J} le spin 5/2, \mathbf{I} le spin du noyau, g_m le facteur de Landé, a le paramètre de champs cristallin, A la constante de couplage hyperfine. Le magnéton de Bohr a une valeur connue : $\mu_B = 57.9 \mu\text{eV}/\text{T}$, et les autres constantes ont été déterminé par RPE :

$$\begin{aligned} g_m &= 2.02 \\ a &= 0.350 \mu\text{eV} \\ A &= 0.680 \mu\text{eV} \end{aligned}$$

Le premier terme de l'hamiltonien est le terme Zeeman qui décrit l'action du champ magnétique sur le spin électronique. Le second terme est le terme de champ cristallin qui rend compte de la géométrie et des contraintes du cristal. Le dernier terme est celui de l'interaction hyperfine qui couple le spin 5/2 et celui du noyau. On en déduit que le terme Zeeman est dominant pour les champs supérieurs à 0.1T. Nous travaillerons toujours dans ces conditions, nous négligerons donc dans la suite les termes de champs cristallin et de couplage hyperfin devant le terme Zeeman. Les contraintes dans le cristal ne sont pas uniquement des contraintes de symétrie cubique. On peut rajouter des termes pour en tenir compte, mais pour ce qui nous intéresse, on considère ces contraintes négligeables. De plus nous emploierons le terme « spin du manganèse » ou « spin manganèse » pour faire référence au spin 5/2 associé à la couche 3d du manganèse.

1.1.4 L'interaction d'échange sp-d

Les propriétés intéressantes des DMS viennent de la présence de deux systèmes de spin différents. D'une part un système de spin 1/2 lié aux porteurs de charge du semi-conducteur. D'autre part un système de spin 5/2 lié aux ions Mn. Ces 2 systèmes de spin se couplent par l'interaction d'échange sp-d. Dans l'hamiltonien qui décrit le comportement des électrons dans le semi-conducteur il faut donc ajouter un terme qui décrit cette interaction. On écrit, après Bastard et Kossut [5], ce terme

sous la forme d'un hamiltonien d'Heisenberg :

$$H_{xch} = \sum_n -K(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \mathbf{s} \cdot \mathbf{J}_n \quad (1.2)$$

Avec \mathbf{r} et \mathbf{s} la position et le spin d'un porteur, \mathbf{R}_n et \mathbf{J}_n la position et le spin du n^{eme} manganèse et $K(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$ l'interaction d'échange. Il faut noter ici que dans la littérature l'interaction d'échange s'écrit habituellement $J(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n)$, mais nous avons décidé de nommer J le spin 5/2 lié au manganèse ce qui explique la notation K . On utilise couramment l'approximation du champ moyen qui consiste à remplacer les opérateurs spins des manganèses par leur moyenne thermodynamique $\langle \mathbf{J} \rangle$. On peut aussi appliquer l'approximation du cristal virtuel pour rétablir l'invariance par translation du cristal, en faisant porter une fraction x du spin J des manganèses à tous les cations. L'hamiltonien d'échange devient alors :

$$H_{xch} = x \sum_n -K(\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \mathbf{s} \cdot \langle \mathbf{J} \rangle \quad (1.3)$$

La somme sur n portant sur tous les sites cationiques du cristal. On peut alors calculer au premier ordre en perturbation l'énergie d'échange au voisinage de $k = 0$ pour la bande de conduction et de valence. Soit $u_{c0}(\mathbf{r})$ la fonction de Bloch de la bande de conduction en $k = 0$ et en prenant l'axe z comme axe de quantification des spins, l'énergie d'échange est donnée par :

$$E_{s-d} = \frac{\langle u_{c0} | H_{xch} | u_{c0} \rangle}{\langle u_{c0} | u_{c0} \rangle} = N_0 x s_z \langle J_z \rangle \langle u_{c0} | K_{sd} | u_{c0} \rangle \quad (1.4)$$

Avec N_0 le nombre de cellules par unité de volume. L'intégrale d'échange $\langle u_{c0} | K_{sd} | u_{c0} \rangle$ est habituellement noté α :

$$E_{s-d} = N_0 \alpha x s_z \langle J_z \rangle \quad (1.5)$$

On applique la même méthode pour la bande de valence en considérant la fonction de Bloch, en $k = 0$, $u_{v0}(\mathbf{r})$:

$$E_{p-d} = N_0 x s_z \langle J_z \rangle \langle u_{v0} | K_{pd} | u_{v0} \rangle \quad (1.6)$$

L'intégrale d'échange $\langle u_{v0} | K_{pd} | u_{v0} \rangle$ est habituellement noté β :

$$E_{p-d} = N_0 \beta x s_z \langle J_z \rangle \quad (1.7)$$

Dans le cas des électrons s de la bande de conduction l'interaction d'échange dominante est l'interaction d'échange directe. Cette interaction est ferromagnétique et $\alpha > 0$. Pour les électrons p de la bande de valence l'interaction d'échange dominante est une interaction d'échange cinétique qui est anti-ferromagnétique, donc $\beta < 0$. Dans le CdMnTe ces intégrales d'échange sont bien connues [6] :

$$N_0\alpha = +0,22 \text{ eV} \quad (1.8)$$

$$N_0\beta = -0,88 \text{ eV} \quad (1.9)$$

Dans le cas où la concentration en impuretés magnétiques est basse ($x < 10\%$), à faible température le DMS se trouve dans un phase paramagnétique. Il a été montré [6] [7] que l'aimantation dans les DMS pouvait être décrite phénoménologiquement par une fonction de Brillouin modifiée.

$$M_z = N_0 x_{eff} g_m \mu_B \frac{5}{2} Br_{5/2} \left(\frac{g_m \mu_B B}{k_b T_{eff}} \right) \quad (1.10)$$

Avec T_{eff} la température effective des ions manganèses qui prend en compte les interactions possibles entre ces ions, $N_0 x_{eff}$ la densité des ions manganèses et $Br_J(z)$ la fonction de Brillouin modifiée :

$$Br_J(z) = \frac{2J+1}{2J} \coth \left(\frac{2J+1}{2J} z \right) - \frac{1}{2J} \coth \left(\frac{1}{2J} z \right) \quad (1.11)$$

L'énergie spin-flip (énergie pour retourner le spin) d'un électron de la bande de conduction est alors :

$$E_\Delta = \frac{\alpha M_z}{g_{Mn} \mu_B} = N_0 \alpha x_{eff} \langle J_z \rangle = \Delta \quad (1.12)$$

Où la valeur moyenne du spin du manganèse selon la direction z est donnée par :

$$\langle J_z \rangle = \frac{5}{2} Br_{5/2} \left(\frac{g_m \mu_b B}{k_b T_{eff}} \right) \quad (1.13)$$

Nous pouvons appliquer le même type de raisonnement pour calculer l'énergie d'échange d'un manganèse en interaction avec des électrons. Puisque nous étudions des puits quantiques nous effectuons le calcul uniquement dans ce cas. L'approximation du champ moyen remplace les opérateurs de spin des électrons par leur moyenne thermodynamique $\langle s \rangle$. La fonction d'onde électronique dans la bande de conduction

s'écrit dans un puits quantique :

$$\phi(x, \mathbf{r}) = \frac{1}{\sqrt{A}} \chi(x) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} u_{c0} \quad (1.14)$$

Où A est la surface de l'échantillon et $\chi(x)$ représente la fonction d'onde dans la direction de quantification du puits. L'énergie d'échange d'un manganèse en interaction avec n_e électrons par unité de surface s'écrit alors :

$$\begin{aligned} E_R(B, J_z) &= J_z \langle s \rangle \sum_n \langle \phi(x_n, r_n) | K(r_n - R) | \phi(x_n, r_n) \rangle \\ &= \frac{\alpha n_e}{w} J_z \langle s \rangle |\chi(R_x)|^2 \end{aligned} \quad (1.15)$$

Où R_x représente la position du manganèse dans la direction de croissance du puits et w la largeur du puits. On appelle « Knight shift » l'énergie définie par $K = \frac{\alpha n_e}{w} J_z \langle s \rangle$.

1.1.5 L'effet Zeeman

Puisque nous avons déjà négligé le champ cristallin et l'interaction hyperfine, l'hamiltonien qui décrit le comportement des électrons s'écrit maintenant :

$$H = g_e \mu_B \mathbf{S} \cdot \mathbf{B} + H_{xch} \quad (1.16)$$

L'énergie spin-flip due à l'effet Zeeman s'écrit immédiatement :

$$E_Z = g_e \mu_B B = Z(B) \quad (1.17)$$

Dans CdTe massif le facteur de Landé est connu $g_e = -1.6$. Dans les puits quantiques il a été montré que le facteur de Landé varie avec l'énergie de confinement [8] [9]. On trouve généralement des valeurs légèrement plus petites en module que 1.6. Pour nos puits dont la largeur est comprise entre 10 et 15 nm, le facteur de Landé est proche de -1.5.

Pour les manganèses l'hamiltonien en tenant compte de l'interaction d'échange s'écrit :

$$H = g_m \mu_B \mathbf{J} \cdot \mathbf{B} + H_{xch} \quad (1.18)$$

Le premier terme décrit l'effet Zeeman. L'énergie de l'excitation d'un spin manganèse s'écrit alors :

$$E_{Mn}(B, R_x) = g_m \mu_B B + K |\chi(R_x)|^2 \quad (1.19)$$

On peut négliger pour l'instant le terme K car, en supposant que le gaz d'électrons

est complètement polarisé ($\langle s \rangle = 1/2$) dans un puits de concentration 10^{11} cm^{-2} et d'une largeur de 10 nm, on obtient $K = 0.75 \mu\text{eV}$. Or le terme Zeeman devient plus grand que K des 10 mT, et puisque nous travaillons avec des champs de l'ordre du Tesla, on peut négliger pour le moment le terme K .

On peut alors comparer les énergies spin-flip, dues à l'effet Zeeman et à l'interaction d'échange, pour les électrons de la bande de conduction et l'énergie de spin-flip des manganèses dans un puits de CdMnTe contenant 0.2% de manganèses et à une température de 2K (voir la Figure 1.3). On s'aperçoit alors qu'il faut tenir compte de l'effet Zeeman. Même avec une si faible concentration en manganèses, l'interaction d'échange produit une énergie de spin-flip plus grande que l'effet Zeeman pour des champs magnétiques pas trop grand. C'est ce que l'on appelle l'effet « Zeeman géant », une propriété fondamentale des DMS qui permet d'obtenir des gaz d'électrons fortement polarisés en spin sans utiliser des champs magnétiques intenses. On s'aperçoit aussi que pour ce type d'échantillon on s'attend à avoir des énergie de spin-flip égales pour les électrons et les manganèses vers 5.5 Tesla.

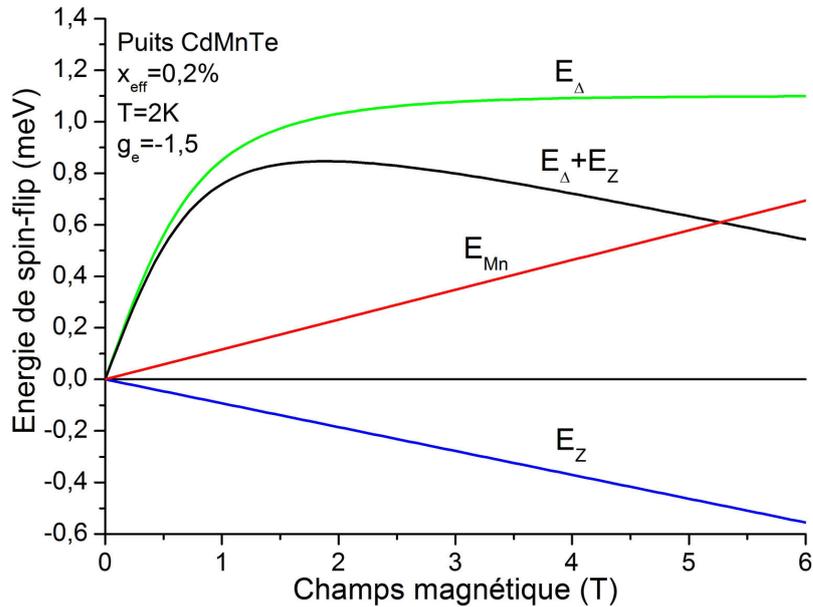


Figure 1.3 – Energie pour retourner un spin de la bande de conduction ou un spin manganèse dans CdMnTe avec 0.2% de Mn et à une température de 2K en fonction du champ magnétique. La courbe verte et bleu représentent l'énergie de l'interaction d'échange et l'énergie Zeeman pour les électrons. La somme des deux est représentée par la courbe noire. La courbe rouge représente l'énergie Zeeman pour les manganèses

1.2 Excitations d'un gaz 2D d'électrons sous champ magnétique

Nous allons maintenant étudier les excitations de spin possibles dans un gaz d'électrons bidimensionnel soumis à un champ magnétique parallèle au plan bidimensionnel. La description de certaines propriétés macroscopiques d'un gaz d'électrons et de ses excitations élémentaires doit tenir compte des interactions de Coulomb entre les électrons. C'est un problème à N corps, en général complexe, mais qui peut être traité sous certaines hypothèses dans le cadre de la théorie de Landau des liquides de Fermi. Une deuxième approche consiste à écrire l'hamiltonien du système en seconde quantification et à utiliser la théorie de la réponse linéaire. Les interactions de Coulomb peuvent alors être traitées à travers diverses approximations. Dans les deux cas nous nous intéresserons à la susceptibilité de spin χ du gaz d'électron.

1.2.1 Théorie de Landau

1.2.1.1 Concept de quasiparticules

Pour une excellente introduction à la théorie de Landau on pourra consulter la Ref. [10]. Nous introduisons ici uniquement quelques notions importantes pour la suite et nous utiliserons les notations de la Ref. [10].

La théorie de Landau s'applique aux liquides de Fermi dits normaux, c'est à dire pour lesquels on peut atteindre l'état fondamental du système réel (avec interactions) à partir du fondamental du système idéal (sans interactions) en branchant les interactions de manière adiabatique. Elle a été introduite initialement pour décrire les propriétés de l'hélium 3, qui obéit à la statistique de Fermi, mais s'applique également aux gaz d'électrons dégénérés dans les métaux ou les semiconducteurs. La théorie introduit le concept de quasiparticule, qu'on peut se figurer comme un fermion « habillé » par un nuage d'autres fermions perturbés par son passage. La quasiparticule aura donc une masse effective m^* différente de la masse m du fermion sans interaction. Ce concept de quasiparticule nous est familier et nous l'utilisons, parfois inconsciemment, chaque fois que nous utilisons une description à un électron des états d'un semiconducteur. Rigoureusement une quasiparticule de moment p et de spin σ est obtenue à partir d'une excitation du gaz idéal (un fermion de même moment et de même spin créé au-dessus du niveau de Fermi) en branchant adiabatiquement les interactions. On peut montrer que le temps de vie d'une quasiparticule varie comme l'inverse au carré de sa distance en énergie à la surface de Fermi. Les quasiparticules ne sont donc bien définies qu'au voisinage de la surface de Fermi

et la théorie n'a de sens que dans cette limite, en particulier lorsque $k_B T \ll E_F$. La théorie ne s'applique aussi que lorsque la densité de quasiparticules reste petite devant la densité totale. Ceci restreint les phénomènes macroscopiques que l'on peut considérer à ceux dont le vecteur d'onde q et la fréquence ω sont tels que $\hbar q \ll p_F$ et $\hbar \omega \ll \mu$.

On pourrait penser que tout l'effet des interactions est pris en compte par l'introduction du concept de quasiparticules. En fait ce n'est pas le cas et c'est tout le mérite de Landau d'avoir reconnu qu'une théorie cohérente d'un liquide de Fermi doit nécessairement introduire des interactions entre les quasiparticules. La théorie introduit la distribution n_p de quasiparticules, et surtout son écart δn_p par rapport à la distribution dans l'état fondamental $n_p^0 = n^0(\epsilon_p - \mu)$, où n^0 est la fonction de Fermi-Dirac. On a omis le spin pour simplifier l'écriture. Le point de départ de la théorie consiste à faire un développement en série de Taylor de l'énergie libre F qui est une fonctionnelle de δn_p :

$$F = F_0 + \sum_p (\epsilon_p - \mu) \delta n_p + \frac{1}{2} \sum_{p,p'} f_{pp'} \delta n_p \delta n_{p'} + O(\delta n^3) \quad (1.20)$$

avec μ le potentiel chimique et F_0 l'énergie libre dans l'état fondamental. Le coefficient $f_{pp'}$ est l'énergie d'interaction des quasiparticules p et p' . Comme on est toujours au voisinage de la surface de Fermi $f_{pp'}$ ne dépend que de la direction de p et p' , et de l'orientation relative des spins des deux quasiparticules σ et σ' . On peut donc écrire

$$f_{pp'}^{\uparrow\uparrow} = f_{pp'}^s + f_{pp'}^a \quad (1.21)$$

$$f_{pp'}^{\uparrow\downarrow} = f_{pp'}^s - f_{pp'}^a \quad (1.22)$$

De plus si le système est isotrope ces quantités ne dépendent que de l'angle ξ entre p et p' et on peut les développer en polynômes de Legendre :

$$f_{pp'}^{s(a)} = \sum_{l=0}^{\infty} f_l^{s(a)} P_l(\cos(\xi)) \quad (1.23)$$

Il est commode d'introduire des coefficients sans dimension :

$$F_l^{s(a)} = \frac{\Omega m^* p_F}{\pi^2 \hbar^3} f_l^{s(a)} = \nu(0) f_l^{s(a)} \quad (1.24)$$

où $\nu(0)$ est la densité d'états pour les quasiparticules. Ces paramètres, qui mesurent la force de l'interaction comparée à l'énergie cinétique, sont appelés paramètres de

liquide de Fermi.

D'après l'Equation (1.20), l'énergie libre d'une quasiparticule vaut :

$$\bar{\epsilon}_p - \mu = (\epsilon_p - \mu) + \sum_{p'} f_{pp'} \delta n_{p'} \quad (1.25)$$

ce qui conduit à introduire une nouvelle distribution $\delta \bar{n}_p = n_p - n^0(\bar{\epsilon}_p - \mu)$. Le sens physique de cette distribution n'est pas trivial mais elle s'interprète comme un écart à l'équilibre local. Bien entendu les distributions δn_p et $\delta \bar{n}_p$ ne sont pas indépendantes mais sont liées par les paramètres de liquide de Fermi introduits plus haut. Le lien s'établit en décomposant ces distributions en une partie symétrique et une partie antisymétrique en spin, puis en faisant un développement en harmoniques sphériques de ces quantités. A température nulle et pour un système isotrope

$$\begin{aligned} \delta n_{p,\pm} &= \delta n_p^s \pm \delta n_p^a \\ \delta n_p^s &= \sum_{lm} \delta(\epsilon_p - \mu) \delta n_{lm}^s Y_{lm}(\theta, \phi) \end{aligned} \quad (1.26)$$

où θ et ϕ sont les angles polaires de p , et avec des expressions similaires pour $\delta \bar{n}_p$. On peut montrer que les deux distributions sont reliées par les expression suivantes :

$$\begin{aligned} \delta \bar{n}_{lm}^s &= \left(1 + \frac{F_l^s}{2l+1}\right) \delta n_{lm}^s \\ \delta \bar{n}_{lm}^a &= \left(1 + \frac{F_l^a}{2l+1}\right) \delta n_{lm}^a \end{aligned} \quad (1.27)$$

Nous sommes maintenant en mesure de relier certaines propriétés mesurables d'un liquide de Fermi aux paramètres F_l^s et F_l^a . Nous allons le faire pour la masse effective des quasiparticules et pour la susceptibilité de Pauli, qui sont deux quantités qui nous intéressent pour la suite.

1.2.1.2 Calcul de la masse effective des quasiparticules

La masse effective se calcule en partant de deux expressions équivalentes du courant de quasiparticules [10]

$$j \propto \frac{1}{m^*} \sum_p p \delta \bar{n}_p^s = \frac{1}{m} \sum_p p \delta n_p^s \quad (1.28)$$

Le courant sera non nul si la distribution de quasiparticules a une composante non nulle du moment angulaire $l = 1$, par exemple $l = 1$ et $m = 0$. En utilisant la relation

1.27 on trouve

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\delta \bar{n}_{10}^s}{\delta n_{10}^s} = 1 + \frac{1}{3} F_1^s \quad (1.29)$$

On trouve donc que la masse effective des quasiparticules est augmentée par rapport à la masse « nue » des fermions sans interaction. On va voir que la susceptibilité de spin du liquide de Fermi est aussi augmentée.

1.2.1.3 Calcul de la susceptibilité de spin

Dans un champ magnétique H une particule de spin σ acquière une énergie $g\mu_B\sigma H$. Les deux orientations de spin ne sont plus en équilibre. Afin de rétablir le même potentiel chimique les deux surfaces de Fermi se séparent de $g\mu_B\sigma H$. Comme le potentiel chimique est égal à l'énergie locale des quasiparticules sur la surface de Fermi, la distribution à l'équilibre en présence du champ peut s'écrire

$$\bar{n}_{p\sigma} = n^0(\bar{\epsilon}_p - \mu - g\mu_B\sigma H) \quad (1.30)$$

et l'écart à l'équilibre local s'écrit

$$\delta \bar{n}_{p\sigma} = n^0(\bar{\epsilon}_p - \mu - g\mu_B\sigma H) - n^0(\bar{\epsilon}_p - \mu) = -g\mu_B\sigma H \frac{\partial n^0}{\partial \epsilon_p} \quad (1.31)$$

Pour calculer l'aimantation

$$M = -g\mu_B \sum_p \sigma \delta n_{p\sigma} = 2g\mu_B \sum_p \delta n_p^a \quad (1.32)$$

il faut relier $\delta \bar{n}_{p\sigma}$ et $\delta n_{p\sigma}$ avec les Equations (1.27). Si le système est isotrope alors $\delta \bar{n}_{p\sigma}$ est isotrope et antisymétrique par rapport au spin donc

$$\delta n_{p\sigma} = \frac{\delta \bar{n}_{p\sigma}}{1 + F_0^a} = -\frac{-g\mu_B\sigma H}{1 + F_0^a} \frac{\partial n^0}{\partial \epsilon_p} \quad (1.33)$$

Le calcul de M est alors direct est la sommation sur p fait apparaitre la densité d'états $\nu(0)$

$$M = (g\mu_B)^2 \frac{\nu(0)}{1 + F_0^a} H \quad (1.34)$$

On en déduit la susceptibilité

$$\chi = \frac{M}{\Omega H} = \frac{m^*}{m} \frac{\chi_P}{1 + F_0^a} \quad (1.35)$$

où on a introduit la susceptibilité de Pauli des fermions sans interactions

$$\chi_P = (g\mu_B)^2 \frac{m p_F}{\pi^2 \hbar^3} \quad (1.36)$$

la susceptibilité du gaz réel est modifiée, non seulement à cause du changement de masse des quasiparticules, mais aussi à cause du facteur $(1 + F_0^a)^{-1}$. La susceptibilité de spin est donc un exemple de propriété qui dépend de l'interaction entre quasiparticules. D'autres propriétés, comme la chaleur spécifique, ne sont pas affectées par ces interactions.

Pour des électrons libres le paramètre F_0^a (donc la susceptibilité) a été calculé dans l'approximation Hartree-Fock et pour une interaction de Coulomb non écrantée. A 3D la susceptibilité est donnée par [11]

$$\frac{\chi_{3D}}{\chi_P} = \frac{1}{1 - 0.166r_s} \quad (1.37)$$

L'approximation de Hartree-Fock suggère une divergence de la susceptibilité quand $r_s \simeq 6$, donc l'apparition d'un ordre ferromagnétique lorsque la densité diminue. En réalité l'approximation de Hartree-Fock n'est plus valable dans ce régime dilué où les corrélations deviennent importantes et le gaz d'électrons reste paramagnétique quelque soit la densité.

De même à 2D et dans l'approximation Hartree-Fock on trouve [12]

$$\frac{\chi_{2D}}{\chi_P} = \frac{1}{1 - \frac{\sqrt{2}}{\pi} r_s} \quad (1.38)$$

Un calcul plus récent de la susceptibilité par une méthode Monte-Carlo et tenant compte des corrélations donne des corrections d'ordre supérieur en r_s [13]

$$\frac{\chi_{2D}}{\chi_P} = [1 - \frac{\sqrt{2}}{\pi} r_s + 2r_s^2 \alpha_1(r_s)]^{-1} \quad (1.39)$$

Nous comparerons au Chapitre 6 nos résultats expérimentaux à ce résultat théorique.

1.2.1.4 Modes collectifs

Nous souhaitons souligner ici que la théorie de Landau permet de décrire également les excitations collectives d'un liquide de Fermi en cherchant les solutions collectives de l'équation de transport (Voir Chapitres 1 (liquides neutres) et 3 (liquides chargés) de la Ref [10]). Elle permet aussi de décrire leur amortissement

par couplage avec les excitations à une particule (amortissement de Landau). Nous renvoyons à nouveau le lecteur intéressé à la Ref. [10].

1.2.2 Théorie de la réponse linéaire

Contrairement à la théorie de Landau, la théorie de la réponse linéaire permet une résolution exacte de l'hamiltonien sans utiliser des paramètres phénoménologique, mais en utilisant des approximations comme les potentiels de densité de spin et la densité adiabatique [14]. Ces approximations permettent de tenir compte des interactions à N-corps tout en permettant de continuer un calcul analytique. D'après l'article de F. Perez [15] on peut alors écrire la susceptibilité dynamique de spin transverse :

$$\chi_{+-} = \frac{4\Pi_{\downarrow\uparrow}}{1 - 4G_{+-}^{xc}\Pi_{\downarrow\uparrow}} \quad \chi_{-+} = \frac{4\Pi_{\uparrow\downarrow}}{1 - 4G_{+-}^{xc}\Pi_{\uparrow\downarrow}} \quad (1.40)$$

$\Pi_{\sigma\sigma'}$ est la susceptibilité en spin de Lindhard qui représente la susceptibilité du gaz sans tenir compte des interactions coulombiennes :

$$\Pi_{\sigma\sigma'}(\mathbf{q}, \omega) = \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{n_{\mathbf{k},\sigma} - n_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}}{\hbar\omega + \epsilon_{\mathbf{k},\sigma}^* - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\sigma'}^* + i\hbar\eta} \quad (1.41)$$

Avec $n_{\mathbf{k}\sigma}$ et $\epsilon_{\mathbf{k}\sigma}^*$ l'occupation et l'énergie de l'état $|\mathbf{k}, \sigma\rangle$. De plus l'auteur rajoute la partie imaginaire $i\hbar\eta$ pour ne pas avoir un simple delta de Dirac dans le pôle de la fonction.

G_{+-}^{xc} est un facteur tenant compte des interactions à N-corps, et notamment de la partie échange-corrélation de l'interaction coulombienne :

$$G_{+-}^{xc} = \frac{1}{2n_{2D}^2\zeta} \frac{\partial E_{xc}}{\partial \zeta} \quad (1.42)$$

Avec E_{xc} l'énergie d'échange et de corrélation du gaz d'électrons dont la densité est n_{2D} et dont la polarisation en spin est ζ qui se définit simplement par :

$$\zeta = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_{\uparrow} + n_{\downarrow}} \quad (1.43)$$

L'énergie d'échange-corrélation est une quantité qui n'est pas accessible directement par l'expérience. Cependant des modèles [13] permettent d'en faire le calcul. Dans la théorie de la réponse linéaire, les excitations de spin vont apparaitre comme des pôles de la partie imaginaire de la susceptibilité χ_{+-} . On peut ainsi chercher les pôles de la susceptibilité en spin χ en traçant la partie imaginaire de $\chi(q, \omega)$ en

fonction de ω pour un q donné. Dans la théorie de la réponse linéaire, les excitations de spin sont données par les pôles de la susceptibilité dynamique $\chi(\mathbf{q}, \omega)$.

1.2.2.1 Excitations individuelles

On s'intéresse d'abord aux excitations d'un seul spin dans le gaz d'électrons sous champ magnétique. La bande des électrons de conduction étant séparée en bandes de spin up et down, l'excitation de spin consiste à faire passer un électron d'une bande à l'autre. Une première approche naïve consiste à considérer les deux bandes et leurs dispersions.

Soit l'énergie de la bande spin down $E_{\downarrow}(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}^2}{2m} - \frac{Z(B)}{2}$ avec $Z(B)$ l'énergie Zeeman du champ extérieur B . Et soit l'énergie de la bande de spin up $E_{\uparrow}(\mathbf{k}') = \frac{\hbar^2 \mathbf{k}'^2}{2m} + \frac{Z(B)}{2}$. L'énergie de l'excitation pour faire passer un électron de la bande de spin down vers la bande de spin up en modifiant son vecteur d'onde d'une quantité $\mathbf{q} = \mathbf{k}' - \mathbf{k}$ est :

$$\begin{aligned} E_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{q}) &= E_{\uparrow}(\mathbf{k} + \mathbf{q}) - E_{\downarrow}(\mathbf{k}) \\ &= \frac{\hbar^2 (\mathbf{k}^2 - (\mathbf{k} + \mathbf{q})^2)}{2m} + Z(B) \end{aligned} \quad (1.44)$$

Si on ne considère que les excitations qui modifient peu le vecteur d'onde, donc \mathbf{q} petit, on peut développer cette expression au premier ordre. Ici \mathbf{q} petit signifie $|\mathbf{q}| < k_F$ où k_F est le vecteur d'onde du niveau de Fermi défini par $k_F = \sqrt{2mE_F}/\hbar$.

$$E_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{q}) = \frac{\hbar^2 (q^2 - 2qk \cos \theta)}{2m} + Z(B) \quad (1.45)$$

Avec θ l'angle entre le vecteur d'onde \mathbf{k} et \mathbf{q} . On voit alors qu'il apparaît un continuum d'énergie possible pour réaliser le flip d'un spin si on modifie le vecteur d'onde de l'électron. En revanche Si l'excitation ne modifie pas le vecteur d'onde alors il n'existe qu'une seule solution : $E_{\downarrow\uparrow}(0) = Z(B)$.

Dans la théorie de la réponse linéaire les excitations individuelles vont apparaître comme des pôles de la susceptibilité χ_{+-} ou χ_{-+} . Ici on va considérer le cas : $\chi_{+-}(\mathbf{q}, \omega) = \frac{4\Pi_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{q}, \omega)}{1 - 4G_{+-}^{\text{sc}} \Pi_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{q}, \omega)}$. Le numérateur correspond à la susceptibilité du gaz 2D d'électrons sans interactions entre les électrons et correspond au passage d'un électron de la bande de spin down vers la bande de spin up en modifiant son vecteur d'onde d'une quantité q . Les pôles de $\Pi_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{q}, \omega)$ correspondent donc aux excitations

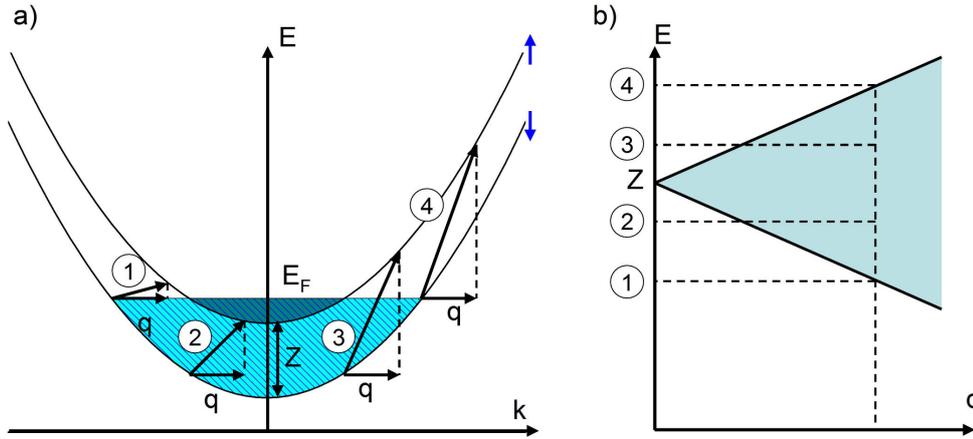


Figure 1.4 – (a) Diagramme de la bande de conduction où les spins up et down sont séparés, et où on considère que les états sont remplis jusqu’au niveau de Fermi. On voit alors qu’il existe plusieurs possibilités pour faire passer un électron de l’état spin down vers l’état spin up (de 1 à 4). D’où le continuum d’énergie d’excitation (b) pour une excitation de spin flip de vecteur d’onde $q \neq 0$

individuelles permises :

$$\Pi_{\sigma\sigma'}(\mathbf{q}, \omega) = \int \frac{d^2\mathbf{k}}{(2\pi)^2} \frac{n_{\mathbf{k}\sigma} - n_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\sigma'}}{\hbar\omega + \epsilon_{\mathbf{k}\sigma}^* - \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{q}\sigma'}^* + i\hbar\eta} \quad (1.46)$$

Les énergies des excitations individuelles sont alors définies par $\hbar\omega(\mathbf{k}, \mathbf{q}) = \epsilon_{\mathbf{k}+\mathbf{k},\uparrow}^* - \epsilon_{\mathbf{k},\downarrow}^*$ avec les conditions aux limites : $n_{\mathbf{k}+\mathbf{k},\uparrow} < 1$ et $n_{\mathbf{k},\downarrow} > 0$. A température nulle ces conditions signifient simplement qu’il faut un état de départ peuplé et un état d’arrivé disponible. On remarque alors que pour le cas particulier $\mathbf{q} = 0$ on obtient d’après [15] :

$$\hbar\omega(\mathbf{k}, 0) = Z(B) + 2n_{2D}^{-1} \frac{\partial E_{xc}}{\partial \zeta} = Z^*(B) \quad (1.47)$$

L’énergie qui sépare les bandes de spin up et down n’est pas l’énergie de Zeeman, mais une énergie de Zeeman renormalisée par les interactions coulombiennes. Dans tous les cas il est plus facile de ne chercher que les limites du continuum d’excitations à une seule particule. A température nulle ces limites sont définies par les conditions sur les populations en spins up et donws : $n_{\mathbf{k}+\mathbf{q},\uparrow} < 1$ et $n_{\mathbf{k},\downarrow} > 0$. Ces conditions signifient simplement qu’il faut un état de départ peuplé et un état d’arrivé disponible. Le continuum d’excitations est alors limité par : $E(q) = Z^*(B) \pm \hbar^2 q k_F / m$

1.2.2.2 Excitations collectives

Dans la théorie de la réponse linéaire, les excitations collectives de spin vont apparaître comme des pôles de la partie imaginaire de la susceptibilité χ_{+-} . Il faut donc chercher les zéros du dénominateur :

$$1 - 4G_{+-}^{xc}\Pi_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{q}, \omega) = 0 \quad (1.48)$$

En considérant les excitations de \mathbf{q} petit, c'est à dire $q \ll k_F$ et en faisant un développement au premier ordre en q autour de zéro de $\Pi_{\downarrow\uparrow}(\mathbf{q}, \omega)$, la solution qui correspond à une onde de spin est d'après [15] :

$$\hbar\omega_{SFW}(q) = Z - \frac{1}{|\zeta|} \frac{Z}{Z^* - Z} \frac{\hbar^2}{2m} q^2 \quad (1.49)$$

On voit ici la dépendance en q^2 de l'énergie de l'onde de spin, elle diminue avec l'augmentation de son vecteur d'onde. De plus en $q = 0$ elle s'identifie à l'énergie Zeeman : $\hbar\omega_{SFW}(0) = Z$.

Il faut remarquer ici que l'onde de spin est une excitation collective qui apparait parce que l'on a pris en compte les interactions coulombiennes entre les électrons. Son énergie est plus faible que celle de l'excitation individuelle. Hors l'énergie de l'onde en $q = 0$ ne fait pas intervenir le fait que les électrons interagissent entre eux. Cette énergie est égale à l'énergie Zeeman. C'est une conséquence de l'invariance par rotation du spin des électrons qui est connue sous le nom de théorème de Larmor.

1.2.2.3 Autres excitations de spin

χ_{+-} et χ_{-+} ne représentent que la susceptibilité transverse de spin, autrement dit, il existe aussi une susceptibilité longitudinale χ_{zz} . D'après [16] dans le cas d'un gaz d'électrons non polarisé on obtient :

$$\chi_{zz} = \frac{\Pi}{1 - G_{zz}^{xc}\Pi} \quad (1.50)$$

Avec $\Pi = 2\Pi_{\uparrow\uparrow} = 2\Pi_{\downarrow\downarrow}$. Les pôles de cette susceptibilité représentent les excitations de densité de spin. Lorsque le gaz est polarisé en spin, ces excitations se mélangent aux excitations de charges appelés plasmons.

1.3 Relaxation de spin dans les DMS

Nous allons maintenant nous intéresser à la dynamique des excitations de spins que nous venons de décrire. Nous nous intéressons à leur évolution temporelle après leur création, plus particulièrement à leur relaxation. La relaxation de spin se comprend comme la perte de la polarisation initiale en spin au bout d'un temps τ_s . Différents processus peuvent-être à l'origine de la relaxation, mais elle peut se comprendre généralement par l'action d'un champs magnétique effectif (parfois réel) fluctuant. Considérons un tel champ \mathbf{B} dont le temps de corrélation est τ_c . Ce temps de corrélation se comprend comme le temps pendant lequel le champ reste constant. Durant ce temps le spin \mathbf{S} est soumis à une interaction de type magnétique $\mathbf{B} \cdot \mathbf{S} \approx \hbar \boldsymbol{\omega} \cdot \mathbf{S}$ où $\boldsymbol{\omega}$ est le vecteur représentant la fréquence de précession du spin autour du champ \mathbf{B} . Le spin subit une rotation d'un angle $\delta\theta \approx \omega\tau_c$ avant que le champ ne change aléatoirement d'orientation et d'amplitude. On peut alors considérer deux cas particulier.

Si $\omega\tau_c \gg 1$ (le cas le moins fréquent) alors le spin effectue plusieurs rotation complète autour du champ effectif et l'orientation initiale du spin est perdu dès le premier changement aléatoire du champ. On a alors $\tau_s \approx \tau_c$.

Si $\omega\tau_c \ll 1$ (le cas le plus fréquent) alors le spin effectue une petite rotation autour du champ effectif avant que son orientation et son amplitude ne changent aléatoirement. Dans ce cas, pendant un temps t on peut compter t/τ_c changements aléatoires et à chaque changement l'écart type de l'angle de rotation est $\langle \Delta\theta^2 \rangle \approx (\delta\theta)^2 \approx (\omega\tau_c)^2$, soit au bout du temps t un écart type $\langle \Delta\theta^2 \rangle_t \approx \omega^2\tau_c t$ puisque les changements ne sont pas corrélés. En définissant le temps de relaxation τ_s comme le temps au bout duquel $\langle \Delta\theta^2 \rangle_{\tau_s} \approx 1$ on obtient la relation générale :

$$\frac{1}{\tau_s} \approx \omega^2\tau_c \quad (1.51)$$

C'est un exemple de rétrécissement par le mouvement (« motional narrowing ») où plus le temps de corrélation est court, plus le temps de relaxation est long. Pour comprendre les mécanismes de relaxation d'après cette image du champ magnétique effectif il faut trouver le temps de corrélation et la fréquence de précession pour chaque mécanisme.

1.3.1 Mécanismes de relaxation dans les semiconducteurs non-magnétiques

Dans le cas des semiconducteurs massifs il existe trois mécanismes de relaxation principaux. Le mécanisme d'Elliott-Yafet [17] [18], le mécanisme de Dyakonov-Perel [4] [19] et le mécanisme de Bir-Aronov-Pikus [20]. Pour le CdMnTe massif qui est un semiconducteur qui cristallise dans la structure blende de zinc et qui ne possède pas de centre d'inversion de symétrie, le mécanisme de Dyakonov-Perel est le plus efficace. Nous ne présenterons donc ici que ce mécanisme.

Le mécanisme de relaxation de Dyakonov-Perel se base sur l'éclatement de la bande de conduction à cause de l'interaction spin-orbit. Le terme de spin-orbit dans l'hamiltonien décrivant l'électron peut s'écrire $\hbar\boldsymbol{\omega}(\mathbf{p})\cdot\mathbf{S}$ où $\boldsymbol{\omega}(\mathbf{p})$ se comprend comme un champ effectif qui dépend de l'impulsion \mathbf{p} de l'électron. A cause des collisions que subit l'électron, son impulsion varie aléatoirement et possède un temps de relaxation τ_p . Le champ effectif varie donc aléatoirement dans le temps et son temps de corrélation est de l'ordre de τ_p . Si $\Omega\tau_p \ll 1$, on peut réécrire l'Equation 1.51 :

$$\frac{1}{\tau_s} \approx \Omega^2\tau_p \quad (1.52)$$

Nous pouvons réécrire cette équation de manière plus complète :

$$\frac{1}{\tau_s} = Q\alpha^2\tau_p \frac{E_c^3}{\hbar E_g} \quad (1.53)$$

avec Q un nombre de l'ordre de 1 qui dépend du mécanisme de diffusion et du semiconducteur considéré, α le paramètre de couplage spin-orbite et E_c l'énergie de l'électron dans la bande de conduction ($E_c = (\hbar k)^2/2m^*$).

1.3.2 Mécanisme de relaxation de spin dans les DMS

Dans les semiconducteurs magnétiques dilués un nouveau mécanisme de relaxation est présent du fait que les électrons de conduction et les ions manganèses sont couplés par l'interaction d'échange s-d. Cette interaction va entraîner de nouveaux mécanismes de diffusion et donc de relaxation de spin, mais aussi l'apparition d'un champs magnétique effectif, dû à l'aimantation des manganèses, qui peut fluctuer et donc entraîner un déphasage entre les spins des électrons.

1.3.2.1 Relaxation de spin électronique par flip-flop avec les spin manganèses

On rappelle que l'hamiltonien d'échange s'écrit $H_{xch} = \sum_n -K (\mathbf{r} - \mathbf{R}_n) \mathbf{s} \cdot \mathbf{J}_n$. On a donc un terme longitudinal $s_z \cdot J_z$ qui n'échange pas les spins et un terme transverse $s_+ \cdot J_- + s_- \cdot J_+$ qui échange les spins. La diffusion d'un électron par un manganèse peut donc se faire sans ou avec retournement de son spin. Les collisions avec retournement de spin vont participer à la relaxation de spin des électrons. Dans le modèle de Bastard [21] on calcule la probabilité de retournement du spin de l'électron en utilisant la règle d'or de Fermi. Dans le cas d'un puits quantique de largeur w , de barrières infinies, et dont la concentration effective en manganèses est x_{eff} , on trouve :

$$\frac{1}{\tau_s} = \frac{35}{8} m^* \frac{(N_0 \alpha)^2 x_{eff}}{\hbar^3 w N_0} \quad (1.54)$$

En champ nul, ce temps s'interprète, soit comme un T_1 soit comme un T_2 , et en champ non nul comme un T_1 . Ce modèle ne prévoit pas de variation de T_1 en fonction du champ, il ne dépend que de la concentration en manganèses.

1.3.2.2 Relaxation des spins électroniques par fluctuations du champ effectif

Ce mécanisme de relaxation est décrit par Y.Semenov [22]. Il provient de la fluctuation du champ effectif produit par les manganèses et de la corrélation de ces fluctuations avec le temps de spin-flip des électrons. La théorie qu'il développe permet de calculer le temps de relaxation longitudinal et transverse pour un gaz d'électrons dans un puits quantique soumis à un champ magnétique. Le point de départ du calcul est l'écriture de l'équation de Bloch pour les composantes du spin moyen des électrons $\langle \mathbf{S} \rangle$:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z \end{pmatrix} = \omega \begin{pmatrix} -Y \\ X \\ 0 \end{pmatrix} - \Gamma \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z - Z_0 \end{pmatrix} \quad (1.55)$$

Avec ω l'énergie de Zeeman, Z_0 la composante du spin à l'équilibre (le champ magnétique extérieur étant dirigé selon l'axe z) et Γ une matrice de relaxation générale. Semenov montre comment par des considérations de symétrie cette matrice peut se mettre sous la forme :

$$\Gamma = \begin{pmatrix} \pi(\gamma_{zz}^0 + n\gamma_{yy} + in\pi\gamma_{xy}) & 0 & in\pi\gamma_{yx} \\ 0 & \pi(\gamma_{zz}^0 + n\gamma_{xx} + in\pi\gamma_{xy}) & in\pi\gamma_{zx} \\ 0 & 0 & n\pi(\gamma_{xx} + \gamma_{yy} + in\pi\gamma_{xy}) \end{pmatrix} \quad (1.56)$$

Avec γ_{uv} les fonctions de corrélation du champ magnétique effectif fluctuant responsable du retournement des spins. Les notations sont $n \equiv n(\omega) = (1 + e^{\frac{\omega}{T}})/2$, $\gamma_{uv} \equiv \gamma_{uv}(\omega)$ et $\gamma_{uv}^0 \equiv \gamma_{uv}(0)$. Les fonctions de corrélations peuvent s'écrire sous la forme :

$$\begin{aligned} \pi n \gamma_{xx}(\omega) &= \frac{\pi \alpha^2}{4S_0^2} \sum_{k,k',\sigma}^{k \neq k'} \sum_j |\psi(z_j)|^4 \\ &\quad \left\{ \langle S_x^2 \rangle [f(1-f') + f'(1-f)] [\delta(\omega + \epsilon - \epsilon' + \omega_0) + \delta(\omega + \epsilon - \epsilon' - \omega_0)] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\langle S_z \rangle}{2} (f - f') [\delta(\omega + \epsilon - \epsilon' + \omega_0) - \delta(\omega + \epsilon - \epsilon' - \omega_0)] \right\} \end{aligned} \quad (1.57)$$

$$\begin{aligned} \pi n \gamma_{xy}(\omega) &= i \frac{\pi \alpha^2}{4S_0^2} \sum_{k,k',\sigma}^{k \neq k'} \sum_j |\psi(z_j)|^4 \\ &\quad \left\{ \langle S_x^2 \rangle [f(1-f') + f'(1-f)] [\delta(\omega + \epsilon - \epsilon' + \omega_0) - \delta(\omega + \epsilon - \epsilon' - \omega_0)] \right. \\ &\quad \left. + \frac{\langle S_z \rangle}{2} (f' - f) [\delta(\omega + \epsilon - \epsilon' + \omega_0) + \delta(\omega + \epsilon - \epsilon' - \omega_0)] \right\} \end{aligned} \quad (1.58)$$

$$\gamma_{zz}^0 = \frac{\alpha^2}{S_0^2} \langle S_z^2 \rangle \sum_{k,k',\sigma}^{k \neq k'} \sum_j |\psi(z_j)|^4 f(1-f') \delta(\epsilon - \epsilon') \quad (1.59)$$

$$\gamma_{xz} = \gamma_{yz} = 0 \quad (1.60)$$

Ici S_0 représente la surface de l'échantillon, et f la distribution de Fermi-Dirac, normalisé à 1. La notation précise est $\epsilon = \epsilon_{k,\sigma}$, $\epsilon' = \epsilon_{k',\sigma}$ et $f = f_{k,\sigma}$, $f' = f_{k',\sigma}$ avec $\sum_{k,\sigma} f_{k,\sigma} = 1$. En faisant le compte, il faut calculer 7 termes. On observe tout d'abord que grâce à l'Equation (1.60) la matrice de relaxation Γ se simplifie, ce qui donne :

$$\Gamma \begin{pmatrix} X \\ Y \\ Z - Z_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} X \pi [\gamma_{zz}^0 + n\gamma_{yy} + in\pi\gamma_{xy}] \\ Y \pi [\gamma_{zz}^0 + n\gamma_{xx} + in\pi\gamma_{xy}] \\ (Z - Z_0) n \pi [\gamma_{xx} + \gamma_{yy} + in\pi\gamma_{xy}] \end{pmatrix} \quad (1.61)$$

En sachant que $\gamma_{xx} = \gamma_{yy}$ on peut maintenant écrire les 2 temps de relaxation

sous la forme :

$$T_1^{-1} = n\pi[\gamma_{xx} + \gamma_{yy} + i\gamma_{xy}] \quad (1.62)$$

$$T_2^{-1} = \pi[\gamma_{zz}^0 + n\gamma_{xx} + in\gamma_{xy}] \quad (1.63)$$

Il faut maintenant effectivement calculer les fonctions de corrélations γ . Dans [22] Y. Semenov considère un gaz non dégénéré dans un puits quantique de hauteur infinie. Dans ce cas la distribution de Fermi peut être approximée par la distribution de Boltzmann. Une fois tous les γ calculés, certains termes étant numériquement négligeables, les temps de relaxation s'écrivent :

$$\frac{1}{T_1} = I \frac{\alpha^2 m}{L_w \hbar^3} n_m \langle S_x^2 \rangle F\left(\frac{\omega}{T}, \frac{\omega_0}{T}\right) \quad (1.64)$$

$$\frac{1}{T_2} = I \frac{\alpha^2 m}{L_w \hbar^3} n_m \left\{ \frac{\langle S_z^2 \rangle}{2} + \frac{\langle S_x^2 \rangle}{2} F\left(\frac{\omega}{T}, \frac{\omega_0}{T}\right) \right\} \quad (1.65)$$

Avec I qui représente le recouvrement entre la fonction d'onde $\psi(z)$ des électrons et la distribution en manganèses $n_m(z)$ le long de la direction de croissance. n_m est la concentration moyenne en manganèses dans le puits.

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{n_m(z')}{n_m} |\psi(z')| dz' \quad (1.66)$$

$$F(x, y) = \frac{1}{4} [2 + \exp(-|x+y|) + \exp(-|x-y|)] \quad (1.67)$$

Pour un gaz d'électrons dégénérés, le calcul est plus compliqué mais peut aussi être fait.

1.3.2.3 Relaxation des spins électroniques des excitons par fluctuations locales du champ effectif

Ce mécanisme, présenté par Ronnburg *et al.* dans la Référence [23], est un mécanisme de relaxation du type « motionnal narrowing », où le temps de relaxation T_2 est inversement proportionnel au temps de corrélation τ_c des fluctuations du champs magnétique effectif vues par un exciton :

$$\frac{1}{T_2} = \frac{\gamma^2 \tau_0}{N_{ex}} \left[N_0 x_{eff} k_b T \chi(B, T) + \langle M_z \rangle^2 + \frac{N_0 x_{eff} k_b T [3\chi(0, T) - \chi(B, T)] - \langle M_z \rangle^2}{2 + 2(g_0 \mu_B B / \hbar + \gamma \langle M_z \rangle)^2 \tau_0^2} \right] \quad (1.68)$$

Ce modèle tient à la fois compte des fluctuations thermiques de l'aimantation (les fluctuations longitudinales sont décrites par le premier terme et les fluctuations transverses par le troisième terme de l'Equation (1.68)) et des fluctuations de concentration locale en manganèses (deuxième terme de l'Equation (1.68)). La Figure 1.5

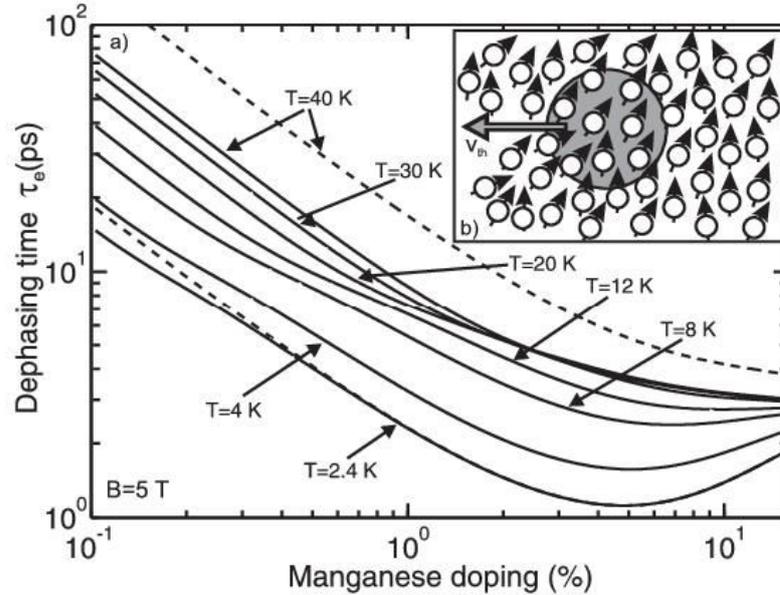


Figure 1.5 – a) Temps de déphasage des électrons en fonction de la concentration en manganèse et de la température pour un champ magnétique de 5T. L'insert b) schématise un exciton se déplaçant à travers le champ fluctuant des manganèses.

issue de [23] montre le temps de déphasage des électrons en fonction du dopage en manganèses pour plusieurs températures et pour un champ magnétique de 5 Tesla. On remarque bien que plus le dopage en manganèses est important, plus le temps de relaxation est court, mais au contraire, plus on chauffe, plus on l'augmente.

1.3.2.4 Relaxation des spins électroniques par fluctuation d'interface du puits quantique

Dans l'image de la relaxation par un champ effectif, les mécanismes précédant possèdent tous un temps de corrélation du même ordre de grandeur, ce qui conduit à des temps de relaxation du même ordre de grandeur. Les mesures que nous présenterons au Chapitre 5 donnent des temps de relaxation plus petits, d'un ordre de grandeur, que les temps prévus par les théories déjà présentées. Pour avoir des temps de corrélation qui donnent le bon ordre de grandeur pour les temps de relaxation il faut modifier l'échelle des fluctuations. Dans cette optique Shmakov *et al.* [24] propose de considérer les fluctuations spatiales de la largeur d'un puits quantique

CdMnTe. L'amplitude des fluctuations s'écrit alors :

$$\omega_*^2 = \frac{2\alpha^2 \langle J_z \rangle n_m \langle \delta w^2(\mathbf{r}) \rangle}{\hbar^2 w} \quad (1.69)$$

Où n_m est la concentration en manganèse, et $\delta w(\mathbf{r})$ la variation de la largeur en \mathbf{r} . Shmakov considère une fluctuation gaussienne ayant une échelle spatiale d . Le temps de corrélation τ_c est défini par le temps de parcours d'un électrons sur la distance d . On se retrouve donc à étudier les deux cas $\omega_* \tau_c \ll 1$ et $\omega_* \tau_c \gg 1$, et à discuter plusieurs cas possibles en tenant compte du libre parcours moyen d'un électron en fonction de la taille d des fluctuations. La conclusion de la référence [24] est que, dans le cas de nos puits quantique et pour une variation la largeur du puits δw de l'ordre de la constante du réseau cristallin, une fluctuation de la largeur sur une distance de $d = 10$ nm est suffisante pour diminuer d'un ordre de grandeur les temps de relaxation des électrons.

1.3.3 Relaxation des spins manganèses

Il faut noter ici que les spins des manganèses vont aussi relaxer grâce à divers mécanisme. Cela peut-être par le couplage d'un manganèse isolé avec le réseau, et donc l'émission ou l'absorption de phonons [25]. Si les manganèses forment des clusters, ce mécanisme peut-être encore plus efficace [26]. Les spins des manganèses peuvent aussi se coupler entre eux par une interaction dipolaire. Cela conduit à un autre mécanisme de relaxation [27], [28]. Enfin puisque les spins des porteurs se couplent aux spins des manganèse, il existe aussi un mécanisme de relaxation en présence de porteurs localisés ou délocalisés [29] [30]. Dans ce cas en général les trous sont plus efficaces car l'intégrale d'échange est plus grande pour les trous que pour les électrons.

1.4 Mécanisme de génération d'une polarisation de spin du gaz bidimensionnel

Les excitations de spins d'un gaz d'électrons n'apparaissent que s'il existe une polarisation en spin. Il faut donc une différence de population entre les différents états de spin. Cette différence de population est généralement fournie par la présence d'un champ magnétique qui lève la dégénérescence en spin des états électroniques. De plus dans les DMS nous avons vu que la présence des manganèses facilite la polarisation en spin. Il existe deux méthodes optiques pour générer les excitations de spin d'un

gaz bidimensionnel d'électrons : le Raman et l'absorption à un photon. Elle consiste toutes les deux à exciter des électrons de la bande de spin de plus faible énergie, pour les amener dans la bande de spin de plus haute énergie.

1.4.1 Diffusion Raman

La diffusion Raman hors ou en résonance est la méthode de choix pour faire apparaître les différentes excitations aussi bien de spin que de charge dans les puits quantiques à base de DMS. On excite donc le système avec un laser polarisé linéairement et on récupère la lumière diffusée dans la polarisation croisée ou parallèle. La configuration en polarisation croisée permet l'accès aux excitations qui font intervenir les spin-flip alors que la configuration parallèle permet l'accès aux excitations qui conservent le spin. Le principe du Raman est simple, un photon d'énergie $\hbar\omega_{ig}$ fait passer le système d'un état initial $|g\rangle$ vers un état intermédiaire $|i\rangle$ qui est réel dans le cas du Raman résonant ou virtuel. Le système relaxe ensuite, en émettant un photon d'énergie $\hbar\omega_{fi}$, de l'état intermédiaire $|i\rangle$ vers l'état final $|f\rangle$. La différence d'énergie, entre le photon incident et le photon diffusé, représente l'énergie qui est resté dans le système. Le processus Raman pour un gaz d'électrons polarisé en spin est représenté sur la Figure 1.6.

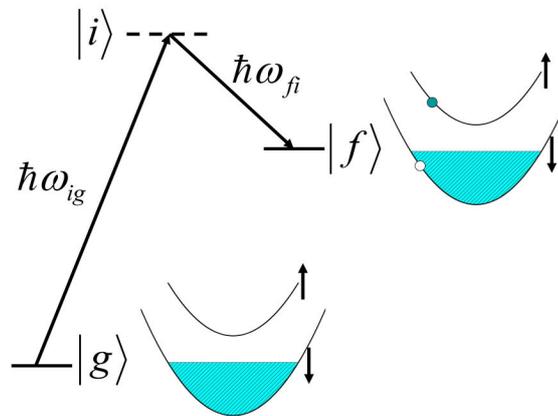


Figure 1.6 – Schéma de principe de la diffusion Raman dans le cas d'un gaz d'électrons polarisé en spin. Dans l'état final on a créé un électron de spin up dans la bande de spin up et un trou dans la mer de Fermi de spin down

En diffusion Raman, B. Jusserand *et al.* [31] ont observé des excitations à une particule, des plasmons et des ondes de spins dans les puits de CdMnTe.

1.4.2 Absorption à 1 photon

L'absorption à 1 photon est un processus qui met en jeu la création d'une paire électron-trou avec un spin orienté par l'absorption d'un photon d'énergie $\hbar\omega$ supérieure au gap E_g (voir Figure 1.7). Selon la concentration en électron du gaz et

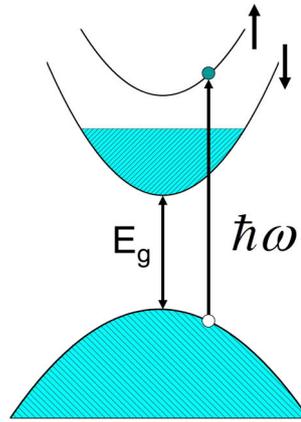


Figure 1.7 – Schéma de l'absorption à 1 photon dans le cas où la bande de conduction est séparé en spin up et down. Le photon d'énergie $\hbar\omega > E_g$ crée une paire électron trou, l'électron se trouvant dans la bande la moins peuplée.

l'énergie du photon, on crée un trion chargé négativement, un exciton ou une excitation dans le gaz d'électrons. Ces trois possibilités permettent de créer une excitation de spin plus ou moins efficace selon les situations. Une explication plus approfondie est donnée par Chen [32] dans le cas des puits quantiques CdTe. Comme nous le verrons dans le Chapitre 2, dans le cas d'un puits quantique, il faut que le photon possède la bonne polarisation circulaire pour générer une excitation de spin. Le calcul de la polarisation engendrée par une impulsion optique résonnante avec l'exciton ou le trion est présenté sur la Figure 1.8 issue de [32]. On observe une évolution dans le temps différente pour l'excitation par l'exciton ou le trion qui permet de les discriminer. Dans le cas de l'excitation par l'exciton l'impulsion pompe, polarisée par exemple en σ^+ , crée un exciton qui capture un électron de spin up du gaz d'électrons. Cette capture dure un certain temps au bout duquel un trion chargé négativement est formé et où le gaz d'électrons est polarisé par la perte d'un électron de spin up. Dans le cas de l'excitation par le trion pour la même polarisation de l'impulsion, on crée directement un trion chargé négativement en prélevant un électron de spin up dans le gaz d'électrons qui se trouve alors directement polarisé. Dans tous les cas, le gaz d'électrons est effectivement polarisé.

Pour une discussion plus approfondie sur l'efficacité du Raman et de l'absorption à 1 photon pour polariser en spin un gaz bidimensionnel d'électrons, on pourra se

référer à [32].

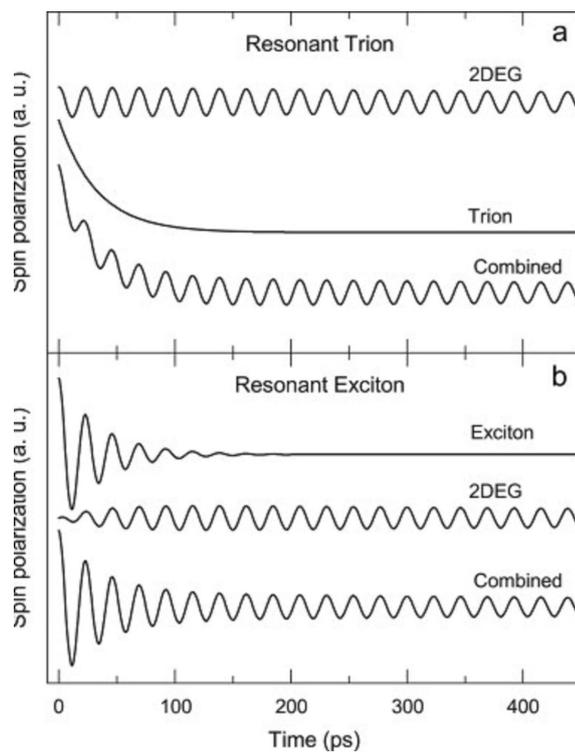


Figure 1.8 – Calcul de la polarisation de spin pour une excitation optique résonnante avec le trion (a) et avec l'exciton (b) d'après [32]. Dans le cas du trion, l'excitation optique génère directement un trion en prélevant un électron dans le gaz d'électrons qui se trouve alors directement polarisé. Dans le cas de l'exciton, l'excitation optique génère un exciton qui capture un électron du gaz. Cette capture prend un certain temps au bout duquel on a formé un trion et une polarisation dans le gaz d'électrons.

Bibliographie

- [1] T. Dietl, A. Haury, and Y. Merle d'Aubigné. Free carrier-induced ferromagnetism in structures of diluted magnetic semiconductors. *Phys. Rev. B*, 55(6) :R3347–R3350, Feb 1997.
- [2] H. Munekata, H. Ohno, S. von Molnar, Armin Segmüller, L. L. Chang, and L. Esaki. Diluted magnetic III-V semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 63(17) :1849–1852, Oct 1989.
- [3] K.Y. Wang, R.P. Campion, K.W. Edmonds, M. Sawicki, T. Dietl, C.T. Foxon, and B.L. Gallagher. in *27th International Conference on the Physics of Semiconductors*, Flagstaff, July 2004, ed. by J. Mendez, C. Van de Walle (2005), p.333.
- [4] M.I. Dyakonov and V.I. Perel. Spin orientation of electrons associated with interband absorption of light in semiconductors. *Soviet Physics JETP*, 33(5) :1053, 1971.
- [5] G Bastard, C Rigaux, Y Guldner, J Mycielski, and A Mycielski. Effect of exchange on interband magnetoabsorption in zero gap $\text{Hg}_{1-k}\text{Mn}_k\text{Te}$ mixed crystals. *Journal de Physique*, 39(1) :87–98, 1978.
- [6] J. A. Gaj, R. Planel, and G. Fishman. Relation of magneto-optical properties of free excitons to spin alignment of Mn^{2+} ions in $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$. *Solid State Communications*, 29(5) :435 – 438, 1979.
- [7] D. Heiman, Y. Shapira, S. Foner, B. Khazai, R. Kershaw, K. Dwight, and A. Wold. Exchange energy, magnetization, and raman scattering of (cd,mn)se. *Phys. Rev. B*, 29(10) :5634–5640, May 1984.
- [8] A. A. Sirenko, T. Ruf, M. Cardona, D. R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, and G. Landwehr. Electron and hole g factors measured by spin-flip raman scattering in $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mg}_x\text{Te}$ single quantum wells. *Phys. Rev. B*, 56(4) :2114–2119, Jul 1997.
- [9] I. A. Yugova, A. Grelich, D. R. Yakovlev, A. A. Kiselev, M. Bayer, V. V. Petrov, Yu. K. Dolgikh, D. Reuter, and A. D. Wieck. Universal behavior of the electron

- g factor in GaAs/Al_xGa_{1-x}As quantum wells. *Phys. Rev. B*, 75(24) :245302, Jun 2007.
- [10] David Pines and Philippe Nozières. *The Theory of Quantum Liquids*. Westview Press, 1999.
- [11] Robert M. White. *Quantum Theory of Magnetism*. Springer ; 3rd edition, 2006.
- [12] Sudhakar Yarlagadda and Gabriele F. Giuliani. Spin susceptibility in a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B*, 40(8) :5432–5440, Sep 1989.
- [13] Claudio Attaccalite, Saverio Moroni, Paola Gori-Giorgi, and Giovanni B. Barthelet. Correlation energy and spin polarization in the 2d electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 88(25) :256601, Jun 2002.
- [14] A. K. Rajagopal. Linear-response functions in spin-density-functional theory. *Phys. Rev. B*, 17(7) :2980–2988, Apr 1978.
- [15] Florent Perez. Spin-polarized two-dimensional electron gas embedded in a semimagnetic quantum well : Ground state, spin responses, spin excitations, and raman spectrum. *Phys. Rev. B*, 79(4) :045306, Jan 2009.
- [16] Sudhakar Yarlagadda and Gabriele F. Giuliani. Quasiparticle pseudo-hamiltonian of an infinitesimally polarized fermi liquid. *Phys. Rev. B*, 49(12) :7887–7897, Mar 1994.
- [17] R. J. Elliott. Theory of the effect of spin-orbit coupling on magnetic resonance in some semiconductors. *Phys. Rev.*, 96(2) :266–279, Oct 1954.
- [18] Y. Yafet. g factors and spin-lattice relaxation of conduction electrons. In Frederick Seitz and David Turnbull, editors, *Advances in Research and Applications*, volume 14 of *Solid State Physics*, pages 1 – 98. Academic Press, 1963.
- [19] M.I. Dyakonov and V.I. Perel. *Soviet Physics Solid State*, 13 :3023, 1972.
- [20] G.I. Bir, A.G. Aronov, and G.E. Pinkus. *Soviet Physics JETP*, 42 :705, 1976.
- [21] G. Bastard and L. L. Chang. Spin-flip relaxation time of conduction electrons in Cd_{1-x}Mn_xTe quantum wells. *Phys. Rev. B*, 41(11) :7899–7902, Apr 1990.
- [22] Y. G. Semenov. Electron spin relaxation in semiconductors and semiconductor structures. *Phys. Rev. B*, 67(11) :115319, Mar 2003.
- [23] Kai E. Rönnburg, Ernst Mohler, Hartmut G. Roskos, Kai Ortner, Charles R. Becker, and Laurens W. Molenkamp. Motional-narrowing-type dephasing of electron and hole spins of itinerant excitons in magnetically doped II-VI bulk semiconductors. *Phys. Rev. Lett.*, 96(11) :117203, Mar 2006.

- [24] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev, and V. Yu. Kachorovskii. Electron spin decoherence in diluted magnetic quantum wells. *Phys. Rev. B*, 80(19) :193205, Nov 2009.
- [25] M. Blume and R. Orbach. Spin-lattice relaxation of S-state ions : Mn^{2+} in a cubic environment. *Phys. Rev.*, 127(5) :1587–1592, Sep 1962.
- [26] D. Scalbert, J. Cernogora, and C. Benoit A La Guillaume. Spin-lattice relaxation in paramagnetic CdMnTe. *Solid State Communications*, 66(6) :571 – 574, 1988.
- [27] Tôru Moriya. New mechanism of anisotropic superexchange interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 4(5) :228–230, Mar 1960.
- [28] I. Dzyaloshinsky. A thermodynamic theory of weak ferromagnetism of antiferromagnetics”. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 4(4) :241 – 255, 1958.
- [29] W. Farah, D. Scalbert, and M. Nawrocki. Magnetic relaxation studied by transient reflectivity in $Cd_{1-x}Mn_xTe$. *Phys. Rev. B*, 53(16) :R10461–R10464, Apr 1996.
- [30] B. König, I. A. Merkulov, D. R. Yakovlev, W. Ossau, S. M. Ryabchenko, M. Kutrowski, T. Wojtowicz, G. Karczewski, and J. Kossut. Energy transfer from photocarriers into the magnetic ion system mediated by a two-dimensional electron gas in (Cd,Mn)Te/(Cd,Mg)Te quantum wells. *Phys. Rev. B*, 61(24) :16870–16882, Jun 2000.
- [31] B. Jusserand, F. Perez, D. R. Richards, G. Karczewski, T. Wojtowicz, C. Testelin, D. Wolverson, and J. J. Davies. Spin excitations of the spin-polarized electron gas in semimagnetic quantum wells. *Phys. Rev. Lett.*, 91(8) :086802, Aug 2003.
- [32] Zhigang Chen, Samuel G. Carter, Rudolf Bratschitsch, and Steven T. Cundiff. Optical excitation and control of electron spins in semiconductor quantum wells. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 42(6) :1803 – 1819, 2010.

Chapitre 2

Rotation Kerr Résolue en Temps : principes et dispositif expérimental

Au cours de cette thèse, le principal outil de mesure utilisé a été le montage de rotation Kerr résolue en temps. Le principe de la rotation Kerr résolue en temps repose sur la technique pompe-sonde. La différence venant du fait que nous mesurons l'effet Kerr au cours du temps. Nous rappellerons dans ce chapitre les principes d'une expérience pompe-sonde, le principe de l'orientation optique et l'effet Kerr magnéto-optique. Puis nous verrons plus en détails certains aspects de notre montage expérimental.

2.1 La technique pompe-sonde

Toutes les expériences pompe-sonde reposent sur le même principe : un laser, dit de « pompe », vient porter hors équilibre (exciter) le milieu à observer ce qui a pour effet de modifier la fonction diélectrique et donc les propriétés optiques du milieu. Suite à cette excitation, le système évolue et tend à retrouver l'équilibre. Après un temps τ un second laser dit de « sonde » ayant une puissance suffisamment faible pour ne pas modifier à son tour le milieu vient mesurer (sonder) les modifications des caractéristiques optiques du système. Pour qu'une technique pompe-sonde soit résolue en temps il faut répéter les mesures pompe-sondes en variant le délai τ entre la pompe et la sonde. Il faut donc que le système étudié puisse revenir à l'équilibre thermodynamique entre deux impulsions pompes. La technique pompe-sonde résolue en temps ne suit donc pas l'évolution en temps réel du milieu observé. C'est une technique stroboscopique qui permet la reconstruction de son évolution

temporelle. La technique est donc limitée aux milieux qui reviennent à l'équilibre thermodynamique assez rapidement et sans rémanence. L'avènement des lasers à impulsions ultra-courtes permet, au travers d'expériences de type pompe-sonde, l'étude de phénomènes extrêmement brefs dont l'échelle de temps peut-être de l'ordre de la femtoseconde. Il faut garder à l'esprit que, si ceci est rendu possible, c'est au détriment de la sélectivité spectrale. En effet pour une impulsion sans chirp, c'est à dire sans dérive de la fréquence instantanée avec le temps, le produit de la durée de l'impulsion Δt par sa largeur spectrale $\Delta\nu$ possède une borne inférieure (voir Figure 2.1). Dans le cas d'une impulsion gaussienne on a donc $\Delta t \Delta\nu \geq 0.44$. Plus la dérive

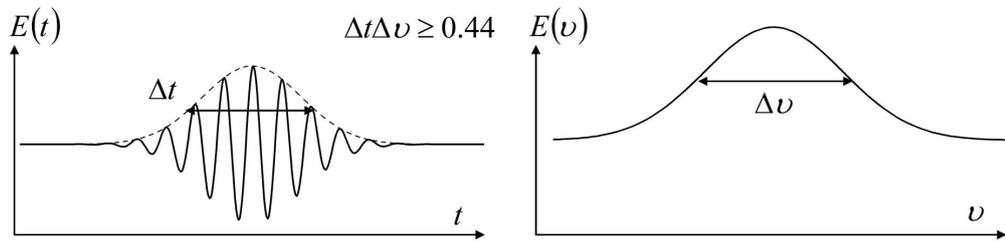


Figure 2.1 – Impulsion dans le domaine temporel et fréquentiel avec leur largeur respective Δt et $\Delta\nu$. La limite pour une impulsion gaussienne limitée par transformée de Fourier est donnée par la relation $\Delta t \Delta\nu = 0.44$

en fréquence, ou le chirp, a été réduite plus ce produit tend vers 0.44. Dans le cas idéal $\Delta t \Delta\nu = 0.44$ on dit couramment que l'impulsion est limitée par transformée de Fourier. Donc toute augmentation de la résolution temporelle se fera nécessairement au détriment de la sélectivité spectrale. Pour notre laser femtoseconde par exemple dont la durée des impulsions est de l'ordre de 100 fs, l'excitation se fait sur une bande spectrale de 4.4 THz au mieux, ce qui donne une énergie de 18 meV.

Nous étudions les excitations de spin dans les puits CdMnTe. L'échelle de temps typique de la précession des spins dans un champ magnétique fort est de l'ordre de la picoseconde. Cela conduit à utiliser des impulsions plus courtes que 1 ps. Le laser que nous utilisons est un laser titane-saphire qui fournit des impulsions de 80 femtosecondes avec un taux de répétition de 82 MHz. On pourra donc sacrifier un peu de la résolution temporelle pour gagner en sélectivité spectrale. Par ailleurs la fenêtre d'observation est de 12 ns au maximum. Si on observe des phénomènes dont le temps de relaxation dépasse ce délai, on peut l'allonger par un extracteur d'impulsions, par exemple en prélevant une impulsion sur deux pour doubler la longueur de la fenêtre.

2.2 Orientation Optique

Le principe de l'orientation optique consiste à orienter les spins des porteurs d'un semiconducteur dans la direction de propagation d'une onde lumineuse. En effet les ondes électromagnétiques polarisées circulairement droite (respectivement gauche) sont composées de photons ayant un moment angulaire $+1$ (respectivement -1) le long de leur direction de propagation. Lorsqu'un photon est absorbé par un semiconducteur cubique, plusieurs lois de conservation doivent être respectées : conservation de l'énergie et conservation du moment angulaire.

2.2.1 Dans le massif

Il y a 6 transitions permises entre les bandes de conduction Γ_6 et de valence Γ_8 dans un semiconducteur cubique massif. Les transitions permises sont représentées sur la Figure 2.2. Si on éclaire un semiconducteur uniquement avec une lumière

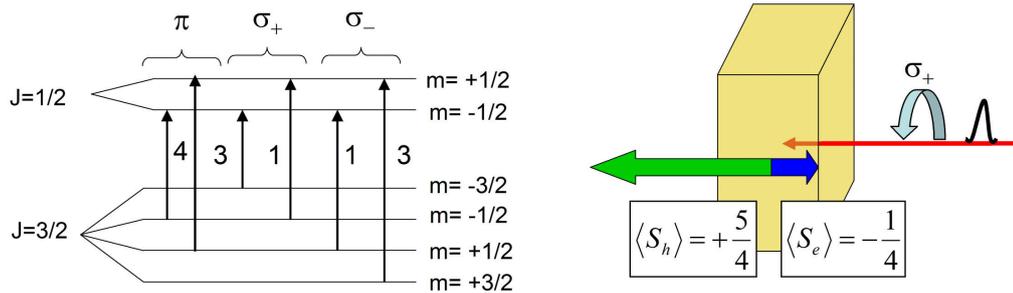


Figure 2.2 – Règles de sélection pour l'absorption de photons polarisés circulairement droit (σ_+), gauche (σ_-) ou linéairement (π) dans du CdMnTe massif. Le rapport de force d'oscillateur entre une transition depuis un trou $|m| = 3/2$ et un trou $|m| = 1/2$ est de 3 pour 1 pour les polarisation circulaire, 4 pour 1 dans le cas linéaire. Dans le cas de l'absorption d'un laser polarisé circulaire droit, on crée une population d'électrons de spin moyen $\langle S_e \rangle = -1/4$, et une population de trous de spin moyen $\langle S_h \rangle = +5/4$

polarisée droite par exemple se propageant parallèlement à la direction du champ magnétique extérieur, on crée une population dans la bande de conduction d'électrons de spin $-1/2$ et $+1/2$ dans les proportions $3/4$, $1/4$, et donc un spin moyen dans la direction de propagation de $-1/4$. De même on crée une population de trous $+3/2$ et $+1/2$ dans les mêmes proportions ce qui donne un spin moyen dans la direction de propagation de $+5/4$. On trouve un spin total de $+1$ qui est égal au moment angulaire du photon absorbé. La polarisation en électrons ainsi injectée vaut 50% :

$$P = \frac{n_{+1/2} - n_{-1/2}}{n_{+1/2} + n_{-1/2}} = \frac{3 - 1}{3 + 1} = 50\% \quad (2.1)$$

2.2.2 Dans un puits quantique

Dans le cas d'un puits quantique on sait que les énergies sont quantifiées dans la direction perpendiculaire au plan du puits. Cela ne joue pas un rôle important pour la bande de conduction, les énergies des sous bandes s'écrivant simplement au voisinage de $k=0$ dans l'approximation d'un puits infini : $E(\mathbf{k}_\perp, n) = E_n + \frac{\hbar^2 \mathbf{k}_\perp^2}{2m}$. Généralement les concentrations des gaz d'électrons dans les puits quantiques ne sont pas assez importantes pour remplir complètement la première sous bande, on ne considère donc que celle-ci. Le cas des bandes de valences de trous lourd et léger est beaucoup plus compliqué. Mais le confinement a pour effet de lever la dégénérescence en $k=0$. La sous bande de plus haute énergie est une bande de trou lourd, la bande de trous légers étant repoussée loin en énergie. La transition optique

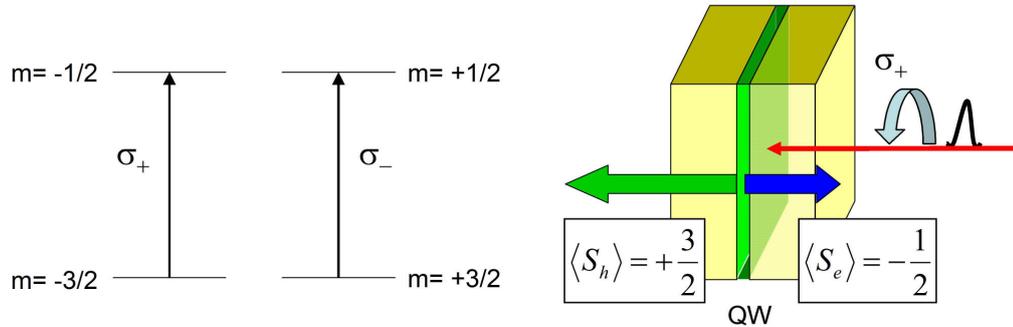


Figure 2.3 – Règles de sélection pour l'absorption de photons polarisés circulairement droit (σ_+) ou gauche (σ_-) pour un puits en CdMnTe. Dans le cas de l'absorption d'un laser polarisé circulaire droit, on crée une population d'électrons de spin moyen $\langle S_e \rangle = -1/2$, et une population de trous de spin moyen $\langle S_h \rangle = +3/2$

de plus faible énergie étant une transition entre bande de conduction et bande de trou lourd il n'existe que deux possibilités (voir Figure 2.3). Si on éclaire avec une lumière polarisée droite (respectivement gauche) on crée une population d'électrons de spin $-1/2$ (respectivement $+1/2$) dans la bande de conduction et une population de trous de spin $+3/2$ (respectivement $-3/2$) dans la bande de valence. La polarisation en électrons dans les deux cas est de 100%

2.3 Effet Kerr magnéto-optique

Il est connu qu'une onde électromagnétique polarisée linéairement et traversant un milieu soumis à un champ magnétique subit une rotation de son plan de polarisation. Cet effet est dû à la biréfringence circulaire du milieu causée par la présence du champ magnétique. C'est ce que l'on appelle l'effet Faraday. De même cette onde

électromagnétique va aussi subir une rotation de son plan de polarisation lors de sa réflexion à l'interface du milieu sous champ, mais cette fois à cause du dichroïsme circulaire. C'est ce que l'on appelle l'effet Kerr magnéto-optique (voir Figure 2.4). La

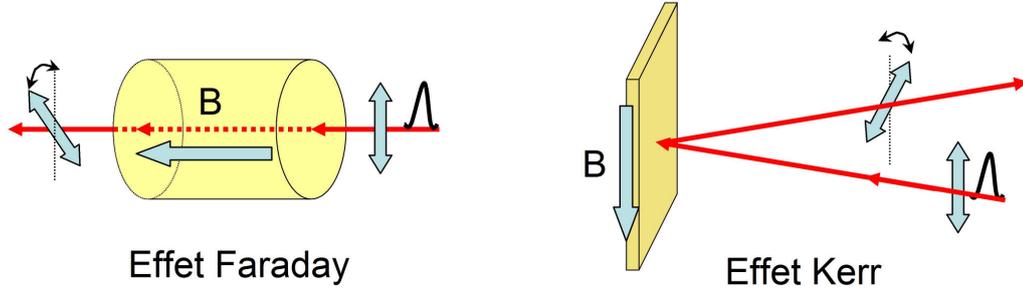


Figure 2.4 – Schéma de principe de l'effet Faraday et de l'effet Kerr. Le plan de polarisation subit une rotation à la réflexion (effet Kerr) ou à la traversé (effet Faraday) du milieu sous champ.

biréfringence circulaire ainsi que le dichroïsme circulaire proviennent d'une différence d'indice optique du milieu pour les ondes polarisées circulairement droite et gauche. D'une manière générale ce phénomène vient du fait que le champ magnétique sépare en énergie les électrons de spin $\pm 1/2$, ou à cause d'une différence de population de spin.

Considérons une onde lumineuse polarisée linéairement selon l'axe x , se propageant selon l'axe z et qui subit une réflexion sur un semiconducteur. La direction de polarisation linéaire de l'onde réfléchie fait alors un angle avec l'axe x qui définit l'angle de rotation Kerr θ_K :

$$\theta_K = \frac{1}{2} \arg \left(\frac{r^-}{r^+} \right) \quad (2.2)$$

où r^\pm représentent les coefficients complexes de réflexion pour les polarisations circulaires droite et gauche. D'après les formules de Fresnel on peut réécrire ces coefficients en fonction des tenseurs diélectriques ϵ_\pm :

$$r^\pm = \frac{1 - \sqrt{\epsilon_\pm}}{1 + \sqrt{\epsilon_\pm}} \quad (2.3)$$

On peut alors déterminer les tenseurs diélectriques par un modèle classique de Maxwell-Lorentz ou par un modèle quantique. A la suite d'Ivchenko [1] et de Testelin [2] on peut écrire les fonctions diélectriques sous la forme :

$$\epsilon_\pm(\omega) = \epsilon_0 + \frac{\epsilon_0 \gamma_\pm}{\omega_\pm - \omega - i\Gamma_\pm} \quad (2.4)$$

Avec γ_\pm les forces d'oscillateurs, Γ_\pm les termes d'amortissement et ω_\pm les énergies

de transitions pour les excitations optique polarisé σ_{\pm} .

Les indices optiques n_{\pm} étant reliés aux fonctions diélectriques ϵ_{\pm} de façon simple ($n_{\pm} = \sqrt{\epsilon_{\pm}}$) on peut discuter de l'origine de l'effet Faraday. La thèse de Jérôme Tribollet [3] contient une section traitant de l'origine de l'effet Faraday où il montre que deux cas sont envisageables. Soit les deux transitions σ_{+} et σ_{-} possèdent des

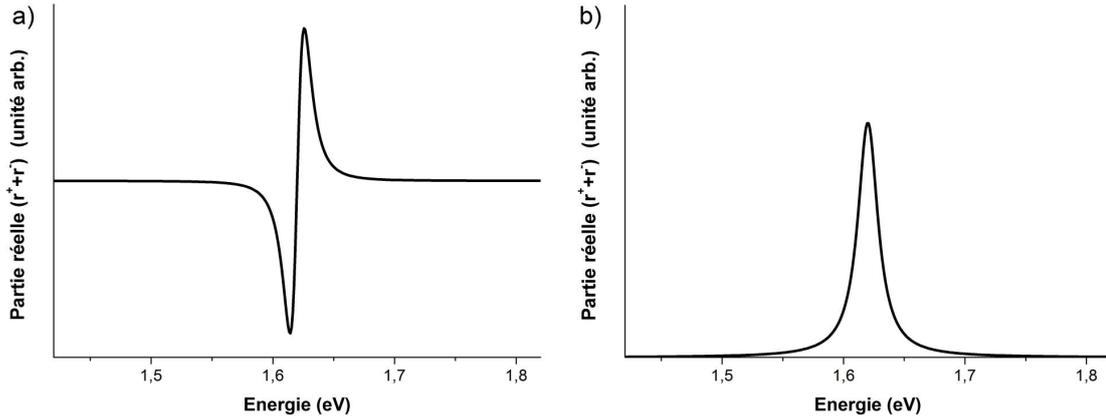


Figure 2.5 – Exemple de spectres de l'effet Kerr où l'on calcule la partie réelle de $r_{xx} = (r_{+} + r_{-})/2$ pour a) des forces d'oscillateurs différentes : $\gamma_{+} \neq \gamma_{-}$, et b) des énergies de transition différentes : $\omega_{+} \neq \omega_{-}$.

forces d'oscillateurs différentes : $\gamma_{+} \neq \gamma_{-}$. Le spectre de l'effet Faraday présente alors une allure dispersive qui s'annule à la fréquence de la transition $\omega_0 = \omega_{\pm}$ (voir Figure 2.5 a)). Soit les deux transitions σ_{+} et σ_{-} possèdent des énergies différentes : $\omega_{+} \neq \omega_{-}$. Le spectre de l'effet Faraday présente alors une allure de courbe en cloche dont le maximum se situe à $(\omega_{+} + \omega_{-})/2$ (voir Figure 2.5 b)). Un moyen simple pour obtenir des énergies de transition différentes est d'appliquer un champ magnétique dans le milieu pour séparer les niveaux de spin des bandes de conduction et de valence par effet Zeeman.

2.4 Montage

Le principe de la rotation Kerr résolue en temps réunit les trois éléments vus précédemment. C'est un montage de type pompe sonde. La pompe utilise l'effet d'orientation optique pour générer des porteurs polarisés en spin et donc une aimantation dans le matériau. On utilise donc une impulsion lumineuse polarisée circulairement pour la pompe. La sonde, quant à elle, va mesurer l'aimantation dans le matériau en utilisant l'effet Kerr. On utilise donc une impulsion lumineuse polarisée linéairement, et l'on va mesurer l'angle de rotation du plan de polarisation de l'onde réfléchi. Cet angle est fonction de l'aimantation dans le milieu et du retard pompe sonde. Puisque

l'on doit récupérer uniquement le faisceau sonde réfléchi, il est très difficile en pratique d'avoir les faisceaux pompe et sonde colinéaires. Le faisceau pompe est alors envoyé perpendiculairement à la surface de l'échantillon, alors que le faisceau sonde fait un petit angle avec la surface (voir Figure 2.6).

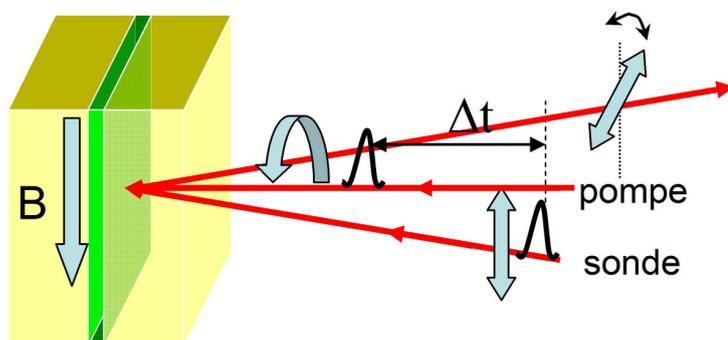


Figure 2.6 – Schéma de principe de la rotation Kerr résolue en temps. L'impulsion pompe est polarisée circulairement. L'impulsion sonde est polarisée linéairement et a un retard Δt par rapport à la pompe. Après réflexion son plan de polarisation subit une rotation due à l'effet Kerr.

2.4.0.1 Faisceaux pompe et sonde

Le schéma de principe du montage de la rotation Kerr résolue en temps est présenté sur la Figure 2.7. Nous détaillons ici les divers éléments utilisés. Les impulsions sont fournies par un laser titane-saphir à modes bloqués (Tsunami, Spectra-Physics), accordable en longueur d'onde, pompé par un laser YaG doublé (Millenia, Spectra-Physics). Ce laser génère des impulsions de l'ordre de 100 fs à une fréquence de 82 Mhz. La puissance moyenne du faisceau laser en sortie est de 800 mW. Une lame séparatrice divise le faisceau originel en 2 faisceaux.

Le faisceau pompe passe par une ligne mécanique de retard (munie d'un moteur pas à pas micrométrique pilotée par ordinateur) constituée d'un miroir en coin de cube. Après son passage par la ligne à retard on peut faire passer le faisceau pompe par une ligne à dispersion qui est détaillé plus bas. Il passe ensuite par un polariseur pour polariser la pompe circulairement. Le faisceau sonde lui est polarisé linéairement. Il passe par la seconde ligne à dispersion puis à travers un prisme de renvoi qui permet d'ajuster la distance entre le faisceau pompe et sonde sans varier le retard. Cette astuce est utile pour récupérer la bonne réflexion du faisceau sonde parmi les diffusions parasites de la pompe. Finalement on focalise la pompe et la sonde sur l'échantillon à travers la lentille objectif. D'après le diamètre du faisceau et la focale de la lentille on estime le diamètre du faisceau sur l'échantillon à 150 μm .

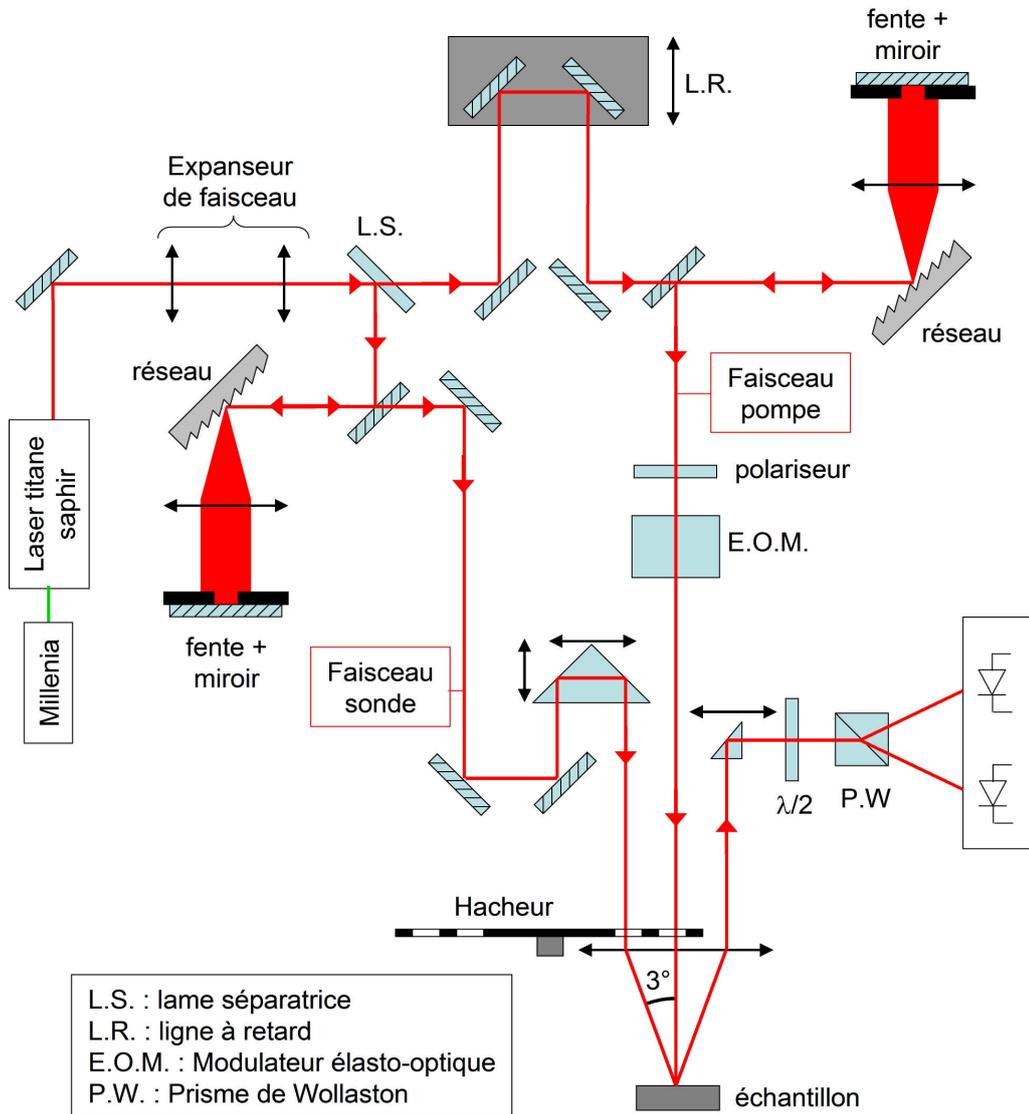


Figure 2.7 – Schéma du montage de l'expérience de rotation Kerr résolue en temps

Pour éviter les sources de bruits parasites (bruit de la cavité du laser, bruit de l'électronique, bruit en $1/f$, ...) lors de la mesure de la rotation Kerr, on module le signal pompe-sonde 3 fois. Ces modulations ont pour but d'éliminer les bruits à basses fréquences en déplaçant le signal vers les hautes fréquences. La première modulation est réalisée par un E.O.M. (Modulateur Elasto-Optique) à base de quartz qui module la polarisation du faisceau pompe entre circulaire droite et circulaire gauche à une fréquence f_0 de l'ordre de 50 kHz mais sans être un multiple de 50 Hz pour éviter le bruit du réseau d'alimentation. La deuxième et troisième modulation sont réalisées par un double hacheur mécanique qui module l'intensité du faisceau pompe à une fréquence f_p et l'intensité du faisceau sonde à une fréquence f_s différente de f_p . Cette

double modulation permet de récupérer un signal pompe sonde à la fréquence somme $f_p + f_s$.

Les temps de retard mesurés étant de l'ordre de la picoseconde la géométrie des trajets des faisceaux doit être calculée pour ne pas engendrer de retard entre eux. Il faut donc tenir compte du retard occasionné par tous les éléments optiques, et avoir un trajet d'une précision de l'ordre de $10 \mu\text{m}$. Cette précision est atteinte grâce au prisme de renvoi sur la sonde qui est monté sur une translation micrométrique. La coïncidence temporelle des impulsions pompe et sonde est réalisée à l'aide d'un cristal doubleur et permet de fixer le retard nul entre les faisceaux.

2.4.0.2 Lignes à dispersion

Les deux lignes à dispersion sont constituées des mêmes éléments. Le faisceau d'entrée arrive sur un réseau en réflexion de 1200 trait/cm qui disperse les composantes de l'impulsion. Une lentille de focale f placée à la distance f du réseau récupère l'ordre 1 de diffraction du réseau. A la distance f de la lentille dans le plan de Fourier de celle-ci on place un miroir et une fente réglable. Pour éviter le renvoi du faisceau sur lui même et pouvoir récupérer un faisceau de sortie, le faisceau d'entrée ne passe pas par le centre optique de la lentille (voir figure 2.8), on le décale

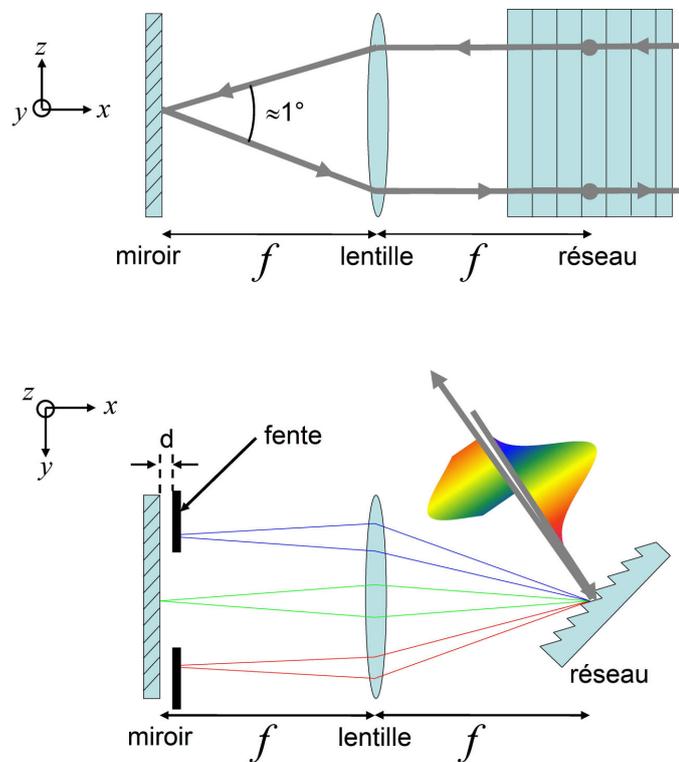


Figure 2.8 – Schéma du montage de la ligne à dispersion.

verticalement selon l'axe z . Après renvoi par le miroir les composantes spectrales du faisceau repassent par la lentille puis par le réseau qui recombine les différentes composantes spectrales. La fente ne se situe pas dans le plan de Fourier, mais à une faible distance d pour ne pas abimer le miroir lors de la translation de la fente selon l'axe y . Cette fente permet d'éliminer certaines fréquences dans l'impulsion. Le but premier de ces lignes à dispersion a été de diminuer la puissance des faisceaux pour éviter de trop chauffer l'échantillon. Nous verrons au Chapitre 4 que ces fentes permettent aussi d'augmenter le signal de rotation Kerr que l'on mesure.

2.4.0.3 Dispositif de mesure

Nous travaillons avec l'effet Kerr, on est donc en réflexion et le système de mesure se trouve avant le cryostat. Ce système de mesure est un pont optique [4] qui permet la mesure d'une petite rotation du plan de polarisation. On récupère la réflexion du faisceau sonde après la lentille de focalisation et on le fait passer par un petit prisme de renvoi pour éviter l'introduction de réflexion parasite dans le dispositif de mesure. Le faisceau réfléchi passe ensuite par un cube polariseur qui le divise en deux faisceaux polarisés orthogonalement (voir Figure 2.9) selon les axes x et y du cube. Sur un pont optique équilibré, une lame $\lambda/2$ est placée avant le cube polariseur de

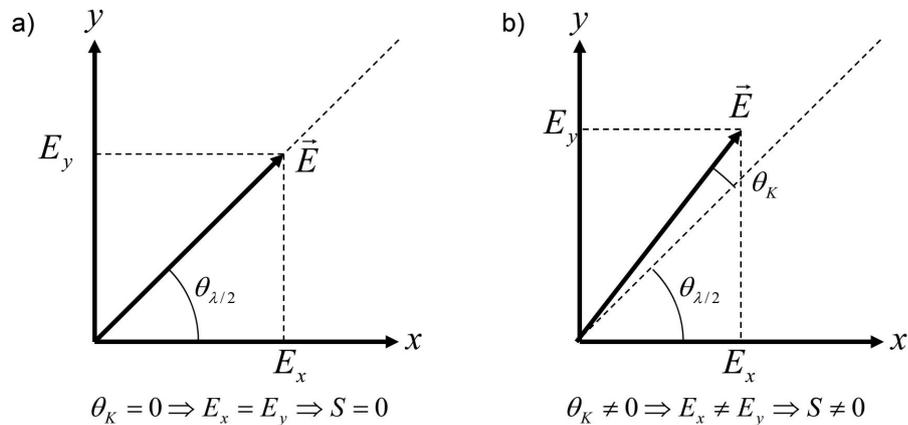


Figure 2.9 – (a) polarisation du faisceau réfléchi avant d'entrée dans le cube polariseur : l'angle de rotation Kerr étant nul, il n'y a aucun signal. (b) La rotation Kerr entraîne une différence d'intensité des polarisation selon x et y .

façon à avoir deux faisceaux d'intensités égales en l'absence de rotation photoinduite : $I_x = I_y$. La polarisation du faisceau réfléchi fait alors un angle $\theta_{\lambda/2}$ avec l'axe x du cube polariseur. Si le faisceau réfléchi subit une rotation de son plan de polarisation d'un angle θ_K par l'effet Kerr alors sa polarisation fait un angle $\theta = \theta_{\lambda/2} + \theta_K$. Les deux polarisations n'ont donc plus la même intensité : $I_x \neq I_y$ (voir Figure 2.9).

Chaque faisceau du cube polariseur est envoyé sur une photodiode du pont optique. Le pont amplifie les deux signaux puis soustrait l'un à l'autre. Le signal de sortie S s'écrit alors en fonction du retard pompe-sonde τ :

$$S(\tau) = I_x(\tau) - I_y(\tau) = I_0 [\cos^2(\theta(\tau)) - \sin^2(\theta(\tau))] \quad (2.5)$$

où I_0 représente l'intensité du faisceau réfléchi. Nous utilisons un pont optique auto-balancé qui ne nécessite pas de régler exactement l'égalité de l'intensité des deux polarisations orthogonales, et qui se comporte même mieux lorsqu'une des deux polarisations est deux fois plus importante que l'autre. Nous considérerons pour plus de simplicité que les deux polarisations orthogonales sont équilibrées dans la suite et que donc $\theta_{\lambda/2} = \pi/4$. Si l'angle de Rotation Kerr θ_K est très petit, le signal de sortie s'écrit :

$$S(\tau) = I_x(\tau) - I_y(\tau) = I_0 [\cos^2(\theta_K(\tau) + \pi/4) - \sin^2(\theta_K(\tau) + \pi/4)] \approx -2I_0\theta_K(\tau) \quad (2.6)$$

Le pont optique permet donc une mesure qui est directement proportionnelle à l'angle de rotation Kerr et qui n'est pas affectée par les variations d'intensités du laser source. De plus par l'amplification du signal différentiel des photodiodes, le pont permet de mesurer des angles de rotation Kerr inférieur au milliradian.

Nous avons 3 modulations des faisceaux pompe et sonde. Il faut donc réécrire l'intensité et l'angle de rotation Kerr avec les fréquences de modulation.

$$I_0 \rightarrow I_0 \cos(2\pi f_s t) \quad (2.7)$$

$$\theta_K(\tau) \rightarrow \theta_K(\tau) \cos(2\pi f_p t) \cos(2\pi f_0 t) \quad (2.8)$$

Le signal modulé en sortie du pont est alors donné par :

$$S(\tau, t) = 2I_0\theta_K(\tau) \cos(2\pi f_0 t) [\cos(2\pi(f_s - f_p)t) + \cos(2\pi(f_s + f_p)t)] \quad (2.9)$$

On utilise deux démodulateurs synchrones appelés aussi lock-in pour amplifier le signal sur une bande de fréquence étroite autour de la fréquence de modulation. Le premier lock-in démodule le signal à la fréquence somme $f_p + f_s$ du hacheur mécanique. Le signal de ce lock-in est ensuite envoyé au second lock-in qui démodule le signal à la fréquence f_0 de l'E.O.M.

2.4.0.4 Cryostat

L'échantillon est placé dans un cryostat magnéto-optique à quatre fenêtres qui permet d'atteindre des températures de l'ordre de 2 Kelvin en travaillant avec de l'hélium superfluide. Le cryostat dispose de bobines supraconductrices permettant de générer un champ magnétique allant jusqu'à 6 Teslas. On peut alors utiliser soit la géométrie de Voigt (champ magnétique perpendiculaire à l'axe optique), soit la géométrie de Faraday (champ magnétique parallèle à l'axe optique). Nous utilisons principalement la géométrie Voigt dans nos expériences.

Bibliographie

- [1] E. L. Ivchenko, A. V. Kavokin, V. P. Kochereshko, G. R. Posina, I. N. Uraltsev, D. R. Yakovlev, R. N. Bicknell-Tassius, A. Waag, and G. Landwehr. Exciton oscillator strength in magnetic-field-induced spin superlattices $\text{cdte}/(\text{cd,mn})\text{te}$. *Phys. Rev. B*, 46(12) :7713–7722, Sep 1992.
- [2] C. Testelin, C. Rigaux, and J. Cibert. Resonant magneto-optic kerr effect in $\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ quantum-well structures. *Phys. Rev. B*, 55(4) :2360–2367, Jan 1997.
- [3] Jérôme Tribollet. Dynamique des spins électroniques et excitoniques dans les hétérostructures semiconductrices 2d et 0d mesurée par rotation faraday résolue en temps. Thèse présentée à l’université Paris VII le 12 novembre 2003.
- [4] S. A. Crooker, D. D. Awschalom, J. J. Baumberg, F. Flack, and N. Samarth. Optical spin resonance and transverse spin relaxation in magnetic semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. B*, 56(12) :7574–7588, Sep 1997.

Chapitre 3

Echantillons

3.1 Introduction

Pour la génération et la détection, par impulsions femtosecondes, des ondes de spin, nous avons besoin de puits quantiques dopés en manganèses et contenant un gaz d'électrons bidimensionnel de mobilité suffisante. Pour cela nous avons besoin d'échantillons spécifiques. Ce sont des puits quantiques de CdMnTe à modulation de dopage, dopés n. La concentration en électrons des puits varie entre 10^{10} et 3.10^{11} cm^{-2} . La concentration en manganèses visée est de 0.2%. Les puits ont une largeur comprise entre 10 et 15 nm selon les échantillons. Ces échantillons sont fabriqués en croissance par épitaxie par jet moléculaire. Il faut aussi spécifier comment le dopage en électrons et en manganèses est effectué, et comment est fabriqué le puits. Enfin il faut caractériser les échantillons obtenus.

La croissance des échantillons a été effectuée à l'Institut Néel à Grenoble et à l'Institut de Physique expérimentale à Varsovie. Leur caractérisation a été faite sur site puis à l'Institut des Nanosciences de Paris en photoluminescence et spectroscopie Raman.

3.2 Dopage par modulation

La technique du dopage par modulation consiste à concevoir une zone dans l'échantillon fortement dopée en donneurs. Cette zone est séparée spatialement du puits quantique par une zone non dopée nommée « espaceur ». Les électrons des donneurs faiblement liées « tombent » finalement dans le puits quantique ce qui dope le puits en électrons et leur donne une grande mobilité. On réalise ainsi un dopage dans le puits sans avoir les impuretés des donneurs dans celui-ci. La concentration en électrons dans le puits est liée à la distance séparant le puits de la zone de dopage

et à la concentration de donneurs dans la zone dopante. Dans nos échantillons le dopage est effectué par les atomes d'aluminium.

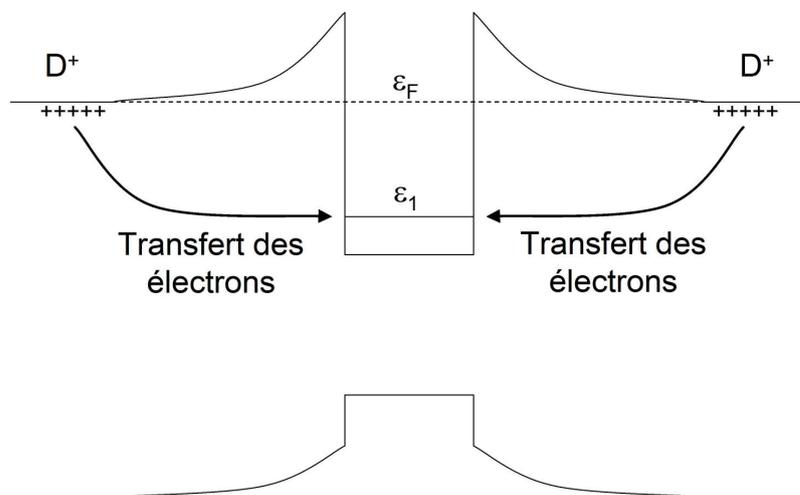


Figure 3.1 – Principe du dopage n d'un puits quantique par modulation. Les ions donneurs sont séparés spatialement du puits quantiques, les électrons des donneurs restant dans le puits quantique tant que la dernière bande de conduction pleine à une énergie inférieure à ϵ_F

3.3 Epitaxie par jet moléculaire

L'épitaxie par jet moléculaire est une technique de croissance des échantillons qui repose sur la condensation d'une phase vapeur en une phase cristalline dans un milieu ultravide. Les débuts de l'épitaxie par jet moléculaire remontent à 1975 [1]. De nos jours c'est une technique largement répandue aussi bien dans les laboratoires de recherche que dans l'industrie [2] et les cristaux réalisés sont généralement d'une très grande qualité.

Pour les échantillons M1118 et M1120 le puits quantique est constitué d'un substrat de $\text{Cd}_{0.88}\text{Zn}_{0.12}\text{Te}$ puis de barrières non magnétique en $\text{Cd}_{0.75}\text{Zn}_{0.1}\text{Mg}_{0.15}\text{Te}$. Le puits en lui-même est en $\text{Cd}_{0.998}\text{Mn}_{0.002}\text{Te}$. La structure complète de l'échantillon est donnée sur la Figure 3.2. Pour l'échantillon M2126, le puits quantique est constitué d'un substrat de $\text{Cd}_{0.88}\text{Zn}_{0.12}\text{Te}$, puis de barrières non magnétiques en $\text{Cd}_{0.715}\text{Zn}_{0.085}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$. Le puits en lui-même est toujours en $\text{Cd}_{0.998}\text{Mn}_{0.002}\text{Te}$. La structure complète de l'échantillon est donnée sur la Figure 3.2. Pour l'échantillon 011609B2 le puits quantique est constitué d'un substrat de GaAs, puis de barrières non magnétiques en $\text{Cd}_{0.8}\text{Mg}_{0.2}\text{Te}$. Le puits en lui-même est toujours en $\text{Cd}_{0.998}\text{Mn}_{0.002}\text{Te}$. La structure complète de l'échantillon est donnée sur la Figure 3.2.

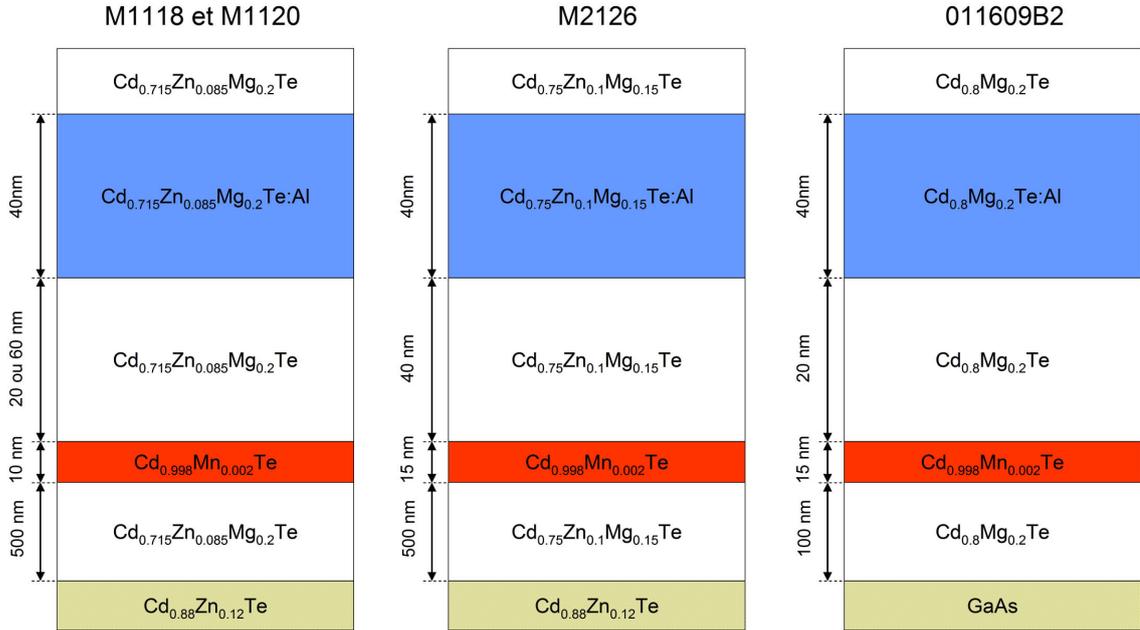


Figure 3.2 – Structure et composition des échantillons M1118, M1120, M2126 et 011609B2.

3.4 Caractérisation

3.4.1 Concentration en manganèses

Plusieurs caractérisations ont été effectuées sur les échantillons. Les échantillons de Grenoble ont d'abord été caractérisés sur place pour déterminer leur concentration en électrons et en manganèses. La mesure de la concentration en manganèses s'effectue par une mesure de l'énergie Zeeman géante. C'est une mesure que l'on reproduira aussi lors de nos expériences. L'équipe de l'institut Néel a effectué une mesure des niveaux de Landau sous champ magnétique pour déduire de l'écartement des niveaux la contribution de l'effet Zeeman géant. On a vu que la séparation en énergie due à cet effet est directement liée à la température et à la concentration effective en manganèse dans le puits. L'équipe de l'INSP a aussi mesuré la concentration en manganèses par Raman spontané, méthode qui se révèle être la plus précise.

On contrôle ainsi que tous les échantillons ont une concentration effective en manganèses proche des 0.2% souhaitée.

3.4.2 Concentration en électrons

La mesure de la concentration en électrons a été effectuée plusieurs fois en utilisant des techniques différentes. En effet la concentration en électrons joue un rôle majeur dans les phénomènes que l'on va observer dans ces puits. Aussi il faut une

mesure aussi précise que possible pour cette concentration. La meilleure méthode pour déterminer les concentrations en électrons dans les échantillons est celle de la barre de Hall, mais c'est une méthode qui est difficile à mettre en œuvre avec nos échantillons car il faudrait alors des contacts électriques ohmiques. D'une part la réalisation de tels contacts est difficile et d'autre part cela entraînerait des difficultés supplémentaires lors des études optiques des échantillons. Il nous faut donc utiliser des méthodes optiques pour la détermination de la concentration. Généralement ces techniques consistent à mesurer l'énergie de Fermi du gaz d'électrons dans le puits, l'énergie de Fermi étant directement reliée à la concentration en électrons.

L'institut Néel utilise le décalage de Moss-Burstein alors que l'institut des nanosciences utilise la spectroscopie Raman et la photoluminescence.

3.4.2.1 Décalage de Moss-Burstein

Le décalage de Moss-Burstein est un décalage en énergie, de l'absorption par rapport à l'émission, de photons [3] [4]. Ce décalage est dû au remplissage de la bande de conduction, dans le cas des semiconducteurs dopés n, ou au remplissage de la bande de valence, dans le cas des semiconducteurs dopés p. On considère un semiconducteur dopé n de concentration n_e . En prenant comme énergie de référence l'énergie du bas de la bande de conduction, on peut écrire les énergies de la bande de conduction et de la bande de valence dans l'approximation des masses effectives :

$$E_c(k) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e} \quad (3.1)$$

$$E_v(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_h} - E_g \quad (3.2)$$

Où E_g est la bande interdite (le gap) entre la bande de conduction et la bande de valence. Dans le cas à deux dimensions l'énergie de Fermi est donnée par : $E_F = \pi n_e \hbar^2 / m_e$. Si on se place à température nulle alors tous les états en dessous de l'énergie de Fermi sont occupés, et tous les états au dessus sont libres. Les transitions optiques ne se font donc pas avec l'énergie du gap, mais avec une énergie supérieure qui est fonction du niveau de Fermi, donc de la concentration n_e , et pour des états de vecteur d'onde k_F définissant le bord de Fermi.

$$E_c(k_F) - E_v(k_F) = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m_e} \left(1 + \frac{m_e}{m_h}\right) + E_g = E_g + E_F + E_F \frac{m_e}{m_h} \quad (3.3)$$

Le décalage de Moss-Burstein est donc l'énergie $E_{MB} = E_F(1 + m_e/m_h)$. En connaissant avec suffisamment de précision les masses effectives des électrons et des trous lourds, la mesure de ce décalage permet de connaître la valeur de l'énergie de Fermi et donc de la concentration en électrons. La mesure de ce décalage se fait sur les spectres de photoluminescence ou d'excitation de la photoluminescence, et d'absorption, comme le montre la Figure 3.3.

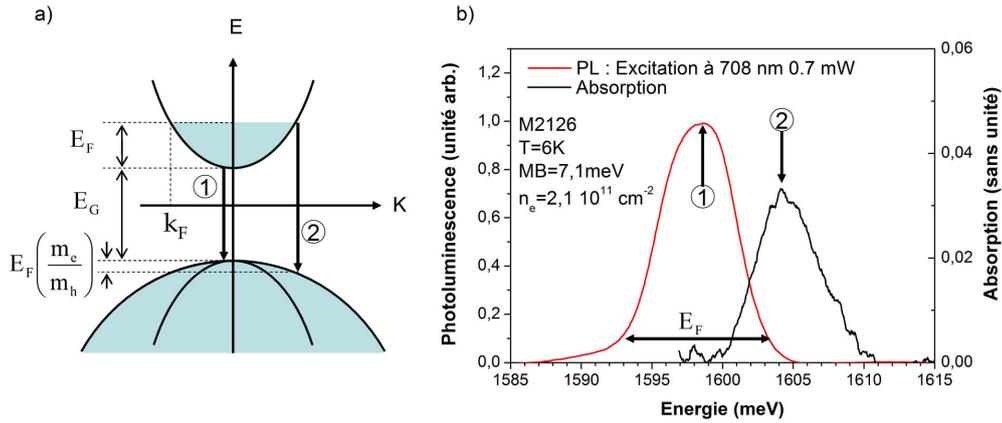


Figure 3.3 – a) structure de bandes simplifiée où la bande de conduction est remplie jusqu'à l'énergie de Fermi. b) spectre de photoluminescence et d'absorption pour l'échantillon M2126. La transition optique 1 est celle qui apparaît lors de la photoluminescence. La transition 2 représente le bord de Fermi et la transition qui apparaît à l'absorption ou à l'excitation de la photoluminescence. Le décalage Moss-Burstein est de 7.1 meV, soit une concentration en électrons de 2.1 cm^{-2} .

3.4.2.2 Photoluminescence

Les spectres de photoluminescence en champ nul permettent de mesurer directement l'énergie de Fermi sans utiliser le spectre d'absorption comme pour le décalage de Moss-Burstein. Si on ne tient pas compte du désordre, le pic d'un spectre de photoluminescence est associé à l'énergie de recombinaison du gap E_G . L'intensité de la photoluminescence diminue avec l'énergie du photon jusqu'à former un épaulement et un bord à l'énergie du gap plus l'énergie de Fermi : $E_G + E_F$ (voir Figure 3.4(a)). Aku-Leh *et al.* [5] propose une théorie pour décrire la forme du spectre en tenant compte du désordre et l'utilisent pour ajuster la courbe théorique sur le spectre. Les paramètres d'ajustement donnent l'énergie de Fermi et donc la concentration en électron (voir Figure 3.4 (b)).

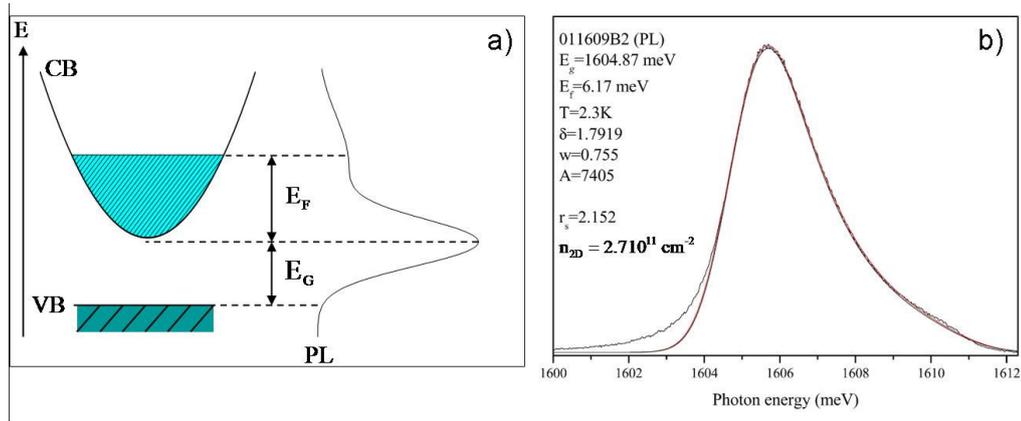


Figure 3.4 – a) schéma de la structure de bandes et de l'intensité de la photoluminescence correspondante, Le pic de la PL se situe à l'énergie du gap E_G et l'épaule à l'énergie de Fermi E_F plus l'énergie du gap. b) spectre de photoluminescence de l'échantillon 011609B2 fourni par l'équipe de l'INSP et la courbe théorique ajustée [5]. L'ajustement donne différents paramètres dont l'énergie de Fermi et donc la concentration en électrons

3.4.2.3 Spectroscopie Raman

On regarde ici les spectres de diffusion Raman, en polarisations croisées ou parallèles, des excitations du gaz d'électrons comme sur la Figure 3.5, obtenue pour un échantillon que nous n'étudions pas dans cette thèse. Comme on l'a vu au Chapitre 1 le maximum en énergie des excitations individuelles du gaz bidimensionnel peut s'écrire :

$$E(q) = \hbar v_F q + \frac{\hbar^2 q^2}{2m} \quad (3.4)$$

avec v_F la vitesse de Fermi donnée par $v_F = \hbar k_F / m$. Pour des excitations de petits vecteurs d'onde ($q \ll k_F$) on peut considérer la relation comme linéaire au premier ordre. On peut donc déduire de la dispersion de l'énergie du pic Raman la vitesse de Fermi du gaz d'électrons. Celle-ci est liée à la concentration en électrons par $v_F = \hbar \sqrt{2\pi n_{2D}} / m$.

3.4.3 Récapitulatif des caractéristiques

La concentration en électrons étant très difficile à mesurer avec précision par une seule technique, et jouant un rôle très important dans les phénomènes observés, nous comparons toutes les mesures effectuées. Nous moyennons les mesures les plus significatives pour arriver aux valeurs données dans le tableau 3.1 et aux erreurs relatives. Voici un tableau qui récapitule les caractéristiques des différents échantillons :

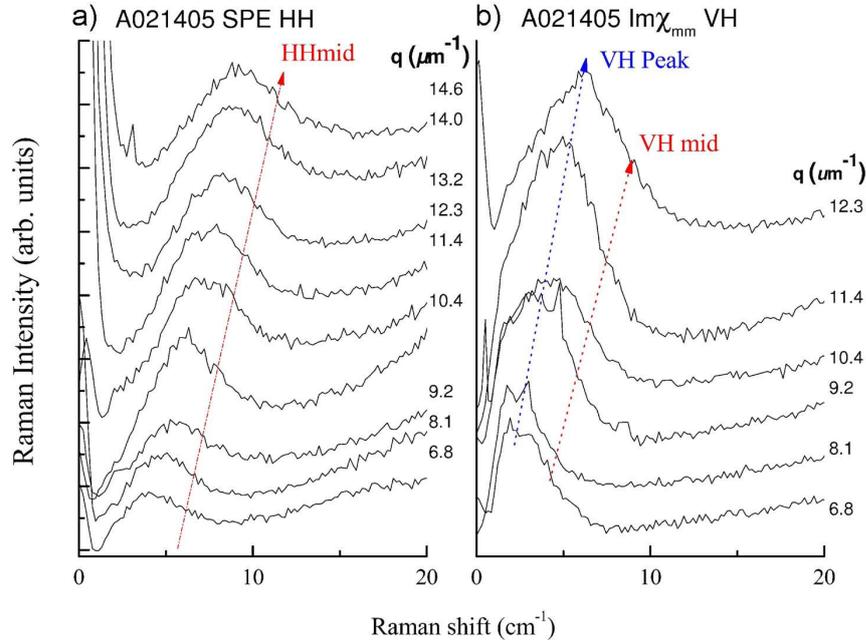


Figure 3.5 – Spectres Raman fournis par l'équipe de l'INSP en polarisation a) parallèle (HH) et b) croisée (VH) en champ nul pour différents vecteurs d'ondes q . L'échantillon utilisé : A21405 n'est pas étudié dans cette thèse. Le pic Raman (VH Peak) ainsi que le point à mi-hauteur (HH mid et VH mid) dérive en fréquence selon la même loi de dispersion en $\hbar v_F q$. La mesure de v_F permettant le calcul de la concentration en électron.

échantillon	M1118	011609B2	M1120	M2126
concentration en électrons : n_e (10^{11} cm^{-2})	1.34	2.4	2.85	2.9
erreur sur la concentration : δn_e (10^{11} cm^{-2})	0.1	0.2	0.25	0.5
concentration en manganèses : x_{eff} (%)	0.25	0.29	0.25	0.27
largeur du puits w (nm)	10	15	10	12

Table 3.1 – Tableau récapitulatif des paramètres des échantillons.

Bibliographie

- [1] A.Y. Cho and J.R. Arthur. Molecular beam epitaxy. *Progress in Solid State Chemistry*, 10(Part 3) :157 – 191, 1975.
- [2] W. Patrick McCray. Mbe deserves a place in the history books. *Nature Nanotechnology*, 2 :259–261, 2007.
- [3] T.S. Moss. The interpretation of the properties of indium antimonide. *Proceedings of the Physical Society. Section B*, 67(10) :775, 1954.
- [4] Elias Burstein. Anomalous optical absorption limit in insb. *Phys. Rev.*, 93(3) :632–633, Feb 1954.
- [5] Cynthia Aku-Leh, Florent Perez, Bernard Jusserand, David Richards, Wojciech Pacuski, Piotr Kossacki, Michel Menant, and Grzegorz Karczewski. Measuring the spin polarization and zeeman energy of a spin-polarized electron gas : Comparison between raman scattering and photoluminescence. *Phys. Rev. B*, 76(15) :155416, Oct 2007.

Chapitre 4

Optimisation du signal par mise en forme des impulsions

Le montage que nous avons présenté dans le Chapitre 2 possède deux lignes à dispersions qui permettent de modifier la forme des impulsions. Nous allons voir dans ce chapitre l'intérêt qu'il y a à modifier les impulsions pompes et sondes. Pour cela nous allons tout d'abord considérer deux types de transitions multiphotoniques : l'absorption à deux photons et le Raman, sachant que ce dernier permet d'exciter les ondes de spin [1]. En utilisant la théorie des perturbations dépendantes du temps jusqu'au second ordre, nous montrerons que les impulsions limitées par transformée de Fourier ne sont pas optimales pour les transitions à deux photons résonantes avec un état intermédiaire. Nous présenterons des moyens d'optimiser notre signal de rotation Kerr en mettant en forme les impulsions, et les résultats obtenus.

4.1 Transitions à deux photons : Raman et absorption à deux photons

L'absorption à deux photons et le Raman sont deux processus d'optique non linéaire très proches dans leur concept. Ils mettent tous les deux en jeu l'absorption ou l'émission de deux photons et trois états quantiques (ce sont deux types de transitions multiphotoniques à deux photons).

Considérons un système quantique à trois niveaux : $|g\rangle$ pour l'état initial qui sera aussi un état fondamental (ground state), $|i\rangle$ pour l'état intermédiaire qui peut-être réel ou virtuel et $|f\rangle$ pour l'état final. Comme le montre la Figure 4.1 l'absorption à deux photons se déroule comme suit : un premier photon absorbé d'énergie $\hbar\omega_{ig} = E_i - E_g$ fait passer le système de l'état $|g\rangle$ à l'état $|i\rangle$, et un second photon absorbé

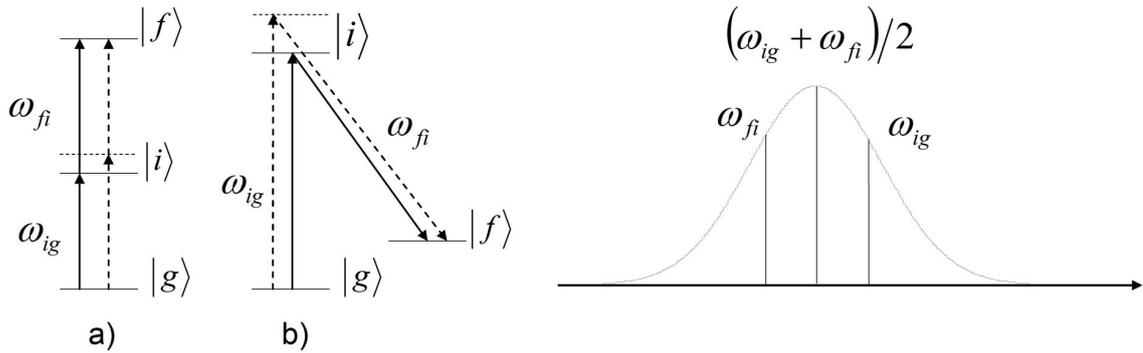


Figure 4.1 – Diagramme des niveaux d'énergie et des transitions lors de processus à 2 photons pour : a) absorption à deux photons. b) Raman. $|g\rangle$ est l'état initial du système, $|i\rangle$ un état intermédiaire et $|f\rangle$ l'état final. En traits pleins est représenté le cas résonant et en pointillés le cas non résonant.

d'énergie $\hbar\omega_{fi} = E_f - E_i$ fait passer le système de l'état $|i\rangle$ à l'état $|f\rangle$. Pour le Raman le processus est légèrement différent. Un premier photon absorbé d'énergie $\hbar\omega_{ig}$ fait toujours passer le système de l'état $|g\rangle$ à l'état $|i\rangle$, mais pour passer de l'état $|i\rangle$ à l'état $|f\rangle$ le système doit émettre un photon d'énergie $\hbar\omega_{fi}$ par un processus d'émission spontané ou stimulé.

Ces transitions à deux photons peuvent être décrites dans le cadre plus général des transitions multiphotoniques qui utilise la théorie des perturbations dépendantes du temps. Pour les transitions à deux photons, nous utiliserons la perturbation au second ordre. Considérons que le système non perturbé soit décrit par l'hamiltonien H_0 :

$$H_0 |n\rangle = E_n |n\rangle \quad (4.1)$$

avec E_n et $|n\rangle$ les énergies propres et les fonctions d'ondes propres du système. On perturbe ce système par une onde électromagnétique. L'interaction est décrite par l'opérateur $W(t) = -\mu\epsilon(t)$ qui dépend du temps. Ici μ est le moment dipolaire électrique et $\epsilon(t)$ le champ électrique. L'hamiltonien du système s'écrit maintenant $H = H_0 + W(t)$ et les fonctions d'ondes propres peuvent s'écrire sur la base $|n\rangle$:

$$|\psi\rangle = \sum_n b_n(t) e^{-i\omega_n t} |n\rangle \quad (4.2)$$

Les termes $b_n(t)$ peuvent être développés en puissances du champ électrique ϵ : $(b_n(t) = b_n^{(0)}(t) + \epsilon b_n^{(1)}(t) + \epsilon^2 b_n^{(2)}(t) + \dots)$. La théorie des perturbations dépendantes du temps nous permet de calculer tous les termes $b_n^{(i)}(t)$. Puisque nous nous intéressons à des processus à 2 photons, il faut aller jusqu'à l'ordre 2 en perturbation et calculer $b_n^{(2)}(t)$. Sachant que le système passe par les états intermédiaires $|i\rangle$ et qu'il doit finir

sur l'état final $|f\rangle$, nous calculons en fait $b_f^{(2)}$:

$$b_f^{(2)}(t) = \frac{-1}{\hbar^2} \sum_i \mu_{fi} \mu_{ig} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{t_1} \epsilon(t_2) \epsilon(t_1) e^{i\omega_{ig}t_2} e^{i\omega_{fi}t_1} dt_1 dt_2 \quad (4.3)$$

On rappelle ici que $b_f^{(2)}(t)$ représente l'amplitude de l'état $|f\rangle$ au temps t après interaction avec 2 photons, $\mu_{nk} = \langle n | \mu | k \rangle$, $\omega_{ig} = (E_i - E_g)/\hbar$ et $\omega_{fi} = (E_f - E_i)/\hbar$. La sommation se fait sur tous les états intermédiaires possibles.

L'article de Meshulach [2] montre que si l'impulsion ne contient aucune fréquence en résonance avec les différentes transitions nécessaires à une transition multiphotonique, alors l'impulsion limitée par transformée de Fourier est optimale pour générer la transition. La mise en forme de l'impulsion n'apporte aucune amélioration. Cet article prend pour exemple l'absorption à deux photons pour confirmer expérimentalement cette théorie. Deux ans plus tard l'article de Dudovich [3] apporte des précisions supplémentaires dans le cas où l'impulsion contient une fréquence en résonance avec une transition nécessaire à une transition multiphotonique. Dans ce cas, l'impulsion limitée par transformée de Fourier n'est plus optimale, et on peut améliorer la génération de la transition en mettant en forme l'impulsion. Dudovich arrive ainsi à doubler le taux d'absorption à deux photons en supprimant certaines composantes spectrales de l'impulsion, et même à augmenter d'un facteur 7 l'absorption en changeant la phase de certaines composantes spectrales. Nous allons procéder de la même façon que Dudovich, mais dans le cas du Raman, pour améliorer la génération de l'onde de spin.

4.2 Optimisation des impulsions

4.2.1 Théorie

Comme le montre la Figure 4.1, dans le cas du Raman nous avons $\omega_{ig} > 0$ (absorption d'un photon), et $\omega_{fi} < 0$ (émission d'un photon). Nous écrivons d'abord le champ électrique sous forme complexe :

$$\epsilon(t) = \tilde{\epsilon}(t) + \tilde{\epsilon}^*(t) \quad (4.4)$$

De plus nous considérons qu'un seul état intermédiaire $|i\rangle$ contribue à la somme de l'Equation (4.3) et que l'impulsion contient les fréquences ω_{ig} et ω_{fi} . Dans l'approxi-

mation du champ tournant cette dernière équation devient :

$$b_f^{(2)}(t) = \frac{-1}{\hbar^2} \mu_{fi} \mu_{ig} \int_{-\infty}^t \int_{-\infty}^{t_1} \tilde{\epsilon}(t_2) \tilde{\epsilon}^*(t_1) e^{i\omega_{ig}t_2} e^{i\omega_{fi}t_1} dt_1 dt_2 \quad (4.5)$$

En écrivant dans l'intégrale le champ électrique $\tilde{\epsilon}(t)$ sous sa forme de transformée de Fourier $\int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\epsilon}(\omega) e^{-i\omega t} d\omega$ on obtient :

$$b_f^{(2)}(t) = \frac{-1}{\hbar^2} \mu_{fi} \mu_{ig} \iint_{-\infty}^{+\infty} d\omega d\omega' \tilde{\epsilon}(\omega) \tilde{\epsilon}^*(\omega') \int_{-\infty}^t dt_1 e^{i(\omega' + \omega_{fi})t_1} \int_{-\infty}^{t_1} dt_2 e^{i(\omega - \omega_{ig})t_2} \quad (4.6)$$

L'amplitude finale de l'état $|f\rangle$, après que l'impulsion soit passée, est donnée par $b_f^{(2)}(t \rightarrow \infty)$ qui peut-être exprimé sous la forme de deux termes :

$$b_f^{(2)} = \frac{-1}{i\hbar^2} \mu_{fi} \mu_{ig} \left[i\pi \tilde{\epsilon}(\omega_{ig}) \tilde{\epsilon}^*(\omega_{ig} - \omega_{fg}) + \wp \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\tilde{\epsilon}(\omega) \tilde{\epsilon}^*(\omega - \omega_{fg})}{\omega_{ig} - \omega} d\omega \right] \quad (4.7)$$

Avec \wp la valeur principale de Cauchy. Le premier terme est un terme résonant qui ne contient que les composantes spectrales de l'impulsion en résonance avec les transitions. Le second terme lui est un terme non résonant car il intègre sur toutes les autres composantes spectrales hors résonance. Ces deux termes sont déphasés de $\pi/2$. De plus dans le terme non résonant les composantes à $\omega < \omega_{ig}$ sont en opposition de phase avec celles à $\omega > \omega_{ig}$. A partir de ces considérations sur les phases de chaque terme, nous pouvons envisager plusieurs moyens pour améliorer l'efficacité du Raman en modifiant les composantes spectrales de l'impulsion. Pour les simulations nous rajoutons un terme γ d'amortissement phénoménologique qui tient compte du temps de cohérence optique de l'état intermédiaire. L'efficacité du processus Raman est alors donnée par :

$$A_{SRS} = |b_f^{(2)}|^2 \propto \left| \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \frac{\tilde{\epsilon}(\omega) \tilde{\epsilon}^*(\omega - \omega_{fg})}{i(\omega_{ig} - \omega) + \gamma} \right|^2 \quad (4.8)$$

Supposons que notre impulsion gaussienne contienne les fréquences de résonance ω_{fi} et ω_{ig} et soit centrée au milieu de deux fréquences comme sur la Figure 4.2. Le moyen le plus simple pour augmenter le signal Raman est de retirer les composantes qui ne sont pas en phase avec le terme résonant. La Figure 4.3 montre l'efficacité du Raman lorsque l'on retire les hautes fréquences ou les basses fréquences de l'impulsion. Si l'on coupe les hautes fréquences dans l'impulsion, on voit apparaître une résonance à la fréquence de coupure ω_{ig} . De même, lorsque l'on coupe les basses fréquences, on voit apparaître une résonance à la fréquence de coupure ω_{fi} . Donc on n'amplifie pas

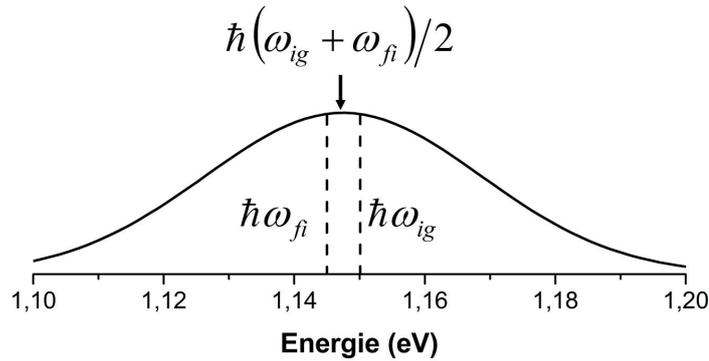


Figure 4.2 – Impulsion gaussienne contenant les fréquences de résonance ω_{fi} et ω_{ig} . L'impulsion est centrée au milieu des deux fréquences.

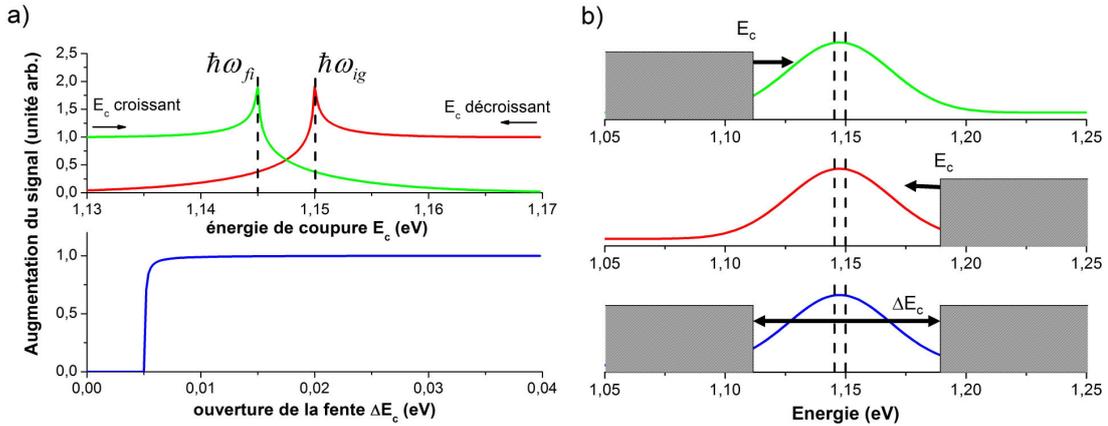


Figure 4.3 – a) Augmentation du signal A_{SRS} dans trois cas. En vert on coupe les basses fréquences en dessous de l'énergie E_c et on observe une augmentation du signal à la fréquence ω_{fi} . En rouge on coupe au dessus de l'énergie E_c et on observe une augmentation du signal à la fréquence ω_{ig} . En bleue on coupe symétriquement l'impulsion par une fente de largeur ΔE_c et on n'observe aucune augmentation. b) Les 3 coupures possibles correspondant à ce que l'on fait en a).

à proprement parler le Raman, mais on élimine les paires de photons qui interfèrent destructivement. Dans ce cas les paires de photons d'énergie $(\hbar\omega, \hbar\omega - \hbar\omega_{fg})$ tels que $\hbar\omega > \hbar\omega_{ig}$ interfèrent destructivement avec les paires de photons d'énergie $(\hbar\omega, \hbar\omega - \hbar\omega_{fg})$ tels que $\hbar\omega < \hbar\omega_{ig}$. Si l'on coupe symétriquement l'impulsion, on vérifie que l'on n'obtient aucune amélioration du signal.

Une autre alternative, pour éviter les interférences destructives entre paires de photons, est de remettre en phase une paire de photons par rapport à l'autre. Pour cela on peut, par exemple, appliquer un saut de phase de π aux paires de photons de hautes fréquences. Comme le montre la Figure 4.4 on obtient une meilleure

amplification du signal qu'en éliminant les hautes fréquences.

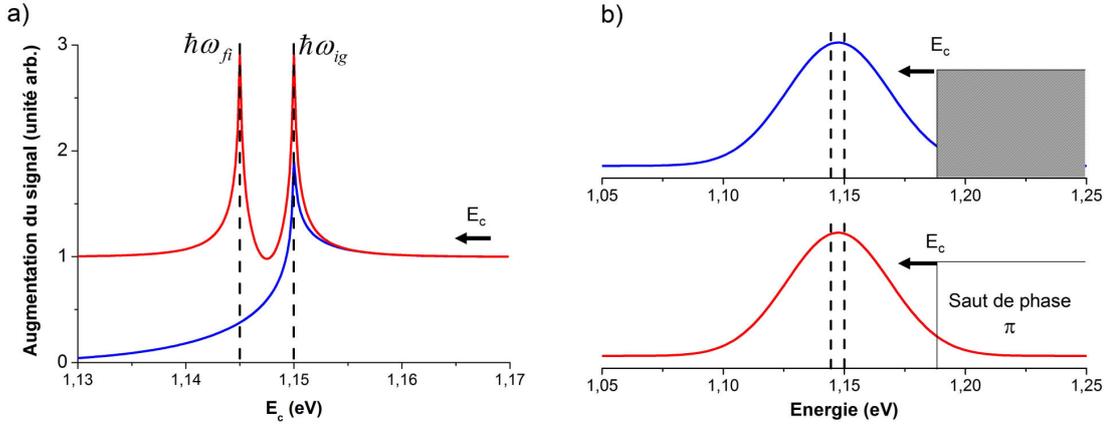


Figure 4.4 – a) Augmentation du signal A_{SRS} lorsque l'on opère un saut de phase de π sur les fréquences d'énergies supérieures à E_c . On compare l'augmentation obtenue (en rouge) avec celle obtenue par la coupure des fréquences d'énergie supérieure à E_c (en bleu). b) La coupure et le saut de phase sur les composantes dont l'énergie est supérieure à E_c .

4.2.2 Mise en forme des impulsions

Le moyen le plus répandu pour mettre en forme une impulsion est la ligne à dispersion nulle (ou ligne 4f) qui permet de séparer spatialement les fréquences de l'impulsion afin de pouvoir modifier indépendamment leurs phases et leurs amplitudes avant de les mélanger à nouveau pour former une nouvelle impulsion [4]. Le schéma de principe est montré sur la Figure 4.5. La ligne à dispersion nulle est composée d'un réseau d'entrée qui disperse les composantes spectrales de l'impulsion. Une lentille de focale f sépare spatialement chaque composante fréquentielle dans le plan de Fourier de la lentille. C'est dans ce plan que l'on peut modifier l'intensité et la phase de chaque composante spectrale en utilisant par exemple un masque programmable (SLM pour spatial-light-modulator) [4]. La deuxième lentille et le deuxième réseau, identiques aux premiers, recombinent les différentes composantes spectrales pour reformer une impulsion. Il est à noter que la ligne à dispersion nulle munie d'un SLM n'est pas la seule manière de mettre en forme des impulsions. En effet on peut utiliser un filtre acousto-optique dispersif programmable (Dazzler) [5],[6] qui permet de modifier l'intensité et la phase des composantes spectrales. Une autre méthode consiste à utiliser un miroir déformable [7], [8], [9], [10] pour modifier uniquement la phase des composantes spectrales.

En notant $\tilde{\epsilon}_{in}(\omega)$ le champ de l'impulsion entrante et $\tilde{\epsilon}_{out}(\omega)$ le champ de l'im-

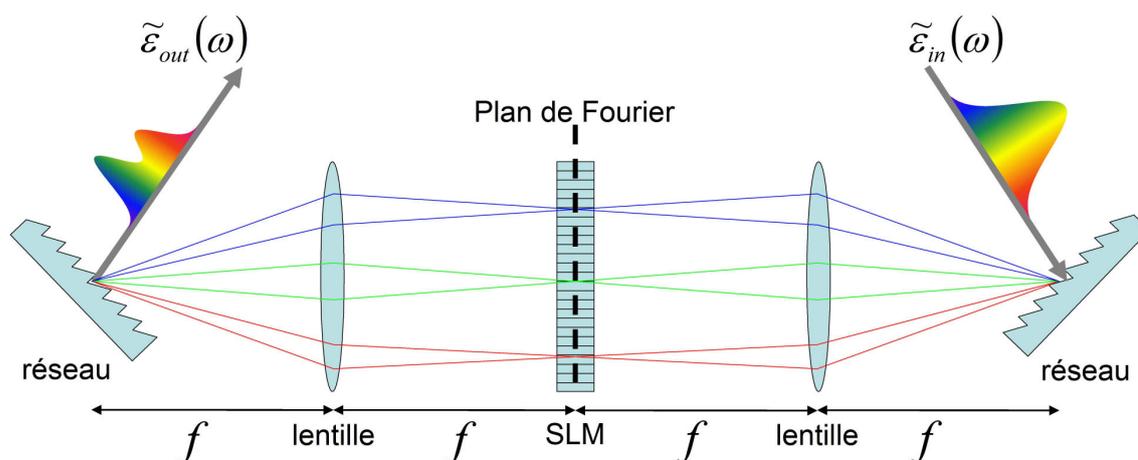


Figure 4.5 – Schéma de principe d'une ligne à dispersion nulle. SLM est l'acronyme de Spatial-Light-Modulator. Les lentilles sont de focales f , $\tilde{\epsilon}_{in}$ est le spectre de l'impulsion entrante, $\tilde{\epsilon}_{out}$ est le spectre de l'impulsion sortante.

pulsion à la sortie de la ligne, nous avons une relation entre les deux :

$$\tilde{\epsilon}_{out}(\omega) = H(\omega)\tilde{\epsilon}_{in}(\omega) \quad (4.9)$$

Où $H(\omega) = t(\omega) \exp(i\phi(\omega))$ est la fonction de transfert dans le plan de Fourier ($t(\omega)$ modifie l'intensité de la composante ω et $\phi(\omega)$ sa phase).

Pour des raisons de gain de place nous avons utilisé deux lignes à dispersion nulle repliées, une pour chaque faisceau. Le principe de la ligne repliée consiste à placer un miroir dans le plan de Fourier, ce qui élimine la moitié des composants nécessaires. Le schéma de nos lignes repliées a déjà été présenté au Chapitre 2, mais nous le reproduisons ici sur la Figure 4.6. Pour modifier les composantes dans le plan de Fourier nous disposons d'une fente, ce qui limite la mise en forme à la suppression de composantes spectrales. La fonction de transfert $H(\omega)$ se simplifie alors en une simple fonction porte dont on connaît le centre ω_c et la largeur $\Delta\omega_c = \Delta E_c/\hbar$:

$$H(\omega) = \Theta\left(\omega - \omega_c + \frac{\Delta\omega_c}{2}\right) \Theta\left(\omega_c + \frac{\Delta\omega_c}{2} - \omega\right) \quad (4.10)$$

Avec Θ la fonction de Heaviside. Nous allons maintenant comparer la théorie que nous avons présentée aux résultats obtenus en mettant en forme nos impulsions.

4.2.3 Expériences

Nous avons, dans un premier temps, monté une seule ligne à dispersion sur le faisceau source avant la séparation en faisceau pompe et sonde. Le but étant comme

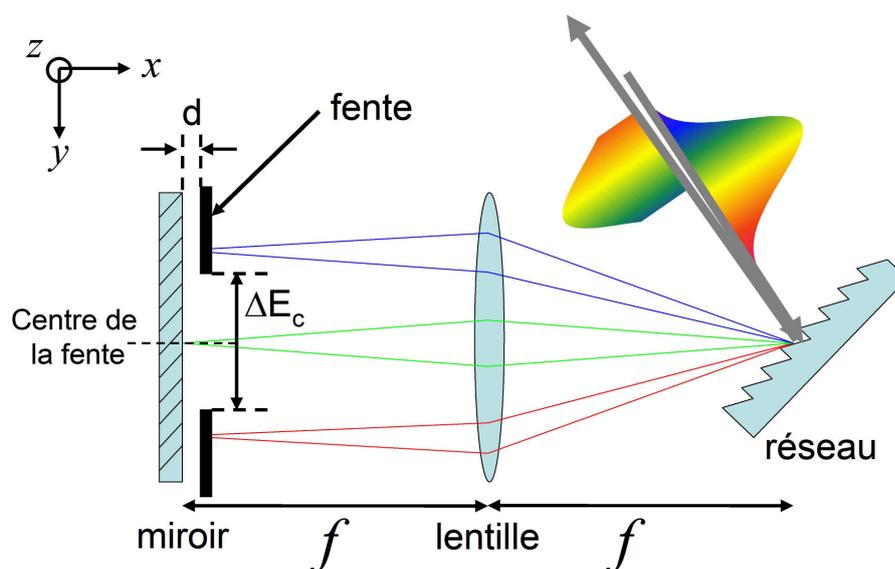


Figure 4.6 – Schéma de la ligne à dispersion repliée. Le miroir se situe dans le plan de Fourier de la lentille. La fente se trouve à la distance d du miroir, elle peut se déplacer selon l'axe y .

expliqué au Chapitre 2 de diminuer la puissance des faisceaux. Nous avons réalisé une série de mesure en champ nul en variant l'ouverture de la fente sur l'échantillon M1120. Les résultats obtenus sur l'augmentation du signal sont présentés sur la Figure 4.7 où on observe une augmentation d'un facteur 2 lorsque l'ouverture de la fente est de l'ordre de 10 meV. En comparant les résultats obtenus avec les simula-

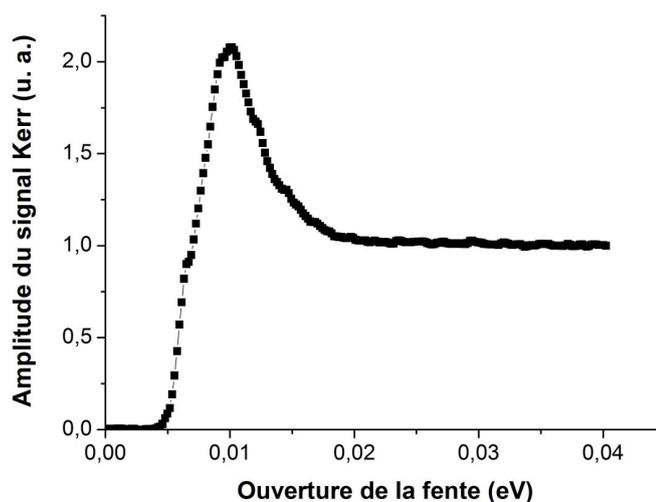


Figure 4.7 – Amplitude du signal Kerr en champ nul sur l'échantillon M1120 en fonction de l'ouverture de la fente en eV. Cette amplitude est normalisée par la mesure effectuée lorsque la fente est totalement ouverte.

tions, on observe que la résonance est très fine sur les simulations alors qu'elle semble très élargie expérimentalement. Ce résultat peut être expliqué par un défaut dans notre ligne à dispersion. En effet, nous avons placé le miroir dans le plan de Fourier. La fente qui doit réaliser la fonction de transfert $H(\omega)$ ne se situe pas dans ce plan mais à une certaine distance d (voir Figure 4.6). La fonction de transfert n'est alors plus abrupte, et elle laisse passer certaines fréquences qu'elle devrait bloquer. On observe ce phénomène dans le spectre de l'impulsion après la ligne à dispersion sur la Figure 4.8 a). La coupure en fréquence n'est pas abrupte, on remplace la fonction

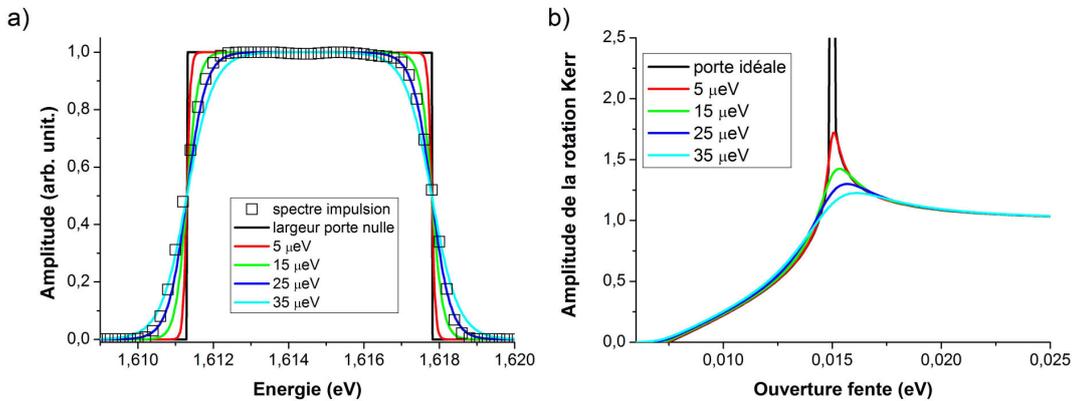


Figure 4.8 – a) Spectre de l'impulsion (carré ouvert) après son passage par la ligne à dispersion où la fente a une ouverture de 6.6 meV. Les lignes continues sont des simulations de spectres traversant une ligne à dispersion définie par la fonction $H(\omega)$ (4.11). Les valeurs reportées sont les valeurs de largeur l utilisées. b) Simulation de l'augmentation du signal Kerr en fonction de la largeur l utilisée pour modéliser la ligne à dispersion en a).

porte par la fonction :

$$H(\omega) = \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\omega - \omega_c + \Delta\omega_c/2}{l}\right)} \frac{1}{1 + \exp\left(-\frac{\omega_c + \Delta\omega_c/2 - \omega}{l}\right)} \quad (4.11)$$

Le paramètre l s'interprète comme la largeur de transition de la porte. Nous estimons cette largeur à 25 μeV pour notre ligne à dispersion. Si on tient compte de cette largeur de transition de la porte dans les simulations (voir Figure 4.8 b)) on observe que le pic de résonance diminue lorsque cette largeur augmente. Pour connaître l'effet de la mise en forme de l'impulsion sur la pompe et la sonde de manière indépendante, nous avons retiré la ligne à dispersion commune et installé une ligne à dispersion sur chaque faisceau comme indiqué sur le schéma du montage (voir Figure 2.7) du Chapitre 2. Nous avons effectué sur l'échantillon 011609B2 une série de mesures à champ nul en fermant la fente de la pompe et en laissant la fente

de la sonde ouverte, puis l'inverse. Les résultats de l'augmentation du signal sont présentés sur la Figure 4.9. On observe toujours une augmentation de l'amplitude du

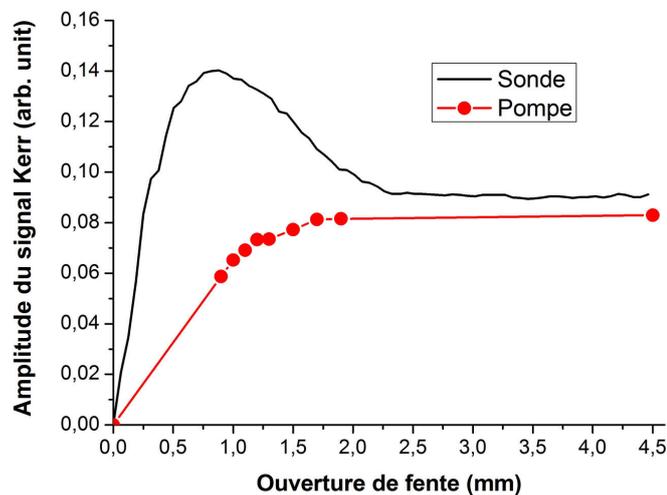


Figure 4.9 – Mesure de l'intensité du signal Kerr sur l'échantillon 011609B2 en fonction de l'ouverture de la fente, sur la ligne à dispersion de la pompe (points rouges), et sur la ligne à dispersion de la sonde (trait continu). L'ouverture de la fente de la sonde est effectuée et enregistrée en continue. Les deux mesures sont effectuées à champ nul et à 5ps de retards pompe-sonde.

signal avec une résonance large lorsque l'on ferme la fente de la sonde. Par contre la fermeture de la fente de la pompe ne fait que diminuer l'amplitude du signal. Cette absence d'augmentation du signal peut-être causée par l'élargissement de la fonction de transfert $H(\omega)$ sur la ligne à dispersion de la pompe.

Ces observations tendent à penser que la mise en forme des impulsions est utile pour augmenter la sensibilité de la détection qui repose sur l'effet Kerr magnéto-optique. En effet nous avons vu au Chapitre 2 que l'effet Kerr magnéto-optique pouvait avoir plusieurs origines, et que le spectre de l'effet Kerr était alors très différent. Dans un cas général le spectre ressemble plus à la Figure 4.10 qui est un mélange des deux Figures 2.5. Dans ce cas en utilisant une impulsion large, on somme à la fois les contributions positives et négatives du spectre de l'effet Kerr. En filtrant l'impulsion on ne garde que les contributions positives (ou négatives) ce qui augmente le signal détecté par rapport au cas où l'on somme toutes les contributions. Il semble au contraire que la mise en forme de l'impulsion soit inefficace sur la génération de l'onde de spin ce qui semble indiquer que le processus prédominant de génération dans notre cas n'est pas un processus Raman. Le processus dominant serait alors un processus d'absorption (voir Chapitre 1).

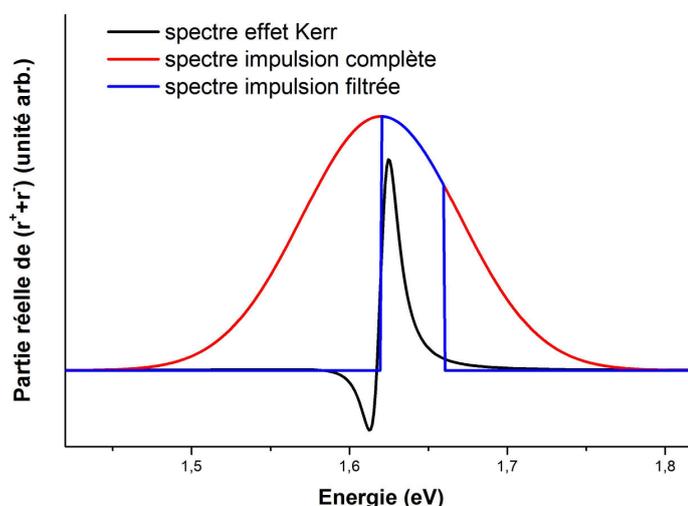


Figure 4.10 – Spectre de l’effet Kerr (en noir) calculé avec des forces d’oscillateurs et des énergie de transition différentes pour les deux polarisation circulaires. Si on utilise une impulsion complète (en rouge) on somme à la fois les contributions positives et négatives. Si on utilise une impulsion filtrée (en bleu) on ne somme que les contributions positives ce qui augmente le signal observé par rapport à l’utilisation d’une impulsion complète.

4.3 Conclusion

Nous n’avons exploré qu’une seule manière de mettre en forme nos impulsions en éliminant certaines fréquences. Or nous pouvons aussi modifier leur phase. Dans l’état actuel du montage le moyen le plus commode serait de modifier le miroir dans le plan de Fourier de la ligne à dispersion. En rajoutant une couche réfléchissante sur une partie du miroir nous pourrions modifier la phase d’une partie du spectre de π . Comme nous l’avons montré sur la Figure 4.4, cette mise en forme est plus efficace théoriquement. Nous pourrions espérer une amélioration de la détection ou une amélioration cette fois visible de la génération de l’onde de spin. Des essais préliminaires ont été faits sur un miroir à saut de phase. Ces résultats n’ont pas été concluants probablement en raison d’une zone sombre de réflexion au niveau du saut de phase.

Bibliographie

- [1] B. Jusserand, F. Perez, D. R. Richards, G. Karczewski, T. Wojtowicz, C. Testelin, D. Wolverson, and J. J. Davies. Spin excitations of the spin-polarized electron gas in semimagnetic quantum wells. *Phys. Rev. Lett.*, 91(8) :086802, Aug 2003.
- [2] Doron Meshulach and Yaron Silberberg. Coherent quantum control of multiphoton transitions by shaped ultrashort optical pulses. *Phys. Rev. A*, 60(2) :1287–1292, Aug 1999.
- [3] Nirit Dudovich, Barak Dayan, Sarah M. Gallagher Faeder, and Yaron Silberberg. Transform-limited pulses are not optimal for resonant multiphoton transitions. *Phys. Rev. Lett.*, 86(1) :47–50, Jan 2001.
- [4] A. M. Weiner. Femtosecond pulse shaping using spatial light modulators. *Review of Scientific Instruments*, 71(5) :1929–1960, 2000.
- [5] F. Verluise, V. Laude, Z. Cheng, Ch. Spielmann, and P. Tournois. Amplitude and phase control of ultrashort pulses by use of an acousto-optic programmable dispersive filter : pulse compression and shaping. *Opt. Lett.*, 25(8) :575–577, 2000.
- [6] Kimihisa Ohno, Takasumi Tanabe, and Fumihiko Kannari. Adaptive pulse shaping of phase and amplitude of an amplified femtosecond pulse laser by direct reference to frequency-resolved optical gating traces. *J. Opt. Soc. Am. B*, 19(11) :2781–2790, 2002.
- [7] Anatoly Efimov and David H. Reitze. Programmable dispersion compensation and pulse shaping in a 26-fs chirped-pulse amplifier. *Opt. Lett.*, 23(20) :1612–1614, 1998.
- [8] K. F. Kwong, D. Yankelevich, K. C. Chu, J. P. Heritage, and A. Dienes. 400-hz mechanical scanning optical delay line. *Opt. Lett.*, 18(7) :558–560, 1993.
- [9] Gleb Vdovin and P. M. Sarro. Flexible mirror micromachined in silicon. *Appl. Opt.*, 34(16) :2968–2972, 1995.

- [10] Erik Zeek, Kira Maginnis, Sterling Backus, Ulrich Russek, Margaret Murnane, Gérard Mourou, Henry Kapteyn, and Gleb Vdovin. Pulse compression by use of deformable mirrors. *Opt. Lett.*, 24(7) :493–495, 1999.

Chapitre 5

Dynamique des modes hors résonance

Nous allons, dans ce chapitre, considérer la dynamique des modes hors résonance, puis nous verrons au Chapitre 6 le cas plus compliqué des modes couplés. Puisque les excitations de spin des manganèses et du gaz bidimensionnel d'électrons se croisent vers 5.5-6 Tesla, en pratique les modes seront découplés pour les champs inférieurs à 5 Tesla. Dans ce cas on peut négliger les termes non diagonaux de l'interaction d'échange s-d responsables du couplage, ce qui revient à faire une approximation de champ moyen. Dans le cadre de cette approximation nous avons vu au Chapitre 1 d'une part que l'énergie de l'onde de spin dans un gaz bidimensionnel d'électrons s'écrit :

$$E_e(k, B) = Z(B) - \frac{1}{|\zeta(B)|} \frac{Z(B)}{Z^*(B) - Z(B)} \frac{\hbar^2}{2m} k^2 \quad (5.1)$$

Avec Z l'énergie Zeeman normale et Z^* l'énergie Zeeman renormalisée par les interactions entre électrons. En $k = 0$ on obtient simplement $E_e(0, B) = Z(B)$. L'énergie Zeeman dans le cas de puits en DMS doit être comprise comme la somme de l'effet Zeeman normal plus l'effet Zeeman géant dû à l'interaction s-d. On peut donc réécrire :

$$E_e(B) = g_e \mu_b B + N_0 \alpha x_{eff} B r_{5/2} \left(\frac{g_{Mn} \mu_B B}{K_b T_{eff}} \right) \quad (5.2)$$

L'énergie des excitations individuelles des électrons est évidemment :

$$\tilde{E}_e(B) = Z^* \quad (5.3)$$

Enfin l'énergie des excitations de spin des manganèses s'écrit en :

$$E_{Mn}(B, R_n) = g_m \mu_B B + K |\chi(R_n)|^2 \quad (5.4)$$

Nous avons vu que pour nos puits nous pouvons négliger le Knight shift K . Nous verrons tout de même dans le prochain chapitre qu'on ne peut pas toujours le négliger. Pour les échantillons avec lesquels nous travaillons, de concentration en manganèses $x_{eff} \approx 0.2\%$, et pour les conditions dans lesquelles les expériences sont effectuées ($2K < T_{eff} < 5K$) on s'attend à observer un premier croisement entre le mode d'excitation des spins manganèses et l'onde de spin autour de 6T (voir Figure 1.3). Expérimentalement nous observons un anticroisement des deux modes qui indique un couplage entre les modes. Pour éviter ce phénomène de couplage et étudier chaque mode séparément nous nous intéressons aux excitations présentes pour les champs compris entre 0T et 4T ou 5T, nous aborderons les modes couplés au chapitre suivant. Nous décrirons dans un premier temps l'observation des deux modes présents en identifiant un des modes comme l'onde de spin de vecteur d'onde nul en comparant les résultats obtenus avec ceux de la spectroscopie Raman. Puis nous verrons que les temps de relaxations mesurés ne sont pas explicables avec les théories de relaxation de spin présentées au Chapitre 1.

5.1 Identification des excitations de spinflip en rotation Kerr

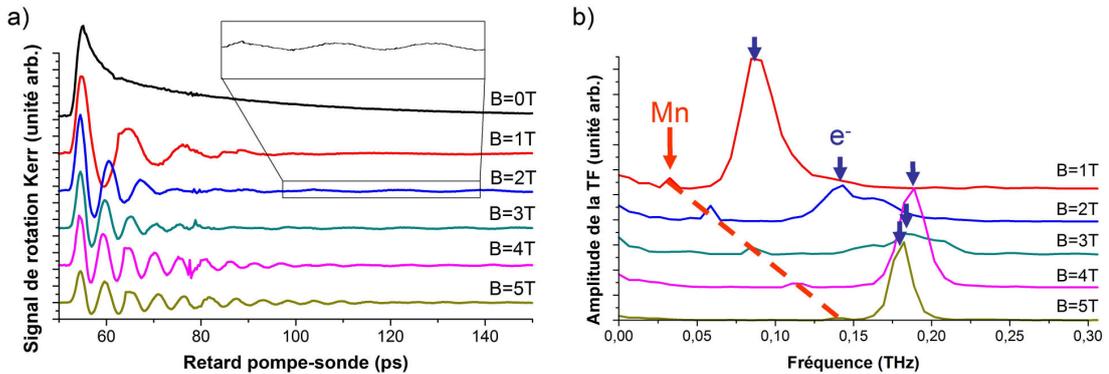


Figure 5.1 – a) signal de rotation Kerr en fonction du retard pompe-sonde sur l'échantillon M1120 pour différent champ magnétique. On fait un zoom sur le temps long pour le champ de 2 T pour observer l'oscillation des manganèses qui persiste mais qui est très faible. b) Transformée de Fourier des données obtenues en a)

On présente ici les résultats obtenus sur l'échantillons M1120. Les autres échantillons se comportant de manière identique sauf l'échantillon M2126 dont nous tenterons d'expliquer le comportement au Chapitre 6. Les expériences sur l'échantillon

M1120 sont réalisées sous champ magnétique en configuration Voigt où le champ est parallèle au plan du puits quantique et perpendiculaire à la direction du laser de pompe. Dans le cas de l'étude de M1120, la ligne à dispersion est commune aux faisceaux pompe et sonde. L'impulsion laser est centrée sur la longueur d'onde 765nm soit une énergie de transition de 1.622 eV. On effectue une série de mesures de la rotation Kerr en fonction du champ magnétique appliqué (voir Figure 5.1 a)). Il apparait une première excitation de haute fréquence qui relaxe rapidement, et une excitation de plus basse fréquence et d'intensité plus faible aux temps longs. Une transformée de Fourier (voir Figure 5.1 b)) du signal de rotation Kerr confirme l'existence de deux excitations qu'il faut identifier. Pour cela on ajuste les mesures par une fonction comprenant deux cosinus amortis et une exponentielle décroissante :

$$\begin{aligned}
 y(t) = & y_0 + A_0 \exp\left(\frac{-(t-t_0)}{\tau_0}\right) \\
 & + A_1 \exp\left(\frac{-(t-t_0)}{\tau_1}\right) \cos(\omega_1 t + \phi_1) \\
 & + A_2 \exp\left(\frac{-(t-t_0)}{\tau_2}\right) \cos(\omega_2 t + \phi_2)
 \end{aligned} \tag{5.5}$$

La présence de la première exponentielle décroissante est nécessaire pour tenir compte de la relaxation des trous. La courbe ajustée (voir Figure 5.2 a)) nous permet d'extraire la fréquence, l'intensité et le temps de relaxation de chaque excitation. On trace ensuite l'énergie des deux excitations en fonction du champ pour les identifier (voir Figure 5.2 b)).

5.1.1 Identification de l'onde de spin

Le mode d'excitation à haute fréquence, qui relaxe rapidement, peut s'identifier soit à l'onde de spin soit aux excitations individuelles de spin-flip. On suppose en premier lieu que nous observons l'onde de spin et on ajuste les points expérimentaux avec la courbe issue de l'Equation (5.2) en prenant comme concentration effective en manganèses la concentration donnée au Chapitre 3, et pour le facteur de Landé des électrons la valeur $g_e = -1.5$. Il reste donc un paramètre libre qui est la température effective des manganèses. L'ajustement nous donne une température effective de 4.15 K ce qui peut s'expliquer par un échauffement de l'échantillon à cause de la forte puissance des faisceaux pompe et sonde. Le bon accord entre le modèle et l'expérience indique que le mode observé serait le mode collectif, c'est à dire l'onde de spin et non les excitations individuelle. Pour nous en assurer nous allons comparer nos résultats avec ceux obtenus en spectroscopie Raman.

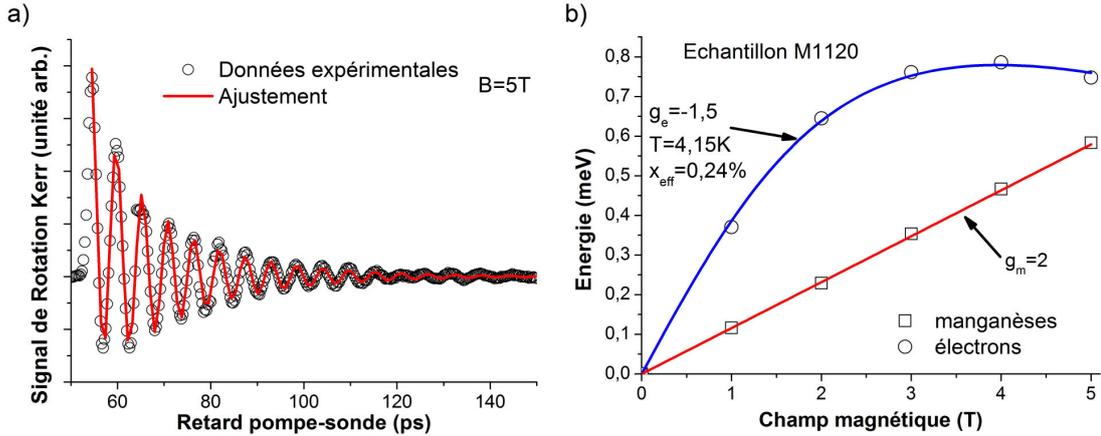


Figure 5.2 – a) exemple d’ajustement des données de rotation Kerr à 5 T sur l’échantillon M1120 par l’Equation (5.5). De l’ajustement on extrait les fréquences de précession des deux modes que l’on trace sur le graphique b). La dépendance linéaire (en rouge) avec $g_m = 2$ permet d’identifier ce mode avec le mode manganèse. L’autre mode (la courbe bleue ajustée avec l’Equation (5.2)) s’identifie avec l’onde de spin en $q = 0$ (voir texte).

Les mesures Raman sur les échantillons permettent de distinguer les excitations collectives de spin des excitations individuelles [1]. Nous avons tout d’abord effectué la comparaison sur un échantillon plus dopé en manganèse, où l’équipe de l’INSP avait déjà pu observer les deux types d’excitations en Raman. Le dopage plus important en manganèses permet d’avoir un effet Zeeman géant plus important et donc de mieux séparer les excitations individuelles et collectives. La comparaison directe des énergies en Raman et en rotation Kerr n’est pas possible car en Raman l’échantillon reste proche de la température du bain d’hélium superfluide, soit autour de 2 K, alors que nous chauffons l’échantillon jusqu’à 5 K en rotation Kerr. Nous comparons donc l’énergie des excitations en fonction de l’aimantation pour s’affranchir de cette différence de température (Figure 5.3). Il faut cependant noter que cette comparaison n’est valable que si l’énergie Zeeman est petite devant l’énergie Zeeman géante. Le bon accord entre la fréquence du mode observé en rotation Kerr et celle de l’onde de spin en Raman montre que, dans cet échantillon, le mode observé est bien l’onde de spin.

Pour avoir une comparaison plus directe entre le Raman et le pompe-sonde, nous avons fait les mesures sur l’échantillon 011609B2 en utilisant des impulsions pompe et sonde de puissance aussi faible que possible. Il faut en effet éviter de chauffer l’échantillon et ainsi se rapprocher le plus possible des conditions du Raman, tout en gardant une puissance qui ne dégrade pas trop le signal pour pouvoir effectuer la mesure de la fréquence de précession. Nous avons donc effectué la mesure pompe-

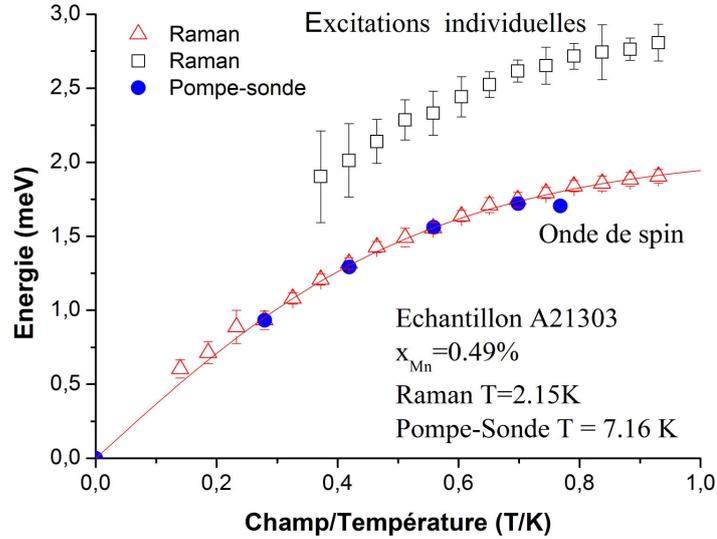


Figure 5.3 – Comparaison des énergies des modes obtenues en pompe-sonde et des énergies observées en Raman sur l'échantillon A21303 dont la concentration en manganèse est connue. Cette forte concentration permet de ne pas saturer l'aimantation en dessous de 6 T, le champ de croisement avec le mode manganèse se situant à un champ plus important, et donc de pouvoir comparer les deux séries de données. La courbe obtenue par ajustement avec l'Equation (5.2), montre un bon accord avec l'énergie de l'onde de spin.

sonde avec une impulsion pompe de 0.1 W/cm^2 et une impulsion sonde de 0.07 W/cm^2 . Comme le montre la Figure 5.4 la température des manganèses est de l'ordre de 2.8 K dans le cas du pompe-sonde et de 2.1 K pour le Raman. Nous approchons donc des conditions du Raman, et les énergies sont comparables. Même si elles ne sont pas égales à faible champ, à cause de la différence de température, elles le deviennent à plus fort champ (au delà de 5 T) lorsque l'aimantation des manganèses commence à saturer et qu'elles deviennent moins dépendante de la température.

5.1.2 Identification des manganèses

Le mode d'excitation de spin-flip des manganèses s'identifie rapidement par la dépendance linéaire de son énergie en champ magnétique avec sa constante de Landé $g_m = 2$. Seul l'échantillon M2126 ne permet pas l'observation des excitations de spin des manganèses. Les données brutes de la rotation Kerr, et la transformée de Fourier, ne montrent pas d'excitation de spin du manganèses (voir Figure 5.5).

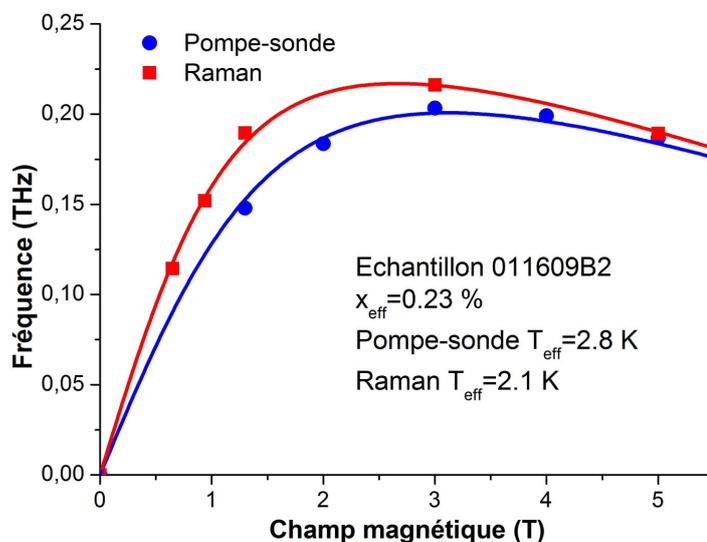


Figure 5.4 – Mesure des énergies du mode collectif d’excitation de spin des électrons en Raman et en pompe-sonde sur l’échantillon 011609B2. L’intensité de la pompe est de 0.1 W/cm^2 , celle de la sonde de 0.07 W/cm^2 . Les températures dans les deux mesures étant très proches, la saturation de l’aimantation se situe en dessous de 5 T, et nous observons la même énergie du mode collectif d’excitation à 5 T.

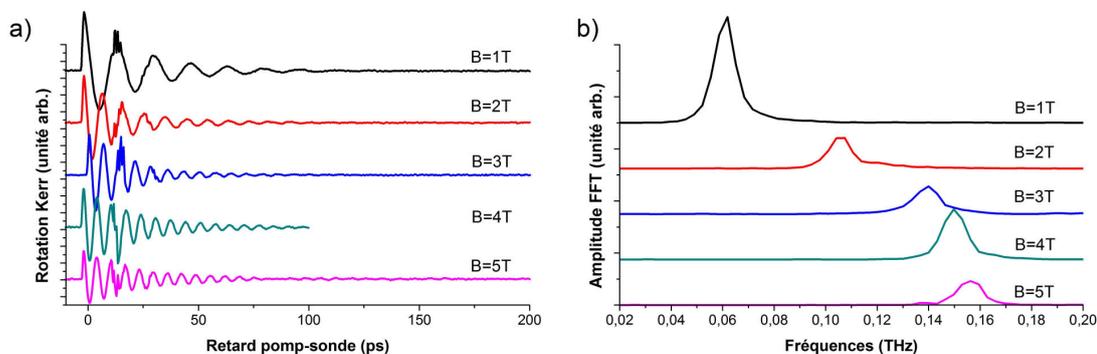


Figure 5.5 – a) signal de rotation Kerr en fonction du retard pompe sonde sur l’échantillon M2126 pour différent champ magnétique. b) Transformée de Fourier des données obtenues en a). Ni la rotation Kerr ni la transformée de Fourier n’indique la présence d’excitation de spin des manganèses.

5.2 Temps de relaxation des modes

Des données obtenues par l’ajustement des mesures en rotation Kerr, on extrait les temps de relaxation des différentes excitations en fonction de plusieurs paramètres : le champ magnétique, la puissance d’excitation.

5.2.1 Temps de relaxation des manganèses

Pour les échantillons où l'on observe les excitations des manganèses, on ne peut qu'estimer le temps de relaxation car nous n'avons effectué des mesures que jusqu'à 450 ps de retard pompe-sonde. Or on n'observe pas de baisse significative du signal des manganèses dans les mesures effectuées jusqu'à 450 ps. On suppose alors que le temps de relaxation des manganèses est au minimum de 1 ns. Dans toutes les simulations et modélisations, le temps de relaxation des manganèses hors résonance est considéré comme étant beaucoup plus grand que le temps de relaxation des électrons. Nous avons pris 1 ns qui correspond à l'amortissement inhomogène attendu en raison du Knight shift dû au couplage avec les électrons (voir Chapitre 6). De plus on attend différentes fréquences de précession des manganèses à cause du couplage hyperfin avec les noyaux. Compte tenu de la constante de couplage hyperfin $A = 0.68$ eV (voir Chapitre 1) un premier nœud dans les battements entre ces fréquences est attendu autour de 1 ns. Ce nœud a été observé dans des échantillons de CdMnTe massif très dilués $x = 0.12\%$ (non publié). Dans des expériences faites à des retards plus faibles, cet effet apparaîtra comme une relaxation apparente.

5.2.2 Temps de relaxation des électrons

Les temps de relaxation des spins électroniques, varient beaucoup d'un échantillon à l'autre et aussi selon les conditions expérimentales. Nous allons voir que le temps de relaxation varie avec le champ de façon non monotone, mais il varie aussi avec la puissance d'excitation de façon monotone.

5.2.2.1 Mesures en fonction de la puissance d'excitation

Nous avons effectué une série de mesures du temps de relaxation sur l'échantillon 011609B2. Le montage optique comporte ici deux lignes à dispersion, une pour le faisceau pompe, et l'autre pour le faisceau sonde. Les ouvertures des fentes sur les lignes sont optimisées pour obtenir un signal de rotation Kerr maximum. On varie simplement la puissance du faisceau principal avant séparation en faisceau pompe et sonde en plaçant un filtre variable. Le rapport de puissance entre la pompe et la sonde reste constant à $P_s/P_p = 0.75$. On observe alors (voir Figure 5.6) une augmentation du temps de relaxation en champ nul lorsque la puissance de la pompe augmente. On remarque aussi un temps limite de 15 ps à très faible puissance. Le temps de relaxation commence à augmenter pour des intensités de pompe supérieures à 0.28 W/cm². Pour un champ de 4 Tesla on observe un comportement inverse, le temps de relaxation diminue avec l'augmentation de l'intensité de la pompe.

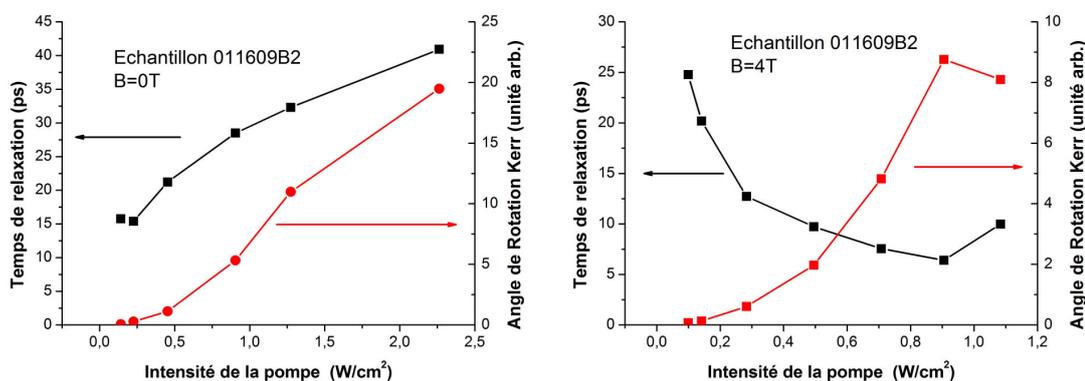


Figure 5.6 – Temps de relaxation et amplitude de l’onde de spin sur l’échantillon 011609B2 à champ nul et à 4 Tesla en fonction de l’intensité du faisceau pompe. Le rapport entre la puissance de la sonde et de la pompe est fixé à 0.75.

5.2.2.1.a En fonction du champ magnétique

Nous effectuons ici le même type de mesures sur tous les échantillons mais en fonction du champ magnétique. La puissance du laser varie d’un échantillon à l’autre mais reste dans une gamme comprise autour de 0.7 W/cm^2 . On voit sur la figure 5.7 le comportement non linéaire du temps de relaxation en fonction du champ magnétique extérieur. Cependant tous les échantillons semblent suivre le même comportement : une forte diminution du temps de relaxation avec l’augmentation du

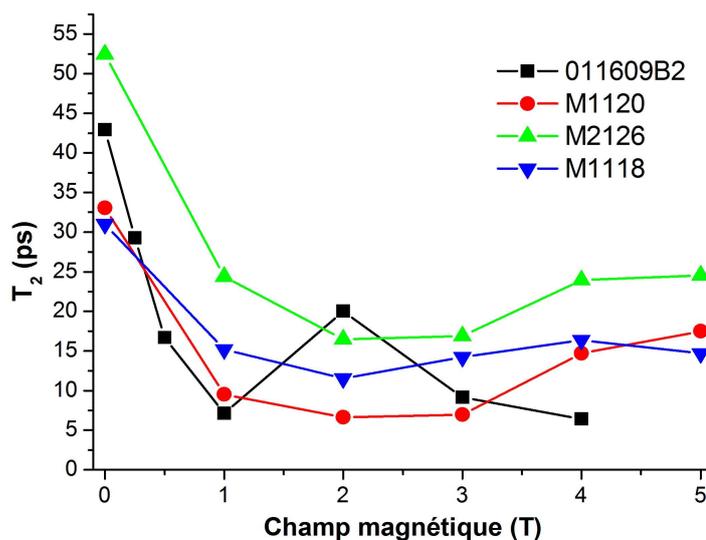


Figure 5.7 – Temps de relaxation de l’onde de spin pour les différents échantillons en fonction du champ magnétique extérieur.

champ magnétique, puis une augmentation faible du temps de relaxation. On note aussi que les temps de relaxation en champ nul varient d'un échantillon à l'autre entre 30 ps et 55 ps. La variation de ce temps en champ nul peut s'expliquer par les différentes puissances de laser pompe utilisées et la composition différente de chaque échantillon. On note toutefois que ces temps de relaxation sont beaucoup plus faibles que les temps de relaxation mesurés dans les puits non magnétiques de CdTe ([2], [3] et [4]) qui sont de l'ordre de 10 ns en champ nul et qui diminuent jusqu'à 500 ps à 5 T. Ils restent par contre cohérents avec les temps mesurés dans les puits de CdMnTe ([5], [6] et [7]). Il faut noter qu'en champ nul l'onde de spin n'existe pas puisque le système est paramagnétique. Le mode collectif et les excitations de spin individuelles sont dégénérés. Ceci est probablement à prendre en compte dans les différences de comportement en champ nul et non nul.

5.2.2.2 Théories

Nous avons présenté au Chapitre 1 les théories existantes de relaxation de spin des électrons dans les DMS et en particulier les puits quantiques. Ces théories ne sont valables que pour des puits non dopés, et donc pour des excitations à une particule. Or nous avons vu que les excitations observées dans les puits dopés sont des excitations collectives pour lesquelles il n'existe pas de théorie complète à l'heure actuelle. Dans Javier et al. [8], il a été démontré l'existence d'un amortissement intrinsèque des ondes de spin proportionnel à q^2 , lié au caractère itinérant des électrons. Pour la relaxation en $q = 0$ on peut estimer qu'elle est dominée par la relaxation individuelle des électrons et la comparer aux théories existantes.

Le modèle le plus simple est celui de Bastard. Pour un puits de largeur 10 nm et contenant 0.2 % de manganèses il donne un temps de relaxation de 180 ps. En champ nul le modèle de Y. Semenov [9] donne le même temps de relaxation que le modèle de Bastard puisqu'il est basé sur la même approche mais qu'il tient compte des effets du champ magnétique. Nous n'utilisons pas le modèle de Ronnburg car il n'est valable que pour le massif. Pour le moment seul la théorie de Shmakov [10] utilisant les fluctuations d'interface du puits quantique fournit une explication sur les temps de relaxation observés en champ nul. Une variation de la largeur du puits de l'ordre de la constante du réseau cristallin sur une échelle spatiale de 10 nm donne des temps de relaxation de l'ordre de 20 ps. Les interfaces obtenues lors de la croissance n'étant pas parfaites, cette explication est tout à fait envisageable. Mais elle n'explique pas la variation du temps de relaxation en fonction du champ magnétique.

Bien que la théorie de Y.Semenov ne donne pas le bon temps de relaxation en champ nul, elle prévoit une variation du temps en fonction du champ magnétique.

Dans son article toutefois cette variation possède un comportement non linéaire différent de ce que l'on observe expérimentalement. On note une augmentation rapide du temps de relaxation avec le champ, puis une diminution. Ceci peut-être expliqué par le fait qu'il considère un gaz d'électrons dégénéré. Nous avons voulu savoir si en tenant compte du fait que le gaz d'électrons est dégénéré nous pouvions expliquer le comportement non monotone observé. Nous avons donc adapté la théorie dans ce sens. Nous repartons de l'écriture de T_2 (1.63) avec les fonctions de corrélations γ_{uv} données par (1.57), (1.58) et (1.59) :

$$T_2^{-1} = \pi[\gamma_{zz}^0 + n\gamma_{xx} + in\gamma_{xy}] \quad (5.6)$$

En gardant la distribution de Fermi dans le calcul analytique des γ_{uv} et en considérant toujours un puits infini, on obtient :

$$\begin{aligned} T_2^{-1} = & \frac{\pi\alpha^2 I\rho_0^2 T}{4S_0^2} \left[4\langle S_z^2 \rangle \left(\frac{1}{1+\beta^+} + \frac{1}{1+\beta^-} \right) \right. \\ & + 2\langle S_x^2 \rangle (J^-(\omega - \omega_0) + J^+(\omega - \omega_0)) \\ & \left. - \langle S_z \rangle (1 - \lambda)J^-(\omega - \omega_0) \right] \end{aligned} \quad (5.7)$$

Avec :

$$\lambda = e^{\left(\frac{-(\omega-\omega_0)}{T}\right)} \quad (5.8)$$

$$\beta^\pm = e^{\left(\frac{\pm\omega/2-\epsilon_F}{T}\right)} \quad (5.9)$$

$$J^\pm(x) = \frac{\text{sign}(x)}{e^{\left(\frac{-x}{T}\right)}} \left[\ln \left(\frac{e^{\left(\frac{\pm|x|}{T}\right)} + \beta^+}{1 + \beta^+} \right) + \ln \left(\frac{e^{\left(\frac{\pm|x|}{T}\right)} + \beta^-}{1 + \beta^-} \right) \right] \quad (5.10)$$

Ici T représente la température en unité d'énergie, ρ_0 la densité d'état électronique en dimension 2 et ϵ_F l'énergie de Fermi des électrons. On teste la formule obtenue en comparant le cas où $T \gg \omega$ (cela correspond à un régime de haute température où les statistiques de Boltzmann et de Fermi sont équivalentes) à la Formule (1.65). On obtient alors les mêmes résultats. La Figure 5.8 nous montre le résultat de la simulation du temps de relaxation en utilisant les Equation (1.65) et (5.7) avec les paramètres obtenus sur l'échantillon M2126. On observe un comportement non monotone différent du temps de relaxation en fonction du champ lorsque l'on tient compte du fait que le gaz d'électron est dégénéré. Le temps de relaxation diminue avec l'augmentation du champ. Par contre le temps de relaxation en champ nul est toujours le même avec les deux théories ce qui est cohérent car le spin moyen des manganèses est alors nul. On observe tout de même que, bien que le temps de

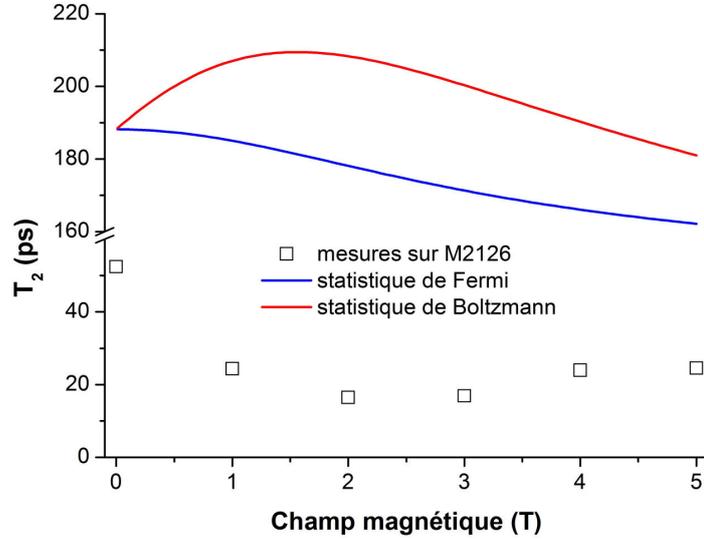


Figure 5.8 – Temps de relaxation de l’onde de spin pour l’échantillon M2126 en fonction du champ magnétique extérieur. Les symboles ouverts représentent les mesures déjà présentées sur la Figure 5.7. La courbe rouge représente le modèle d’origine de l’article (1.65) avec la distribution de Boltzmann, la courbe bleu représente le modèle développé ici (5.7) avec la distribution de Fermi.

relaxation diminue avec le champ magnétique, cette diminution n’est pas suffisante pour expliquer les temps mesurés.

Nous allons proposer ici une explication plus simple qui peut expliquer la variation du temps de relaxation observée. Nous avons supposé jusqu’à présent que les temps de relaxation mesurés sont des temps homogènes (cela correspond à la précession de tous les électrons à la même fréquence dans le même champ magnétique effectif). Or on peut supposer que tous les électrons ne ressentent pas exactement le même champ effectif, par exemple parce qu’il y a des variations spatiales de la concentration en manganèse. Dans ce cas, localement, les électrons ressentent un champ magnétique effectif différent et précessent donc à une fréquence différente d’une région à une autre, diminuant ainsi le temps de relaxation des électrons comme nous l’avons vu au Chapitre 1. Nous proposons de considérer l’échauffement inhomogène de l’échantillon généré par l’impulsion optique. En effet il faut se rappeler que la fréquence de précession des spins électroniques est directement liée à la concentration et à la température des ions manganèses :

$$E_e(B) = g_e \mu_b B + N_0 \alpha x_{eff} B r_{5/2} \left(\frac{g_{Mn} \mu_B B}{K_b T_{eff}} \right) \quad (5.11)$$

Si localement l'impulsion laser chauffe l'échantillon, on aura une variation de la température effective des manganèses entre le centre et les bords du spot laser, et donc une distribution $\Delta\omega$ de la fréquence de précession des spins électroniques. Dans ce cas le temps de relaxation n'est plus T_2 le temps de relaxation homogène, mais T_2^* le temps de relaxation inhomogène définit comme suit :

$$\frac{1}{T_2^*} = \frac{1}{T_2} + \Delta\omega \quad (5.12)$$

où $\Delta\omega$ est lié à la variation de la température des ions manganèses ΔT par :

$$\Delta\omega = \frac{N_0 \alpha x_{eff}}{\hbar} \frac{\partial B_S \left(\frac{B}{T}\right)}{\partial T} \Delta T \quad (5.13)$$

Avec B_S la fonction de Brillouin pour un spin S . En considérant que l'on mesure ef-

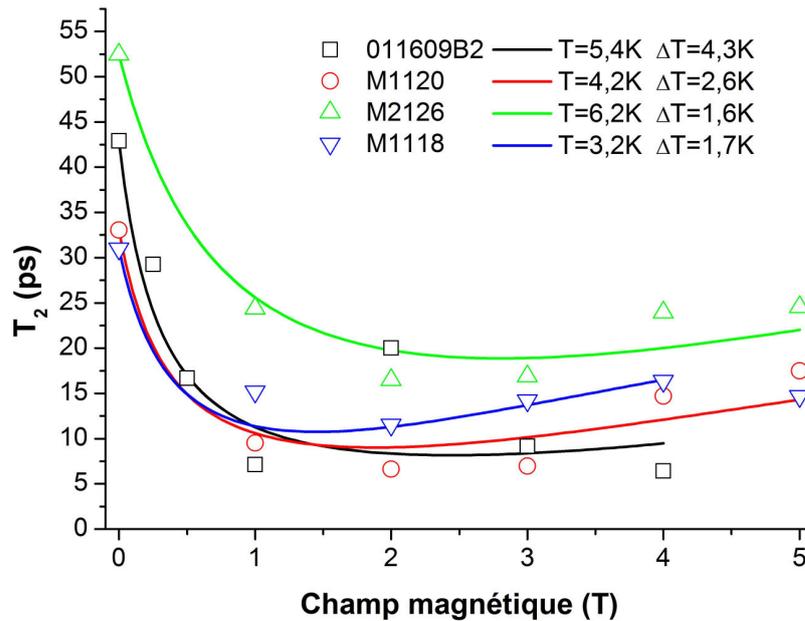


Figure 5.9 – Temps de relaxation de l'onde de spin pour tous les échantillons en fonction du champ magnétique extérieur. Les courbes sont tracées à partir de l'Equation (5.12). ΔT est donné par l'ajustement de cette courbe. La température T est issue de l'ajustement de l'énergie de l'onde de spin en fonction du champ par l'Equation (5.2).

fectivement T_2 à champ nul, la Figure 5.9 montre que l'on modélise assez fidèlement le comportement non linéaire du temps de relaxation avec la formule (5.12) pour tous les échantillons en prenant un paramètre ΔT raisonnable au vu des conditions expérimentales. Cette explication est confortée par les temps de relaxation obser-

vés sur d'autres échantillons de puits quantiques CdMnTe [11]. Il faudrait toutefois vérifier le comportement des temps de relaxation à très faible puissance, ce qui est difficile sur notre montage sans dégrader le signal de rotation Kerr.

5.3 Conclusions

La technique pompe-sonde nous a permis d'identifier plusieurs modes d'excitations des spins dans les puits. Tout d'abord un mode d'excitation que l'on attribue au spin des électrons libres, puis un mode plus faible que l'on attribue au spin des manganèses. Sachant qu'il existe en fait deux modes d'excitation des spins du gaz bidimensionnel d'électrons, l'onde de spin et les spin-flip individuels, nous avons identifié le mode d'excitation collectif dans nos mesures en les comparant avec les mesures réalisées en Raman.

La méthode du pompe-sonde permettant d'avoir accès aux caractéristiques dynamiques des modes nous avons mesuré leur temps de relaxation en fonction de la puissance d'excitation et du champ magnétique. Nous n'avons pour l'instant aucune explication quant à la variation de T_2 en fonction de la puissance, mais nous avons pu expliquer la variation en fonction du champ magnétique par un échauffement inhomogène de l'échantillon indiquant en fait que nous mesurons un temps de relaxation inhomogène.

Puisqu'on observe un mode collectif pour les électrons, on doit observer un anticroisement à la résonance entre ce mode et le mode collectif des manganèses. Cette observation est un argument supplémentaire en faveur de l'onde de spin, la comparaison avec le Raman étant un argument assez fort mais pas décisif. Nous allons donc étudier dans le prochain chapitre l'anticroisement entre les deux modes collectifs.

Bibliographie

- [1] F. Perez, C. Aku-leh, D. Richards, B. Jusserand, L. C. Smith, D. Wolverson, and G. Karczewski. From spin flip excitations to the spin susceptibility enhancement of a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 99(2) :026403, Jul 2007.
- [2] E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, M. Bayer, M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Karczewski, T. Wojtowicz, and J. Kossut. Spin coherence of a two-dimensional electron gas induced by resonant excitation of trions and excitons in CdTe(Cd,Mg)Te quantum wells. *Phys. Rev. B*, 76(20) :205310, Nov 2007.
- [3] E. A. Zhukov, D. R. Yakovlev, M. Bayer, G. Karczewski, T. Wojtowicz, and J. Kossut. Spin coherence of two-dimensional electron gas in CdTe/(Cd,Mg)Te quantum wells. *PHYSICA STATUS SOLIDI B-BASIC SOLID STATE PHYSICS*, 243(4) :878–881, Mar 2006. 12th International Conference on II-VI Compounds, Warsaw, POLAND, SEP 12-16, 2005.
- [4] Zhigang Chen, Samuel G. Carter, Rudolf Bratschitsch, and Steven T. Cundiff. Optical excitation and control of electron spins in semiconductor quantum wells. *Physica E : Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 42(6) :1803 – 1819, 2010.
- [5] R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi, and T. Tani. Larmor precession of Mn^{2+} moments initiated by the exchange field of photoinjected carriers in CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe quantum wells. *Phys. Rev. B*, 57(12) :7208–7213, Mar 1998.
- [6] R. Akimoto, K. Ando, F. Sasaki, S. Kobayashi, and T. Tani. Carrier spin dynamics in CdTe/Cd_{1-x}Mn_xTe quantum wells. *Phys. Rev. B*, 56(15) :9726–9733, Oct 1997.
- [7] C. J. P. Smits, S. C. A. van Driel, M. van Kampen, W. J. M. de Jonge, B. Koopmans, and G. Karczewski. Excitonic enhancement of spin relaxation in diluted magnetic semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. B*, 70(11) :115307, Sep 2004.

- [8] J. Gómez, F. Perez, E. M. Hankiewicz, B. Jusserand, G. Karczewski, and T. Wojtowicz. Intrinsic damping of spin waves by spin current in conducting two-dimensional systems. *Phys. Rev. B*, 81(10) :100403, Mar 2010.
- [9] Y. G. Semenov. Electron spin relaxation in semiconductors and semiconductor structures. *Phys. Rev. B*, 67(11) :115319, Mar 2003.
- [10] P. M. Shmakov, A. P. Dmitriev, and V. Yu. Kachorovskii. Electron spin decoherence in diluted magnetic quantum wells. *Phys. Rev. B*, 80(19) :193205, Nov 2009.
- [11] S. Cronenberger, P. Barate, A. Brunetti, M. Vladimirova, D. Scalbert, F.J. Teran, G. Karczewski, and T. Wojtowicz. Electron spin relaxation in very diluted CdMnTe quantum wells. *Superlattices and Microstructures*, 43(5-6) :427 – 430, 2008. Proceedings of the 7th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures, 7th International Conference on Physics of Light-Matter Coupling in Nanostructures.

Chapitre 6

Observation et dynamique des modes à la résonance

Nous avons vu dans le Chapitre précédant que nos expériences de rotation Kerr résolue en temps nous ont permis d'identifier les différents types d'excitations de spins présentes : onde de spin et spin-flip des manganèses. Nous avons étudié leur comportement à faible champ lorsqu'elles sont énergétiquement bien séparées. Or la faible concentration en manganèses des échantillons fait que l'on sature rapidement l'aimantation, autrement dit l'énergie « Zeeman » qui sépare les deux niveaux de spin des électrons atteint un maximum autour de 5 T dans nos échantillons puis diminue à cause de l'effet Zeeman normal. De plus l'énergie Zeeman qui sépare les niveaux de spins des manganèses croît linéairement avec le champ. Nous arrivons autour de 6T à une situation où les deux systèmes de spin sont en résonances et précessent à la même fréquence. Sachant que les deux systèmes sont couplés par l'interaction d'échange, nous pouvons nous attendre à observer autour de 6 T de nouveaux comportements physiques tels que l'anticroisement des deux excitations et des effets sur leurs temps de relaxation. Cet anticroisement a déjà été observé par diffusion Raman et résonance électronique paramagnétique par Teran [1] qui fournit une explication phénoménologique. Cet anticroisement est aussi expliqué théoriquement [2].

Nous montrerons dans ce chapitre que nous observons effectivement un anticroisement des deux modes d'excitations couplées, mais qu'il apparaît aussi un troisième mode non couplé. Nous développerons une théorie qui expliquera l'anticroisement et l'apparition du nouveau mode. Cette théorie nous amènera à considérer le cas particulier de la résonance où la mesure de la différence d'énergie entre les modes couplés nous donne accès à la mesure du Knight shift et à la polarisation de spin du gaz d'électrons.

6.1 Observation de l'anticroisement

Les expériences sont réalisées sous champ dans la configuration Voigt où le champ magnétique est parallèle au plan du puits quantique et perpendiculaire à la direction du laser de pompe, et on optimise le signal par le filtrage des impulsions. Nous avons vu que l'échantillon M2126 était particulier dans le sens où nous n'observons pas les excitations des spins manganèses à faible champ. Nous commençons donc par exposer les résultats obtenus sur cet échantillon. Les courbes brutes de la rotation Kerr en fonction du retard pompe-sonde sont présentées sur la Figure 6.1 en fonction du champ magnétique pour les champs compris entre 5.1 T et 6 T.

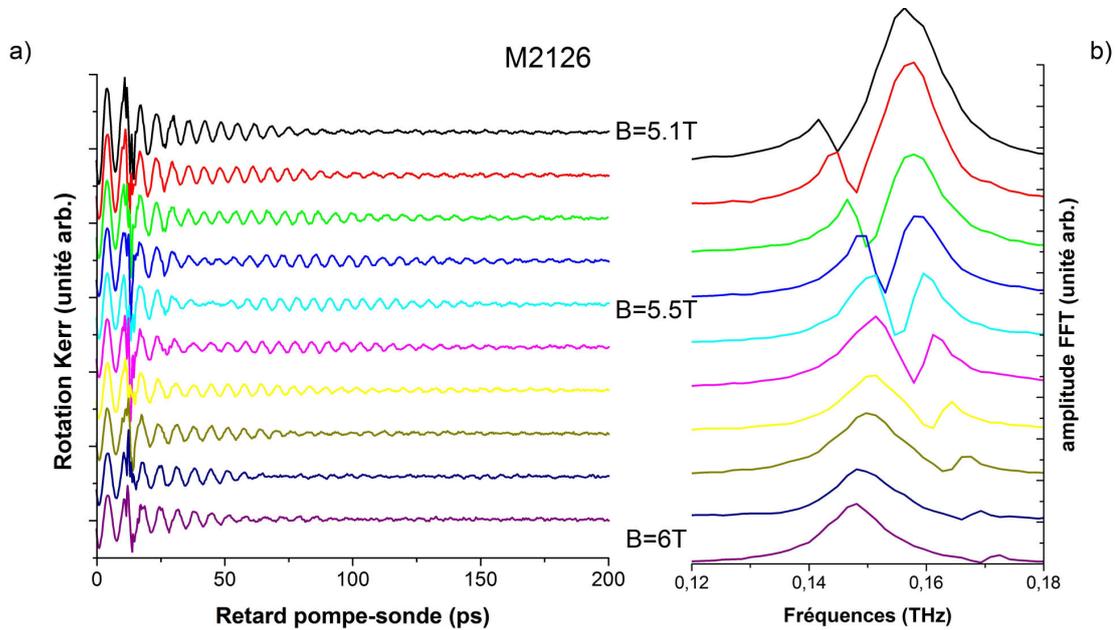


Figure 6.1 – a) Données brutes de la rotation Kerr pour les champs magnétiques de 5.1T à 6T. b) Transformée de Fourier des données brutes obtenues en a).

La transformée de Fourier de ces courbes temporelles montre clairement l'apparition d'un nouveau mode contrairement au cas en champ faible (voir Figure 6.1) où l'on n'observe que l'onde de spin. A la suite de [1] et [2] ce mode n'est autre que le mode des manganèses qui se couple à celui de l'onde de spin. Il faut noter ici que l'anticroisement est beaucoup mieux résolu en pompe-sonde qu'en Raman. Entre 5.1 T et 5.5 T l'amplitude des manganèses augmente jusqu'à ce que les 2 modes aient des amplitudes égales. On voit alors très clairement un battement entre les 2 modes dans le domaine temporel, c'est le point d'anticroisement ou de résonance. Au delà de 5.5 T l'excitation des manganèses diminue en amplitude et possède une fréquence de précession plus grande que celle de l'onde de spin. En notant Ω_e et Ω_m les fré-

quences de précession de l'onde de spin et des manganèses non couplées, d'après [2] les fréquences des modes couplés s'écrivent :

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} (\Omega_e + \Omega_m) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Omega_e - \Omega_m)^2 + \frac{4\tilde{K}\Delta}{\hbar^2}} \quad (6.1)$$

Avec Δ l'énergie Zeeman qui correspond à l'action du champ magnétique effectif des manganèses sur les électrons, et \tilde{K} le Knight shift qui correspond à l'action du champ magnétique effectif des électrons sur les manganèses. En laissant \tilde{K} comme paramètre on arrive à décrire par l'Equation (6.1) le comportement en champ des deux modes observés (voir Figure 6.2). Ces deux modes ne sont plus entièrement ou électron ou manganèse, mais un mélange des deux que l'on nomme modes mixtes.

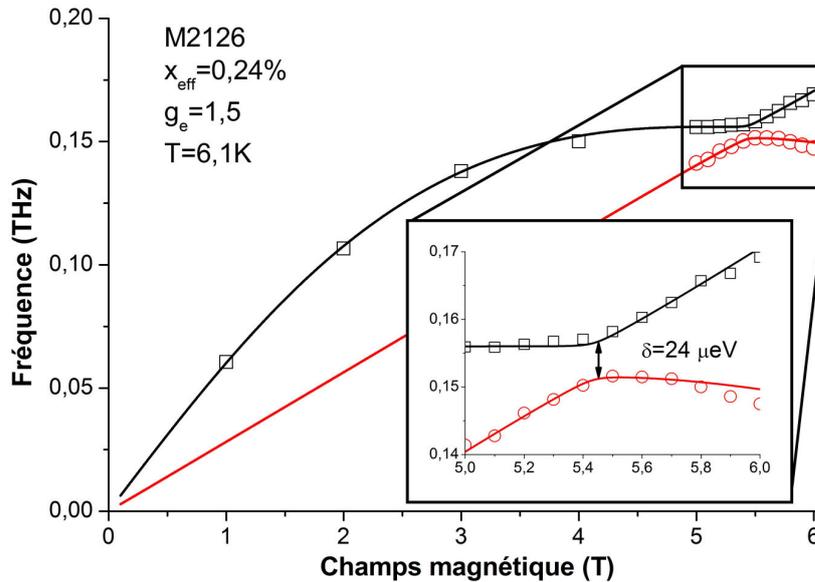


Figure 6.2 – Fréquences de précession des excitations de spins en fonction du champ magnétique pour l'échantillon M2126. L'encadré est un zoom sur la zone d'anticroisement où l'on mesure un gap entre les deux modes. Les deux courbes sont ajustées avec l'Equation (6.1).

Les résultats obtenus sur les autres échantillons montrent le même type de comportement. On observe en dehors de l'anticroisement le mode électron et le mode manganèse, et ces deux modes s'anticroisent à la résonance. Mais contrairement à l'échantillon M2126, on observe un faible signal qui persiste longtemps dans le domaine temporel.

On illustre cela sur l'échantillon M1120 (voir Figure 6.3) où ce signal n'apparaît pas directement lors de la transformée de Fourier complète du signal temporel. Pour

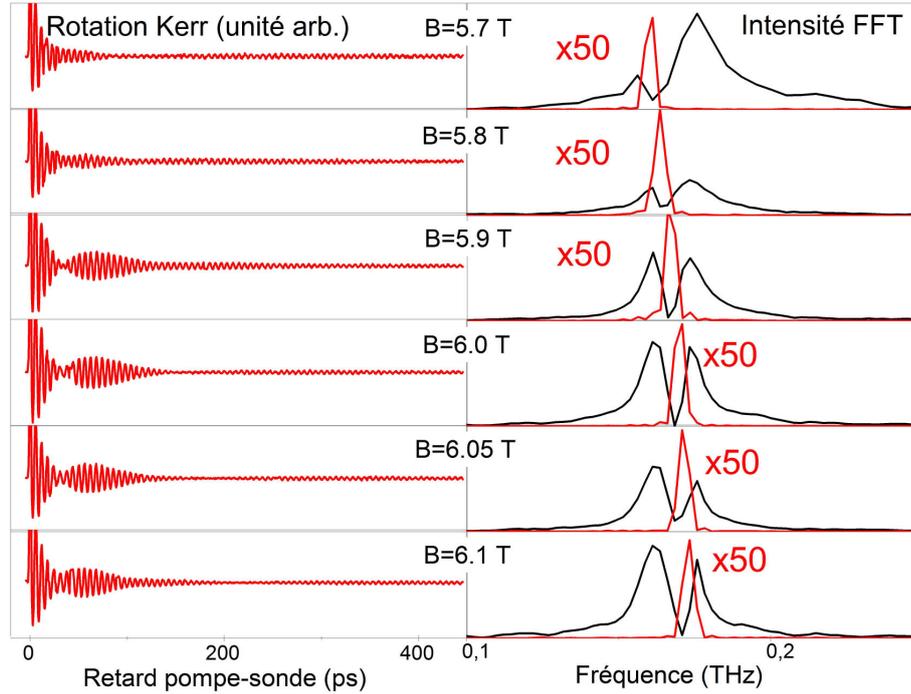


Figure 6.3 – Rotation Kerr sur l'échantillon M1120 entre 5.7 T et 6.1 T. Pour chaque champ on effectue deux transformées de Fourier fenêtrées entre 0 et 225 ps de retard puis entre 225 et 445 ps. Il faut noter que la deuxième transformée de Fourier a une échelle d'intensité 50 fois plus petite.

le mettre en évidence nous avons procédé à deux transformées de Fourier fenêtrées. La première fenêtre correspond à un retard compris entre 0 et 225 ps qui montre les deux modes couplés, la deuxième fenêtre correspond aux retards plus grand que 225 ps. Il apparait, dans cette deuxième transformée de Fourier, un signal faible dont la fréquence est comprise entre les fréquences des modes couplés. Pour obtenir une bonne valeur pour cette fréquence on rajoute un cosinus amorti à la fonction (5.5) qui nous sert à ajuster les données de la rotation Kerr. Ce nouveau mode d'excitation suit une dépendance linéaire avec le champ (voir Figure 6.4) qui est donnée par le facteur gyromagnétique du manganèse : $\omega_m = g_{Mn}\mu_B B/\hbar$.

De plus son temps de relaxation semble être du même ordre que celui du manganèse à champ faible, soit un temps de l'ordre de 1 ns. Il semblerait alors que tous les manganèses ne se couplent pas avec les électrons, ou du moins qu'il existe un mode d'excitation des spins manganèses qui ne ressent pas la présence des électrons.

L'excitation de spin des manganèses ne se couple pas directement aux photons, mais aux porteurs de charges à travers l'interaction sp-d. Ce troisième mode n'étant pas couplé aux électrons la seule option reste son couplage avec les trous. Hors dans

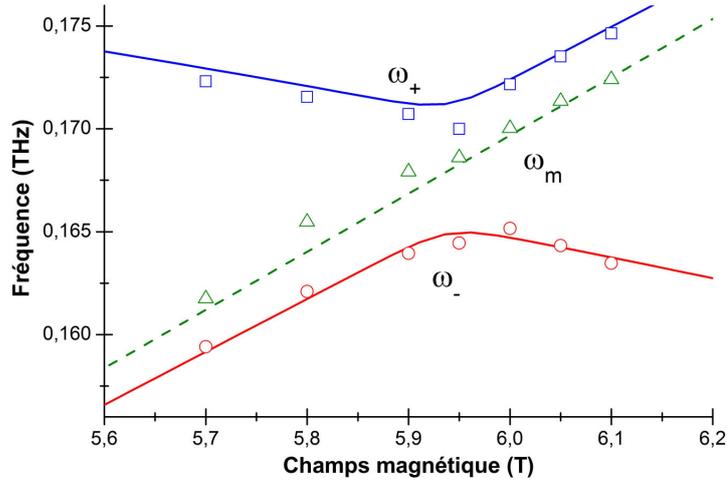


Figure 6.4 – Fréquences de précession des excitations de spin en fonction du champ magnétique pour l'échantillon M1120. Les symboles ouverts sont issus de l'ajustement des données de la rotation Kerr par l'Equation (5.5) à laquelle on rajoute un troisième cosinus amorti. Les deux excitations déjà identifiées ω_+ et ω_- sont données par ajustement de l'Equation (6.1). L'excitation nommée ω_m suit une dépendance linéaire avec le champ caractérisée par le facteur de Landé $g_m=2$ qui l'identifie comme une excitation de spin des manganèses.

un puits symétrique les fonctions d'ondes des électrons et des trous possèdent la même symétrie et donc le troisième mode ne devrait pas pouvoir se coupler aux trous. Il apparait donc qu'une asymétrie dans la structure du puits quantique soit nécessaire pour observer les modes manganèses hors résonance et découplés à la résonance. La faible amplitude de ce mode provenant de la faible asymétrie entre les fonctions d'onde des électrons et des trous. Au contraire les deux modes couplés sont à la fois du type manganèse et du type électron ce qui explique l'apparition du second mode dans l'échantillon M2126. Seule la partie électronique de ce second mode est visible à proximité de la résonance.

Aucun modèle ne prévoit ou n'explique la présence d'un troisième mode non couplé de type manganèse. Nous avons donc développé un modèle qui va plus loin que l'approximation du champ moyen et qui permet d'expliquer nos observations.

6.2 Modèle au-delà du champ moyen

Les modèles existants n'expliquent pas la présence de ce mode où les excitations de spin des manganèses ne se couplent pas à celles des spins électroniques. En effet la plupart des modèles sont des modèles en champ moyen où les excitations des

spins des manganèses sont ramenées à l'excitation d'un seul spin moyen. L'onde de spin étant aussi considérée dans le cas où $k = 0$ comme l'excitation d'un seul spin moyen, le modèle en champ moyen ne peut produire que deux modes, couplés ou non. Pour expliquer ce troisième mode nous allons développer un modèle simple où les spins des manganèses sont considérés individuellement et peuvent précesser avec des phases différentes.

Tout d'abord considérons que les excitations de spin sont homogènes dans le plan du puits quantique (normal à la direction de croissance). De cette façon les spins des ions manganèses situés dans la même couche cristallographique sont identiques. Pour simplifier nous considérons aussi que la distribution en manganèse est homogène dans le puits. Comme d'autres auteurs [2] nous négligeons les effets des impuretés sur la fonction d'onde des électrons, et nous limiterons l'étude à la fonction d'onde du niveau fondamental dans le puits. Cette fonction d'onde électronique s'écrit alors :

$$\phi(x, \mathbf{r}) = \chi(x) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) / \sqrt{A} \quad (6.2)$$

Avec $\chi(x)$ la fonction d'onde dans la direction de quantification, A l'aire de l'échantillon, \mathbf{k} et \mathbf{r} le vecteur d'onde et le vecteur position de l'électron dans le plan du puits. Sous ces conditions, l'évolution du spin moyen \mathbf{S} de l'électron et des spins manganèses \mathbf{J}_n est décrite par le système d'équations de Bloch couplées :

$$\frac{d\mathbf{S}}{dt} = -\frac{g_e \mu_B}{\hbar} (\mathbf{S} \times \mathbf{B}) + \frac{\alpha}{\hbar} \sum_n |\phi(\mathbf{R}_n)|^2 (\mathbf{S} \times \mathbf{J}_n) \quad (6.3)$$

$$\frac{d\mathbf{J}_n}{dt} = -\frac{g_m \mu_B}{\hbar} (\mathbf{J}_n \times \mathbf{B}) - \frac{\alpha n_e \chi^2(\mathbf{R}_n)}{\hbar} (\mathbf{S} \times \mathbf{J}_n) \quad (6.4)$$

Avec g_e le facteur g de l'électron, g_m celui du manganèse, μ_b le magnéton de Bohr et \mathbf{R}_n le vecteur position du n -ième ion manganèse. Les derniers termes des Equations (6.3) et (6.4) représentent l'interaction d'échange entre les spins électrons et manganèses. Dans la limite des petits écarts par rapport à l'équilibre thermique on peut linéariser les Equations (6.3) et (6.4) par rapport aux composantes transverses \mathbf{S}_\perp et $\mathbf{J}_{\perp,n}$.

$$\frac{d\mathbf{S}_\perp}{dt} = -(\mathbf{S}_\perp \times \boldsymbol{\Omega}_e) + \frac{\Delta}{\hbar J_z} (\mathbf{J}_\perp \times \mathbf{S}_z) \quad (6.5)$$

$$\frac{d\mathbf{J}_{\perp,n}}{dt} = -(\mathbf{J}_{\perp,n} \times \boldsymbol{\Omega}_m) - \frac{K}{\hbar S_z} w \chi_n^2 (\mathbf{J}_{\perp,n} \times \mathbf{S}_z) + \frac{K}{\hbar S_z} w \chi_n^2 (\mathbf{S}_\perp \times \mathbf{J}_z) \quad (6.6)$$

Avec $\mathbf{J}_\perp \equiv (w/N) \sum_{n=1}^N \chi_n^2 \mathbf{J}_{\perp, n}$ le spin moyen des manganèses pondéré par la probabilité de trouver un électron dans la n-ième couche cristallographique, χ_n étant la valeur de $\chi(x)$ pour la n-ième couche cristallographique.

Le premier terme de l'Equation (6.5) décrit la précession de la composante transverse du spin électronique dans un champ magnétique effectif $\hbar\Omega_e/g_e\mu_b$. Ce champ magnétique effectif est composé du champ magnétique extérieur \mathbf{B} et d'un champ d'échange créé par la composante longitudinale des spins manganèses. La fréquence de précession associée à ce champ magnétique effectif s'écrit : $\Omega_e = g_e\mu_b\mathbf{B} + \Delta\mathbf{J}_z/\hbar J_z$ avec $\Delta = -\alpha n_m J_z/w$. On rappelle que le spin moyen des ions magnétique J_z est décrit par la fonction de Brillouin modifiée B_J pour $J = 5/2$: $J_z = JB_J(g_m\mu_b B/k_B T_{eff})$.

Dans l'Equation (6.6) les deux premiers termes représentent la précession de la composante transverse des spins manganèses dans un champ magnétique effectif composé du champ magnétique extérieur \mathbf{B} avec la fréquence de précession associée $\Omega_m = g_m\mu_b\mathbf{B}/\hbar$, et du champ d'échange créé par la composante longitudinale du spin électronique qui est proportionnel à $K = -\alpha n_e S_z/w$. Les derniers termes des Equations (6.5) et (6.6) décrivent les interactions entre les composantes transverses des spins des électrons et des manganèses.

On soulève ici deux points. Premièrement le champ d'échange créé par les spins des électrons est beaucoup plus faible que le champ d'échange créé par les spins manganèses. En effet $\Delta/K \propto J n_m/S n_e \approx 10^3$ dans nos échantillons avec $x_{eff} = 0.2\%$, $w \approx 10$ nm et $n_e \approx 10^{11}$ cm⁻². Deuxièmement il apparaît que le couplage entre les spins électrons et manganèses n'existe que si $S_\perp \neq 0$. En d'autres termes il faut que les électrons précessent avec la même phase, ce qui est la définition d'un mode collectif. Au contraire les excitations de spins individuelles sont caractérisées par une distribution aléatoire de leurs phases, ce qui revient à dire que $S_\perp \approx 0$. Dans ce cas le dernier terme dans l'Equation (6.6) qui est le terme de couplage s'annule. Comme le signal Kerr que l'on mesure est supposé proportionnel à S_\perp l'observation d'un anticroisement montre que le terme de couplage n'est pas nul et donc que le mode d'excitation de spin des électrons est bien un mode collectif, une onde de spin. Si on observait les excitations individuelles de spins, on s'attendrait à ce qu'elles croisent le mode d'excitation des spins manganèses. C'est un argument supplémentaire à ceux fournis au Chapitre 5 sur l'identification des ondes de spins.

Le système d'Equations (6.5) (6.6) est mathématiquement équivalent à la description de N+1 oscillateurs couplés. Nous pouvons cependant simplifier ce système en négligeant le terme $Kw\chi_n^2(\mathbf{J}_{\perp, n} \times \mathbf{S}_z)/\hbar S_z$. Cela se justifie car le champ d'échange créé par les électrons est proportionnel à K qui est environ 1000 fois plus faible que

le champ magnétique extérieur. En effet, dans le cas le plus favorable où le gaz est totalement polarisé ($S_z = 1/2$), $|K| \approx 0.75 \mu\text{eV}$. Et pour un champ magnétique de 5 T $\hbar|\Omega_m| = 0.6 \text{ meV}$, soit $\hbar\Omega_m/K \approx 800$. L'Equation (6.6) s'écrit alors :

$$\frac{d\mathbf{J}_{\perp,n}}{dt} = -(\mathbf{J}_{\perp,n} \times \boldsymbol{\Omega}_m) + \frac{K}{\hbar S_z} w \chi_n^2 (\mathbf{S}_{\perp} \times \mathbf{J}_z) \quad (6.7)$$

Dans un puits contenant N couches cristallographiques on se retrouve avec $N+1$ équations décrivant $N+1$ modes de précession. Deux de ces modes doivent décrire les modes déjà observés et donnés par l'Equation (6.1). Nous allons dans un premier temps retrouver les 2 modes collectifs, puis les $N-1$ autres modes que nous décrirons. Nous introduisons d'abord trois nouvelles quantités : $S_+ = S_x + iS_y$, $J_{+,n} = J_{x,n} + iJ_{y,n}$ et $J_+ = w/N \sum_{n=1}^N \chi_n^2 J_{+,n}$. On peut alors écrire un nouveau système d'équations :

$$\frac{dS_+}{dt} = -i\Omega_e S_+ + i \frac{\Delta S_z}{\hbar J_z} J_+ \quad (6.8)$$

$$\frac{dJ_{+,n}}{dt} = -i\Omega_m J_{+,n} + i \frac{K J_z}{\hbar S_z} w \chi_n^2 S_+ \quad (6.9)$$

L'Equation (6.9) se transforme en sommant sur n :

$$\frac{dJ_+}{dt} = -i\Omega_m J_+ + i \frac{K J_z w^2}{\hbar S_z N} \sum_n \chi_n^4 S_+ \quad (6.10)$$

En supposant que les solutions sont de la forme $e^{-i\omega t}$ on obtient l'équation quadratique suivante :

$$(\Omega_e - \omega)(\Omega_m - \omega) = \frac{\eta \Delta K}{\hbar^2} \quad (6.11)$$

Avec $\eta = w \int_0^w \chi^4(x) dx$ où on a remplacé la somme discrète par une intégrale. Les solutions sont données par :

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2}(\Omega_e + \Omega_m) \pm \frac{1}{2} \sqrt{(\Omega_e - \Omega_m)^2 + 4 \frac{\eta K \Delta}{\hbar^2}} \quad (6.12)$$

On retrouve ici les 2 modes mixtes donnés par l'Equation (6.1). mais on remarque la présence du facteur η qui modifie le couplage des deux modes mixtes à la résonance.

Les $N-1$ autres modes sont donnés par les conditions suivantes :

$$\begin{aligned} \mathbf{J}_\perp &\equiv (w/N) \sum_{n=1}^N \chi_n^2 \mathbf{J}_{\perp,n} = 0 \\ \mathbf{S}_\perp &= 0 \end{aligned} \quad (6.13)$$

En injectant ces conditions dans les Equations (6.5) et (6.7) on obtient bien N-1 modes dégénérés dont la fréquence de précession est Ω_m . Ces modes correspondent à un spin moyen électronique nul et un spin moyen des manganèses pondéré par $|\chi_n|^2$ nul. Le spin moyen nul des manganèses étant obtenu en sommant toutes les excitations individuelles qui au final s'annulent. On interprète cela comme la précession des manganèses dont la distribution à travers le puits quantique est orthogonale à la distribution des électrons donnée par χ_n^2 . Ainsi le champ d'échange créé par la distribution de spin manganèse sur les électrons est nul et le spin moyen des électrons ne précesse pas. Une excitation arbitraire de spin dans ce modèle est la somme de deux excitations collectives couplées dont les énergies sont données par ω_\pm et N-1 excitations découplées dont l'énergie est Ω_m .

Pour l'instant ce modèle ne tient pas compte de la relaxation des différents modes. La relaxation des N-1 modes découplés peut-être expliquée en considérant le système d'équations en entier (6.5) et (6.6). Le terme que l'on a négligé permet de lever la dégénérescence de ces modes découplés. Leur fréquence de précession n'est plus Ω_m mais $\omega_n = \Omega_m + Kw\chi_n^2/\hbar S_z$. Cela ce traduit par un élargissement de la raie de résonance autour de Ω_m de l'ordre de K , ce qui correspond à un temps de relaxation inhomogène de l'ordre de $\tau_m \sim \hbar/K$. On a déjà montré que $K \approx 0.75 \mu\text{eV}$ ce qui donne un temps de relaxation τ_m de l'ordre de la nanoseconde. Cela correspond à l'ordre de grandeur de la relaxation des spins manganèses à champ faible. Le mécanisme de relaxation des manganèses serait alors dû au champ magnétique effectif créé par la composante longitudinale du spin électronique qui déphase la précession des spins manganèses. La relaxation des 2 modes mixtes n'apparaît pas explicitement parce que l'on ne tient pas compte de la relaxation rapide du spin électronique. Pour tenir compte de la relaxation du spin moyen des manganèses et des électrons on introduit, dans l'Equation (6.5), un terme de relaxation de la forme $-\mathbf{S}_\perp/\tau_e$ où τ_e est le temps de relaxation du spin électronique en dehors de l'anticroisement, et, dans l'Equation (6.7), un terme de la forme $-\mathbf{J}_\perp/\tau_m$. L'équation carré qui donne les fréquences des deux modes collectifs couplés s'écrit alors :

$$\left(\Omega_e + \frac{i}{\tau_e} - \omega\right)\left(\Omega_m + \frac{i}{\tau_m} - \omega\right) = \frac{\eta\Delta K}{\hbar^2} \quad (6.14)$$

Les solutions donnent, sous forme complexe, la fréquence pour la partie réelle et le temps de relaxation pour la partie imaginaire :

$$\omega_{\pm} = \frac{1}{2} \left(\Omega_e + \frac{i}{\tau_e} + \Omega_m + \frac{i}{\tau_m} \right) \pm \frac{1}{2} \sqrt{\left(\Omega_e + \frac{i}{\tau_e} - \Omega_m - \frac{i}{\tau_m} \right)^2 + 4 \frac{\eta K \Delta}{\hbar^2}} \quad (6.15)$$

Ces deux dernières équations permettent d'ajuster les données sur les fréquences et les temps de relaxation obtenues en rotation Kerr. La Figure 6.5 présente un tel ajustement sur l'échantillon M2126.

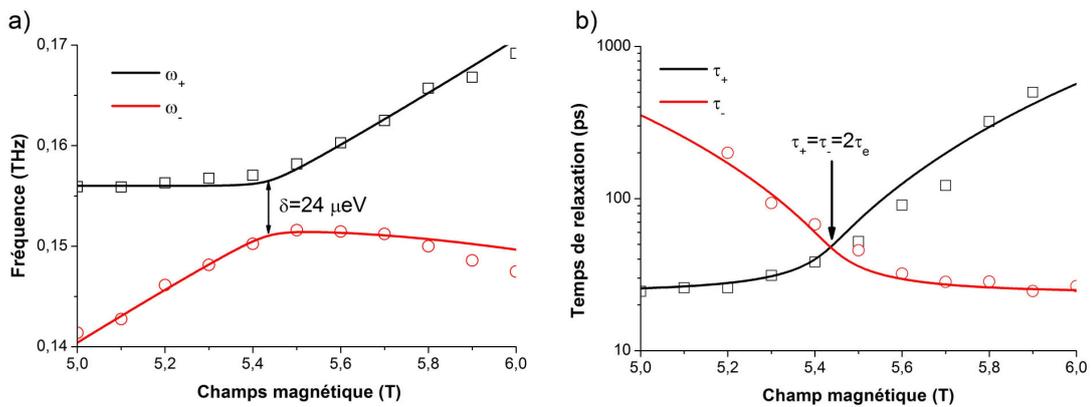


Figure 6.5 – Ajustement par l'Equation (6.15) de : a) fréquences de précession des deux modes mixtes, b) temps de relaxation de spin de ces deux modes. Les données représentées par les symboles ouverts sont issues de l'échantillon M2126.

On remarque alors deux points importants. D'une part à la résonance (lorsque $\Omega_e = \Omega_m$) on observe un croisement des temps de relaxation des deux modes (voir Figure 6.5 b)) : $\tau_+ = \tau_- = 2\tau_e\tau_m/(\tau_e + \tau_m)$. L'ordre de grandeur du temps de relaxation des manganèses étant 100 fois plus grand que celui des électrons, on peut écrire que $\tau_+ = \tau_- = 2\tau_e$. Plus généralement on négligera le temps de relaxation des manganèses par rapport à celui des électrons pour les modes mixtes. D'autre part il existe un gap δ non nul à la résonance entre les deux modes si $\tau_e > \hbar/2\sqrt{\eta K \Delta}$ que l'on appelle la condition de couplage fort. Le gap s'écrit alors à la résonance :

$$\delta = 2\sqrt{\eta K \Delta - \left(\frac{\hbar}{2\tau_e}\right)^2} \quad (6.16)$$

On remarque ici que le temps de relaxation du spin électronique joue un rôle important qui n'avait pas été pris en compte dans la Référence [2]. Un temps de relaxation de plus en plus court diminue le gap jusqu'à 0, on se trouve alors en condition de couplage faible. Le signal Kerr étant essentiellement dû aux électrons, on peut aussi

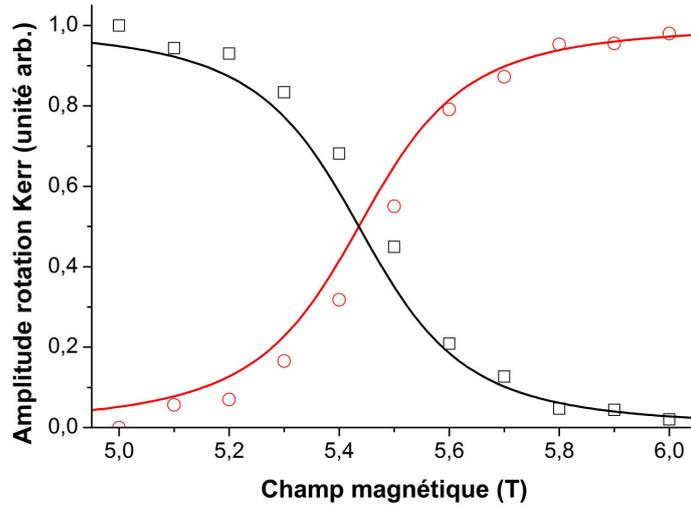


Figure 6.6 – Ajustement par les Equations (6.17) et (6.18) de l’amplitude de la rotation Kerr des modes mixtes. Les données représentées par les symboles ouverts sont issues de l’échantillon M2126. Les amplitudes sont normalisées par rapport à la mesure de l’amplitude de l’onde de spin à 5 T.

écrire l’amplitude carré de leurs contributions dans les modes mixtes :

$$A_- = \frac{D + \sqrt{\delta^2 + D^2}}{2\sqrt{\delta^2 + D^2}} \quad (6.17)$$

$$A_+ = \frac{\delta^2}{2\sqrt{\delta^2 + D^2}(D + \sqrt{\delta^2 + D^2})} \quad (6.18)$$

avec $D = \Omega_m - \Omega_e$. La Figure 6.6 montre un exemple d’ajustement des amplitudes de la rotation Kerr des excitations collectives de spin. Le modèle caractérise complètement le comportement des modes mixtes en fonction du champ magnétique dans le plan du puits par leurs fréquences, amplitudes et temps de relaxation. Au vu des Figures 6.5 et 6.6 le modèle décrit effectivement nos résultats pour l’échantillon M2126, ainsi que pour les autres échantillons en incluant les modes des manganèses découplés.

6.3 Identification du mode manganèse découplé

Nous allons présenter ici un argument de plus pour identifier le mode manganèse découplé. Nous nous sommes intéressés au champ de résonance sur l’échantillon 011609B2 où nous observons le mode découplé. Pour savoir si les manganèses que l’on excite appartiennent bien au puits quantiques, et non à des manganèses résiduels dans les barrières, on modifie l’énergie d’excitation du faisceau pompe indépendamment

du faisceau sonde, tout en gardant une puissance de pompe et de sonde constante. Il faut nécessairement garder la puissance d'excitation constante pour avoir une température effective constante et ne pas modifier la valeur du champ de résonance. Dans les conditions de l'expérience, le champ de résonance est voisin de 5.7 T, la puissance de la pompe est maintenue à $500 \mu\text{W}$ et celle de la sonde à $250 \mu\text{W}$. La température effective de l'échantillon est alors proche de 6.1 Kelvin.

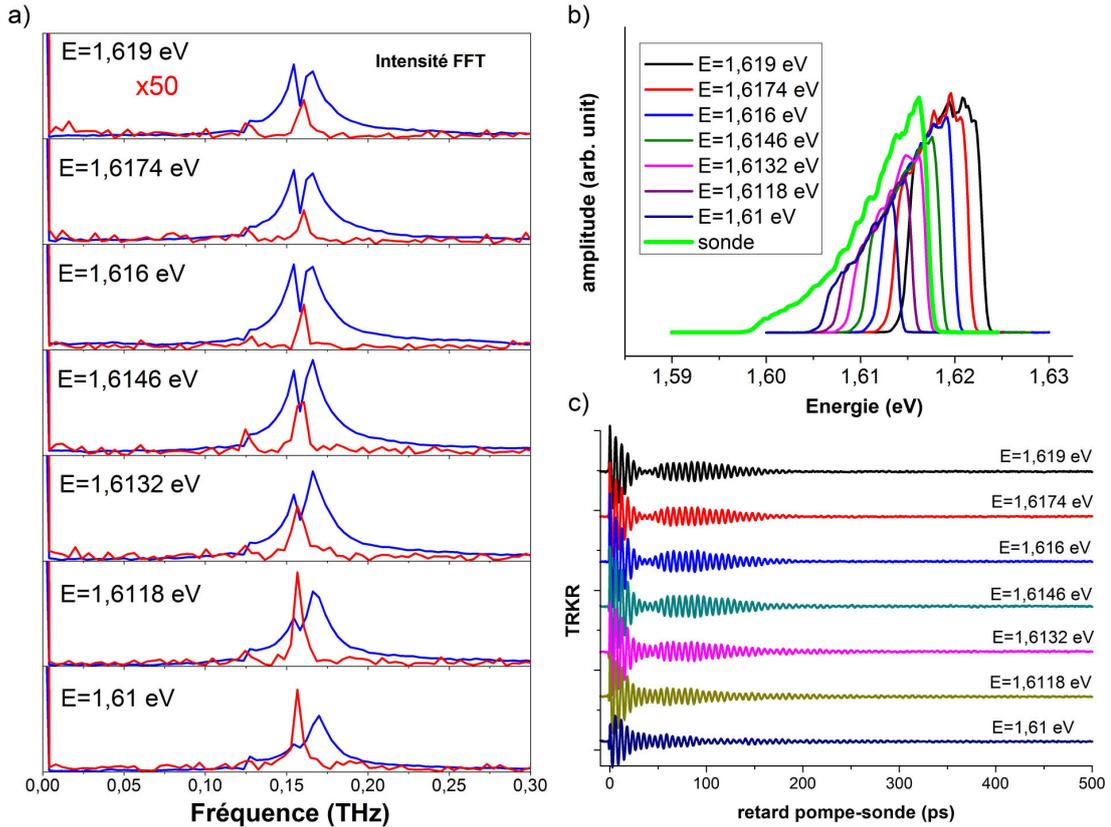


Figure 6.7 – a) Transformée de Fourier fenêtrées en suivant une procédure identique à celles réalisées pour la Figure 6.3. Les énergies reportées sont les énergies mesurées sur les spectres des impulsions pompe b). On observe le mode manganèse découplé dans la transformée de Fourier au temps long après une augmentation de l'amplitude par un facteur 50. c) Rotation Kerr en fonction du retard pompe-sonde pour différentes énergies de la pompe. On observe la disparition du nœud entre les modes couplés lorsque l'énergie de la pompe diminue.

La Figure 6.7 b) présente les spectres normalisés des différentes impulsions pompes utilisées. Chaque spectre est nommé d'après l'énergie du centre de l'impulsion. Les données de la rotation Kerr sont présentées sur la Figure 6.7 c) pour chaque énergie de pompe utilisée. Nous avons procédé de la même façon que sur la figure 6.3 avec deux transformées de Fourier fenêtrées pour faire apparaître le mode découplé (Figure 6.7 a)) pour tous les spectres de pompe utilisés. On observe une diminution

du pic correspondant aux manganèses découplés lorsque l'énergie d'excitation de la pompe augmente. En même temps on observe que le couplage entre les deux modes diminue car on n'observe plus le nœud du battement entre ces deux modes dans le domaine temporel. Pour mieux faire apparaître cet effet on trace les amplitudes de chaque mode en fonction de l'énergie de la pompe (Figure 6.8 a)).

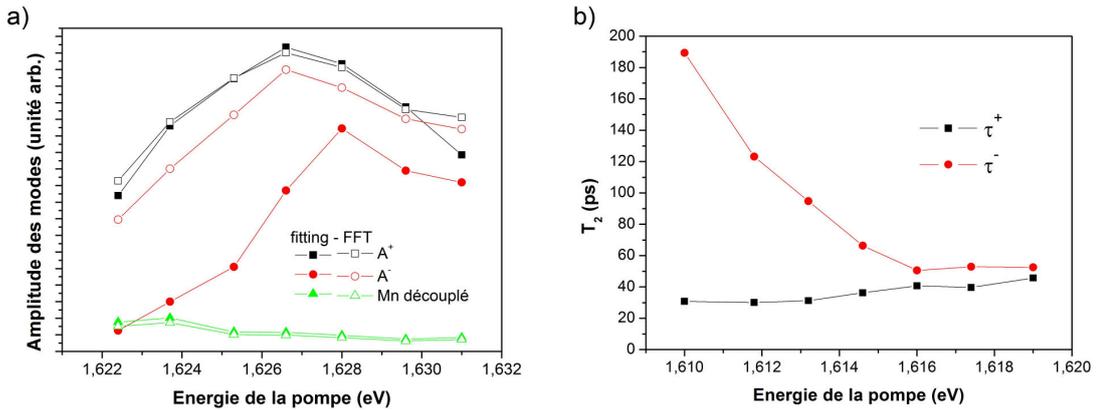


Figure 6.8 – a) Mesure de l'amplitude des modes en fonction de l'énergie de la pompe. Les amplitudes sont obtenues soit par la transformée de Fourier, soit par ajustement de la fonction (5.5). Pour le mode manganèse découplé, on n'a que par la mesure sur la transformée de Fourier que l'on ajuste avec un facteur d'échelle pour comparer avec les mesures sur l'ajustement de la fonction (5.5). b) Temps de relaxation des modes couplés en fonction de l'énergie de la pompe.

Les amplitudes des modes couplés peuvent-être connues de deux façon : soit par la transformée de Fourier du signal de rotation Kerr, soit par l'ajustement de la fonction (5.5). Mais on fera davantage confiance à l'ajustement de la fonction car la transformée de Fourier a du mal à résoudre l'anticroisement. De plus l'ajustement de la fonction nous donne aussi les temps de relaxation (Figure 6.8 b)). L'amplitude du mode découplé, elle, ne peut-être connue que par sa transformée de Fourier car le signal est trop bruité au delà de 250 ps de retard pompe-sonde. Il apparait alors que les modes couplés possèdent un maximum en amplitude qui ne se situe pas exactement à la même énergie lorsque l'on regarde les amplitudes issues de la fonction (5.5). De plus ces modes semblent disparaître à plus basse et plus haute énergie, ce qui semble normal puisqu'on n'est alors plus en résonance avec les électrons du puits. En ce qui concerne le mode découplé on observe bien qu'il diminue lorsque l'énergie d'excitation augmente et on s'attend donc à ce qu'il disparaisse à plus haute énergie. Le cas des basses énergies est plus compliqué car à ces énergies les modes couplés ne sont plus en résonance. En effet en pompant à une énergie plus faible, l'absorption des photons devient moins efficaces et donc la température

effective de l'échantillon plus faible. Cela augmente légèrement la valeur du champ magnétique de résonance. On identifie alors d'après les temps de relaxation le mode manganèse faiblement couplé dont la fréquence ne change pas beaucoup, mais qui possède un temps de relaxation qui se rallonge. On identifie aussi le mode électronique faiblement couplé dont la fréquence augmente légèrement parce que la température effective est plus faible et qui possède le temps de relaxation le plus court. Il reste donc principalement dans la fenêtre de la transformée de Fourier entre 250 et 500 ps de retard le mode manganèse couplé faiblement au mode électronique. D'où l'équivalence d'amplitude mesuré par la fonction (5.5) et la mesure de l'amplitude par la transformée de Fourier fenêtré. Plus l'énergie d'excitation diminue, plus on peut considéré que le mode manganèse couplé se découple et se confond avec le mode découplé, et plus son amplitude diminue jusqu'à ce que l'on ne puisse plus l'exciter. On voit donc que le mode des manganèses découplés ne s'observe que lorsque le mode électronique est présent, du moins dans la gamme d'énergie explorée. C'est une indication supplémentaire en faveur du modèle que nous avons développé pour expliquer ce mode.

6.4 Polarisation en spin

Le seul paramètre ajustable dans le modèle que nous avons développé est le Knight shift K . En faisant apparaître la polarisation en spin

$$\zeta = \frac{n_{\uparrow} - n_{\downarrow}}{n_e} = 2S_z \quad (6.19)$$

dans l'écriture de K , on peut relier la mesure du gap δ à la mesure de la polarisation en spin :

$$|\zeta| = \frac{w}{\alpha n_e} \frac{\delta^2 + (\hbar/\tau_e)^2}{2\eta\Delta} \quad (6.20)$$

Cette expression ne fait intervenir que des quantités mesurables ou connues. En effet on peut accéder directement à δ , τ_e et Δ sur nos mesures expérimentales. w , η , et α sont des paramètres structurels connus. n_e est assez bien déterminé (voir le Chapitre 3). Nous avons donc une nouvelle méthode pour déterminer la polarisation du gaz bidimensionnel d'électrons à partir du gap entre les modes mixtes et de leur dynamique. On peut alors extraire le taux de polarisation en spin à la résonance pour chaque échantillon et, étudier cette polarisation en fonction de la concentration en électrons. On résume les résultats obtenus avec nos 4 échantillons sur la Figure 6.9 où on les compare aux courbes issues de la théorie que l'on vient de développer. On ne compare pas ici directement les fréquences et les temps de relaxa-

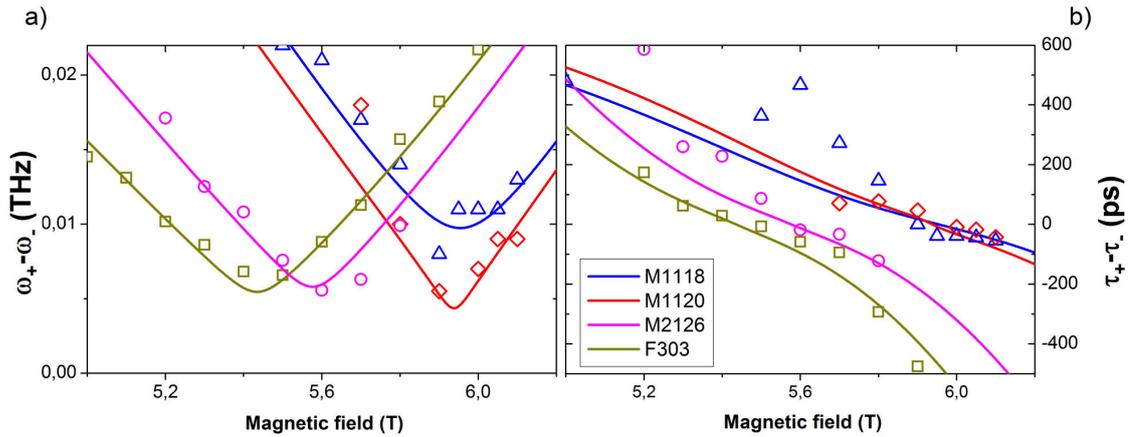


Figure 6.9 – a) différence des fréquences de précession et b) différence des temps de relaxation des modes mixtes pour les 4 échantillons étudiés. Les symboles ouverts sont issus des expériences et les courbes de l’Equation (6.15).

tion des modes mixtes, mais leurs différences ($\omega_+ - \omega_-$ et $\tau_+ - \tau_-$) en fonction du champ magnétique. Les résultats expérimentaux sont représentés par des symboles tandis que les courbes représentent le meilleur ajustement des courbes théoriques. On utilise alors l’Equation (6.20) pour extraire le taux de polarisation en spin pour chaque échantillon en fonction de la concentration en électrons. La Figure 6.10 représente les résultats obtenus. Les barres d’erreurs sur la concentration proviennent de la comparaison des concentrations obtenues par Raman et photoluminescence. Les barres d’erreurs sur la polarisation proviennent principalement d’erreurs sur la détermination de τ_e et δ . On a vu en effet dans le Chapitre précédent que τ_e variait en fonction du champ magnétique, or dans la théorie que nous avons développé on suppose un τ_e constant hors de la résonance. C’est pour cette raison que l’on mesure τ_e entre 4 et 5 Tesla juste avant la résonance dans une zone où il ne varie plus beaucoup. Comme on peut s’y attendre le taux de polarisation diminue lorsque la concentration en électrons augmente. On compare en premier lieu ces résultats avec un modèle simple de gaz bidimensionnel d’électrons sans interactions coulombiennes. On remarque alors que les taux de polarisation théoriques sont toujours plus faibles que ceux que l’on mesure. Cela s’explique parfaitement par le fait que l’on ne tient pas compte des interactions coulombiennes qui augmentent la polarisation en spin des gaz d’électrons de faible concentration. On peut souligner ici que l’augmentation de la polarisation est un effet à N-corps du gaz d’électrons. Or nous utilisons pour mesurer cette augmentation l’anticroisement de deux modes d’excitations collectifs.

Le théorème de Larmor s’applique à un système sous champ, invariant par rotation, et constitué de particules ayant un facteur de Landé unique. Sous ces conditions l’évolution des spins de toutes les particules est ramenée à l’évolution d’un seul spin

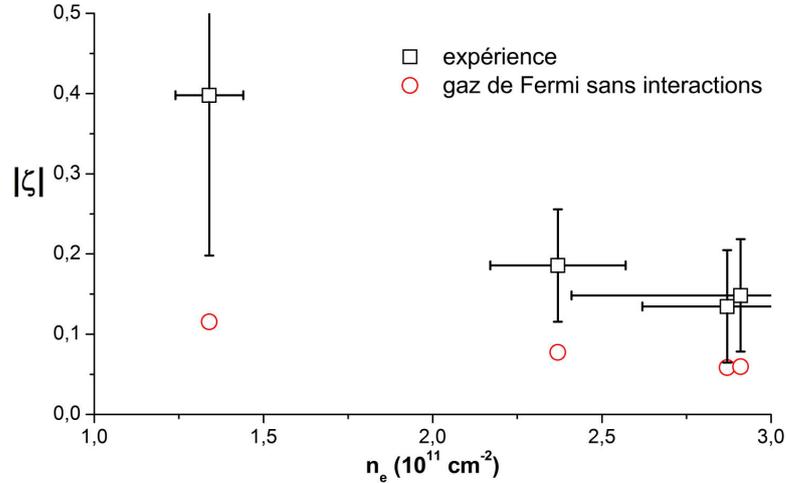


Figure 6.10 – Taux de polarisation du gaz bidimensionnel d’électrons en fonction de la densité en électrons du gaz. Les symboles carrés sont issus du calcul effectué avec l’Equation (6.20) pour chaque échantillon. Pour comparaison les cercles ouverts sont calculés pour un gaz de Fermi sans interactions coulombiennes.

et les effets à N-corps sont masqués. Ce n’est pas le cas du système composé des spins électroniques et manganèses ayant des facteurs de Landé différents. Hors résonance nous pouvons considérer les manganèses comme extérieur au gaz d’électrons et créant un champ effectif. En première approximation les deux systèmes de spin sont séparés et le théorème de Larmor s’applique à chaque système. La mesure des énergies des deux modes collectifs ne nous fournit alors aucune information sur les effets à N-corps. En résonance le théorème ne s’applique plus et les deux modes collectifs (et mixtes) ne sont plus à la fréquence de Larmor. La mesure de leurs énergies nous donne accès à la mesure d’effets à N-corps, dans notre cas l’augmentation de la polarisation.

Pour comparer nos données avec des modèles de gaz de Fermi existants on calcule l’augmentation de la polarisation due aux interactions coulombiennes : $|\zeta/\zeta_0|$ avec ζ_0 la polarisation pour un gaz de Fermi sans interaction coulombienne. On trace cette augmentation de polarisation en fonction de $r_s = (a_B \sqrt{\pi n_e})^{-1}$ qui est la distance moyenne entre électrons exprimée en rayon de Bohr et qui contrôle la force des effets à N-corps. La Figure 6.11 montre l’augmentation de la polarisation dans le cas de l’approximation de Hartree-Fock (1.38) (voir Chapitre 1) et dans le cas de la théorie d’Attacalite *et al.* [3] pour un gaz non polarisé et pour un gaz dont la polarisation est $\zeta = 0.4$. On voit bien que l’augmentation dans le cas de Hartree-Fock diverge pour $r_s \approx 2.22$. Dans la théorie d’Attacalite l’augmentation de la polarisation dépend de la polarisation du gaz. Or on observe que pour les polarisations inférieures

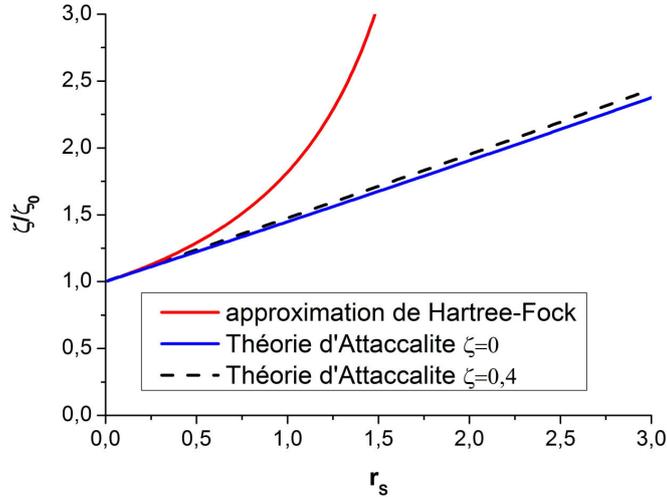


Figure 6.11 – Augmentation de la polarisation ζ/ζ_0 par rapport à la polarisation d'un gaz sans interactions coulombiennes ζ_0 en fonction de r_s qui représente l'espacement entre électrons. La courbe rouge est issue de l'approximation de Hartree-Fock donnée au Chapitre 1 par l'Equation (1.38). La courbe bleu et la courbe en pointillé noir sont issues de la théorie d'Attaccalite *et al.* [3] dans le cas où $\zeta = 0$ ou $\zeta = 0.4$.

à 40%, la dépendance est faible pour les r_s compris entre 0 et 3. On compare donc nos résultats par rapport à la théorie dans le cas où la polarisation est nulle (1.39). La Figure 6.12 montre l'augmentation de la polarisation en fonction de r_s . Les symboles ouverts sont les données expérimentales, et la courbe est issue de la théorie d'Attaccalite pour une polarisation du gaz nulle. Ce modèle de gaz de Fermi semble être en accord avec des résultats expérimentaux [4]. Il semble même qu'il surestime quelque peu l'augmentation de la polarisation ([5] et [6]). Il faut cependant noter que le modèle d'Attaccalite n'est valable qu'à température nulle. On peut cependant comparer le modèle et les expériences à température finie car le taux de polarisation ne dépend que faiblement de la température pour les basses températures. Pour le domaine de r_s auquel nous avons accès, compris entre 1 et 3, l'augmentation de la polarisation peut être approximée par une relation linéaire : $\zeta/\zeta_0 = 1 + 0.46r_s$. Les valeurs ainsi calculées restent dans la barre d'erreur des valeurs expérimentales, mais on observe une tendance systématique à sous estimer l'augmentation de polarisation contrairement à [4], [5] et [6]. Bien que la méthode de rotation Kerr soit au moins aussi précise que la méthode du Raman pour mesurer les énergies des modes d'excitations de spin, la comparaison directe avec les expériences de Raman et de photoluminescence [6] est difficile parce que les échantillons étudiés ne sont pas les mêmes. De plus la détermination de ζ par la rotation Kerr s'appuie sur la mesure

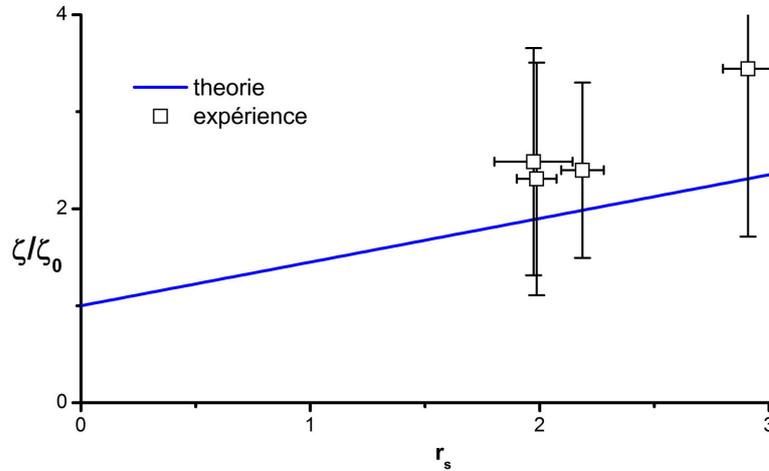


Figure 6.12 – Augmentation de la polarisation ζ/ζ_0 par rapport à la polarisation d'un gaz sans interactions coulombiennes ζ_0 en fonction de r_s qui représente l'espacement entre électrons. La courbe est issue de la théorie d'Attaccalite *et al.* [3] dans le cas où la polarisation est nulle (1.39).

d'un anticroisement et du modèle développé pour en rendre compte, ce qui rend ζ dépendant du modèle et non pas uniquement des mesures.

Nous allons discuter des raisons possibles qui conduisent à systématiquement surestimer l'augmentation de la polarisation issue de nos mesures en rotation Kerr.

L'une des raisons possibles de notre surestimation de ζ vient peut-être d'une mauvaise interprétation de notre mesure du temps de relaxation τ_e . Comme indiqué au chapitre précédant, on a supposé que τ_e représentait un temps de relaxation homogène. Or on a expliqué la variation de τ_e en fonction du champ par un mécanisme d'échauffement inhomogène qui produit un temps de relaxation τ_e inhomogène. Il faut donc savoir si le fait d'avoir un mécanisme de relaxation homogène ou inhomogène influe fortement sur le modèle d'oscillateurs couplés. Pour cela on résout les Equations (6.8) et (6.10) en considérant une distribution lorentzienne ou gaussienne de fréquences de précession des spins électroniques. Le taux de polarisation en spin dans les deux cas est semblable à celui trouvé dans le modèle à temps de relaxation homogène. La surestimation du taux de polarisation ne dépend donc pas du mécanisme homogène ou inhomogène de la relaxation dans le modèle.

Enfin il faut noter que nos conditions expérimentales diffèrent des conditions nécessaires en magnéto-transport. Dans les expériences de magnéto-transport, la méthode principale pour mesurer l'augmentation de la polarisation en spin consiste à mesurer le champ magnétique qu'il faut appliquer dans la direction de quantification du puits pour polariser complètement les électrons. L'autre méthode consiste

à mesurer le champ magnétique oblique qui permet d'avoir une séparation en spin dans les niveaux de Landau due à l'effet Zeeman qui coïncide avec la séparation des niveaux de Landau entre eux à cause de la quantification des orbites cyclotrons. Les deux méthodes impliquent un fort champ magnétique et une grande polarisation du gaz d'électrons. Or l'augmentation de la polarisation due aux effets à N-corps dépend d'une façon non linéaire du champ magnétique appliqué. Cela rend très difficile la comparaison directe de nos résultats avec les expériences de magnéto-transports.

Néanmoins comme nous l'avons déjà fait remarquer, nous observons bien un anticroisement, signe que nous sommes dans un régime de couplage fort. Or il faut remarquer qu'en calculant K en utilisant la polarisation théorique et en gardant les paramètres issues des expériences (η , Δ et τ_e), le gap δ calculé par l'Equation (6.16) devient une quantité imaginaire pour tous les échantillons. Nous observons donc bien une forte augmentation de la polarisation bien que nous ne puissions pas fournir une explication quantitative de ce phénomène. Nous ne savons toujours pas si le désaccord entre les valeurs expérimentales et théoriques de ζ peut être attribué uniquement à une imprécision des mesures. D'autre part, les effets de désordre ne sont pas pris en compte dans notre modèle, et il n'y a toujours pas de consensus pour savoir si le désordre doit augmenter [7] [8] ou diminuer [9] la polarisation en spin du gaz d'électrons.

6.5 Conclusion

Nos expériences montrent que nous observons systématiquement l'anticroisement entre l'onde de spin des électrons et les excitations de spins des ions manganèses. Nous observons de plus un nouveau mode d'excitation des spins manganèses qui ne se couple pas avec l'onde de spin. En développant la théorie pour expliquer ce nouveau mode, nous avons trouvé un nouveau moyen de mesurer la polarisation en spin du gaz d'électrons. En effet l'interaction résonnante avec les ions magnétiques invalide le théorème de Larmor ce qui permet aux excitations du gaz d'électrons de révéler ses effets à N-corps tel que l'augmentation de la polarisation que nous avons effectivement mesurée. Il est remarquable que notre technique pompe-sonde de Rotation Kerr nous permette de résoudre l'anticroisement des deux modes collectifs et ainsi d'accéder à la mesure de l'augmentation de la polarisation en accord avec les théories disponibles dans la littérature.

Bibliographie

- [1] F. J. Teran, M. Potemski, D. K. Maude, D. Plantier, A. K. Hassan, A. Sachrajda, Z. Wilamowski, J. Jaroszynski, T. Wojtowicz, and G. Karczewski. Collective character of spin excitations in a system of Mn^{2+} spins coupled to a two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 91(7) :077201, Aug 2003.
- [2] Jürgen König and Allan H. MacDonald. Epr and ferromagnetism in diluted magnetic semiconductor quantum wells. *Phys. Rev. Lett.*, 91(7) :077202, Aug 2003.
- [3] Claudio Attacalite, Saverio Moroni, Paola Gori-Giorgi, and Giovanni B. Bachellet. Correlation energy and spin polarization in the 2d electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 88(25) :256601, Jun 2002.
- [4] B. A. Piot, D. K. Maude, M. Henini, Z. R. Wasilewski, K. J. Friedland, R. Hey, K. H. Ploog, A. I. Toropov, R. Airey, and G. Hill. Quantum hall ferromagnet at high filling factors : A magnetic-field-induced stoner transition. *Phys. Rev. B*, 72(24) :245325, Dec 2005.
- [5] J. Zhu, H. L. Stormer, L. N. Pfeiffer, K. W. Baldwin, and K. W. West. Spin susceptibility of an ultra-low-density two-dimensional electron system. *Phys. Rev. Lett.*, 90(5) :056805, Feb 2003.
- [6] Cynthia Aku-Leh, Florent Perez, Bernard Jusserand, David Richards, Wojciech Pacuski, Piotr Kossacki, Michel Menant, and Grzegorz Karczewski. Measuring the spin polarization and zeeman energy of a spin-polarized electron gas : Comparison between raman scattering and photoluminescence. *Phys. Rev. B*, 76(15) :155416, Oct 2007.
- [7] T. Dietl, A. Haury, and Y. Merle d'Aubigné. Free carrier-induced ferromagnetism in structures of diluted magnetic semiconductors. *Phys. Rev. B*, 55(6) :R3347–R3350, Feb 1997.
- [8] S. De Palo, M. Botti, S. Moroni, and Gaetano Senatore. Effects of thickness on the spin susceptibility of the two dimensional electron gas. *Phys. Rev. Lett.*, 94(22) :226405, Jun 2005.

- [9] M. M. Fogler and B. I. Shklovskii. Collapse of spin splitting in the quantum hall effect. *Phys. Rev. B*, 52(24) :17366–17378, Dec 1995.

Conclusion

Les travaux présentés dans ce manuscrit sont basés sur les expériences de rotation Kerr résolue en temps dans des puits quantiques en CdMnTe dopés n et faiblement dopés en manganèses. Ce travail réalisé dans le cadre de l'ANR GOSPININFO a permis de confirmer le rôle important des expériences de rotation Kerr pour étudier la dynamique de l'onde de spin en $k = 0$ et son couplage avec les excitations des spins manganèses.

Nous avons présenté au Chapitre 4 une amélioration de la technique pompe-sonde utilisée dans la rotation Kerr résolue en temps qui consiste à mettre en forme séparément les impulsions pompe et sonde pour améliorer la génération de l'onde de spin. Bien que la mise en forme simple utilisée ici ne permet que d'améliorer la détection du signal pour l'instant, l'amélioration de la technique par l'utilisation conjointe d'un miroir de phase et de la coupure de certaines composantes spectrales permet d'espérer une amélioration de la génération.

Au Chapitre 5 nous avons identifié l'onde de spin par nos propres mesures en rotation Kerr, et en les comparant à celles réalisées en diffusion Raman par nos partenaires de l'ANR. Cette approche est très complémentaire car la diffusion Raman permet de mettre en évidence les excitations individuelles et collectives, alors que notre approche met en évidence la relaxation de l'onde de spin. Nous avons d'ailleurs pu montrer que les théories actuelles de la relaxation d'un spin électronique dans les puits quantiques contenant du manganèse ne permettent pas d'expliquer complètement les résultats observés. Seules les fluctuations spatiales des interfaces du puits rendent compte de la relaxation de l'onde en champ nul. Mais dans ce cas, les excitations individuelles et collectives sont dégénérées. Une voie de recherche nécessaire est donc la description d'un mécanisme de relaxation tenant compte du caractère collectif de l'onde de spin. Nous fournissons cependant une explication qualitative de la variation du temps de relaxation en champs par un échauffement inhomogène des échantillons qui correspond à nos observations.

Enfin au Chapitre 6 nous avons étudié les modes mixtes qui apparaissent à cause de l'interaction d'échange s-d qui couple les excitations de spins manganèses et l'onde

de spin. Notre technique de rotation Kerr permet la résolution de l'anticroisement contrairement au Raman et permet d'étudier finement ces modes mixtes. La physique derrière ces modes mixtes est à la fois très simple et extrêmement riche. On peut les considérer en première approximation comme deux oscillateurs couplés, ce qui permet une compréhension globale, mais nous observons aussi l'apparition d'un mode découplé qui nous oblige à développer un modèle qui va au delà de l'approximation usuelle des champs moyens. Ce modèle qui tient compte de la dynamique des excitations permet de plus la mesure de la polarisation en spin du gaz d'électrons dans le puits quantique pour le champ magnétique à la résonance. Il est remarquable que nos mesures par la technique de rotation Kerr résolue en temps, d'une part nous donnent accès à cette mesure de la polarisation qui est l'expression d'effet à N-corps, et d'autre part soient cohérentes avec les prédictions théoriques des modèles les plus avancés décrivant cette polarisation.

Tous ces travaux ne portant que sur l'onde de spin en $k = 0$, la prochaine étape logique est l'étude de l'onde en $k \neq 0$. Des expériences ont déjà été menées par l'équipe de l'INSP qui montrent un mécanisme de relaxation intrinsèque de l'onde de spin, et des études théoriques montre qu'un anticroisement en $k \neq 0$ entre l'onde de spin et les excitations de spins des manganèses est attendu. L'étude par rotation Kerr résolue en temps permettra sûrement de révéler une physique riche et une meilleure compréhension des interactions mises en jeu dans le gaz d'électrons des puits quantiques CdMnTe. Une autre étape consiste à démontrer la propagation de cette onde, mais au vue de la relaxation intrinsèque cette propagation sur une échelle de l'ordre du micron risque d'être compliquée. Là encore le couplage avec les excitations de spin du manganèses peut modifier la donne et les expériences par rotation Kerr résolue en temps peuvent être pertinentes.