

UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER-GRENOBLE 1
SCIENCES & GÉOGRAPHIE

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ JOSEPH FOURIER

Discipline : Physique

Présentée et soutenue publiquement

par

Agnès RONI

Le 3 décembre 1999

ONDES DE SPIN DANS L'³HE LIQUIDE POLARISÉ

COMPOSITION DU JURY :

M. B. Castaing	, Président
M. D. Candela	, Rapporteur
M. J.R. Owers-Bradley	, Rapporteur
M. L. Puech	, Examineur
M. G.A. Vermeulen	, Directeur de thèse

Thèse préparée au sein du
Centre de Recherches sur les Très Basses Températures,
laboratoire associé à l'Université Joseph Fourier
C.N.R.S., 25 avenue des Martyrs, BP 166, 38042 Grenoble-Cedex 9

Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier tous les membres du jury : B. Castaing qui m'a fait l'honneur d'être président, D. Candela et J. Owers-Bradley pour avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, ainsi que L. Puech de représenter l'U.J.F.

Je remercie B. Hébral, directeur du laboratoire, qui pendant une séance de travaux pratiques a éveillé ma curiosité concernant le grand froid et m'a permis de rentrer dans la famille du "BT". Et quelle famille !!

J'ai eu la chance de faire partie de la tribu du "grand hall" et de bénéficier de toutes les discussions avec ses habitants : petit Buu, Etienne, Georges, Hermann (el hombre de la Vega), Jean-Pascal (le petit chef du grand hall qui ne m'a jamais offert les géraniums pour mon balcon), Klaus (mon professeur de papillon), Lasjau, Laurent (l'homme qui a la foi, Prix Guinier Monsieur!), Nicolas (la marmotte au glouton) et Wilfried. Ils m'ont beaucoup aidée dans les moments difficiles... J'ai une pensée émue pour mon ami de trois ans, feu le détecteur de fuite bleu, un compagnon fidèle pendant toute la mise au point de la dilution; malgré quelques crises il ne m'a jamais abandonnée.

J'ai pu également bénéficier de l'aide bienveillante de Juju le Maître des brasures, ainsi que d'Henri Rodenas qui m'a donné quelques-uns de ses "trucs et astuces".

Je remercie Anne Gerardin et Gregory Garde pour les nombreuses pièces qu'ils ont réalisées avec talent ! Je remercie également tous les membres de l'atelier de chaudronnerie Lionel Germani Monsieur Détecteur de Fuites, Yannick Launay qui m'a appris à souder TIG, Christian Gianèse spécialiste des frittés (gardien de but Ninja), Pierre Brosse-Maron, Pierre Chanthib ; les colleurs fous Alain Boulbès et Jean-Paul Leggeri qui a construit une partie de la dilution avant mon arrivée. Merci aussi aux membres du service électronique, à notre computerman B. Waksman, et à tous les membres du liquéfacteur. Merci aussi à Pierrette Amiot et à Thierry Crozes pour leur aide.

Merci à Pierre Thibault, qui a passé un an de contrat ATER avec nous à travailler à la mise au point du système de RMN.

Un grand merci à Olivier, Franck et Thomas les adorables spécialistes des hautes fréquences dont les conseils et la disponibilité m'ont grandement aidée pour la mise au point du système RMN : dieu sait que je les ai souvent sollicités ! Merci à André Sulpice notre "Web Master" pour les mesures d'aimantation qu'il a réalisées avec une efficacité remarquable !

Je remercie aussi Jacques Flouquet pour m'avoir donné un sérieux coup de pouce lors de la construction de la dilution, sans quoi je n'aurais peut-être pas pu avoir ces résultats. Un grand merci à Danièle qui a toujours une oreille attentive pour nous et

qui est d'un grand réconfort moral (surtout quand elle fait sa fameuse tarte Tatin).

J'ai rencontré pendant ces trois ans de thèse beaucoup d'autres gens formidables, j'espère ne pas trop en oublier : Anne, Anne-Sophie, Anthony, Carla, Cécile, Claude, Geraldo, Hervé, Isabelle, Jean-Jacques, Norbert, Olivier ($\times 3$), Pascal, Sarah, Vincent, Yves et tous les autres...Tu as vu Jean-Jacques, je t'ai mis avec les jeunes!!

Je remercie également Igor Fomin pour tout ce qu'il nous a apporté, ainsi que Claire Lhuillier et David Edwards pour l'intérêt qu'ils ont porté à nos travaux.

Merci aussi à Raoul Mille et Nora Kalso de l'Association Franco-Finlandaise de Recherche Scientifique et Technique qui m'ont permis d'aller à LT22 présenter mes résultats.

Enfin, et surtout je tiens à remercier mon chef vénéré, Gerard Vermeulen, avec qui nous avons formé "un petit couple", comme dit le professeur Puech, pendant près de 4 ans!! Je suis tout à fait consciente que sans ses compétences, son expérience et son intuition, je n'aurais jamais eu ces résultats. Je lui serai éternellement reconnaissante pour tout ce qu'il m'a appris. Je le remercie également pour avoir amélioré ma condition physique du haut de son mètre 90 avec des entraînements d'escalade sur manip, une spécialité encore peu connue; des étirements contorsionnistes pour attraper vannes ou boutons de détection synchrone. Il a également contribué au développement de ma force musculaire avec un entraînement sévère d'ouverture de vannes (fermées avec sa poigne de fer) qui a contribué à un certain mieux être dans la vie de tous les jours : ouverture de bocaux et pots de confiture, ou encore débouchage d'évier sont des jeux d'enfants pour moi désormais!

Cerise sur le gâteau, j'ai rencontré pendant ma thèse un adorable normand recueilli par les Suisses depuis près de deux ans, qui joue avec les fermions lui aussi; l'avenir nous dira si nous sommes aussi corrélés qu'eux...

Je ne pouvais pas finir ces remerciements sans dire haut et fort qu'il y a une personne que je ne remercierai jamais : le créateur de Python, sans commentaires...

Table des matières

1	Dynamique de spin dans un liquide de Fermi polarisé	5
1.1	Propriétés de transport dans les liquides de Fermi	5
1.2	Transport de spin dans l' ³ He liquide faiblement polarisé	8
1.2.1	Équations hydrodynamiques	10
1.2.2	Effet Leggett-Rice	13
1.3	Dynamique de spin dans les liquides de Fermi dégénérés fortement polarisés	15
1.3.1	Les différentes approches théoriques	15
1.3.2	Diffusion anisotrope : image simple	18
1.3.3	Comment avoir accès à cette anisotropie ?	19
1.3.4	Expériences antérieures	21
1.4	Motivation de la thèse : $\tau_{\perp}$ fini à T=0 K ?	25
2	Modes collectifs de spins	27
2.1	Équation des ondes de spin	27
2.2	Illustration : 1D	28
2.2.1	Calcul du spectre des ondes de spin	28
2.2.2	Détection des ondes de spin	30
2.3	Cas 3-D : cavité demi-sphérique.	32
2.4	Interaction dipolaire : Modes magnétostatiques	33
2.4.1	Modes magnétostatiques dans l' ³ He solide	34
2.4.2	Modes magnétostatiques dans un corps aimanté	34
2.4.3	Cas d'un cylindre d' ³ He solide	38
2.4.4	Ondes de spin ou modes de Walker ?	40
3	Le réfrigérateur-polariseur	43
3.1	Revue des différentes méthodes de polarisation	44
3.1.1	Brute force	44
3.1.2	Fusion rapide	44
3.1.3	Condensation du gaz polarisé	45
3.1.4	La distillation fractionnée	45
3.1.5	Notre méthode : la dilution de spin, une variante de la distillation	46
3.1.6	Définition du champ effectif	46
3.2	Principe du réfrigérateur-polariseur	47
3.2.1	Schéma de principe du réfrigérateur-polariseur	49
3.2.2	Évolution de la polarisation dans la boîte à mélange	50

3.3	Construction du polariseur	51
3.4	Conclusion	53
4	Détection RMN	57
4.1	RMN continue à hautes fréquences	57
4.1.1	Principe de la RMN continue	57
4.1.2	Les hautes fréquences : quelques concepts	58
4.2	Notre spectromètre RMN [Roni(97)]	60
4.2.1	Le Q -mètre, simulations	60
4.2.2	Linéarité du spectromètre RMN	61
4.2.3	Le spectromètre	64
4.2.4	Adaptation du circuit résonnant	67
4.3	Conclusion:	71
5	Ondes de spin piégées par des gouttes de phase diluée	73
5.1	Conditions expérimentales	73
5.2	Observations	74
5.3	Vitesse des modes	79
5.4	Dépendance en polarisation et température	83
5.4.1	Dépendance en polarisation	83
5.4.2	Dépendance en température	83
5.5	Interprétation des résultats	85
5.5.1	Où sont les modes?	85
5.5.2	Approche "semi-quantitative"	88
5.6	Conclusion	90
6	Ondes de spin dans l'^3He dilué polarisé confinées dans une cavité fixe en Araldite	91
6.1	Nouvelle cellule	92
6.2	Observations : qui est qui?	95
6.3	Modes magnétostatiques	97
6.3.1	Observations	97
6.3.2	Dépendance en polarisation	99
6.3.3	Dépendance en gradient	101
6.3.4	Conclusion	101
6.4	Ondes de spin dans la cavité	102
6.4.1	Dépendance en polarisation	105
6.4.2	Dépendance en température	110
6.5	Conclusion	114
A	Quelques valeurs de la littérature pour le transport de spin	117
B	Ondes de spin piégées dans une cavité sphérique	119
C	Pompe turbomoléculaire : une bonne alternative pour le roots...	123
D	Modes magnétostatiques : compléments.	125

Introduction

La physique du transport de spin dans l' ^3He liquide dégénéré est beaucoup plus riche que celle du transport d'impulsion ou d'énergie car les spins peuvent tourner dans une direction transverse à leur axe de quantification. A la fin des années 50, Silin a établi une "équation de Boltzmann" pour ce transport. Il a démontré que la polarisation des spins nucléaires crée un champ moléculaire à l'origine de comportements collectifs de spin. A partir du travail de Silin, Leggett a dérivé les équations hydrodynamiques de spin. Les effets cohérents comme les ondes de spin, l'effet Leggett-Rice, et la précession cohérente de structures à deux domaines sont bien décrits par ses équations.

Une condition nécessaire pour observer ces effets est que le champ moléculaire soit assez fort, autrement dit que $\omega_0\tau > 1$ où ω_0 est la fréquence de Larmor et τ le temps de relaxation dans un liquide de Fermi ($\tau \propto 1/T^2$). En pratique, cela signifie qu'il faut travailler à basse température dans de forts champs magnétiques. Les équations de Leggett sont dérivées pour de faibles polarisations. La motivation de la thèse est de répondre à la question : que se passe-t-il à forte polarisation ?

Différentes approches théoriques pour généraliser les équations de Leggett aux cas de fortes polarisations ont été proposées. Les théories de Meyerovich et Mullin prédisent que le temps de relaxation reste fini à température nulle au lieu de diverger. Autrement dit, les effets cohérents de spin doivent être amortis à $T=0$ K. Cette déviation du temps de relaxation est paramétrisée avec une température d'anisotropie T_a proportionnelle à la polarisation : $\tau \propto 1/(T^2 + T_a^2)$. Récemment, cet amortissement a été contesté par Fomin qui a montré que τ doit être infini à $T=0$ K.

Le groupe de Candela à l'Université du Massachusetts et celui d'Owers-Bradley à Nottingham ont mesuré la température d'anisotropie dans de l' ^3He pur et des mélanges ^3He - ^4He avec une technique d'échos de spin. Ces expériences ont été accueillies comme des preuves de l'amortissement à température nulle des modes collectifs de spin. Pourtant, les valeurs de température d'anisotropie mesurées sont supérieures de près d'un ordre de grandeur à celles prédites par la théorie.

La technique alternative aux échos de spin pour avoir accès au temps de relaxation est l'étude des ondes de spin. Nous avons donc choisi de mesurer le temps de relaxation transverse avec une technique de détection différente et des polarisations plus élevées. Le contexte théorique et expérimental dans lequel s'inscrit ce travail de thèse fait l'objet du *premier chapitre*.

En dehors des ondes de spin de Silin, d'autres modes collectifs de spin sont apparus sur nos lignes de RMN : les modes magnétostatiques. Ces modes sont aussi des ondes de spin mais ici l'interaction dipolaire joue le rôle du champ moléculaire de

Silin. Par conséquent, ils ne dépendent pas de la physique particulière de $l^3\text{He}$. Le *deuxième chapitre* explique comment détecter les deux familles de modes collectifs de spin et surtout comment les différencier.

Le réfrigérateur-polariseur qui nous a permis d'obtenir de $l^3\text{He}$ concentré et dilué fortement polarisé (jusqu'à 4 fois plus qu'à l'équilibre avec un champ magnétique de 10.5 Tesla) à une température comprise entre 10 et 20 mK, est présenté dans le *chapitre 3*. Un travail important a été fourni pour le développement d'un système de détection de RMN continue, linéaire en polarisation, dont la sensibilité est suffisante pour détecter les ondes de spin. Nous donnons tous les détails dans le *chapitre 4*.

Les deux derniers chapitres exposent les résultats de la thèse. Dans le *cinquième chapitre*, nous présentons des modes collectifs de spin "accrochés" aux gouttes d' $l^3\text{He}$ dilué tombant dans de $l^3\text{He}$ concentré dont le spectre dépend fortement de la température et de la polarisation. Sans un modèle pour le mécanisme de piégeage de ces modes au niveau des gouttes, nous ne pouvons analyser nos spectres de façon quantitative. Néanmoins, en admettant que les modes observés sont effectivement des ondes de spin de Silin, nous pouvons donner une borne supérieure à la température d'anisotropie. Cette valeur est très inférieure aux précédents résultats pour T_a obtenus par des techniques d'échos de spin extrapolés à nos conditions de polarisation.

Les conditions d'observations de ces "ondes de spin" ne nous permettent pas de conclusions formelles. Nous avons mené à bien une nouvelle série d'expériences avec la construction d'une seconde cellule. L'étude d'ondes de spin piégées dans une cavité fixe en Araldite, remplie de phase diluée polarisée, fait l'objet du *dernier chapitre*. Les conclusions de cette étude consolident les précédents résultats et permettent de réouvrir le débat sur la question de l'amortissement de la cohérence de spin à température nulle.

Chapitre 1

Dynamique de spin dans un liquide de Fermi polarisé

Après de brefs rappels sur les liquides de Fermi et les propriétés de transport dans de tels systèmes, nous nous focaliserons sur le transport de spin. Silin a montré que l' ^3He répond à l'application d'un champ magnétique par la création d'un champ moléculaire, appelé champ de Landau. L'interaction entre quasiparticules via ce champ moléculaire couple les variations de densité de spins à différents points de l'espace, donnant naissance à un comportement cohérent des spins. Cette cohérence n'existe que dans un régime dit "sans collisions" pour lequel l'effet du champ moléculaire domine les effets de décohérence dus aux collisions. La dynamique de spin se manifeste sous la forme d'ondes de spin, d'effet Leggett-Rice ou encore de structures cohérentes à deux domaines. Dans ce chapitre, nous présentons la théorie des ondes de spin et de l'effet Leggett-Rice développée par Leggett et Rice pour des liquides de Fermi faiblement polarisés [Leggett(70)]. Pour cette partie, nous utilisons les notations choisies par Baym et Pethick dans notre référence "préférée" [BaymPethick(78)]. Dans la limite des fortes polarisations, nous discuterons le débat théorique entre Meyerovich et Mullin d'une part, et Fomin d'autre part, sur l'effet de la polarisation sur le temps de relaxation transverse se manifestant entre autre par l'amortissement des ondes de spin à température nulle.

1.1 Propriétés de transport dans les liquides de Fermi

La théorie des liquides de Fermi a été développée par Landau en 1957 [Landau57]. Elle s'applique à des systèmes de fermions en forte interaction, dont le spectre des excitations est obtenu à partir de celui d'un gaz de fermions libres en branchant adiabatiquement les interactions.

Dans un premier temps, nous allons considérer le cas plus "simple" où l'axe de quantification des spins est fixe, ce qui est suffisant pour dériver la majorité des propriétés de transport. En revanche, pour le transport de spin qui sera l'objet du prochain paragraphe, nous verrons qu'il faut tenir compte du fait que l'axe de la polarisation peut tourner, ce qui complique les notations et la dérivation des équations.

Mais commençons par quelques rappels sur le gaz de fermions dégénéré dans le cas simple où les spins sont quantifiés dans une seule et même direction.

Gaz de fermions dégénéré : Rappels

Chaque fermion occupe un état caractérisé par un moment $\mathbf{p}$ et un spin σ . La probabilité d'occupation des états est fixée par la distribution de Fermi-Dirac :

$$n(\mathbf{p}, \sigma) = \frac{1}{1 + e^{[\epsilon(\mathbf{p}, \sigma) - \mu]/k_B T}}, \quad (1.1)$$

où $\epsilon(\mathbf{p}, \sigma) = \mathbf{p}^2/2m$ est l'énergie de la particule et μ le potentiel chimique ($\mu = \epsilon_F$ à $T = 0$ K).

L'état fondamental du système dans l'espace réciproque est caractérisé par une sphère de Fermi de rayon p_F . Les états $p < p_F$ sont occupés et les états $p > p_F$ sont vides. Les excitations élémentaires sont des particules à l'extérieur de la surface de Fermi ou des trous à l'intérieur.

Modèle phénoménologique de Landau :

Dans ce modèle, les états propres d'un liquide de Fermi sont construits de façon bi-univoque à partir d'un gaz de fermions libres en "branchant" les interactions adiabatiquement. Les excitations élémentaires appelées **quasiparticules** ou **quasi-trous** sont obtenues à partir de celles du gaz : elles sont caractérisées par un moment $\mathbf{p}$, et une énergie $\epsilon_{\mathbf{p}\sigma}$ qui tient compte de l'énergie d'interaction avec les autres particules. La probabilité d'occupation des états est toujours fixée par la distribution de Fermi-Dirac, mais maintenant l'énergie des quasiparticules dépend de la fonction de distribution des quasiparticules¹ ($\epsilon_{\mathbf{p}\sigma}$ dépend de $n_{\mathbf{p}\sigma}$ dans l'éq.(1.1)).

La variation d'énergie d'un état E par rapport à l'état fondamental E_0 due à la variation de la fonction de distribution $\delta n_{\mathbf{p}\sigma}$ est donnée par :

$$E - E_0 = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{p}, \sigma} \epsilon_{\mathbf{p}\sigma}^0 \delta n_{\mathbf{p}\sigma} + \frac{1}{2V^2} \sum_{\mathbf{p}\sigma, \mathbf{p}'\sigma'} f_{\mathbf{p}\sigma \mathbf{p}'\sigma'} \delta n_{\mathbf{p}\sigma} \delta n_{\mathbf{p}'\sigma'} + \dots, \quad (1.2)$$

où $\epsilon_{\mathbf{p}\sigma}^0$ est l'énergie de la quasiparticule $(\mathbf{p}, \sigma)$ dans l'état fondamental, $\delta n_{\mathbf{p}\sigma}$ est la différence entre la fonction de distribution du système et la distribution de l'état fondamental.

L'énergie $\epsilon_{\mathbf{p}\sigma}$ s'écrit :

$$\epsilon_{\mathbf{p}\sigma} = \epsilon_{\mathbf{p}\sigma}^0 + \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{p}'\sigma'} f_{\mathbf{p}\sigma \mathbf{p}'\sigma'} \delta n_{\mathbf{p}'\sigma'} + \dots, \quad (1.3)$$

le terme $f_{\mathbf{p}\sigma \mathbf{p}'\sigma'}/V$ représente l'effet des interactions avec toutes les autres quasiparticules.

Le concept de quasiparticules n'a de sens que si leur énergie est bien définie, autrement dit, si leur durée de vie τ est grande, on a :

1. Remarquons qu'avec notre définition des quasiparticules la désignation "fonction de distribution des quasiparticules" est un abus de langage.

$$\tau \propto \frac{1}{(\epsilon_{\mathbf{p}\sigma} - \epsilon_F)^2} \propto \frac{1}{T^2}. \quad (1.4)$$

Cette condition est remplie quand $k_B T \ll \epsilon_F$ (liquide dégénéré), où ϵ_F est l'échelle d'énergie caractéristique.

La théorie des liquides de Fermi n'est donc valable qu'à basse température. Ainsi, les interactions entre quasiparticules ne dépendent que de l'angle θ entre $\mathbf{p}$ et $\mathbf{p}'$ avec $p = p' = p_F$. La fonction d'interaction f peut être séparée en une partie symétrique en spin, notée f^s , et une partie anti-symétrique en spin, f^a , et développée en polynômes de Legendre :

$$f^{s,a} = \left(\frac{dn}{d\epsilon} \right)^{-1} \sum_l F_l^{s,a} P_l \cos \theta, \quad (1.5)$$

où $dn/d\epsilon$ est la densité d'état au niveau de Fermi. Les paramètres $F_l^{s,a}$, appelés paramètres de Landau, sont déterminés expérimentalement (théorie phénoménologique) :

- F_0^s par la vitesse du son, compressibilité
- F_1^s par la chaleur spécifique
- F_0^a par la susceptibilité magnétique (connaissant F_1^s)
- F_1^a par le paramètre d'interaction λ (connaissant F_0^a), ondes de spin, effet Leggett-Rice

La majorité des propriétés de transport dans les liquides de Fermi dérivent de l'équation cinétique de Landau qui donne la dépendance en temps et en position de la fonction de distribution locale des quasiparticules, $n_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial n_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial n_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)}{\partial r_i} \frac{\partial \epsilon_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)}{\partial p_i} - \frac{\partial n_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)}{\partial p_i} \frac{\partial \epsilon_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)}{\partial r_i} \right) = I(n_{\mathbf{p}'\sigma}), \quad (1.6)$$

où $I(n_{\mathbf{p}'\sigma})$ est l'intégrale des collisions, et $\epsilon_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)$ l'énergie "locale".

Même si elle semble analogue à l'équation de Boltzmann qui décrit les gaz en interaction faible, cette équation est beaucoup plus riche. Par exemple, si on applique un potentiel scalaire $U(\mathbf{r}, t)$ sur le système, on obtient un terme supplémentaire dans l'énergie totale : $\int d^3r U(\mathbf{r}, t) n_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)$. Comme l'énergie $\epsilon_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)$ dépend de la fonction de distribution $n_{\mathbf{p}\sigma}$, un nouveau terme apparaît dans l'expression de $\partial \epsilon_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t) / \partial \mathbf{r}$:

$$\frac{\partial \epsilon_{\mathbf{p}\sigma}(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} = \frac{\partial U(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} + \int \frac{d\mathbf{p}}{(2\pi\hbar)^3} f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \frac{\partial n_{\mathbf{p}'\sigma}(\mathbf{r}, t)}{\partial \mathbf{r}} \quad (1.7)$$

Le premier terme à droite (présent aussi dans le cas d'un gaz dilué) est la force créée dans le potentiel externe. Le second terme à droite est nouveau, il représente la force exercée sur une quasiparticule par toutes celles qui l'entourent. Ce *champ moléculaire* est à l'origine de la richesse de comportements des propriétés de transport dans les liquides de Fermi dégénérés.

On peut obtenir la dépendance en température des coefficients de transport :

* Conductibilité thermique : $\kappa \propto 1/T$

* Diffusion de spin : $D \propto 1/T^2$ (diffusion longitudinale apparaîtra plus clairement dans la suite).

* Viscosité : $\eta \propto 1/T^2$

Que se passe-t-il quand on polarise un liquide de Fermi?

On vient de voir que les propriétés de transport étaient déterminées à partir du taux de collision entre quasiparticules (intégrale de collision $I(n_{\mathbf{p},\sigma})$) et renormalisées par le champ moléculaire. En fait, l'effet de la polarisation sur le nombre de collisions entre quasiparticules n'a rien d'évident. Il est cependant communément admis qu'en polarisant le système on privilégie une orientation du spin, ce qui augmente le libre parcours moyen et influence les propriétés de transport. De nombreuses études sur le comportement en polarisation de la viscosité ont été réalisées; pour plus de détails, le lecteur pourra se reporter aux références [Buu(98a)] et [Buu(99b)].

Dans la suite, nous allons nous limiter à l'objet de cette thèse qui est l'étude du transport de spin.

1.2 Transport de spin dans l' ^3He liquide faiblement polarisé

Jusqu'à maintenant, nous avons fait l'hypothèse que toutes les quasiparticules sont dans un état propre de σ_z (axe de quantification du spin selon z). Or, pour l'étude du transport de spin, il faut considérer que la direction de la polarisation peut varier dans l'espace. Par conséquent, la fonction de distribution des quasiparticules devient une matrice de densité 2×2 , $(n_{\mathbf{p}})_{\alpha\beta}$ ². Dans ce cas, les observables sont, elles aussi, des matrices de dimension 2×2 dans l'espace des spins, que l'on développe dans la base des matrices de Pauli pour pouvoir séparer les parties indépendante et dépendante du spin.

Si $(\tau_i)_{\alpha\beta}$ est la matrice de Pauli dans la direction $i = x, y, z$, la valeur de la polarisation de spin dans la direction i est donnée par :

$$\sigma_i = \sum_{\mathbf{p}} \sum_{\alpha\beta} (\tau_i)_{\alpha\beta} (n_{\mathbf{p}})_{\beta\alpha} . \quad (1.8)$$

On peut écrire la matrice de densité $(n_{\mathbf{p}})_{\alpha\beta}$ comme une combinaison linéaire de quatre matrices, I et $(\boldsymbol{\tau})_{\alpha\beta}$:

$$(n_{\mathbf{p}})_{\alpha\beta} = n_{\mathbf{p}} \delta_{\alpha\beta} + \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}} \cdot \boldsymbol{\tau}_{\alpha\beta} , \quad (1.9)$$

où

$$n_{\mathbf{p}} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha} (n_{\mathbf{p}})_{\alpha\alpha} , \quad (1.10)$$

$$\boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}} = \frac{1}{2} \sum_{\alpha\beta} \boldsymbol{\tau}_{\alpha\beta} (n_{\mathbf{p}})_{\beta\alpha} . \quad (1.11)$$

2. Notation : pour plus de clarté, les matrices sont notées entre parenthèses $(n_{\mathbf{p}})_{\alpha\beta}$.

L'énergie d'une quasiparticule est elle aussi représentée par une matrice 2×2 , $(\varepsilon_{\mathbf{p}})_{\alpha\beta}$ définie au premier ordre par la variation d'énergie δE (due à $(\delta n_{\mathbf{p}})$) :

$$\delta E = \frac{1}{V} \sum_{\mathbf{p}} \sum_{\alpha\beta} (\varepsilon_{\mathbf{p}})_{\alpha\beta} (\delta n_{\mathbf{p}})_{\beta\alpha} .$$

L'énergie des quasiparticules s'exprime dans la base des matrices de Pauli :

$$(\varepsilon_{\mathbf{p}})_{\alpha\beta} = \epsilon_{\mathbf{p}} \delta_{\alpha\beta} + \mathbf{h}_{\mathbf{p}} \cdot \boldsymbol{\tau}_{\alpha\beta} . \quad (1.12)$$

La variation d'énergie $\delta^2 E$ s'écrit :

$$\delta^2 E = \frac{1}{V^2} \sum_{\mathbf{p}\mathbf{p}'} \sum_{\alpha\beta\alpha'\beta'} f_{\mathbf{p}\alpha\beta\mathbf{p}'\alpha'\beta'} (\delta n_{\mathbf{p}})_{\alpha\beta} (\delta n_{\mathbf{p}'})_{\alpha'\beta'} .$$

Pour des raisons de symétrie, les paramètres d'interaction $f_{\mathbf{p}\alpha\beta\mathbf{p}'\alpha'\beta'}$ ont la forme :

$$f_{\mathbf{p}\alpha\beta\mathbf{p}'\alpha'\beta'} = f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^s \delta_{\alpha\beta} \delta_{\alpha'\beta'} + f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^a \boldsymbol{\tau}_{\alpha\beta} \cdot \boldsymbol{\tau}_{\alpha'\beta'} .$$

Au total, on peut donc écrire les quatre relations suivantes :

$$\epsilon_{\mathbf{p}} = \epsilon_{\mathbf{p}}^0 + \frac{2}{V} \sum_{\mathbf{p}'} f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^s \delta n_{\mathbf{p}'} , \quad (1.13)$$

$$\mathbf{h}_{\mathbf{p}} = \mathbf{h}_{\mathbf{p}}^0 + \frac{2}{V} \sum_{\mathbf{p}'} f_{\mathbf{p}\mathbf{p}'}^a \delta \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}'} . \quad (1.14)$$

Dans l'équation (1.14), $\mathbf{h}_{\mathbf{p}}$ est la somme d'un terme dû au couplage avec le champ externe ($\mathbf{h}_{\mathbf{p}}^0 = -\frac{1}{2}\gamma\hbar H_0$), et un terme dû à l'effet du champ moléculaire ((1.14) est analogue à (1.7)) créé par les interactions entre quasiparticules.

Avec ces notations, il n'y a donc plus une seule équation cinétique de Landau (1.6), mais quatre : une équation pour $n_{\mathbf{p}}$

$$\frac{\partial n_{\mathbf{p}}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \epsilon_{\mathbf{p}}}{\partial p_i} \frac{\partial n_{\mathbf{p}}}{\partial r_i} - \frac{\partial \epsilon_{\mathbf{p}}}{\partial r_i} \frac{\partial n_{\mathbf{p}}}{\partial p_i} \right) + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \mathbf{h}_{\mathbf{p}}}{\partial p_i} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}}}{\partial r_i} - \frac{\partial \mathbf{h}_{\mathbf{p}}}{\partial r_i} \cdot \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}}}{\partial p_i} \right) = I[n_{\mathbf{p}'}, \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}'}] \quad (1.15)$$

et une équation pour chaque composante de $\boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}}$:

$$\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \epsilon_{\mathbf{p}}}{\partial p_i} \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}}}{\partial r_i} - \frac{\partial \epsilon_{\mathbf{p}}}{\partial r_i} \frac{\partial \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}}}{\partial p_i} \right) + \frac{2}{\hbar} \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}} \times \mathbf{h}_{\mathbf{p}} + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial n_{\mathbf{p}}}{\partial r_i} \frac{\partial \mathbf{h}_{\mathbf{p}}}{\partial p_i} - \frac{\partial n_{\mathbf{p}}}{\partial p_i} \frac{\partial \mathbf{h}_{\mathbf{p}}}{\partial r_i} \right) = \left(\frac{\partial \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{p}}}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \quad (1.16)$$

Ces équations s'appellent les équations de Silin.

1.2.1 Équations hydrodynamiques

Leggett [Leggett(70)] a dérivé les équations hydrodynamiques de spin à partir des équations de Silin : l'équation de continuité pour la densité de spins (ou conservation du spin) et l'équation de mouvement pour le courant de spin. Toutes deux dérivent de l'équation cinétique pour σ_p (1.16). En effet, si on note $\mathbf{M}$ la densité de spins

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = 2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \sigma_p(\mathbf{r}, t) , \quad (1.17)$$

et $\mathbf{J}_i$ le courant de spin dans la direction i

$$\mathbf{J}_i = 2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \left[\frac{\partial \epsilon_p}{\partial p_i} \sigma_p + \frac{\partial \mathbf{h}_p}{\partial p_i} n_p \right] , \quad (1.18)$$

on obtient *la loi de conservation du spin* en intégrant les deux membres de l'équation (1.16) (en appliquant $2 \int (d^3 p / (2\pi\hbar)^3)$ sur (1.16)) :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \mathbf{J}_i}{\partial x_i} - \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_0 = 0 \quad (1.19)$$

Remarquons qu'on ne considère que des processus d'échange, donc les collisions conservent le spin total, et le terme de collision est nul.

La dérivation de *l'équation du mouvement pour le courant de spin* est plus difficile, c'est pourquoi, comme Leggett, nous faisons certaines hypothèses simplificatrices que nous allons énumérer :

- 1 **La polarisation est faible** : dans cette limite, la fonction de distribution est égale à la fonction de distribution à l'équilibre, soit la distribution de Fermi-Dirac $n_p = n_p^0$; de même, la composante indépendante du spin de l'énergie des quasiparticules est égale à sa valeur à l'équilibre, $\epsilon_p = \epsilon_p^0$. L'équation (1.16) se simplifie alors :

$$\frac{\partial \sigma_p}{\partial t} + \frac{2}{\hbar} \sigma_p \times \mathbf{h}_p + \sum_{i=1}^3 \left(\frac{\partial \epsilon_p^0}{\partial p_i} \frac{\partial \sigma_p}{\partial r_i} - \frac{\partial n_p^0}{\partial p_i} \frac{\partial \mathbf{h}_p}{\partial r_i} \right) = \left(\frac{\partial \sigma_p}{\partial t} \right)_{\text{collision}} \quad (1.20)$$

On rappelle l'expression de $\mathbf{h}_p$:

$$\mathbf{h}_p = -\frac{1}{2} \gamma \hbar \mathbf{H}_0 + 2 \underbrace{\int \frac{d^3 p'}{(2\pi\hbar)^3} f_{pp'}^a \sigma_{p'}}_{\text{}} , \quad (1.21)$$

où le second terme est proportionnel au champ moléculaire créé par les interactions entre quasiparticules. La polarisation étant faible, les termes $f_{pp'}^a$ et ϵ_p^0 sont calculés sur la surface de Fermi. L'expression (1.18) du courant de spin devient :

$$\mathbf{J}_i = 2 \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \frac{\partial \epsilon_p^0}{\partial p_i} \sigma_p \left(1 + \frac{F_1^a}{3} \right) . \quad (1.22)$$

- 2 **L'intégrale de collision est approximée avec un temps de relaxation spin-courant isotrope** : le temps de relaxation τ_D ne dépend que de la température (valable quand la durée d'une collision est beaucoup plus courte que la période de précession de $\mathbf{J}$). L'intégrale de collision devient:

$$I(\sigma_p) = -\frac{\mathbf{J}_i}{\tau_D} \left(1 + \frac{F_1^a}{3}\right) . \quad (1.23)$$

- 3 Pour les dérivations, on se place dans **des conditions hydrodynamiques** : la densité de quasiparticules varie peu pendant un intervalle de temps τ_D ou sur des distances $v_f/\bar{\omega}$ (plus courtes que $l_D = v_F\tau_D$) où $\bar{\omega}$ est la fréquence de Larmor moyenne des quasiparticules proches de la surface de Fermi.

Ainsi, en combinant (1.22) et (1.20), on obtient l'équation du courant de spin :

$$\frac{\partial \mathbf{J}_i}{\partial t} + \left(1 + \frac{F_1^a}{3}\right) (1 + F_0^a) \frac{v_f^2}{3} \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} = \gamma \mathbf{J}_i \times \mathbf{H}_0 - \frac{2}{\hbar} (f_0^a - \frac{f_1^a}{3}) \mathbf{J}_i \times \mathbf{M} - \left(1 + \frac{F_1^a}{3}\right) \frac{\mathbf{J}_i}{\tau_D} , \quad (1.24)$$

où v_f est la vitesse de Fermi.

Si τ_D est court devant la durée d'une manipulation (par exemple la durée de la précession libre après un pulse ou le temps pendant lequel on branche l'excitation rf dans une expérience de RMN continue), sachant que les transitoires de $\mathbf{J}_i$ disparaissent avec une constante de temps τ_D , on peut faire l'approximation quasi-stationnaire : $\partial \mathbf{J}_i / \partial t = 0$. L'équation (1.24) devient dans le référentiel tournant ($\gamma \mathbf{J}_i \times \mathbf{H}_0 = 0$) :

$$\mathbf{J}_i + D_0 \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} + \mathbf{J}_i \times \mu \mathbf{M} = 0 , \quad (1.25)$$

où D_0 est le coefficient de diffusion de spin donné par Hone [Hone(61)]

$$D_0 = \frac{1}{3} v_f^2 (1 + F_0^a) \tau_D , \quad (1.26)$$

et μ est le paramètre de rotation de spin qui traduit la force du couplage entre spins et s'écrit en fonction des paramètres de Landau ($\mathbf{H}_{mol} \propto \mu \mathbf{M}$) :

$$\mu = \frac{2\tau_D}{\hbar} \frac{f_0^a - (f_1^a/3)}{1 + (F_1^a/3)} . \quad (1.27)$$

La dynamique de spin est donc décrite par un jeu de deux équations couplées de la densité de spins $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ et du courant de spin $\mathbf{J}_i(\mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \frac{\partial \mathbf{J}_i}{\partial x_i} = 0 \quad (1.28)$$

$$\mathbf{J}_i + D_0 \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} + \mathbf{J}_i \times \mu \mathbf{M} = 0 \quad (1.29)$$

L'équation de continuité (1.28³) relie l'évolution en temps de la densité de spins $\mathbf{M}$ au courant de spin (2nd terme). Le champ moléculaire parallèle à $\mathbf{M}$ n'intervient pas directement dans cette équation.

L'équation du courant de spin (eq.1.29) sans le dernier terme est simplement l'équation "classique" de la diffusion (équation de Fick). L'origine des ondes de spin se trouve dans ce dernier terme où apparaît le couple qu'exerce le champ moléculaire sur le courant de spin. Au total, l'effet du champ moléculaire n'est pas direct sur la densité de spins, il affecte le courant de spin $\mathbf{J}$ qui agit sur $\mathbf{M}$ via l'équation de continuité.

La solution de l'équation (1.29) est :

$$\mathbf{J}_i = -\frac{D_0}{1 + \mu^2 M^2} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} + \mu \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} \right) + \mu^2 \left(\mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} \right) \mathbf{M} \right] . \quad (1.30)$$

En substituant $\mathbf{J}_i$ dans l'équation (1.19), on obtient l'évolution en temps de la densité de spins $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$:

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \frac{D_0}{1 + \mu^2 M^2} \sum_{i=1}^3 \frac{\partial}{\partial r_i} \left[\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} + \mu \left(\mathbf{M} \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} \right) + \mu^2 \left(\mathbf{M} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} \right) \mathbf{M} \right] . \quad (1.31)$$

L'équation (1.31) décrit les effets remarquables de la dynamique de spin dans les liquides de Fermi faiblement polarisés comme les ondes de spin, la précession cohérente de structures à deux domaines, ou l'effet Leggett-Rice. On peut se poser la question : quel type de gradient d'aimantation est à l'origine de ces effets ?

Si on note l'aimantation $\mathbf{M} = M \hat{e}$ (où M est la norme et $\hat{e}$ la direction), un gradient d'aimantation quelconque s'écrit sous la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial r_i} = \underbrace{\frac{\partial M}{\partial r_i} \hat{e}}_{\parallel} + \underbrace{M \frac{\partial \hat{e}}{\partial r_i}}_{\perp} \quad (1.32)$$

Le 2nd terme à droite correspond à un gradient d'aimantation transverse pour lequel la direction de l'aimantation locale est déviée de sa position d'équilibre (i.e. parallèle à la polarisation), mais sa norme reste constante. On parle de gradient d'aimantation longitudinal (1^{er} terme à droite) dans le cas d'une fluctuation locale de la densité de spins. En substituant l'équation (1.32) dans l'équation (1.30), on peut séparer les termes non nuls parallèles à $\hat{e}$, de ceux perpendiculaires à $\hat{e}$:

$$\mathbf{J}_i = -D_0 \frac{\partial M}{\partial r_i} \mathbf{e} - \frac{D_0}{1 + \mu^2 M^2} \left\{ M \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial r_i} + \mu M^2 \left(\mathbf{e} \times \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial r_i} \right) \right\} \quad (1.33)$$

Pour un gradient d'aimantation longitudinal, on trouve l'équation de diffusion "classique". Par contre, les effets de *rotation de spins* sont gouvernés par les gradients d'aimantation transverse.

3. Equation (1.19) dans le référentiel tournant, $\gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_0 = 0$.

Dans cette thèse, nous utilisons une méthode de polarisation “hors équilibre” avec le champ magnétique externe. La question est : l’équation de la dynamique des spin de Leggett reste-t-elle valable dans le cas de polarisations “hors équilibre” (inférieures ou supérieures à l’équilibre thermodynamique) ? Dans ce qui suit, nous verrons que c’est le cas, et, pour l’illustrer, nous présenterons le premier effet observé par une technique d’échos de spin, l’effet Leggett-Rice, où la valeur absolue de la polarisation, initialement celle de l’équilibre, change au cours de l’expérience. Nous verrons que Leggett a déjà souligné le fait que la polarisation soit à l’équilibre ou non, les équations restent valables.

1.2.2 Effet Leggett-Rice

Leggett et Rice [Leggett(68)] ont appliqué l’équation de la dynamique de spin (1.31) aux techniques d’échos de spin. Généralement, ces expériences sont réalisées en utilisant une séquence de pulses RMN $[\phi] - t_0 - [180^\circ] - t_0 - [180^\circ] - \dots$ où $[\phi]$ correspond à un pulse qui bascule l’aimantation d’un angle ϕ , et t_0 est le temps qui sépare deux pulses.

Dans tout leur développement, ils se sont placés dans le cas général où l’aimantation avant le premier pulse ($t < 0$) peut être en équilibre ou non avec le champ externe (mais aligné tout de même avec le champ). En effet, le temps de relaxation dans les liquides peut être assez long pour permettre au système de rester hors équilibre. Initialement, l’axe de la densité de spins est celui du champ externe, l’axe z . Sa norme M_z est donnée par l’expression de la susceptibilité statique pour un liquide de Fermi :

$$M_z(t < 0) = \frac{1}{2} \frac{dn}{d\epsilon} \frac{1}{1 + F_0^a} \hbar \omega ,$$

où ω est égal à la fréquence de Larmor $\omega_0 = \gamma H_0$ pour une polarisation en équilibre avec le champ externe. Hors équilibre, $\omega = \mathcal{A} \omega_0 = \gamma H_{\text{eff}}$, où $\mathcal{A}$ est le gain en polarisation par rapport à la polarisation d’équilibre et le champ effectif H_{eff} est égal au champ magnétique qu’il faudrait appliquer à l’équilibre pour obtenir la même polarisation.

A $t = 0$, le premier pulse ne fait que basculer l’aimantation d’un angle ϕ autour de l’axe x (ou y), sa norme reste constante. Pour $0 < t < t_0$, $\mathbf{M}$ précesse autour de l’axe z . Dans un gradient de champ, les spins précessent à des fréquences différentes selon la position, ils sont donc déphasés. A $t = t_0$, un pulse π fait tourner tous les spins de 180° autour du même axe x (ou y). Les spins continuent à précesser dans la même direction par rapport au champ externe et se focalisent à nouveau au temps $2t_0$: c’est le fameux “écho” de spins. Tout au long de l’expérience, la composante de $\mathbf{M}$ selon l’axe z reste constante (en norme, mais $\mathbf{M}_z \rightarrow -\mathbf{M}_z$ après un pulse π), $M_z = M_z(t < 0) \cos \phi$; seule la direction de la composante de $\mathbf{M}$ dans le plan xy change, sa norme est constante dans l’espace. Ainsi, le gradient $\partial \mathbf{M} / \partial x_i$ est toujours perpendiculaire à $\mathbf{M}$. Ceci implique que le dernier terme de l’équation (1.31) est nul. Par contre, la norme de $\mathbf{M}$ varie avec le temps (pendant les périodes de précession libre) $|\mathbf{M}| = M(t)$. Dans le référentiel du laboratoire, l’équation (1.31) prend alors la forme :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma \mathbf{M} \times \mathbf{H}_0 + \frac{D_0}{1 + \mu^2 M(t)^2} \left[\nabla^2 \mathbf{M} + \mu (\mathbf{M} \times \nabla^2 \mathbf{M}) \right] . \quad (1.34)$$

Si on note $M^+(\mathbf{r}, t) = M_x(\mathbf{r}, t) + iM_y(\mathbf{r}, t)$, l'équation (1.34) devient :

$$\frac{\partial M^+}{\partial t} = -i\omega_0 M^+ + \frac{D_0(1 + i\mu M_z)}{1 + \mu^2 M(t)^2} \nabla^2 M^+ . \quad (1.35)$$

De cette équation, on obtient l'expression de l'amplitude du $n^{\text{ième}}$ écho, h_n , par rapport au signal à $t=0$ après le pulse ϕ :

$$\ln h_n - \frac{\frac{1}{2}\alpha^2 \sin^2 \phi (1 - h_n^2)}{1 + \alpha^2 \cos^2 \phi} = -\frac{1}{12} \frac{n D_0 \gamma^2 G^2 t_0^3}{1 + \alpha^2 \cos^2 \phi} , \quad (1.36)$$

où G est le gradient de champ et t_0 le temps qui sépare deux pulses. α traduit la force du champ moléculaire

$$\alpha = \lambda \mathcal{A} \omega_0 \tau_{\perp} = -\mu M , \quad (1.37)$$

où λ est le paramètre d'interaction qui s'exprime uniquement à partir des paramètres dépendant du spin de la fonction d'interaction de Landau :

$$\lambda = \frac{1}{1 + F_0^a} - \frac{1}{1 + F_1^a/3} \quad (1.38)$$

L'équation (1.36) est valable quel que soit l'angle ϕ ; autrement dit, l'enveloppe des échos peut être non exponentielle en t_0^3 , ce qui est le cas pour des angles ϕ importants. Si l'angle ϕ est faible, l'amplitude des échos décroît exponentiellement (en t_0^3), l'équation (1.36) devient :

$$\ln h_n = -\frac{1}{12} \frac{n D_0 \gamma^2 G^2 t_0^3}{1 + \alpha^2 \cos^2 \phi} = -\frac{1}{12} n D_{\text{eff}} \gamma^2 G^2 t_0^3 , \quad (1.39)$$

avec

$$D_{\text{eff}} = \frac{D_0}{1 + \alpha^2 \cos^2 \phi} . \quad (1.40)$$

Dans le cas classique ($\alpha = 0$) [Torrey54], l'atténuation E de chaque écho de spin par rapport au précédent est donnée par l'expression :

$$E = \exp\left(-\frac{1}{12} D \gamma^2 G^2 t_0^3\right) . \quad (1.41)$$

Leggett et Rice ont montré que, dans le régime sans collisions, le coefficient de diffusion D n'était pas égal à D_0 mais à un coefficient de diffusion $D_{\text{eff}} < D_0$.

La première preuve expérimentale de l'effet Leggett-Rice, soit la réduction du coefficient de diffusion de spin, a été obtenue par Abel et Wheatley en 1968 [Wheatley(69)], des expériences plus détaillées pour vérifier l'équation (1.34) de Corruccini *et al.* ont suivi en 1972 [Corruccini(72)].

1.3 Dynamique de spin dans les liquides de Fermi dégénérés fortement polarisés

Leggett a dérivé ses équations dans l'hypothèse que la polarisation est faible et que l'intégrale de collision est isotrope : elle est approximée avec un seul temps de relaxation τ_D . La polarisation étant faible, il a pu simplifier le problème en ne considérant qu'une seule énergie de Fermi pour les quasiparticules de spin "up" ou "down". Or, dans le cas de liquides de Fermi dégénérés fortement polarisés, cette simplification n'est plus exacte. En effet, il faut considérer deux énergies de Fermi ϵ_F^+ et ϵ_F^- ($\epsilon_F^+ - \epsilon_F^- > k_B T$), pour les quasiparticules avec un spin parallèle ou anti-parallèle à la polarisation. Dans l'espace réciproque, un système polarisé est représenté par deux sphères concentriques de rayons p_F^+ et p_F^- où $p_F^+ > p_F^-$ (fig.1.1).

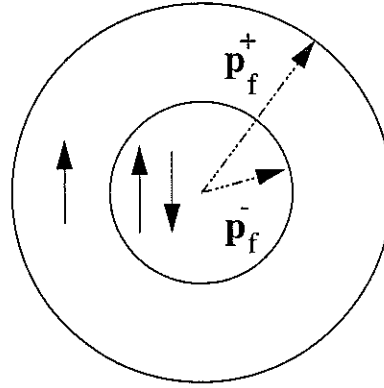


FIG. 1.1 – Dans l'espace des phases, un système polarisé est représenté par deux sphères de Fermi concentriques de rayons p_F^+ et p_F^- différents. La polarisation est proportionnelle à l'espace de phase compris entre les deux niveaux de Fermi ϵ_F^+ et ϵ_F^- .

Meyerovich [Meyerovich(85)] a été le premier à remarquer que, pour un liquide de Fermi polarisé, l'intégrale de collision n'était pas isotrope mais que deux temps de relaxation entraient en jeu (contrairement à Leggett): $\tau_{||}$ est le *temps de relaxation longitudinal* pour la réponse du système, suite à une variation de l'amplitude de $\mathbf{M}$, alors que $\tau_{\perp}$ est le *temps de relaxation transverse* pour la réponse du système, suite à une variation de la direction de $\mathbf{M}$. Suivant cette approche, un gros travail théorique a été publié par Mullin *et al.* pour les mélanges ^3He - ^4He très dilués [Mullin(92)] et Meyerovich *et al.* pour les systèmes denses ([Meyerovich(85)], [Meyerovich(92)]). Ils trouvent que $\tau_{\perp}$ tend vers une valeur finie à température nulle et donc que les effets cohérents dans le transport de spin (ondes de spin, effet Leggett-Rice) sont amortis à $T=0$ K. Récemment, Fomin a contesté ce dernier point par une approche très différente [Fomin(97)].

1.3.1 Les différentes approches théoriques

- **Solutions ^3He - ^4He très diluées [Mullin(92)]** Jeon et Mullin ont établi des équations analogues à celles de Silin et les ont résolues sans faire l'approximation

d'un temps de relaxation isotrope : l'intégrale de collision garde donc sa forme matricielle (2×2). Des expressions explicites des différents termes de la matrice de collision ont été dérivées dans le cas de solutions très diluées, pour lesquelles le formalisme des gaz quantiques s'applique. Le cas $\parallel$ et $\perp$ du transport de spin a été traité, le résultat est que les temps de relaxation longitudinal ($\tau_{\parallel}$) et transverse ($\tau_{\perp}$) sont différents. Notons que pour obtenir $\tau_{\parallel}$, seuls les termes diagonaux de l'intégrale de collision $(I_{\text{collision}})_{\alpha\alpha}$ et de la matrice de densité interviennent. En revanche, ce sont les termes non diagonaux qui comptent pour le calcul du temps de relaxation transverse $\tau_{\perp}$. Les expressions de $\tau_{\perp}$ et $\tau_{\parallel}$ ont une forme compliquée, le lecteur intéressé pourra se reporter à la référence [Jeon(89)].

Ils trouvent pour le temps de relaxation longitudinal $\tau_{\parallel}$ la dépendance standard en $1/T^2$ dans les liquides de Fermi dégénérés; par contre, quand $T \rightarrow 0$ K, le temps de relaxation transverse $\tau_{\perp}$ tend vers une valeur finie proportionnelle à la polarisation.

Pour paramétriser l'anisotropie de la diffusion de spin, on définit une température d'anisotropie T_a comme la valeur de la température pour laquelle la diffusion longitudinale $D_{\parallel}$ est égale à la valeur de saturation de la diffusion transverse $D_{\perp}$. Dans le cas de solutions très diluées, Jeon et Mullin ont obtenu une expression de la température d'anisotropie T_a :

$$T_a = \hbar\gamma B / 2\pi k_B , \quad (1.42)$$

où $\hbar\gamma/2$ est le moment magnétique de l' ^3He et B le champ magnétique externe^{4, 5}. Dans cette théorie, la température d'anisotropie est indépendante de la concentration d' ^3He et ne dépend que de la polarisation du système. Dans un champ de 8.0 Tesla, $T_a \sim 2.3$ mK.

La figure (1.2) représente la différence de comportement en température entre la diffusion longitudinale ($\sim T^{-2}$) et transverse (constante quand $T \rightarrow 0$ K).

- Systèmes denses : théorie microscopique Meyerovich et Musaelian sont partis du constat que généraliser au cas de fortes polarisations la théorie de Landau pour le transport de spin transverse est impossible. En effet, si la direction de l'aimantation change, cela affecte l'état de toutes les quasiparticules comprises entre p_F^+ et p_F^- qui sont alors dans un état quantique "mixte". Si la polarisation est élevée ($k_B T < \epsilon_F^+ - \epsilon_F^-$), leur durée de vie, proportionnelle à $1/(\epsilon_F^+ - \epsilon_F^-)^2$ au lieu de $1/(k_B T)^2$, devient très courte : le concept de quasiparticules n'a alors plus de sens.

Pour palier à ce problème, ils ont développé une théorie microscopique à $T = 0$ K avec de vraies particules (au lieu de quasiparticules). Le résultat de ces travaux est que le temps de relaxation transverse $\tau_{\perp}$ est fini au zéro absolu ($\tau_{\parallel}$ diverge). Dans la limite de faibles densités ou polarisations, ils retrouvent bien les équations de Landau-Silin-Leggett. De plus, comme pour Mullin *et al.*, ce sont les éléments

4. Il apparaît explicitement dans la référence [Mullin(92)] que la théorie reste valable si la polarisation est hors équilibre. Pour tracer la figure 1.2, ils ont pris la polarisation à l'équilibre.

5. Un argument naïf d'espace de phase où l'on considère T_a comme la température pour laquelle l'énergie $\hbar\gamma B = \hbar\omega$ est égale à $k_B T$, mène à une estimation grossière de $T_a : \hbar\gamma B / k_B$. Le facteur 2π vient des mêmes intégrales de Fermi angulaires que le 2π qui apparaît dans l'atténuation du zéro son de Landau : $\alpha(\omega, T) = \alpha_0(T)(1 + (\hbar\omega / 2\pi k_B T)^2)$.

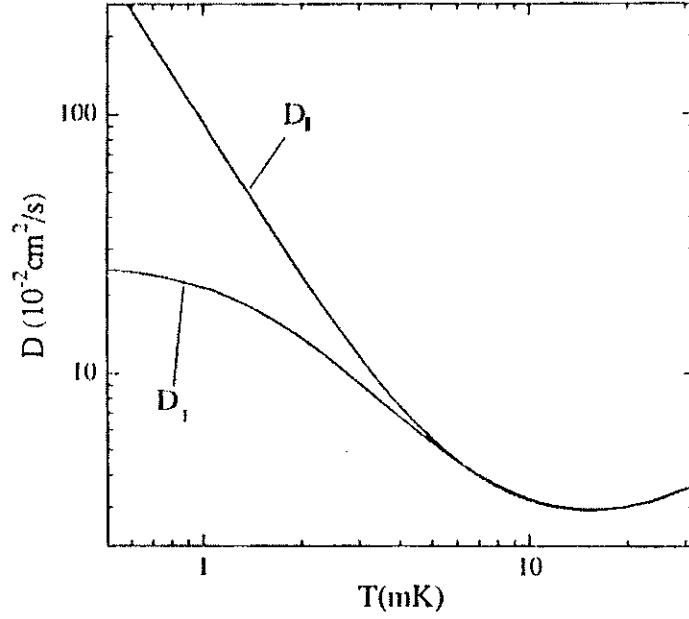


FIG. 1.2 – Comparaison entre diffusion transverse et longitudinale (calculs Mullin et Jeon[Mullin(92)]) pour une concentration $x_3 = 1.8 * 10^{-3}$, $B = 8$ Tesla.

non diagonaux de la matrice de densité qui interviennent dans le calcul de $\tau_{\perp}$. Afin de confronter leur théorie aux résultats expérimentaux ([Candela(92)], [Ager(95)]), ils l'ont étendue à des températures finies pour des mélanges à forte concentration [Meyerovich(92)].

Le résultat est que le temps de relaxation transverse "effectif" s'écrit :

$$\frac{1}{\tau_{\perp \text{eff}}} = \frac{1}{\tau_{\perp T}} + \frac{1}{\tau_{\perp 0}} \quad (1.43)$$

où $\tau_{\perp T}$ est le temps de diffusion caractéristique pour des liquides de Fermi non polarisés qui varie en $1/T^2$ et $\tau_{\perp 0}$ est le temps de diffusion à $T = 0$ K, dans un liquide de Fermi faiblement polarisé. La dépendance en température du temps de relaxation effectif, et donc de la constante de diffusion de spin, peut s'écrire :

$$\tau_{\perp \text{eff}} = \frac{\tau_{\perp 0} T_a^2}{T_a^2 + T^2} \quad (1.44)$$

$$D_{\perp \text{eff}} = \frac{D_{\perp 0} T_a^2}{T_a^2 + T^2} \quad (1.45)$$

avec l'expression de la température d'anisotropie T_a :

$$T_a^2 = \frac{3\hbar^4 C_D \omega_0^2 (\gamma_0 - \gamma_1/3) (1 + 2F_0^a - F_1^a/3)}{8\pi a^{*2} p_0^2 k_B^2 (1 + F_0^a)^2 (1 + F_1^a/3)^2} \quad (1.46)$$

Pour le détail des notations utilisées, le lecteur pourra se reporter à la référence ([Meyerovich(92)], PRL 94). L'expression de T_a est très complexe par rapport au cas

de solutions très diluées car, pour des mélanges concentrés, il faut tenir compte des interactions. De plus, elle ne peut être évaluée car la dépendance en concentration des coefficients $\gamma_{0,1}$ et a^* n'est pas connue. Dans la limite de solutions très diluées (cas Mullin), l'expression de T_a devient :

$$T_a = \frac{\hbar\omega_0\sqrt{C_D}}{\sqrt{2}\pi k_B} \quad (1.47)$$

Cette relation coïncide avec le résultat de Mullin (1.42) à un facteur $\sqrt{2C_D} = 1.15$ près.

- Système dense : traitement adiabatique du champ de Landau La possibilité d'avoir $\tau_\perp$ fini à $T = 0$ K a récemment été contestée par Fomin [Fomin(97)]. Pour lui, une des lacunes de l'approche de Meyerovich et Mullin est qu'ils ne prennent pas en compte le fait que la direction du champ moléculaire (dû aux interactions) et la densité de spins locale changent ensemble. En effet, si les variations temporelles et spatiales de l'aimantation sont lentes et de faible amplitude, on peut considérer les changements en direction du champ de Landau comme une perturbation adiabatique : les quasiparticules restent dans un état propre.

À $T=0$ K, il écrit le Lagrangien pour un liquide de Fermi polarisé dont la polarisation tourne dans l'espace qui, si les variations sont lentes, se sépare en deux termes : l'un correspond à l'état fondamental d'un liquide de Fermi dans un champ uniforme et l'autre à une perturbation adiabatique. Cette perturbation dépend du temps et de l'espace et ne permet pas de transitions vers des états excités. Il obtient une relation de dispersion valable à $T=0$ K sans terme dissipatif (où $\chi_\perp^J/S$ est réel) :

$$\omega_p = \omega_0 - \frac{\chi_\perp^J}{S} k^2 \quad (1.48)$$

Cette relation de dispersion obtenue sans avoir résolu l'équation de transport est identique à (2.3); $\tau_\perp$ est donc infini à $T=0$ K. Son calcul, limité à $T=0$ K, ne donne pas la dépendance en température de la diffusion transverse. Ainsi, Fomin conteste l'amortissement des ondes de spin à $T=0$ K, mais n'exclut pas que $D_\parallel$ et $D_\perp$ puissent être différents.

1.3.2 Diffusion anisotrope : image simple

Le formalisme mathématique pour toutes ces théories étant très lourd, Mullin [Mullin(92)] a proposé une "image" illustrant l'anisotropie de la diffusion. Nous nous placerons dans cette image pour comparer diffusion longitudinale et transverse dans l'approche de Meyerovich/Mullin et Fomin.

Diffusion longitudinale

Pour un courant d'aimantation longitudinal, parallèle à $\mathbf{M}$, l'aimantation locale change d'amplitude mais pas de direction dans l'espace (1^{er} terme de l'équation (1.32)). Dans la figure (1.3) (a), nous avons représenté les sphères de Fermi à deux points de l'espace $\mathbf{r}$ et $(\mathbf{r} + d\mathbf{r})$. L'aimantation en $\mathbf{r}$ est supérieure à celle en $(\mathbf{r} +$

$d\mathbf{r}$): l'espace de phase entre p_F^+ et p_F^- est plus grand en $\mathbf{r}$ qu'en $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$. Seules les quasiparticules comprises dans une couronne d'énergie $k_B T$ autour du niveau de Fermi peuvent subir des collisions. La probabilité d'avoir une quasiparticule sur la surface de Fermi en $\mathbf{r}$ et celle de trouver un état libre sur la surface de Fermi en $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$ sont toutes deux proportionnelles à T^{-1} . Ainsi, dans le cas dégénéré ($\epsilon_F^+ - \epsilon_F^- > k_B T$), la dépendance en température du temps de collision est $\tau_{\parallel} \propto 1/T^2$. On retrouve le cas "classique" de diffusion dans un liquide de Fermi dégénéré (chapitre 1.1) où, à température nulle, la probabilité de collision est nulle, et par conséquent le temps de collision diverge, $\tau_{\parallel} \rightarrow \infty$.

Diffusion transverse

Dans le cas d'un courant d'aimantation perpendiculaire à $\mathbf{M}$ (2^{nd} terme de l'équation (1.32)), la direction de l'aimantation locale est déviée par rapport à celle du champ externe, mais sa norme reste invariante dans l'espace (fig. (1.3).b). Ici, le diamètre des sphères de Fermi est constant.

Approche de Meyerovich/Mullin

Partons du fait que seules les quasiparticules entre p_F^+ et p_F^- peuvent subir des collisions. En effet, une quasiparticule de spin up initialement dans un état pur $|+\rangle$ en $\mathbf{r}$ se retrouve dans un état quantique "mixte" $\alpha |+\rangle + \beta |-\rangle$ en $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$ et peut alors subir une collision avec une quasiparticule en $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$.

Au total, la probabilité de collision est d'autant plus importante que la couronne d'énergie comprise entre les deux niveaux de Fermi ϵ_F^+ et ϵ_F^- est grande (i.e. que la polarisation est grande). Ainsi, même à $T=0$ K, cette probabilité n'est pas nulle et tend vers une valeur finie qui augmente avec l'épaisseur de cette couronne.

En conclusion, l'espace de phase ouvert aux collisions étant supérieur dans le cas transverse, on a $\tau_{\perp} < \tau_{\parallel}$. Le coefficient de diffusion transverse tend vers une valeur finie quand $T \rightarrow 0$ K : les effets cohérents de transport de spin sont amortis à température nulle.

Approche de Fomin :

Fomin considère que la direction du champ moléculaire (dû aux interactions) et la densité de spins locale changent ensemble, adiabatiquement. Donc, une quasiparticule reste dans un état pur tout au long du parcours de $\mathbf{r}$ à $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$: elle adapte son état quantique aux axes de quantification locaux. Par conséquent, à $T = 0$ K, la probabilité de collision est nulle, comme pour le transport de spin longitudinal.

1.3.3 Comment avoir accès à cette anisotropie ?

Tout d'abord, l'échantillon doit être dans les bonnes conditions de température et de polarisation pour que cet effet d'anisotropie soit visible. Cela nécessite l'utilisation de basses températures, pour avoir un liquide de Fermi dégénéré ($T \ll T_F$), et des champs magnétiques intenses tels que $k_B T \leq (\epsilon_F^+ - \epsilon_F^-) = 2\mu_B$.

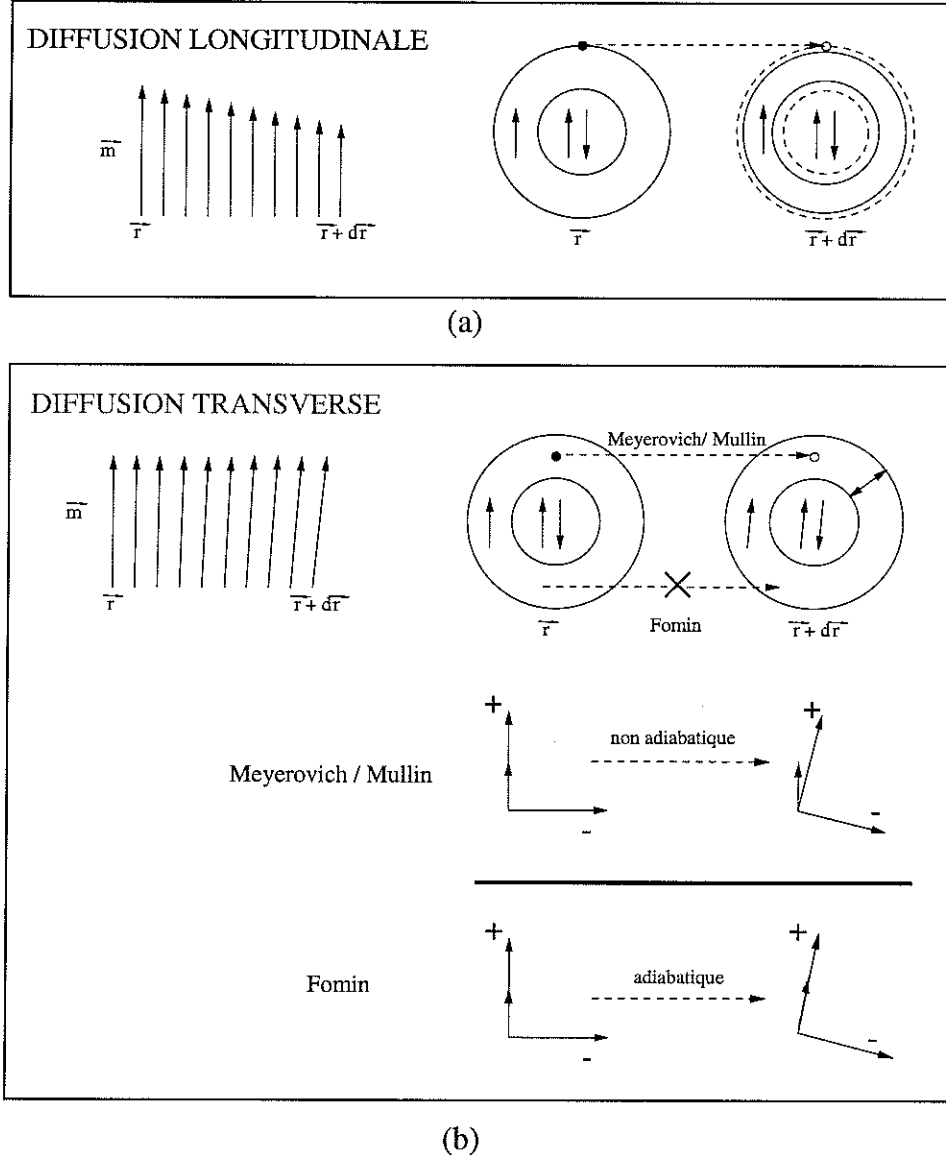


FIG. 1.3 – Les deux types de diffusion de spin :

(a) Diffusion longitudinale $\nabla \mathbf{M} = \hat{e} \nabla M$ avec un temps de relaxation $\tau_{\parallel} \propto 1/T^2$.

(b) Diffusion transverse $\nabla \mathbf{M} = M \nabla \hat{e}$:

Dans le cadre théorique de Meyerovich et Mullin, une quasiparticule de spin “up” dans un état “pur” $|+\rangle$ en $\mathbf{r}$ a une probabilité non nulle de subir une collision en $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$ car son état quantique n’est plus “pur” : $\alpha |+\rangle + \beta |-\rangle$. Cette probabilité augmente avec l’espace de phase compris entre les deux niveaux de Fermi ϵ_F^+ et ϵ_F^- , autrement dit avec la polarisation. A $T=0$ K, $\tau_{\perp}$ tend vers une valeur finie.

D’après Fomin, si les variations de l’aimantation sont lentes et de faible amplitude (conditions adiabatiques), l’état quantique d’une quasiparticule reste pur ($|+\rangle$) de $\mathbf{r}$ à $\mathbf{r} + d\mathbf{r}$; on a alors $\tau_{\perp} \rightarrow \infty$ à $T=0$ K.

En considérant maintenant le fait que la diffusion soit anisotrope, c'est-à-dire en séparant les termes parallèles à l'aimantation, qui vont relaxer avec un coefficient de diffusion $D_{\parallel}$, de ceux perpendiculaires à l'aimantation, qui relaxent avec un coefficient de réflexion $\tau_{\perp}$, l'équation (1.33) devient :

$$\mathbf{J}_i = \underbrace{-D_{\parallel} \frac{\partial M}{\partial r_i}}_{\text{longitudinal}} \mathbf{e} - \underbrace{\frac{D_{\perp}}{1 + \mu^2 M^2} \left\{ M \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial r_i} + \mu M^2 \left(\mathbf{e} \times \frac{\partial \mathbf{e}}{\partial r_i} \right) \right\}}_{\text{transverse}} . \quad (1.49)$$

Il est clair que les effets de rotation de spins sont gouvernés par la diffusion de spin transverse. C'est pourquoi les ondes de spin et l'effet Leggett-Rice sont de bons outils pour mesurer $\tau_{\perp}$. Pour mesurer le coefficient de diffusion longitudinale, il existe une technique pour la première fois utilisée par Johnson *et al.* ([Johnson(84)]) pour de l'hydrogène polarisé. Des mesures dans l' ^3He polarisé ont été réalisées pour la première fois avec cette technique par [Nunes(90)]. Deux réservoirs, l'un de petite taille appelé cellule test et l'autre plus grand appelé cellule de stockage, sont reliés par un capillaire. Après l'application d'un pulse de 180° pour basculer les spins d' ^3He (l'aimantation) dans la cellule test, un gradient d'aimantation longitudinal est créé à travers le capillaire. Le temps de retour à la polarisation d'équilibre dépend du coefficient de diffusion $D_{\parallel}$.

Avec notre système de RMN continue, nous ne pouvons mesurer que $\tau_{\perp}$ à partir du spectre des ondes de spin. Les équipes qui utilisent un système de RMN pulsée peuvent avoir accès à $\tau_{\perp}$ et $\tau_{\parallel}$ avec le même appareillage.

1.3.4 Expériences antérieures

Les premières expériences d'échos de spin sur un mélange ^3He - ^4He polarisé (30% dans 9 Tesla) non dégénéré ont été réalisées par Gully et Mullin [Gully(84)]. Ils ont observé une diminution anormale de μ et $D_{\perp}$ quand $T \searrow T_F$. Même si cette anomalie n'a pas été reproduite dans les expériences ultérieures ([Candela(91)]), elle aura en tout cas suscité de l'intérêt chez les théoriciens, et déclenché une réflexion sur l'anisotropie de la diffusion de spin [Meyerovich(85)].

Par la suite, des expériences d'échos de spin ont mis en évidence l'anisotropie de diffusion prédite par Meyerovich dans de l' ^3He pur ainsi que dans un mélange ^3He - ^4He à 3.8% par [Candela(92)] (fig. 1.4), et pour des mélanges à 1.0%, 3.8% et 6.4% par [Ager(95)] (fig.1.5). Ils ont obtenu les températures d'anisotropie portées dans le tableau récapitulatif (1.1).

Le groupe de Nottingham a mesuré la diffusion longitudinale et transverse dans la même expérience (figure 1.5). Remarquons que pour les faibles concentrations, aucune saturation de diffusion transverse n'a été observée, le système n'étant pas dégénéré ($T_F \propto (x_3)^{2/3}$ faible).

Contrairement aux calculs de Mullin (éq. 1.42), la température d'anisotropie T_a dépend de la concentration x_3 d' ^3He , et sa valeur est très supérieure à ce qui est attendu. Notons tout de même que l'expression (1.42) n'est valable que pour des mélanges très dilués.

Le groupe de l'Université du Massachusetts n'a mesuré que la diffusion transverse dans l' ^3He pur; leur T_a est lui aussi supérieur à ce qui est attendu, même en prenant

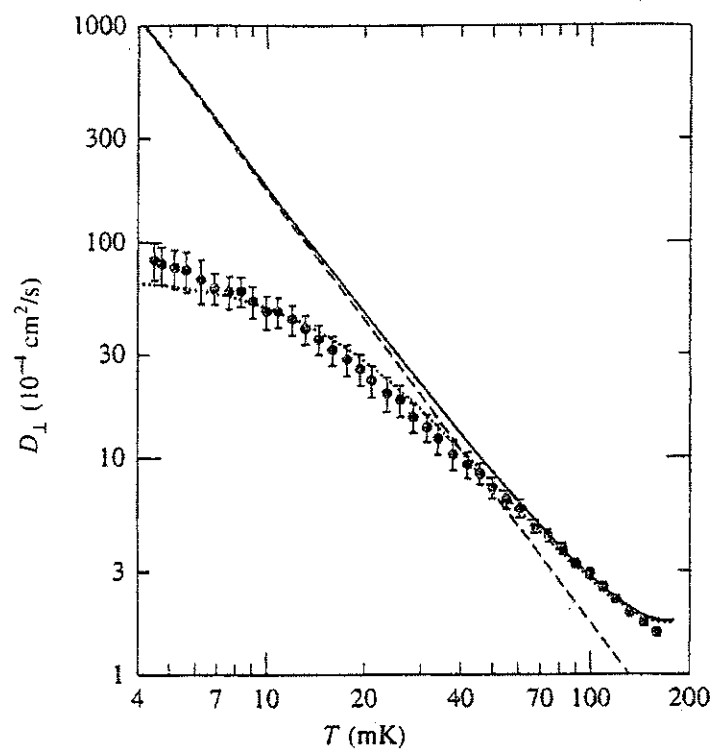


FIG. 1.4 – Mesures référence [Candela(92)] : Coefficient de diffusion de spin transverse dans de $l^3\text{He}$ pur polarisé (1.7%) dans un champ magnétique de 8 Tesla, $T_a = 16.4 \pm 2.2 \text{ mK}$.

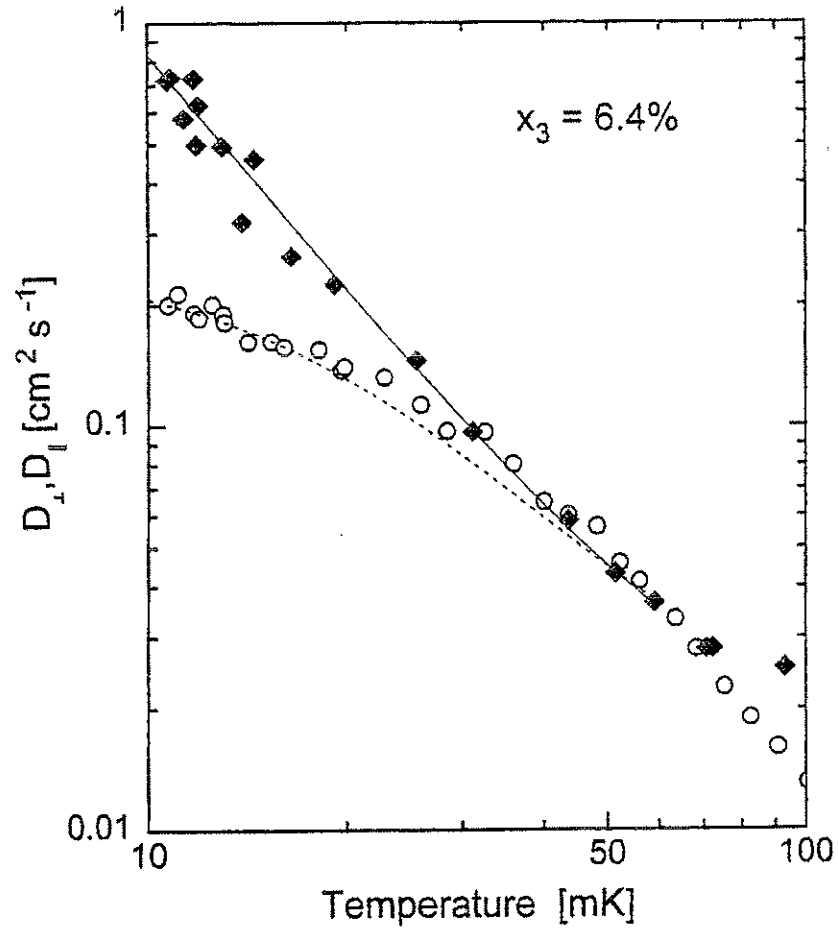


FIG. 1.5 – Mesures de l'anisotropie de la diffusion (référence [Ager(95)]) : diffusion de spin transverse ($\circ$) et longitudinale ($\blacklozenge$) dans un mélange ^3He - ^4He polarisé (2.2 %) dans un champ magnétique de 8.8 Tesla, $T_a = 19 \pm 3$ mK.

x_3 (%)	Polarisation (%)	T_a mesuré (mK)	T_a calculé (mK)	B (Tesla)
100	1.7	16.4 ± 2.2	6.5	8

(a)

x_3 (%)	T_F (mK)	Polarisation (%)	T_a mesuré (mK)	T_a calculé (mK)	B (Tesla)
0.05	16.6	-	-	2.5	8.8
0.1	26.4	-	-	2.5	8.8
0.46	73.0	-	-	2.5	8.8
1.0	122	-	8 ± 4	2.5	8.8
3.8	295	-	13 ± 2	2.5	8.8
6.4	417	2.2	19 ± 3	2.5	8.8

(b)

TAB. 1.1 – Récapitulatif des résultats trouvés dans la littérature : (a) Référence [Candela(92)] : on peut remarquer que la valeur de T_a mesurée est supérieure à celle calculée avec la formule de Jeon et Mullin, renormalisée en tenant compte des interactions. (b) Référence [Ager(95)] : pour les faibles concentrations, aucune saturation de diffusion transverse n'a été observée, mais, à ces concentrations, les températures de Fermi sont faibles ($T_F \propto (x_3)^{2/3}$) et le système n'est pas dégénéré. La solution à 6.4 % est polarisée à 2.2 %. Pour celle à 1.0%, la polarisation n'a pas dépassé 8%. Là aussi, T_a mesuré et calculé diffèrent.

en compte une renormalisation due aux interactions : la valeur expérimentale de T_a reste 2.5 fois plus élevée que celle calculée.

Les deux groupes ont donné du crédit à leurs résultats en montrant que le rapport $D_{\perp}/\lambda\omega\tau_{\perp}$ – indépendant de $\tau_{\perp}$ – mesuré avec la technique d'échos de spin coïncide avec ce qui est attendu. Néanmoins, les valeurs de $\tau_{\perp}$ sont 3 à 5 fois plus faibles que les prédictions théoriques.

1.4 Motivation de la thèse : $\tau_{\perp}$ fini à $T=0$ K ?

Au vu de ces derniers résultats, la communauté de ^3He polarisé a estimé établi le fait que le temps de relaxation transverse soit fini à $T=0$ K. Cependant, étant donné la différence entre les valeurs de T_a mesurées et calculées, et suite aux discussions avec Fomin, nous nous sommes fixés comme but de faire des mesures de $\tau_{\perp}$ en utilisant une autre méthode de détection et des polarisations plus élevées. Dans cette thèse, nous avons utilisé la méthode alternative aux échos de spin pour avoir accès à la diffusion de spin transverse : l'étude des ondes de spin. Nous avons donc développé un système de détection de RMN continue utilisé sur des échantillons d' ^3He concentré et dilué, tous deux polarisés (jusqu'à 12% dans un champ de 10 Tesla) et dégénérés ($T \sim 15$ mK).

Nous verrons dans le prochain chapitre comment relier le spectre des ondes de spin au temps de diffusion transverse. Nous tâcherons de faire apparaître l'intérêt de nos conditions expérimentales (température et polarisation), mais aussi les désavantages, par rapport aux expériences précédemment décrites. Nous présenterons également les modes magnétostatiques, une autre famille de modes collectifs de spin dont l'origine est l'interaction dipolaire. Ces modes ont surtout compliqué notre étude.

Chapitre 2

Modes collectifs de spins

Dans ce chapitre, nous allons présenter les deux familles de modes collectifs de spins que nous avons observées par RMN : les ondes de spin dont l'origine est l'interaction d'échange, et les modes de Walker dus à l'interaction dipolaire. Pour ce dernier type de modes, nous verrons que la "physique" de l' ^3He n'intervient pas et que leur présence complique l'étude de la dynamique de spin due au champ moléculaire de Landau dans l' ^3He . Pour nous, le point crucial sera d'identifier les différents types de modes dans nos spectres de RMN. Pour cela, nous essaierons de dégager les paramètres physiques à notre disposition pour nous permettre de tester leur appartenance à l'une ou l'autre des deux familles.

Tout d'abord, nous présentons le calcul du spectre des ondes de spin à partir de l'équation de Leggett linéarisée. Ensuite, nous discutons les modes de Walker observés dans l' ^3He solide par Cross et Osheroff. En conclusion, nous comparons les caractéristiques des deux types de spectres.

2.1 Équation des ondes de spin

Les ondes de spin sont des oscillations dans l'espace et le temps de l'aimantation (ou densité de spin) transverse. On obtient facilement l'équation des ondes de spin à partir de l'équation de mouvement pour la densité de spin transverse 1.35, $M^+ = M_x + iM_y$, que nous avons déjà vue dans le chapitre précédent :

$$\frac{\partial M^+}{\partial t} = -i\omega_0(\mathbf{r})M^+ + \frac{D_0(1 + i\mu M_z)}{1 + \mu^2 M(t)^2} \nabla^2 M^+ .$$

Dans la limite où la composante transverse de la densité de spin (M^+) est petite devant M (l'aimantation est peu déviée de sa position d'équilibre), on peut faire l'approximation

$$M_z = |\mathbf{M}(t)| = M , \quad (2.1)$$

et l'équation devient¹ :

1. Erreur de signe dans les équations (3) et (4) de la référence [Candela(91)]

$$\left[\underbrace{\frac{iD_0}{1 + i\lambda\mathcal{A}\omega_0\tau_\perp}}_{E_{\text{cinétique}}} \nabla^2 + \underbrace{\omega_0(\mathbf{r})}_{E_{\text{potentielle}}} \right] M^+(\mathbf{r}, t) = i \frac{\partial M^+(\mathbf{r}, t)}{\partial t} \quad (2.2)$$

où nous rappelons que le paramètre $\mathcal{A}$ dans la définition $-\mu M \equiv \lambda\mathcal{A}\omega_0\tau_\perp$ tient compte du fait que M peut être plus grand ou plus petit que la valeur d'équilibre M_0 .

Cette équation a la forme de l'équation de Schrödinger : le premier terme entre crochets est l'énergie cinétique et le second l'énergie potentielle. Les ondes de spin sont amorties, car la "masse" dans l'énergie cinétique est complexe.

Les solutions de cette équation dans un champ magnétique constant, $\omega_0(\mathbf{r}) = \omega_0$, sont des ondes planes, $M^+(\mathbf{r}, t) = m^+ e^{i(kr - \omega t)}$. En substituant M^+ par son expression dans l'équation (2.2), on obtient la relation de dispersion

$$\omega = \omega_0 - \frac{iD_0}{1 + i\lambda\mathcal{A}\omega_0\tau_\perp} k^2. \quad (2.3)$$

Le signe de λ détermine le signe de la partie réelle de la masse : si $\lambda < 0$ (ou $\lambda > 0$), la masse est positive (ou négative) et les ondes de spin stationnaires sont piégées dans un minimum (ou maximum) de champ magnétique.

Les valeurs du paramètre d'interaction λ pour de l' ^3He concentré ou des mélanges ^3He - ^4He ont été mesurées à partir du spectre des ondes de spin : références [Ishimoto(88)] et [Candela(86)]. En résumé, λ est toujours positif dans l' ^3He , sauf pour les mélanges dont la concentration x_3 est inférieure à $\sim 3\%$ (de 2.5 à 4.5% suivant la pression), où λ est négatif. Un tableau récapitulatif des différents résultats est donné dans l'annexe A.

La détection "classique" des ondes de spin repose sur la possibilité de piéger des ondes stationnaires par interférence constructive dans une cavité avec des parois magnétiquement inertes, donc réfléchissantes. La brisure de symétrie des ondes stationnaires par un gradient de champ assure leur couplage avec un champ radiofréquence homogène dans l'espace. Dans le prochain paragraphe, on se propose d'illustrer la détection des ondes de spin par RMN, en calculant leur spectre à une dimension.

2.2 Illustration : 1D

2.2.1 Calcul du spectre des ondes de spin

Écrivons l'équation des ondes de spin à une dimension pour une boîte de longueur L dans un champ magnétique statique de la forme $\omega_0/\gamma + Gl$ (où le gradient de champ G est constant) et un champ rf $h_1^+(l)e^{-i\omega t}$

$$iD_{\text{eff}} \nabla^2 m^+(l) + (\omega_0 + \gamma Gl) m^+(l) = \omega m^+(l) + \gamma M_z h_1^+(l), \quad (2.4)$$

où $m^+(l)$ est défini par $M^+(l, t) = m^+(l) e^{-i\omega t}$, $D_{\text{eff}} = D_0/(1 + i\lambda\mathcal{A}\omega_0\tau_\perp)$ et $0 < l < L$. Si les parois sont magnétiquement inertes, le courant d'aimantation y est nul, les conditions aux limites s'écrivent donc : $dm^+/dl = 0$ à $l = 0$ et $l = L$.

Après le changement de variable, $l = xL$ où $0 \leq x \leq 1$, l'équation (2.4) s'écrit :

$$\frac{iD_{\text{eff}}}{\gamma GL^3} \Delta m^+(x) + (f_0 + x)m^+(x) = fm^+(x) + \frac{\chi_0 \mathcal{A} f_0}{\hbar \gamma} h_1^+(x) , \quad (2.5)$$

où $f = \omega/\gamma GL$, $f_0 = \omega_0/\gamma GL$ et $M_z = \chi_0 \mathcal{A} \omega_0/\hbar \gamma^2$.

Le spectre RMN est proportionnel à la susceptibilité dynamique moyennée sur l'échantillon qui s'écrit :

$$\bar{\chi}(f) = \gamma \hbar \frac{\int_0^1 h_1^+(x) m^+(x) dx}{\int_0^1 |h_1^+(x)|^2 dx} \quad (2.6)$$

Nous définissons $\psi^\alpha(x)$ et $f^\alpha = \omega^\alpha/\gamma GL$ comme les fonctions propres et les valeurs propres de l'équation

$$\frac{iD_{\text{eff}}}{\gamma GL^3} \Delta \psi^\alpha(x) + (f_0 + x)\psi^\alpha(x) = f^\alpha \psi^\alpha(x) . \quad (2.7)$$

Si les fonctions $\psi^\alpha(x)$ satisfont les conditions aux limites pour $m^+(x)$ et si $h_1^+(x) = \sum_\alpha h^\alpha \psi^\alpha(x)$, il est facile de démontrer que²

$$m^+(x) = \frac{\chi_0 \mathcal{A} f_0}{\hbar \gamma} \sum_\alpha \frac{h^\alpha \psi^\alpha(x)}{f^\alpha - f} . \quad (2.8)$$

Ainsi, la susceptibilité moyenne devient :

$$\bar{\chi}(f) = \chi_0 \mathcal{A} f_0 \sum_\alpha \frac{C^\alpha}{f^\alpha - f} , \quad (2.9)$$

où C^α est le poids des modes :

$$C^\alpha = h^\alpha \frac{\int_0^1 h_1^+(x) \psi^\alpha(x) dx}{\int_0^1 |h_1^+(x)|^2 dx} . \quad (2.10)$$

Dans l'équation (2.7), iD_{eff} est complexe, les valeurs propres f^α sont donc complexes et les fonctions propres $\psi^\alpha(x)$ ne forment pas une base orthogonale. Pour pallier à ce problème, on développe $h_1^+(x)$ et $\psi^\alpha(x)$ sur une base de vecteurs orthonormés $\{\phi_n(x)\}$ qui satisfont l'équation $d^2\phi/dx^2 = \text{cte} \phi$ et les conditions aux limites, $d\phi/dx = 0$ en $x = 0$ et 1 .

On choisit donc la base

$$\phi_0(x) = 1 .$$

$$\phi_n(x) = \sqrt{2} \cos n\pi x, n = 1, 2, \dots \quad (2.11)$$

Les développements de $\psi^\alpha(x)$ et $h_1^+(x)$ dans cette base sont :

2. Problème de signe sur le dénominateur de l'éq. 2.8 dans les références [Candela(86)] (eq. (12)), [Ishimoto(88)] (eq. (5)).

$$\psi^\alpha(x) = \sum_n \psi_n^\alpha \phi_n(x) , \quad (2.12)$$

$$h_1^+(x) = \sum_n h_n \phi_n(x) \text{ ou } h_n = \int_0^1 \phi_n(x) h_1^+(x) dx . \quad (2.13)$$

L'équation de Schrödinger prend alors la forme matricielle

$$\sum_m H_{nm} \psi_m^\alpha = (f^\alpha - f_0) \psi_n^\alpha , \quad (2.14)$$

où $H_{nm} = \frac{iD_{\text{eff}}}{\gamma GL^3} (n\pi^2) \delta_{nm} + \Omega_{nm}$ avec $\Omega_{nm} = \int_0^1 x \phi_n(x) \phi_m(x) dx$.

L'algorithme pour calculer le spectre consiste à calculer H_{nm} pour tous les m et n , résoudre le problème aux valeurs propres et calculer les poids C^α avec la formule suivante :

$$C^\alpha = h^\alpha \frac{\sum_n h_n \psi_n^\alpha}{\sum_n h_n^2} ,$$

où h^α est solution de l'équation linéaire $h_n = \sum_\alpha h^\alpha \psi_n^\alpha$.

Nous montrons les spectres calculés pour de l' ^3He dilué à une pression de 8 bars, une concentration $x_3 = 8.6\%$ [Ishimoto(88)] pour une boîte de longueur $L = 0.05$ cm, un gradient de champ $G = 0$ et $G = 2$ Gauss/cm, un champ magnétique $B = 10.25$ Tesla et $h_1^+(x) = \text{constante}$. La figure (2.1) montre la partie réelle de la densité de spin transverse $m^+(x)$ et la fréquence propre de plusieurs modes confinés. Les lignes noires horizontales représentent les énergies des modes et les surfaces grisées leur amplitude. Deux cas sont représentés :

- (a) Modes confinés dans une cavité avec réflexion totale sur les parois dans un gradient de champ nul. Le fait que la fréquence du premier mode est égale à ω_0 et donc $k = 0$ (éq. 2.3) est une conséquence des conditions de bord : le courant d'aimantation est nul sur les parois, on a donc $\partial m^+ / \partial x = 0$. Dans le cas analogue, en mécanique quantique, les conditions limites sont $m^+(x) = 0$ sur les parois (nœud). De plus, $m^+(x)$ est orthonormé, donc $k > 0$ et l'énergie du point zéro $\neq 0$.
- (b) Modes confinés dans une cavité et un gradient de champ, représenté par la ligne pointillée. L'énergie et la symétrie des "fonctions d'ondes" $m^+(x)$ des modes sont affectées par le gradient du champ magnétique.

2.2.2 Détection des ondes de spin

Dans une expérience de RMN, nous sommes sensibles à la susceptibilité moyenne sur l'échantillon qui est proportionnelle au poids C^α des modes (éq. 2.9). Dans le cas (a) de la figure (2.1), les modes sont symétriques. Si on les couple à un champ radiofréquence homogène $h_1^+(x) = \text{constante}$, leur poids, qui est proportionnel à la surface grisée sur la figure, sera nul ($C^\alpha \propto \int h_1^+ m^+(x) dx = 0$), sauf pour le mode "homogène" à la fréquence de Larmor. Ainsi, des parois seules suffisent à confiner des modes mais pas à les détecter.

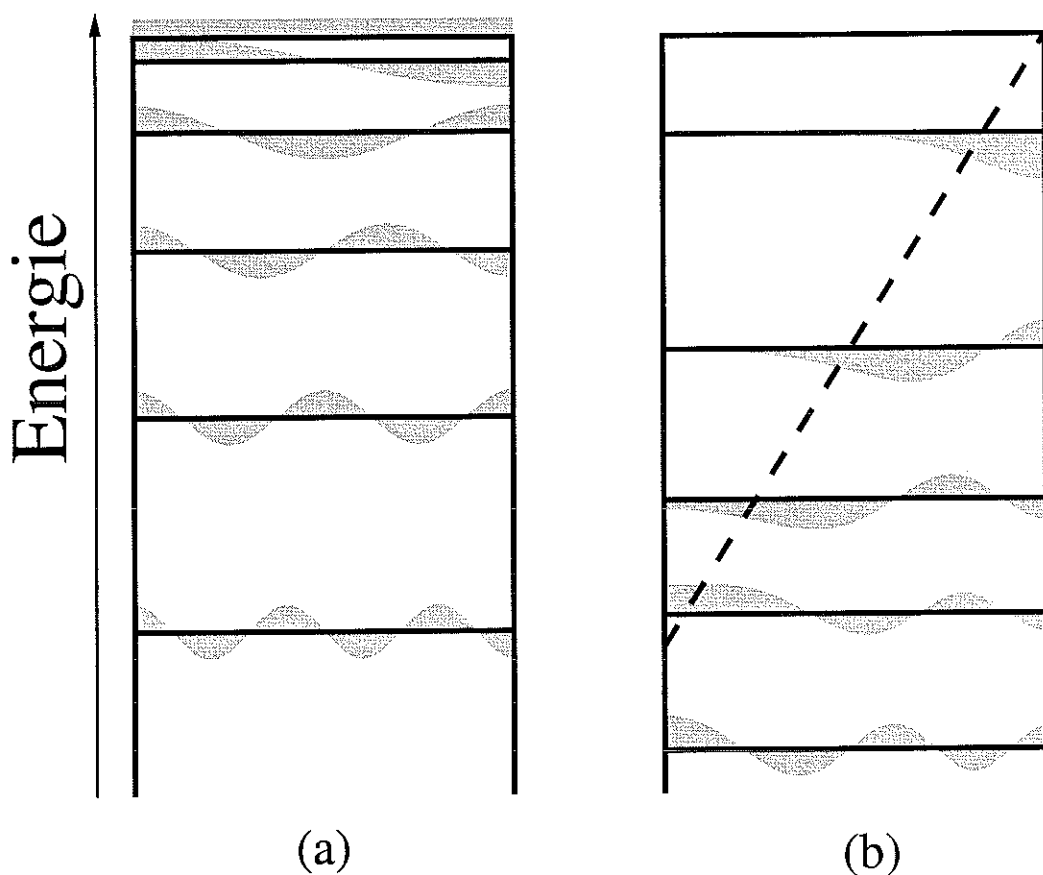


FIG. 2.1 – Les modes de la densité de spin transverse $m^+(x)$ et leurs fréquences propres dans une cavité aux parois réfléchissantes dans deux cas: (a) sans gradient de champ et (b) avec gradient de champ. La fréquence propre de chaque mode est représentée par une ligne épaisse et la partie réelle de son amplitude par une surface grisée :

(a) Sans gradient: si on utilise une excitation homogène $h_1^+(x) = \text{cste}$, les modes étant symétriques, le poids des modes est nul: $C^\alpha \propto \int_0^1 m^+(x) h_1^+ dx = 0$, sauf pour le premier mode à la fréquence ω_0 .

(b) Avec gradient: le poids d'un mode dépend de la brisure de sa symétrie par le gradient de champ. Les quatre premiers modes contribuent au spectre de RMN.

Remarque: Si λ est négatif ($\Leftrightarrow$ masse positive dans l'équation de Schrödinger (2.2)), le spectre des modes est inversé, le 1^{er} mode est dans ce cas à basse fréquence.

Dans le cas (b), les fonctions d'ondes de la densité de spin transverse sont dissymétriques. Le poids des modes n'est pas nul, on peut alors détecter les ondes de spin. Remarquons que :

1. Les modes contigus au gradient de champ (i.e. modes 1 à 4) sont les plus dissymétriques et par conséquent ont les poids les plus importants.
2. Les deux premiers modes étant localisés à droite de la boîte ne sont pas sensibles à la présence ou l'absence de paroi à gauche.
3. Il est tout à fait possible de détecter des ondes de spin avec un gradient de champ nul, mais il faut, dans ce cas, un champ h_1^+ asymétrique [Tastevin(85)].

A partir de l'équation (2.5), on voit qu'on peut définir une échelle de longueur l

$$l^3 \equiv \frac{D_{\perp}}{\gamma G(\lambda \mathcal{A} \omega_0 \tau_{\perp} - i)} , \quad (2.15)$$

où l est une estimation de la longueur d'onde des modes. Dans la pratique, il faut choisir une cavité de dimension L suffisante pour que les modes "entrent dans la cavité" : $L > l$. D'autre part, il faut optimiser L (pour G donné) pour confiner un nombre fini de modes, afin que leur poids respectif soit non négligeable et que le problème reste numériquement traitable.

Quelques ordres de grandeurs dans nos conditions expérimentales avec une polarisation d'équilibre ($\mathcal{A} = 1$) : $l_{\text{concentré}} \sim 10 \mu\text{m}$, $l_{\text{dilué}} \sim 100 \mu\text{m}$.

2.3 Cas 3-D : cavité demi-sphérique.

Les ondes de spin ont pour la première fois été observées dans des cavités rectangulaires [Candela(86)] ou cylindriques [Johnson(84)]. Si le champ statique se décompose comme $\Omega_0(x, y, z) = \Omega_x(x) + \Omega_y(y) + \Omega_z(z)$, le problème 3-D d'une cavité rectangulaire est séparable en trois problèmes 1-D. Le spectre 3-D est obtenu à partir de toutes les combinaisons possibles entre les modes à 1-D dans les trois directions. Afin de simplifier l'analyse du spectre observé, il est préférable d'aligner le gradient de champ avec un des côtés du rectangle. Le cas d'une cavité cylindrique est encore plus compliqué, car le problème n'est pas complètement séparable (avec un gradient perpendiculaire à l'axe du cylindre). D'où l'idée, pour la première fois mise en œuvre par Candela [Candela(91)], d'utiliser une cavité sphérique pour laquelle le problème d'alignement du gradient de champ n'existe pas.

Le nombre de modes confinés dans la cavité est grand (petit) si le rayon de la cavité est grand (petit) devant la longueur caractéristique donnée par (2.15). Dans nos expériences, pour des raisons de commodité de construction, nous n'avons pas confiné nos ondes de spin dans une cavité sphérique mais demi-sphérique, où nous choisissons une direction du gradient de champ qui nous permette de confiner les modes contre la paroi demi-sphérique. Si le nombre des modes dans la cavité est suffisant, on suppose que les modes piégés au "fond" de la demi-sphère sont peu sensibles au fait que la cavité ne soit "que" demi-sphérique. On peut alors analyser ces modes avec un spectre calculé pour une cavité sphérique.

Pour plus de détails sur ce calcul, se reporter à la référence [Candela(91)] ou à l'annexe B.

La figure (2.2) représente un exemple de spectre calculé avec cette méthode. Les ondes de spin dans un mélange ^3He - ^4He saturé à 7 bars sont confinées dans une cavité sphérique de diamètre 1 mm, la température est de 15 mK et la polarisation de 3% (polarisation d'équilibre dans un champ de 10.5 Tesla).

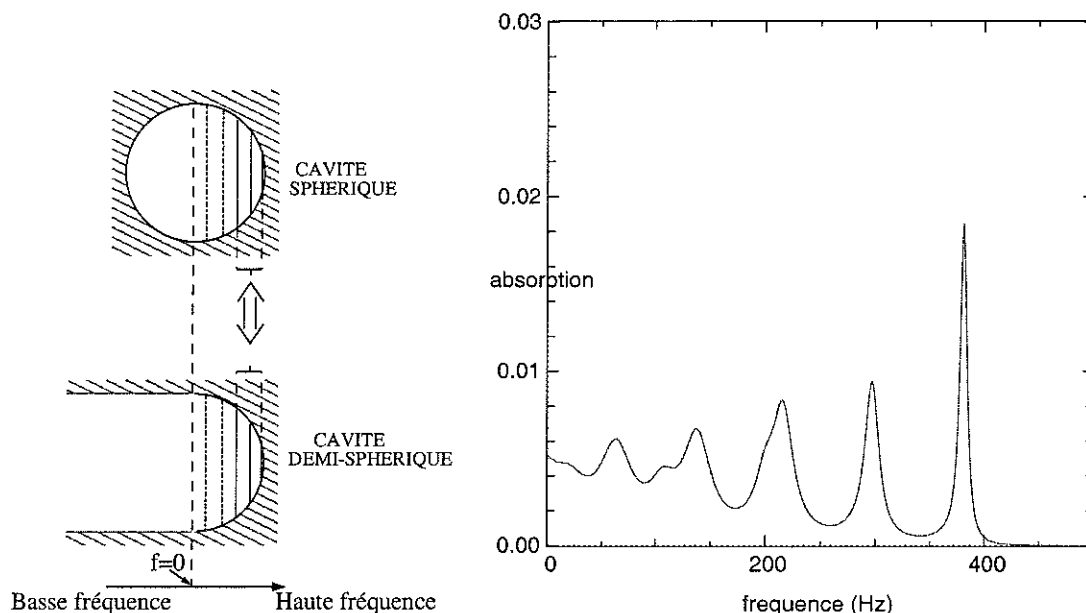


FIG. 2.2 – A droite : le spectre d'ondes de spin dans une cavité sphérique remplie de phase diluée. Pour ce calcul, nous avons pris des conditions de réflexion totale sur les parois. En abscisse, la fréquence '0' correspond en fait au centre de la sphère. A gauche : parallèle entre la cavité sphérique et demi-sphérique, les deux ou trois modes à haute fréquence sont peu sensibles à la différence de géométrie.

2.4 Interaction dipolaire : Modes magnétostatiques

Un autre type de modes collectifs de spin a été mis en évidence expérimentalement dans deux expériences de résonance ferromagnétique sur des ferrites en 1956 ([Dillon(56)], [White(56)]). Le spectre dans un champ statique uniforme et un champ radiofréquence non-uniforme fait apparaître une série de résonances, signature de modes collectifs de spin. Pour un échantillon de taille assez petite, le spectre des modes est indépendant des dimensions de l'échantillon (première différence avec les modes de Silin); par contre, il dépend fortement de l'aimantation de la ferrite et de sa forme. La longueur d'onde de tels modes est de l'ordre de la taille de l'échantillon.

L'interaction d'échange à l'origine des ondes de spin dans ces ferrites est une interaction à courte portée qui ne peut être à l'origine de tels modes. Par contre, l'interaction dipolaire est une interaction à longue portée où la contribution totale de l'énergie dipolaire dépend de la forme de l'échantillon. Ainsi, chaque spin précesse autour du champ externe renforcé par le champ dipolaire créé par les autres spins.

Si la longueur d'onde de tels modes est de l'ordre des dimensions de l'échantillon, il faut aussi tenir compte de l'effet du champ électromagnétique à sa surface. Pour ce type de modes, la relation de dispersion est de la forme (au moins dans le cas d'un long cylindre et pour des k grands) : $\omega \propto 1/k^2$, à opposer à la dépendance en k^2 des ondes de spin. Pour cette raison, les modes magnétostatiques ne sont importants qu'aux grandes longueurs d'ondes. D'autre part, ils sont très sensibles aux potentiels variant lentement sur l'échantillon comme les gradients de champ magnétique.

Pour décrire ces modes, il faut donc coupler l'équation de précession des spins avec les équations standard de l'électromagnétisme : les équations de Maxwell. Ces modes sont appelés modes magnétostatiques ou encore modes de Walker, le premier théoricien à avoir calculé le spectre de ces modes pour des ellipsoïdes. Osheroff et Cross ont mis en évidence ce type de modes dans l' ^3He solide fortement polarisé, à des températures d'environ 1 mK et un champ magnétique de 0.5224 Tesla [Osheroff(87)]. Nous avons observé ces modes dans l' ^3He liquide polarisé.

2.4.1 Modes magnétostatiques dans l' ^3He solide

La première observation de ces modes dans l' ^3He date de 1987 ([Osheroff(87)]).³ Dans un échantillon cylindrique d' ^3He solide polarisé, Osheroff et Cross ont observé une série de pics sur la ligne de RMN avec des caractéristiques dépendant de l'aimantation et du gradient de champ selon l'axe du cylindre. L'espacement entre ces pics tend vers zéro en un point appelé point d'accumulation. Ils ont montré qu'un tel comportement était consistant avec des modes magnétostatiques piégés dans un maximum de champ créé par le gradient de champ et le champ démagnétisant du bout du cylindre (fig.2.3).

A présent, nous allons écrire les équations générales qui décrivent ces modes magnétostatiques et les appliquer au cas d'un cylindre long aimanté comme l'ont fait Osheroff et Cross.

2.4.2 Modes magnétostatiques dans un corps aimanté

Plusieurs auteurs ([Walker(56)], [Joseph(61)], Cross) ont calculé le spectre de ces modes pour différentes formes d'échantillons. Tous ont considéré que la taille de l'échantillon était assez petite pour négliger la propagation électromagnétique mais assez grande pour ne pas prendre en compte les phénomènes d'échange. Nous suivons les notations de Landau et Lifshitz (référence [Landau(84)]).

Afin de calculer la réponse d'un corps magnétique à une excitation sinusoïdale $\propto e^{i\omega t}$, nous introduisons les notations : $\mathbf{H} = H_0\hat{z} + \mathbf{h}$, $\mathbf{B} = B_0\hat{z} + \mathbf{b}$ et $\mathbf{M} = M_0\hat{z} + \mathbf{m}$, où les quantités $\mathbf{h}$, $\mathbf{b}$ et $\mathbf{m}$ dépendent du temps et satisfont les équations de Maxwell "quasi-stationnaires" (on néglige les courants de déplacement, d'où le nom de "modes magnétostatiques") :

$$\nabla \times \mathbf{h} = 0 \tag{2.16}$$

3. Des échos multiples dus à l'interaction dipolaire étaient déjà observés auparavant.

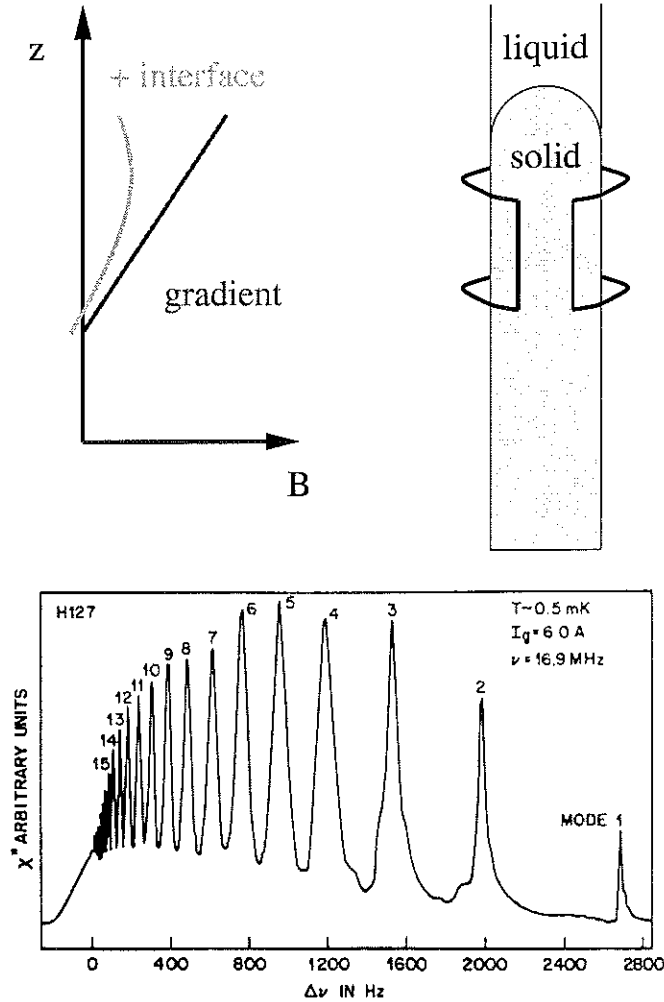


FIG. 2.3 – En haut : Schéma de principe de l'expérience sur un échantillon cylindrique d' ^3He solide polarisé réalisée par Osheroff et al. [Osheroff(87)]. L'aimantation de surface associée à un gradient de champ selon z crée un maximum de champ qui confine les modes magnétostatiques. En bas : Un spectre caractéristique obtenu pour un gradient de champ de 1.34 Oe/cm tel que le bas de la cellule est à gauche et le haut à droite (avec un gradient de champ opposé, pas de modes). On voit que l'espacement entre les pics tend vers zéro en un point appelé point d'accumulation ($\omega \searrow \gamma B_{\text{max}}$). On numérote les modes de telle sorte que le plus éloigné de ce point ait le numéro 1.

$$\nabla \cdot \mathbf{b} = \nabla \cdot (\mathbf{h} + 4\pi\mathbf{m}) = 0 \quad (2.17)$$

Comme $\nabla \times \mathbf{h} = 0$, on peut introduire un potentiel ψ tel que

$$\mathbf{h} = \nabla\psi , \quad (2.18)$$

et l'équation (2.17) devient, à l'intérieur du corps,

$$\sum_{i,k} \mu_{ik} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x_i \partial x_k} = 0 , \quad (2.19)$$

où le tenseur de perméabilité μ_{ik} relie $\mathbf{b}$ et $\mathbf{h}$: $b_i = \sum_k \mu_{ik} h_k$.

A l'extérieur du corps, on obtient :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 \quad (2.20)$$

Les conditions limites sont la continuité de $\mathbf{h}_t$ et $\mathbf{b}_n$. La susceptibilité – et donc $\mu_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\chi_{ik}$ – est obtenue à partir de l'équation de mouvement :

$$\frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} = \gamma(\mathbf{M} \times \mathbf{H}) \quad (2.21)$$

Les spins n'étant que faiblement déviés de la direction du champ magnétique statique, cette équation peut être linéarisée. En introduisant la notation $\omega_H \equiv \gamma H_0$, nous obtenons finalement les éléments $\mu_{ik} \neq 0$:

$$\begin{aligned} \mu_{zz} &= 1 , \\ \mu_{xx} = \mu_{yy} &= 1 + \frac{\omega_H 4\pi\gamma M_0}{\omega_H^2 - \omega^2} \equiv \mu(\omega) , \\ \mu_{xy} = -\mu_{yx} &= -i \frac{\omega 4\pi\gamma M_0}{\omega_H^2 - \omega^2} . \end{aligned}$$

A l'intérieur du corps, l'équation (2.19) devient alors :

$$\mu(\omega) \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 . \quad (2.22)$$

Considérons la propagation d'une onde plane, $\psi(\mathbf{r}) = \exp i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$, avec θ l'angle entre $\mathbf{k}$ et l'axe z ($k_{\parallel}/k_{\perp} = \cos \theta / \sin \theta$). En substituant $\psi(\mathbf{r})$ dans (2.22), nous obtenons : $\mu(\omega) = -\cos^2 \theta / \sin^2 \theta$ et la relation entre ω et θ :

$$\omega^2 = \omega_H \left(\omega_H + 4\pi\gamma M_0 \sin^2 \theta \right) .$$

Pour illustrer le comportement de tels modes, appliquons cette relation à trois géométries différentes : une plaque infinie dans le plan $x - y$, un cylindre infini d'axe parallèle à l'axe z et une sphère. Si $\mathcal{B}_0$ est le champ externe appliqué, ω_H devient $\omega_H = \gamma(\mathcal{B}_0 - 4\pi n_z M_0)$, où n_z est le facteur démagnétisant. On trouve :

Pour une plaque:

- avec $n_z = 1$: $\omega^2 = \gamma^2 (\mathcal{B}_0 - 4\pi M_0) (\mathcal{B}_0 - 4\pi M_0 \cos^2 \theta)$
- les fréquences sont contenues dans l'intervalle $\gamma (\mathcal{B}_0 - 4\pi M_0) \leq \omega \leq \gamma (\mathcal{B}_0 - 2\pi M_0)$
- la fréquence⁴ du mode homogène ($k = 0$) est $\gamma (\mathcal{B}_0 - 4\pi M_0)$.

Pour un cylindre:

- $n_z = 0$, donc $\omega^2 = \gamma^2 \mathcal{B}_0 (\mathcal{B}_0 + 4\pi M_0 \sin^2 \theta)$
- les fréquences sont dans l'intervalle $\gamma \mathcal{B}_0 \leq \omega \leq \gamma (\mathcal{B}_0 + 2\pi M_0)$
- la fréquence du mode homogène ($k = 0$) est $\gamma (\mathcal{B}_0 + 2\pi M_0)$.

Pour une sphère:

- $n_z = \frac{1}{3}$: $\omega^2 = \gamma^2 (\mathcal{B}_0 - \frac{4\pi}{3} M_0) (\mathcal{B}_0 - \frac{4\pi}{3} M_0 + 4\pi M_0 \sin^2 \theta)$
- les fréquences sont contenues dans l'intervalle $\gamma (\mathcal{B}_0 - \frac{4\pi}{3} M_0) \leq \omega \leq \gamma (\mathcal{B}_0 + \frac{2\pi}{3} M_0)$
- la fréquence du mode homogène ($k = 0$) est $\gamma \mathcal{B}_0$.

Supposons que $\mathcal{B}_0$ varie peu dans l'espace, de telle façon que l'on puisse négliger les variations de M_0 : pour notre exemple, nous prenons un champ $\mathcal{B}_0$ constant avec un maximum ou un minimum de faible amplitude. Les quantités $k_{||}$, $k_{\perp}$ et θ , associées à une onde se propageant à la fréquence ω , dépendent alors de la position :

$$\omega^2 = \omega_H(z) (\omega_H(z) + 4\pi\gamma M_0 \sin^2 \theta(z)) .$$

Nous allons maintenant rendre plausible, pour le cas d'une plaque et d'un cylindre, que les modes magnétostatiques sont confinés dans un maximum ou un minimum de champ et que la largeur de leur spectre est donnée par : $2\pi\gamma M_0$. Nous traiterons le cas d'un maximum de champ (cf. figure (2.4)), mais les arguments pour un minimum de champ sont identiques.

Pour une plaque: Partons du point A (fig. (2.4) (a)), où la fréquence ω est égale à $\gamma (\mathcal{B}_0(z) - 2\pi M_0)$ (avec $\cos^2 \theta = 0$). L'onde ne peut propager qu'en direction du point B ($\cos^2 \theta > 0$), et ce jusqu'au point B où $\cos^2 \theta = 0$. On considère ensuite le point C, là aussi $\cos^2 \theta = 0$, et l'onde ne peut propager que dans la direction de D (où $\cos^2 \theta > 0$), mais ne peut pas dépasser ce point car il faudrait alors que $\cos^2 \theta$ soit supérieur à 1. Ceci étant impossible, l'onde est donc atténuée. Seuls les modes dont la fréquence est comprise dans l'intervalle

$$\gamma([\mathcal{B}_0(z)]_{\max} - 4\pi M_0) \leq \omega \leq \gamma([\mathcal{B}_0(z)]_{\max} - 2\pi M_0) \quad (2.23)$$

peuvent propager.

4. Pour le calcul de la fréquence homogène pour différentes géométries, voir référence [Kittel(71)] ou [Landau(84)].

Pour un cylindre : Avec la même approche que précédemment, considérons cette fois le point A de la figure (2.4)(b), où la fréquence ω est égale à $\gamma(\mathcal{B}_0(z) + 2\pi M_0)$ (avec $\sin^2 \theta = 1$). L'onde peut propager jusqu'au point B car $\sin^2 \theta \leq 1$ tout au long du parcours. Si on se place maintenant au point C, où $\sin^2 \theta = 1$, l'onde se propage dans la direction de D (où $\sin^2 \theta > 0$), mais ne peut dépasser ce point car pour cela, $\sin^2 \theta$ devrait être négatif, l'onde est donc atténuée. L'intervalle de fréquence sur lequel les modes sont propagatifs est donc :

$$\gamma[\mathcal{B}_0(z)]_{\max} \leq \omega \leq \gamma([\mathcal{B}_0(z)]_{\max} + 2\pi M_0) . \quad (2.24)$$

Maintenant, nous allons développer le cas du cylindre infini qui correspond à l'expérience de Cross et Osheroff.

2.4.3 Cas d'un cylindre d' ^3He solide

Osheroff et Cross ont linéarisé l'équation de mouvement (2.21) en termes de $m^\pm \equiv m_x \pm im_y$ et obtenu les expressions : $m^\pm = M_0 \gamma h^\pm / (\omega_H \pm \omega)$. Si $\omega \sim \omega_H$, m^+ est négligeable devant m^- ; le coefficient $\mu(\omega)$ prend alors une forme plus simple :

$$\mu(\omega) = 1 + \kappa(\omega) = 1 - 2\pi\gamma M_0 / (\omega - \omega_H) . \quad (2.25)$$

Remarquons que cette approximation ne change en rien la validité de la relation (2.24).

Pour commencer, nous considérons que $\kappa(\omega)$ ne dépend pas de z . L'équation (2.22) s'écrit en coordonnées cylindriques :

$$(1 + \kappa(\omega)) \left[\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\rho \frac{\partial \psi}{\partial \rho} \right) + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial \phi^2} \right] + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0 . \quad (2.26)$$

Les solutions de cette équation sont de la forme $\psi(\rho, \phi, z) = \Psi(\rho) \exp i(m\phi + kz)$, où les solutions avec $m = 1$ ont la bonne symétrie pour un champ rf uniforme. En remplaçant ψ par son expression dans l'équation précédente, on obtient :

$$\left[\rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \rho^2 \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \left(-\frac{k^2 \rho^2}{1 + \kappa(\omega)} - 1 \right) \right] \Psi(\rho) = 0 . \quad (2.27)$$

Les conditions limites en $\rho = R$ (où R est le rayon du cylindre) sont la continuité de $\mathbf{h}_t$ et de $\mathbf{b}_n$. Cette deuxième condition s'écrit :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \rho} + \kappa \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \rho} + \frac{\Psi}{\rho} \right) = 0 . \quad (2.28)$$

Dans le cas d'un cylindre infini, Osheroff et Cross se sont placés dans la limite $\omega \rightarrow \omega_H$, où $\kappa \rightarrow -\infty$. La condition limite devient alors indépendante de κ :

$$\frac{\partial \Psi}{\partial \rho} + \frac{\Psi}{\rho} = 0 . \quad (2.29)$$

Les solutions des équations (2.27) et (2.29) sont les fonctions de Bessel cylindriques : $\Psi(\rho) = J_1(q_n \rho)$, où les q_n sont déterminés par $J_0(q_n R) = 0$ et les fréquences associées sont (pour des k grands) :

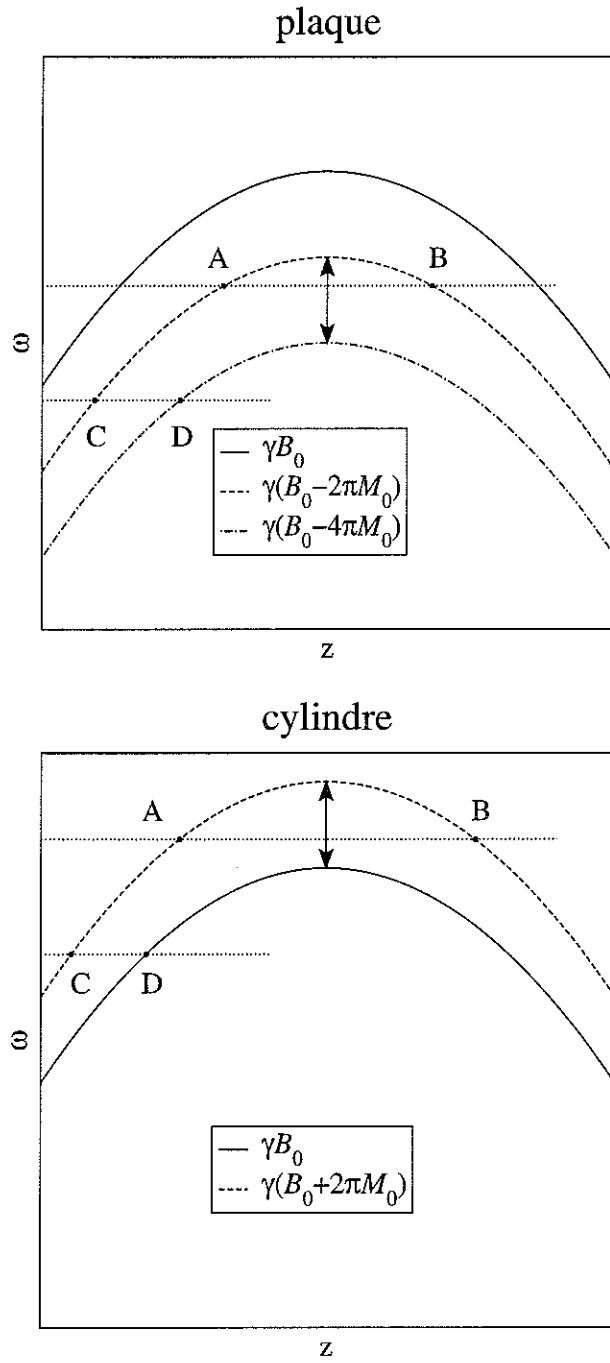


FIG. 2.4 – Conditions de propagation dans un maximum de champ pour les modes magnétostatiques dans le cas d'une plaque (a) et d'un cylindre (b). Dans les deux géométries, l'étendue des modes en fréquence est égale à $2\pi\gamma M_0$ (indiqué par $\updownarrow$).

$$\omega = \gamma \left(H_0 + \frac{2\pi M_0 q_n^2}{k^2} \right) . \quad (2.30)$$

Notons la dépendance en $1/k^2$ de ω , au lieu de k^2 pour les ondes de spin.

Dans leur cas, un maximum de champ est créé avec un gradient de champ G et le champ démagnétisant $H_d(z)$ dû à l'aimantation de la paroi à l'interface liquide-solide (cadre supérieur de la figure 2.3). Pour modéliser leur expérience, ils ont choisi un profil de champ sur l'échantillon de la forme: $H_0(z) = \mathcal{B}_0 + H_d(z)$ où $\mathcal{B}_0 = \text{constante} + Gz$. Ils développent $H_0(z)$ autour de $z_{\max}$ ($z_{\max}$ étant la valeur de z pour $[H_0]_{\max}$). Ainsi ω_H dépend de z , nous devons donc considérer que κ dépend de z . Quand $\omega \rightarrow \omega_H(z)$, $\kappa \rightarrow -\infty$; les directions ρ et z sont découplées et le problème devient unidimensionnel. La partie en z de l'équation (2.26) a la forme d'une équation de Schrödinger :

$$-\frac{1}{q_0^2} \frac{d^2 \psi}{dz^2} - \frac{2\pi\gamma M_0}{\omega_n - [\gamma H_0]_{\max} + \frac{1}{2}\gamma H_0''|_{z_{\max}} (z - z_{\max})^2} \psi = -\psi . \quad (2.31)$$

La région où les modes magnétostatiques sont propagatifs est donnée par l'inégalité (2.24). Quand $\omega_n \rightarrow \omega_H = [\gamma H_0(z)]_{\max}$, le potentiel dans l'équation (2.31) diverge, les solutions $\psi(z)|_{z \simeq z_{\max}}$ oscillent rapidement ($k \rightarrow \infty$), cela correspond au point d'accumulation sur leur spectre. Si on augmente le gradient G , le puits de potentiel devient plus étroit mais pas plus profond. La région en z pour laquelle les modes sont propagatifs, et donc le nombre de modes confinés diminue. On rappelle que dans le cas d'ondes de spin, un gradient plus élevé augmente la profondeur du puits et donc le nombre de modes piégés.

Nous verrons dans la troisième partie de la thèse, où nous montrons nos spectres de modes magnétostatiques, que notre géométrie est plus proche de celle d'une plaque que de celle d'un cylindre. Dans ce cas, les conditions limites sont différentes ; celle pour découpler les directions ρ et z l'est probablement aussi, de ce fait nous n'avons pas encore l'équivalent de l'équation (2.31).

2.4.4 Ondes de spin ou modes de Walker?

Nous donnons dans le tableau suivant les principales différences entre les modes magnétostatiques et les ondes de spin de Silin (Table 2.1).

Il faut remarquer *l'absence de dépendance en température* des modes de Walker, ainsi que leur comportement différent avec le gradient G : *les forts gradients favorisent les ondes de spin, contrairement aux modes magnétostatiques*.

Dans le cas de modes magnétostatiques, *la largeur du spectre en fréquence est fixée par l'aimantation*, soit $2\pi\gamma M_0$. En revanche, pour les ondes de spin de Silin, *l'étendue en fréquence du spectre est fixée par la quantité γGL* , où L est la taille de la boîte. Toutes ces différences seront pour nous le moyen de tester l'appartenance des nombreuses structures que nous observons à l'une ou l'autre de ces deux familles.

Paramètres	Modes magnétostatiques	Ondes de spin
Origine	interaction dipolaire	champ moléculaire
Équations	précession+Maxwell	Leggett
Relation de dispersion	$\omega \propto 1/k^2$ (k grand)	$\omega \propto k^2$
Confinement	minimum, maximum	parois, G
Étendue en fréquence des spectres: $(\Delta f)_{\text{spectre}}$	$(\Delta f)_{\text{spectre}} \propto \text{aimantation}$	$(\Delta f)_{\text{spectre}} \propto \gamma GL$ L est la taille de la boîte
Effet de la polarisation P	$(\Delta f)_{\text{spectre}} \nearrow$ quand $P \nearrow$ plus de modes quand $P \nearrow$	plus de modes quand $P \nearrow$
Effet du gradient G	moins de modes quand $G \nearrow$	plus de modes quand $G \nearrow$
Effet de la température	aucun	oui
Physique de ^{13}He	non	oui!!!

TAB. 2.1 – *Tableau récapitulatif des principales caractéristiques des modes de Walker et des ondes de spin. G est le gradient, P la polarisation, $(\Delta f)_{\text{spectre}}$ l'étendue en fréquence du spectre.*

Chapitre 3

Le réfrigérateur-polariseur

La motivation de nos expériences est de mesurer le temps de relaxation transverse pour répondre à la question : les ondes de spin sont-elles amorties à température nulle ? Pour y répondre, nous devons nous placer dans les bonnes conditions expérimentales : les échantillons doivent être *polarisés et dégénérés*, ce qui nécessite l'utilisation de *champs magnétiques intenses et de basses températures*.

Nous verrons dans ce chapitre qu'obtenir de l' ^3He fortement polarisé est déjà une difficulté en soi. On a recours le plus souvent à des méthodes dites "hors équilibre", autrement dit, la polarisation n'est pas en équilibre thermodynamique avec le champ externe. Nous utilisons une méthode de dilution de spin mise au point par A. Rodrigues pendant sa thèse [Rodrigues(97)]. Nous avons obtenu avec cette méthode des échantillons d' ^3He concentré et dilué polarisés jusqu'à 15% dans des champs pouvant atteindre 10.5 Tesla à des températures comprises entre 10 et 20 mK. Un des points forts de cette méthode est que la polarisation et la température sont obtenues de façon stationnaire. Le dispositif existant construit par A. Rodrigues *et al.* ne permet pas d'étudier les ondes de spin. En effet, il disposait alors d'une bobine de champ de 7 Tesla qui n'est pas très adaptée à des mesures RMN (mauvaise homogénéité et dérive du champ importante). D'autre part, son système de détection RMN était fortement non linéaire et avec un rapport signal sur bruit suffisant. Pendant cette thèse, nous avons donc construit une nouvelle expérience intégrée dans une bobine RMN de 12 Tesla. Pour cela, nous avons réalisé :

- un réfrigérateur à dilution "standard" optimisé pour circuler 300 $\mu\text{moles/s}$ d' ^3He et descendre en dessous de 10 mK dans un champ externe de 10 Tesla dont la fonction est de pré-refroidir le polariseur (annexe C);
- un polariseur, qui est en fait un réfrigérateur à dilution de type Leiden, intégré dans un espace réduit (entrefer de la bobine de champ : $\emptyset$ 35 mm). Le polariseur nous a permis d'atteindre des polarisations de 12 % à des températures de 13 mK;
- un spectromètre de RMN continue linéaire avec une sensibilité suffisante pour détecter les ondes de spin. Un gros travail a été réalisé pour maîtriser l'adaptation de notre circuit RMN, c'est ce que nous verrons dans le chapitre 4.

Nous allons commencer par une brève revue des principales méthodes de polarisation. Nous tâcherons de faire apparaître pour chacune d'elles si les conditions

d'obtention d' ^3He polarisé permettent, ou non, d'avoir accès à la diffusion de spin transverse. Enfin, nous présentons notre réfrigérateur-polariseur, sa construction, ses performances et ses atouts.

3.1 Revue des différentes méthodes de polarisation

La polarisation P d'un liquide de Fermi dégénéré dans la limite des faibles polarisations est donnée par l'expression :

$$P = \frac{2\chi}{\gamma\hbar N} B = \frac{3\gamma\hbar m^*}{2(1 + F_0^a)k_B T_F} B, \quad (3.1)$$

où N est le nombre de spins, B le champ magnétique, χ la susceptibilité magnétique et T_F la température de Fermi. La susceptibilité de ^3He étant faible, ^3He est peu polarisable par simple application d'un champ magnétique. Pour obtenir des polarisations élevées, nous avons donc recours à des méthodes hors équilibre.

3.1.1 Brute force

La méthode la plus simple pour aligner les spins des atomes d' ^3He consiste à appliquer un champ magnétique, on l'appelle "brute force". Comme on vient de le voir, cette méthode est peu efficace dans le cas d' ^3He pur ou concentré, la polarisation n'est que de $\sim 3\%$ dans un champ de 10 Tesla. Buu *et al.* ont obtenu de ^3He liquide polarisé à $\sim 8\%$ dans un champ de 20 Tesla [Buu(98b)]. Candela a utilisé cette méthode de polarisation pour ses mesures de diffusion transverse dans ^3He concentré. La polarisation est de 1.7% dans un champ de 8 Tesla.

Comme le montre la formule (3.1), la polarisation est inversement proportionnelle à la température de Fermi. Cette méthode est donc intéressante pour polariser des solutions très diluées d' ^3He dans ^4He (x_3 faible) pour lesquelles la température de Fermi est faible car $T_F \propto (x_3)^{2/3}$. Par exemple, la polarisation d'un mélange de concentration $x_3 = 3.5 \cdot 10^{-4}$ atteint 65% dans un champ externe de 9.2 Tesla. En contrepartie, pour que de tels systèmes soient dégénérés ($T \ll T_F$), il faut travailler très bas en température. Ager *et al.*, par exemple, n'ont pas mesuré d'anisotropie de la diffusion de spin pour des mélanges très dilués non dégénérés ($x_3 < 1\%$). La polarisation maximale dans un champ de 8.8 Tesla pour une solution à 1% est de 8% , pour la solution saturée à 6.4 , elle n'est que de 2.2% .

Des projets sont en cours pour obtenir des mélanges ^3He - ^4He dilués, polarisés et *dégénérés* : H. Akimoto *et al.* [Akimoto(99)] prévoient de polariser des mélanges dans un champ de 17 Tesla à des températures de 2 mK. De même, Owers-Bradley *et al.* [Buu(99a)] cherchent à atteindre des températures de l'ordre du mK dans un champ de 10 Tesla.

3.1.2 Fusion rapide

La méthode de fusion rapide de ^3He solide, suggérée par Castaing et Nozières [Castaing(79)], exploite la forte susceptibilité de ^3He solide à basse température. A

la différence de la susceptibilité du liquide, qui sature pour des températures inférieures à T_F , celle du solide suit une loi de Curie jusqu'à une température d'environ 1 mK. L' ^3He solide est polarisé à 80 % dans un champ magnétique de 11 Tesla à 5 mK. Le liquide polarisé est obtenu en fondant le solide. Pendant ce processus, une grande quantité de chaleur est libérée (effet Pomeranchuk inverse). C'est pourquoi, à Grenoble, le solide est fondu dans un fritté d'argent pour évacuer la chaleur vers une source froide [Buu(99b)]. Avec une telle méthode, on peut obtenir un liquide polarisé à 70 % à une température d'environ 50 mK. A ces températures et dans du fritté, la polarisation hors équilibre relaxe en quelques minutes.

Cette technique permet également de polariser des mélanges ^3He - ^4He ([Woerkens(96)], [Woerkens(98)]). Des polarisations de ~ 70 % à 120 mK ont été obtenues pour des mélanges saturés (sans fritté ici).

Avec cette méthode de polarisation, l'étude de l'anisotropie de la diffusion paraît compromise, d'une part parce que des mesures de diffusion de spin dans un tel polariseur semblent difficiles à mettre en oeuvre (surtout dans du fritté comme à Grenoble), d'autre part, parce que les échantillons sont très polarisés, et par conséquent l'effet du champ dipolaire, à l'origine des modes magnétostatiques, est important. Nous verrons dans les chapitres 5 et 6 que ces modes peuvent gêner l'étude de la diffusion de spin transverse.

3.1.3 Condensation du gaz polarisé

Une technique de polarisation par pompage optique a permis de polariser l' ^3He gazeux jusqu'à 80 % à température ambiante. Cette méthode est aussi employée pour produire de l' ^3He liquide polarisé ([Tastevin(92)], [Tastevin(88)]). Le gaz polarisé en phase vapeur doit être condensé le plus rapidement possible. Pendant ce processus une partie de la polarisation est tout de même perdue : une polarisation d'environ 50 % est obtenue à une température de 400 mK. Un grand soin a été porté à la diminution des pertes par relaxation sur les parois de la cellule en verre : la première solution a consisté à recouvrir les parois d'hydrogène. L'hydrogène a ensuite été remplacé par du césium plus facile à utiliser. Avec une telle méthode, l' ^3He liquide polarisé obtenu est non dégénéré : pas d'anisotropie de la diffusion de spin.

Récemment [Nacher(95)], P.J. Nacher a polarisé un mélange saturé d' ^3He - ^4He liquide de façon stationnaire en faisant circuler continuellement le gaz d' ^3He polarisé par pompage optique à température ambiante, à travers le liquide. Avec une telle méthode, une polarisation maximale de 56 % a été obtenue à une température de 200 mK pour une concentration d' ^3He de 4 %.

Avec cette technique, l' ^3He pur ou dilué est polarisé à des températures trop élevées pour être dégénéré. Les mesures RMN sur ce type d'échantillon ont fait apparaître des effets dipolaires intéressants (même origine physique que les modes magnétostatiques).

3.1.4 La distillation fractionnée

La distillation fractionnée permet la production d'une polarisation hors équilibre mais stationnaire. Elle est basée sur la différence de susceptibilité entre la phase

concentrée et diluée. A basse température, le temps de relaxation magnétique T_1 est assez long pour pouvoir considérer l' ^3He polarisé comme un mélange de deux espèces : $^3\text{He}\uparrow$ et $^3\text{He}\downarrow$. L'analogie avec la distillation standard vient du fait que la phase diluée peut être considérée comme la phase gazeuse – l' ^4He superfluide étant un vide mécanique – et la phase concentrée comme la phase liquide. Comme dans un alambic classique, la séparation des deux espèces est obtenue par chauffage d'un évaporateur et refroidissement d'un condenseur. A basse pression, la polarisation est transférée de l'évaporateur vers le condenseur. Nacher *et al.* [Nacher(89)] ont démontré la faisabilité d'une telle méthode. Ils ont obtenu une polarisation égale à 3.5 fois la polarisation d'équilibre à basse pression dans un champ de 4.7 Tesla. Cette méthode ne permet pas d'obtenir des températures inférieures à 100 mK car le dégagement de chaleur latente nécessaire pour circuler n'est pas évacué efficacement. L' ^3He liquide polarisé avec cette méthode n'est pas dégénéré : pas de diffusion anisotrope.

3.1.5 Notre méthode : la dilution de spin, une variante de la distillation

Notre méthode est une variante de la distillation fractionnée. A la différence de celle-ci, le processus de distillation est entretenu par du travail. Donc, la chaleur latente de la dilution est utilisée à "bon escient" pour refroidir l'échantillon. L'avantage de cette méthode est que l'on polarise et refroidit en même temps, d'où le nom : réfrigérateur-polariseur.

Par la suite, nous donnons plus de détails sur notre méthode de polarisation hors équilibre avec laquelle [Rodrigues(Thèse95)] a obtenu de l' ^3He concentré et dilué 7 fois plus polarisé qu'à l'équilibre avec le champ externe de 7 Tesla, à des températures comprises entre 10 et 15 mK. Avec cette technique, nous avons à notre disposition de l' ^3He concentré et dilué (saturé) polarisé et dégénéré. Pour la phase concentrée polarisée, les mêmes effets liés au champ dipolaire restent une complication, voir un obstacle (chapitre 6). Par contre, dans la phase diluée, nos conditions de polarisation et de température nous permettent de tester l'anisotropie de la diffusion dans le cadre des théories de Meyerovich, Mullin et Fomin.

3.1.6 Définition du champ effectif

Pour toutes les méthodes de production d' ^3He polarisé hors équilibre, le champ thermodynamique n'est pas le champ externe appliqué, mais un champ appelé champ effectif. A basse température, le temps de relaxation T_1 ($\propto T^{-2}$) est suffisamment long devant le temps de mise à l'équilibre entre les deux phases, pour que l'on considère l' ^3He comme un mélange de deux espèces $^3\text{He}\uparrow$ et $^3\text{He}\downarrow$ avec des potentiels chimiques $\mu_{3\uparrow}$ et $\mu_{3\downarrow}$ différents. Le champ effectif B_{eff} est défini comme :

$$B_{\text{eff}} = B_0 + \frac{\mu_{3\uparrow} - \mu_{3\downarrow}}{\hbar\gamma} . \quad (3.2)$$

B_{eff} est le champ qu'il faudrait appliquer à l'équilibre thermodynamique pour obtenir la même polarisation "hors équilibre". Les mers de Fermi à $T = 0$ K pour un liquide de Fermi polarisé hors équilibre sont représentées dans la figure (3.1).

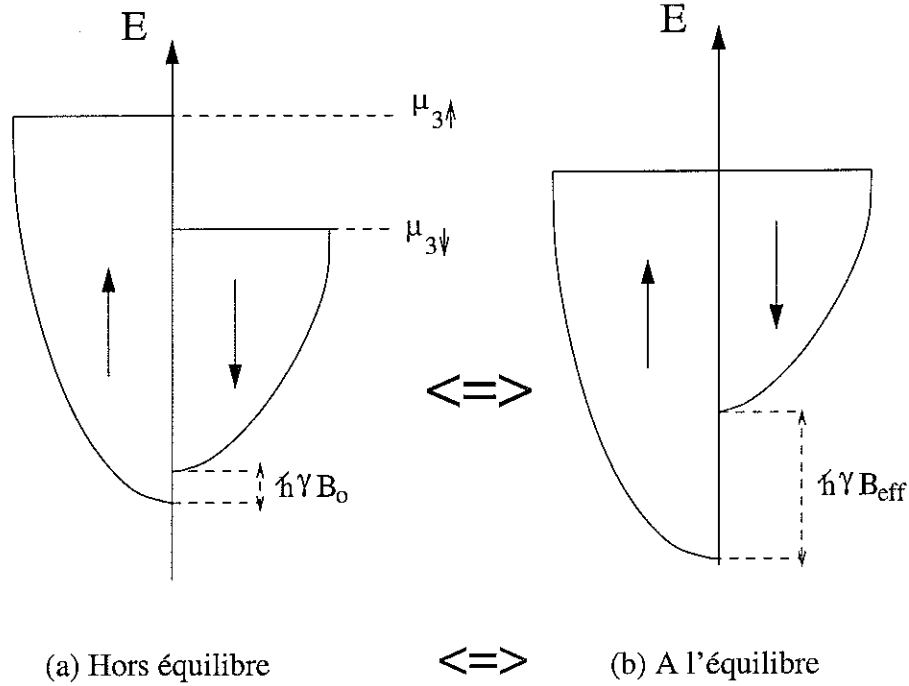


FIG. 3.1 – Mers de Fermi à $T = 0 \text{ K}$ pour un liquide polarisé hors équilibre (a), $\mu_{3\uparrow} \neq \mu_{3\downarrow}$. Le champ effectif B_{eff} est égal au champ qu'il faudrait appliquer à l'équilibre thermodynamique ($\mu_{3\uparrow} = \mu_{3\downarrow}$) pour obtenir la même polarisation (b).

3.2 Principe du réfrigérateur-polariseur

Dans notre réfrigérateur-polariseur, les phases concentrée et diluée sont en équilibre entre elles, c'est-à-dire que le potentiel chimique de ${}^3\text{He}_{\uparrow(\text{ou}\downarrow)}$ dans la phase concentrée est égal à celui de ${}^3\text{He}_{\uparrow(\text{ou}\downarrow)}$ dans la phase diluée: $\mu_{3\uparrow c} = \mu_{3\uparrow d}$ et $\mu_{3\downarrow c} = \mu_{3\downarrow d}$. Les mers de Fermi pour les deux phases sont représentées sur la figure (3.2). Le point crucial est de noter que les deux phases peuvent être à l'équilibre entre elles sans pour autant être en équilibre thermodynamique avec le champ magnétique externe. Le champ effectif est identique dans les deux phases.

Le principe de fonctionnement de notre réfrigérateur-polariseur est basé sur les propriétés différentes de ${}^3\text{He}$ dans les deux phases :

- L'enthalpie de ${}^3\text{He}$ dans la phase diluée est supérieure à celle de ${}^3\text{He}$ dans la phase concentrée quelle que soit la pression, $H_{3d} > H_{3c}$: si on fait passer de ${}^3\text{He}$ de la phase concentrée dans la phase diluée de façon adiabatique, on refroidit le mélange. Cette différence d'enthalpie est à la base du fonctionnement de tous les réfrigérateurs à dilution.
- La susceptibilité molaire de ${}^3\text{He}$ dans la phase concentrée est différente de celle de ${}^3\text{He}$ dans la phase diluée. Si on note α le rapport des susceptibilités dans les deux phases: $\alpha = \chi_{3c}/\chi_{3d}$, $\alpha < 1$ à basse pression ($p < 2.6$ bars) et $\alpha > 1$ à haute pression. Le rapport de polarisation entre les deux phases est celui des susceptibilités molaires (au premier ordre) :

$$\frac{P_c}{P_d} = \frac{\chi_c}{\chi_d} = \alpha \quad (3.3)$$

Ce rapport est indépendant du fait que la polarisation soit obtenue par force brute ou par une méthode hors équilibre.

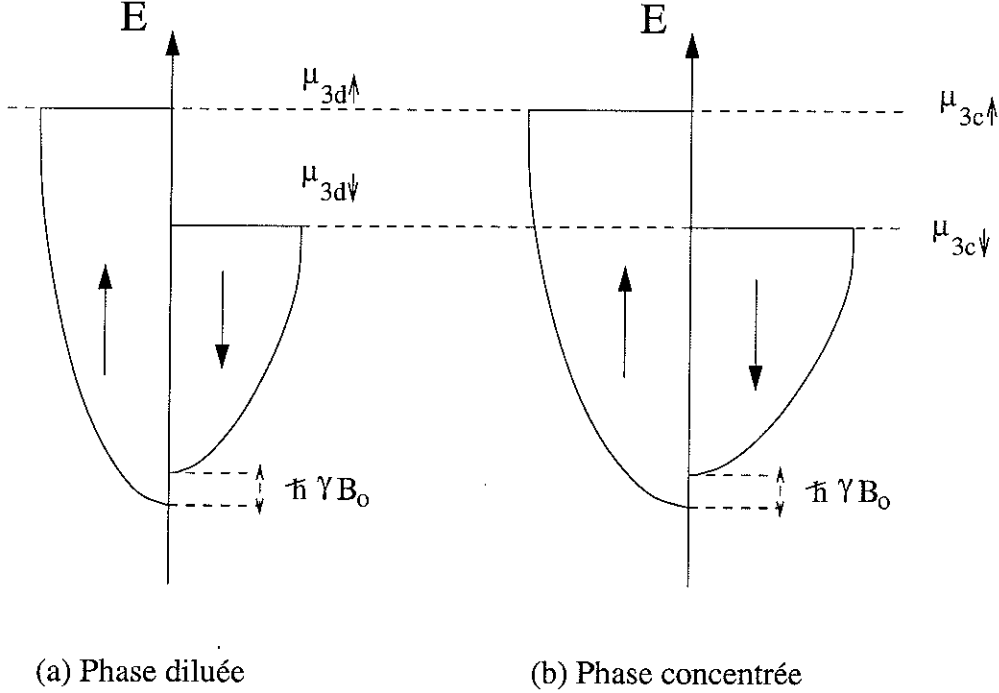


FIG. 3.2 – Mers de Fermi à $T = 0 \text{ K}$ pour les phases diluée (a) et concentrée (b). Les deux phases ont une polarisation hors équilibre $\mu_{3\uparrow c,d} \neq \mu_{3\downarrow c,d}$, ce qui ne les empêche pas d’être à l’équilibre entre elles : $\mu_{3\uparrow c} = \mu_{3\uparrow d}$ et $\mu_{3\downarrow c} = \mu_{3\downarrow d}$. Le champ effectif est le même dans les deux phases.

Nous allons montrer avec une analogie simple que le processus de dilution non seulement refroidit mais aussi polarise. La figure (3.3) représente le cas d’une dilution “one-shot” où l’on injecte de l’ ^4He dans de l’ ^3He concentré à travers une superfuite. Initialement, la cellule est remplie d’ ^3He concentré, l’ ^4He est injecté à travers une superfuite jusqu’à obtenir de l’ ^3He dilué. Pendant le processus de dilution, l’enthalpie et la polarisation totales restent constantes. La température et le champ effectif sont identiques dans les deux phases. Au bout du compte, la température diminue et le champ effectif augmente.

Un réfrigérateur à dilution fonctionne sur le même principe, mais avec un processus de dilution continu. Les deux phases échangent de chaleur dans les “échangeurs basse température” ce qui permet d’atteindre des températures plus basses qu’avec le dispositif “one-shot” décrit ci-dessus.

De la même façon, si on ne considère que la dilution des spins, le gain en champ effectif n’excède pas α (éq. 3.3). Pour faire mieux, il faut que les deux phases s’échangent de la polarisation (pour équilibrer les champs effectifs), et par conséquent qu’elles soient en contact direct. Il existe un type de réfrigérateur fonctionnant

à haute pression ($p > 2.6$ bars) où c'est le cas : le réfrigérateur à dilution de type Leiden.

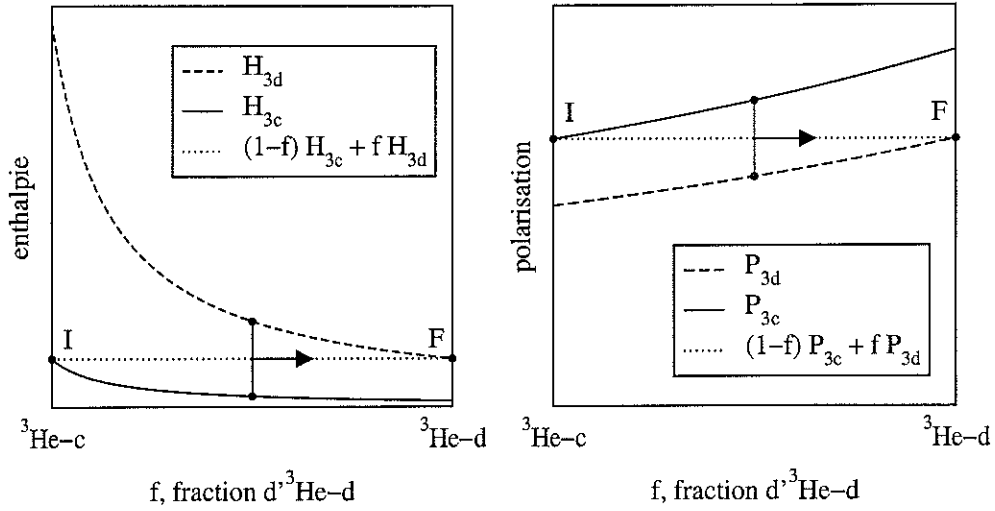


FIG. 3.3 – Dilution “one shot” pour illustrer la parfaite analogie entre le principe de refroidissement, à gauche, et de polarisation, à droite. Initialement, la cellule est remplie d'³He concentré ³He-c (I), on injecte de l'⁴He à travers une superfuite jusqu'à obtenir de la phase diluée ³He-d (F). Pendant le processus, l'enthalpie – la polarisation – totale reste constante. La température – le champ effectif – est identique dans les deux phases. Au bout du compte (F), on obtient de la phase diluée plus froide – polarisée – qu'à l'équilibre de départ (I) : le processus de dilution de l'³He dans l'⁴He fait baisser la température et augmenter le champ effectif en même temps.

3.2.1 Schéma de principe du réfrigérateur-polariseur

Notre polariseur est un réfrigérateur à dilution de type Leiden où l'on fait circuler l'⁴He et non l'³He comme dans les réfrigérateurs “standards”. Le mélange ³He-⁴He est refroidi jusqu'à la ligne de coexistence et se sépare spontanément en deux phases : une phase concentrée en ³He flotte sur une phase riche en ⁴He plus dense. Le polariseur, pré-refroidi par un réfrigérateur à dilution “standard”, est placé dans un champ magnétique externe pouvant atteindre 12 Tesla. Le schéma de principe du polariseur est porté sur la figure (3.4). La séparation de phase du mélange se situe dans la boîte à démixtion, notée BD, qui est l'équivalent du bouilleur dans le réfrigérateur standard. L'⁴He est pompé à travers une superfuite par une pompe à pression fontaine (un simple chauffage) créant ainsi de la phase concentrée, d'où le nom de boîte à “démixtion”. Cette démixtion a l'effet inverse de la dilution : elle chauffe. Cette chaleur est évacuée vers la boîte à mélange du réfrigérateur standard. A la sortie de la pompe, l'⁴He est pré-refroidi au maximum sur le bouilleur et les échangeurs du réfrigérateur standard avant d'être injecté dans la boîte à mélange du polariseur, remplie de phase concentrée. En arrivant dans la boîte, l'⁴He va diluer l'³He en créant des gouttes de phase diluée. Ces gouttes tombent par gravité dans un capillaire d'échange reliant les deux boîtes (BM et BD) dans un courant ascendant

de phase concentrée de la BD à la BM : les deux phases sont en contact direct. Avant de rejoindre la boîte à mélange du polariseur, l' ^3He concentré est refroidi et polarisé par échange d'enthalpie et de polarisation avec les gouttes d' ^3He dilué.

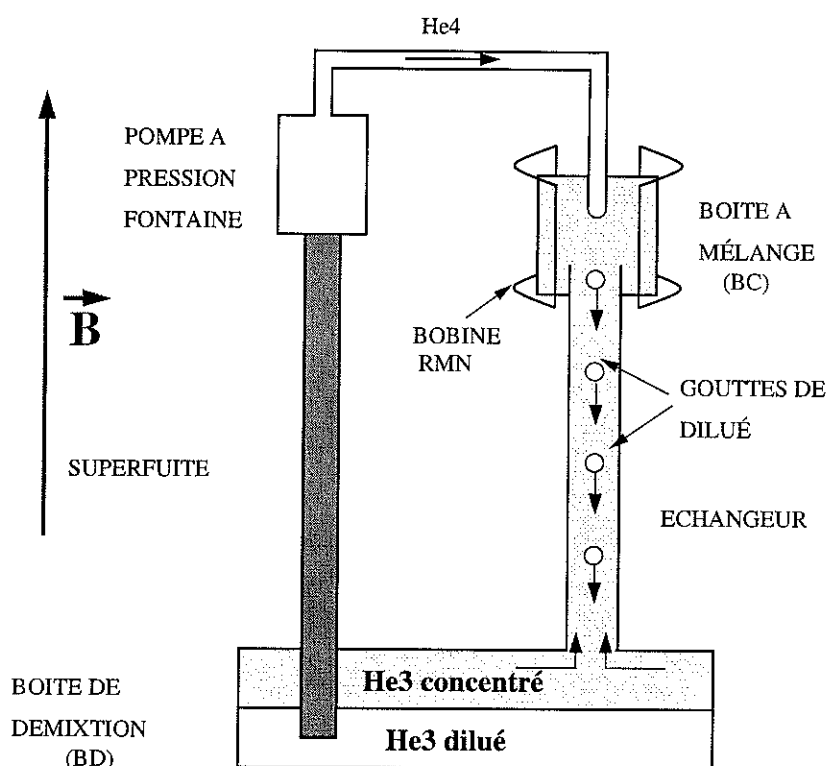


FIG. 3.4 – Réfrigérateur à dilution de type Leiden dans un champ magnétique externe $\mathbf{B}$: ^4He superfluide est extrait de BD à travers une superfuite puis injecté dans la BM pour maintenir un débit constant de gouttes de phase diluée dans un courant ascendant de phase concentrée. Le processus de dilution refroidit à cause de la différence d'enthalpie entre les deux phases, mais aussi polarise car, à haute pression, on dilue proportionnellement plus d' $^3\text{He}_\downarrow$. Polarisation et enthalpie sont échangées entre les deux phases dans l'échangeur où elles sont en contact direct.

3.2.2 Évolution de la polarisation dans la boîte à mélange

La polarisation finale dans la boîte à mélange est déterminée par le gain dû à la circulation et les pertes par relaxation magnétique. Les pertes par relaxation comptent deux contributions :

- les pertes par relaxation sur les parois proportionnelles à T^2 : la relaxation sur les parois diminue quand la température augmente [Steenbergen(98)]. Cette partie des pertes peut être diminuée en minimisant la quantité de surface relaxante ou en choisissant des matériaux adaptés.
- les pertes “intrinsèques” proportionnelles à l'espace de phase ouvert par la polarisation et la température ($1/T_1 = \alpha T^2 + \beta(P - P_{\text{eq}})^2$). Ce sont ces pertes qui ultimement limitent le gain en polarisation du polariseur.

Ainsi, les polarisations les plus élevées sont attendues aux températures les plus basses. Le gain maximum de polarisation est fixé en écrivant le bilan de polarisation dans la boîte à mélange, soit la différence entre le gain de polarisation dû à la circulation et les pertes par relaxation :

$$n\dot{P}_c = \underbrace{\dot{n}(P_c - P_d)}_{\text{circulation}} - \underbrace{n\frac{P_c - P_{c\text{éq}}}{T_1}}_{\text{pertes}}, \quad (3.4)$$

où $\dot{n}$ est le débit d' ^3He , n le nombre de moles d' ^3He dans la BM, P_c la polarisation de la phase concentrée dans la BM et $P_{c\text{éq}}$ la polarisation de la phase concentrée à l'équilibre.

Si la relaxation est assez rapide dans la boîte à démixtion pour maintenir la polarisation d'équilibre, on a $P_c|_{BD} = P_{c\text{éq}}$ et $P_d|_{BD} = P_{d\text{éq}} = \alpha P_{c\text{éq}}$. Le courant d'aimantation à la sortie de la boîte à démixtion est donc égal à $I_{BD} = \dot{n}(P_{c\text{éq}} - P_{d\text{éq}})$. En haut de l'échangeur, autrement dit à la sortie de la boîte à mélange, il vaut $I_{BM} = \dot{n}(P_c - P_d)$. En ne considérant que ces deux courants, la polarisation n'est pas conservée. En effet, dans cette approche, nous avons oublié la diffusion : $I_D \propto -D(\partial P/\partial z)$. Le profil de polarisation le long de l'échangeur est donc exponentiel. Les plus forts gradients de polarisation sont situés près de la boîte à mélange.

Près de la boîte à démixtion, I_D est nul, par conséquent, l'équation (3.4) devient :

$$n\dot{P}_c = \underbrace{\dot{n}(1 - \alpha)P_{c\text{éq}}}_{\text{circulation}} - \underbrace{n\frac{(P_c - P_{c\text{éq}})}{T_1}}_{\text{pertes}}. \quad (3.5)$$

3.3 Construction du polariseur

La principale difficulté à laquelle nous nous sommes heurtés a été de concevoir un polariseur dans un espace réduit à l'intérieur d'une bobine de champ de 12 Tesla interdisant l'usage de pièces métalliques. Toutes les pièces ont donc été usinées dans de l'Araldite pure et collées avec du Stycast 1266. Le produit de remplissage utilisé est le Stycast 2850 FT.

Dans le polariseur construit par A. Rodrigues pendant sa thèse, le contact thermique entre la boîte de démixtion et la boîte à mélange du réfrigérateur standard (RS) (pour évacuer la chaleur dégagée pendant le processus de démixtion) était assuré par une tige en cuivre vissée sur la boîte à mélange du RS (en dehors de la bobine de champ). Cette solution n'est pas envisageable dans le peu d'espace disponible dans l'entrefer de la bobine 12 Tesla. Il a donc fallu repenser la thermalisation du polariseur. La solution choisie consiste à placer la boîte à mélange sous le polariseur dans l'entrefer de la bobine et d'intégrer la boîte à démixtion dans la boîte à mélange du RS. Le contact thermique est assuré par des tubes de CuNi recouverts d'argent fritté à l'intérieur et à l'extérieur (figure (3.5)).

Dans cette géométrie, le polariseur étant solidaire de la boîte à mélange du réfrigérateur à dilution, nous avons imaginé un système qui nous permette de changer la cellule du polariseur sans tout reconstruire. Pour cela, l'échangeur et la boîte à

mélange du polariseur sont montés sur un cône amovible dont nous avons testé l'étanchéité jusqu'à des pressions de 40 bars avant de le rajouter dans la conception du polariseur. Il s'est avéré que, dans la géométrie finale de la boîte à démixtion, les contraintes à froid sur les collages étaient trop importantes. A la suite de nombreuses fuites (Araldite fendue!) et une réparation de fortune pour le premier polariseur, cette solution a été abandonnée.

Deux coupes à 90° de notre premier polariseur sont présentées dans la figure (3.5). Sur celle de gauche, dans la partie inférieure, on voit les deux boîtes : la boîte à mélange du RS et la BD du polariseur au-dessus. Pour une meilleure compréhension des schémas, il faut noter que les circuits du réfrigérateur-polariseur et du réfrigérateur standard sont séparés. Ils sont couplés thermiquement à travers des frittés d'argent.

Tous les éléments du réfrigérateur-polariseur sont apparents sur la coupe de droite, figure (3.5) :

- Les quantités d' ^3He et d' ^4He sont ajustées afin d'avoir la séparation de phase dans la BD. Une pompe à pression fontaine (= chauffage) pompe l' ^4He de la phase diluée à travers une superfuite. Cette superfuite est en fait de la poudre d' Al_2O_3 tassée dans un capillaire d'inox $\emptyset$ 2.6/3 mm. On change le débit en changeant la valeur du chauffage, la température ($T_{pf} \sim 1.4$ K) est mesurée à l'aide d'une résistance de carbone.
- L' ^4He est ensuite thermalisé sur le bouilleur puis les échangeurs basse température du RS avant d'être injecté dans la boîte à mélange du polariseur. Le bon dimensionnement du capillaire d'injection est primordial pour un fonctionnement optimal du polariseur. En effet, le diamètre de ce capillaire doit être le plus grand possible pour éviter la friction mutuelle et donc un échauffement supplémentaire [Rodrigues(97)]. Par contre, pour que la séparation de phase se réalise dans la boîte à mélange, il faut que la circulation d' ^4He arrive à expulser la phase concentrée du capillaire d'injection; pour cela, le rayon du capillaire doit être plus petit que le rayon capillaire entre les phases concentrée et diluée ($R_c \sim 0.35$ mm). Le capillaire d'injection est un capillaire en Teflon $\emptyset$ 0.7/0.9 mm consolidé par un capillaire de CuNi de diamètre $\emptyset$ 1.0/1.5 mm.
- Les parois d'Araldite de la boîte à mélange sont peintes avec du Stycast 1266, pour limiter les pertes par relaxation. Le diamètre du capillaire d'échange doit évidemment être supérieur à celui du capillaire d'injection (et donc de la taille des gouttes). L'échangeur est un capillaire de CuNi de diamètre $\emptyset$ 2.0/2.5 mm avec un capillaire en Teflon $\emptyset$ 1.5/1.8 mm à l'intérieur.
- Aucun soin particulier n'a été apporté aux parois de la BD. En effet, le gain de polarisation est optimal si la polarisation de la BD est celle de l'équilibre avec le champ (équation (3.5)). Les pertes par relaxation doivent être importantes; les frittés trouvent là une deuxième fonction : offrir une grande surface relaxante.
- Nous mesurons la température dans la boîte à mélange du RS, la BM et la BD du polariseur, à l'aide de fils vibrants. C'est, pour nous, le thermomètre le plus adéquat. Il présente plusieurs avantages :

1. C'est un fil de Constantan de $62\ \mu\text{m}$ qui rajoute donc peu de surface

relaxante.

2. La viscosité dépend fortement de la température, $\eta \propto T^{-2}$ et peu de la polarisation (on néglige cette variation). Les seuls paramètres de dépouillement sont la dimension et la densité du fil utilisé ainsi que la viscosité cinématique. On trouve les données pour l' ^3He pur dans la référence [Carless(83)]; pour les mélanges ^3He - ^4He à pression de vapeur saturante dans la référence [Zeegers(91)].
 3. Il fonctionne sous champ et n'interfère pas avec les mesures RMN.
- La bobine excitatrice/réceptrice RMN (selle de cheval) sur son support en Araldite pure entoure la cellule d' ^3He polarisé. Elle n'est pas solidaire de la cellule et est maintenue par quatre bagues de Teflon entre les tubes d'entrée et de sortie ($\emptyset 4.5/5$ mm) du RS.

Pour la deuxième cellule, nous avons abandonné le cône et changé la géométrie de la BD. Elle est constituée d'un capillaire inox $\emptyset 12.5/13.0$ mm avec de l'argent fritté à l'intérieur et à l'extérieur. D'autre part, dans ce nouveau polariseur, la boîte à mélange est constituée de deux chambres. En fonctionnement (avec la circulation), la chambre du haut est pleine de phase diluée, celle du bas est remplie de phase concentrée (voir chapitre 6). Cette nouvelle géométrie de boîte à démixture a considérablement simplifié la construction du polariseur. Il faut tout de même compter une bonne semaine pour faire le montage! Le schéma de la seconde géométrie de cellule est porté sur la figure (3.6).

3.4 Conclusion

Les deux polariseurs construits pendant la thèse sont moins performants que prévu. En tout cas, les performances (gain en polarisation par rapport à la polarisation d'équilibre) sont inférieures au polariseur prototype construit par Rodrigues *et al.* Nous avons espéré qu'avec un champ magnétique supérieur les pertes par relaxation sur les parois diminueraient, comme l'ont observé Steenbergen *et al.* [Steenbergen(98)]. Or, c'est le contraire, nous pensons que les pertes par relaxation sur les parois sont plus importantes que précédemment. Contrairement aux observations de Rodrigues, la polarisation augmente quand on chauffe la boîte à mélange, autrement dit les pertes par relaxation sur les surfaces sont plus importantes. Nous avons tout de même atteint des polarisations de 15 % dans un champ de 10.5 Tesla, à des températures comprises entre 10 et 20 mK.

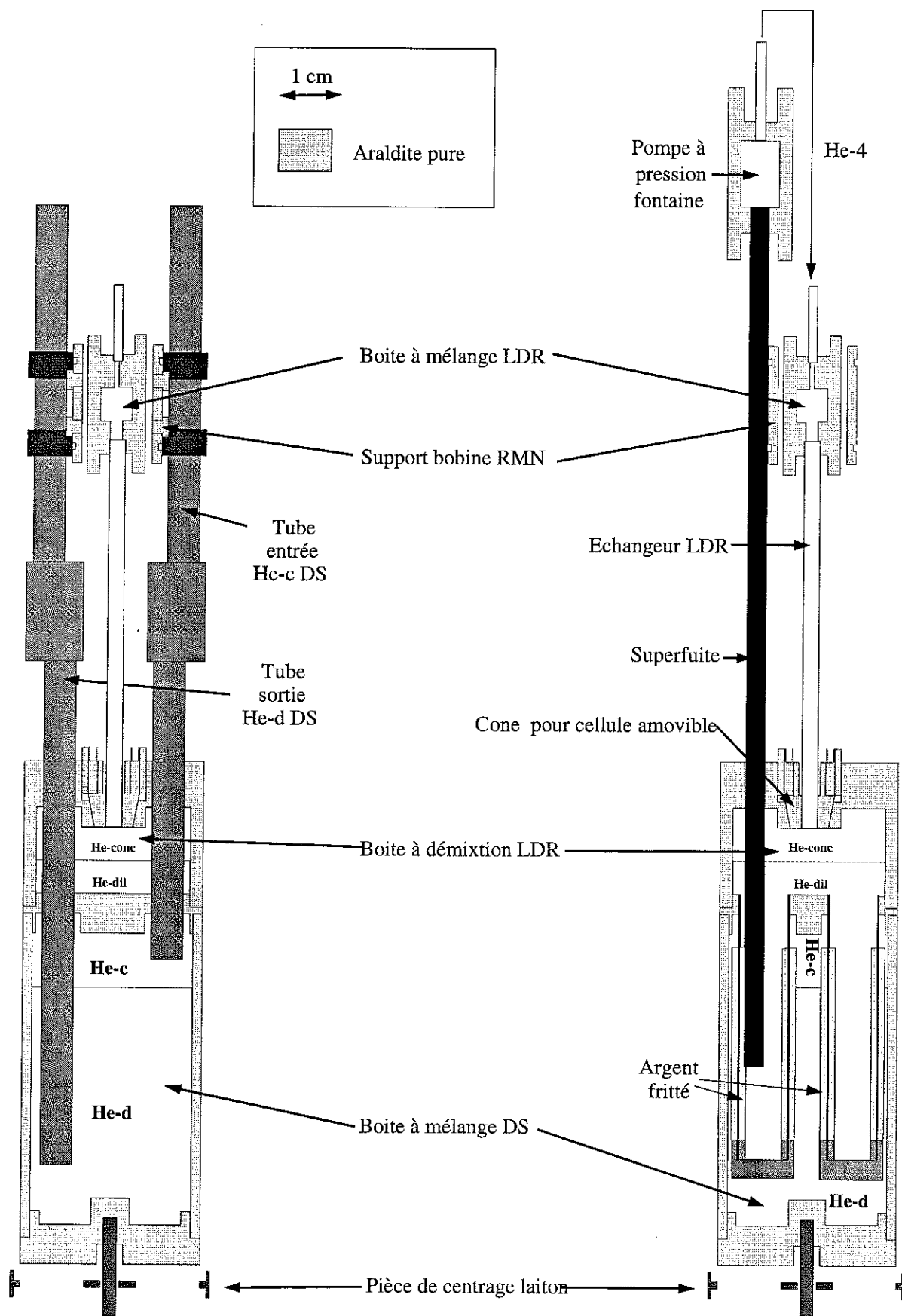


FIG. 3.5 – Première version du réfrigérateur-polariseur.

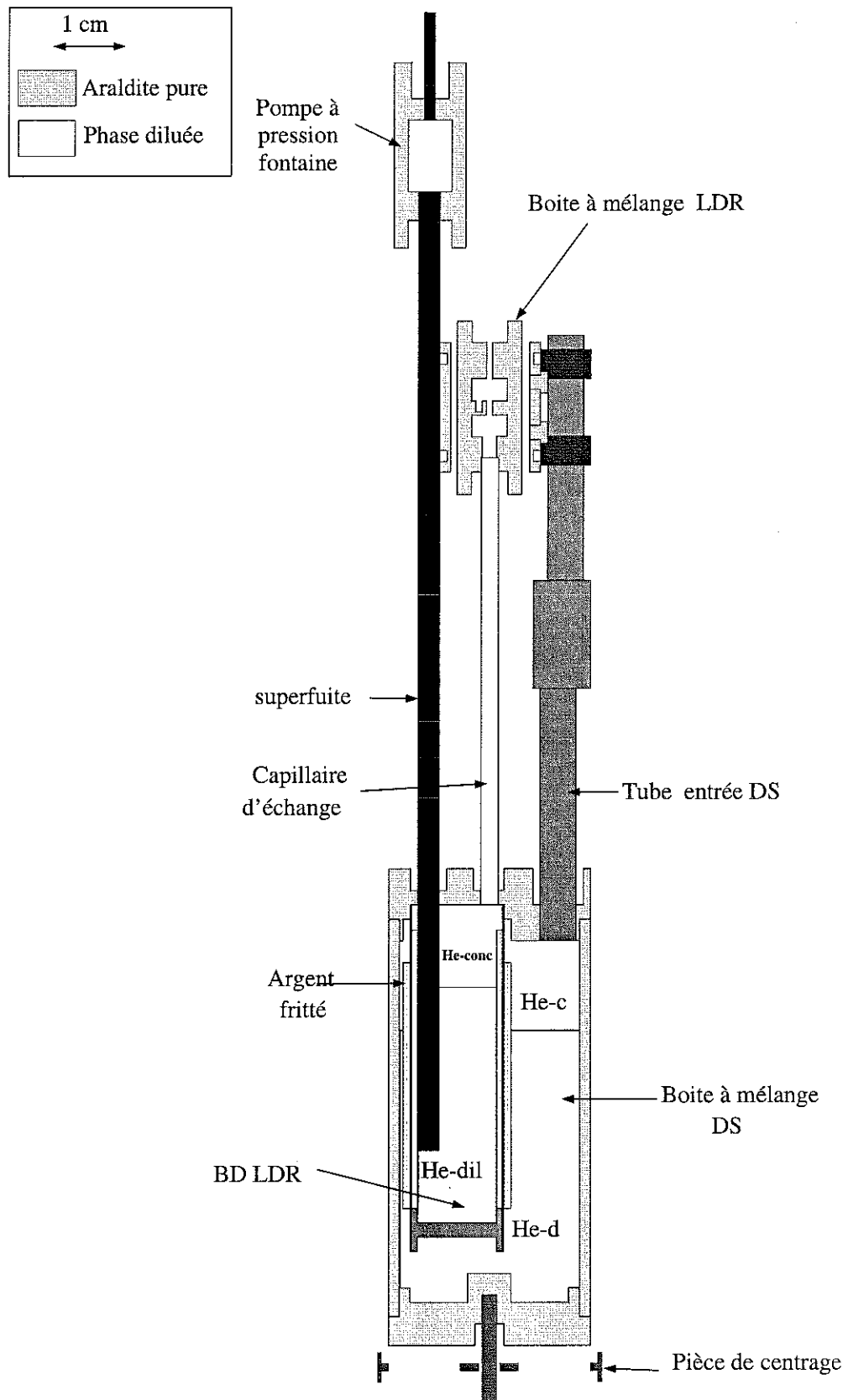


FIG. 3.6 – Deuxième géométrie de polariseur. L'abandon du cône a permis de changer la géométrie de la boîte à démixtion qui n'est alors plus constituée que d'un capillaire inox ($\varnothing$ 12.5/13.0 mm) fritté intérieur-extérieur.

Chapitre 4

Détection RMN

Dans notre dispositif expérimental, la polarisation de l'échantillon d' ^3He , les ondes de spin et les modes magnétostatiques sont mesurés par RMN continue. Alexandre Rodrigues pendant sa thèse a attribué la dépendance inattendue de la pression osmotique de l' ^3He dans la phase diluée avec la polarisation à la non linéarité du spectromètre RMN : la valeur de la polarisation mesurée était sous-estimée ([Rodrigues(Thèse95)], [Rodrigues(97)]).

Un travail important de ma thèse a consisté à linéariser le système de détection et augmenter sa sensibilité pour observer les ondes de spin.

Après quelques rappels sur le principe de la RMN continue et les principaux problèmes rencontrés avec l'utilisation de hautes fréquences, j'expliquerai comment nous avons réussi à linéariser notre système en remplaçant le cristal de détection par un détecteur de phase, ainsi que les améliorations apportées par cette étude : le parfait contrôle de l'adaptation de notre circuit résonnant et l'augmentation du rapport signal sur bruit.

4.1 RMN continue à hautes fréquences

4.1.1 Principe de la RMN continue

En RMN continue, un ensemble de spins nucléaires est placé dans un champ statique $\mathbf{H} = (0, 0, H_0)$ et on mesure sa réponse à une excitation par un champ radiofréquence polarisé linéairement dans la direction x : $H_x = \text{Re}(2H_1 e^{j\omega t})$. La fréquence ω du champ radiofréquence est choisie proche de la fréquence de Larmor, $\omega_0 = -H_0/\gamma$. Si le temps de relaxation spin-réseau T_1 caractérise le retour vers l'équilibre de M_z et si le temps de relaxation spin-spin T_2 caractérise celui de M_x et M_y , les équations de Bloch nous donnent les différentes composantes de l'aimantation :

$$M_z = \frac{1 + \Delta\omega^2 T_2^2}{1 + \Delta\omega^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} M_0, \quad (4.1)$$

$$M_x(t) = 2H_1 [\chi'(\omega) \cos \omega t - \chi''(\omega) \sin \omega t], \quad (4.2)$$

$$M_y(t) = 2H_1 [\chi'(\omega) \sin \omega t + \chi''(\omega) \cos \omega t], \quad (4.3)$$

où

$$\chi' = -\frac{1}{2} \frac{\gamma \Delta \omega T_2^2}{1 + \Delta \omega^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \chi_0, \quad (4.4)$$

$$\chi'' = \frac{1}{2} \frac{\gamma T_2}{1 + \Delta \omega^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \chi_0, \quad (4.5)$$

avec la susceptibilité statique $\chi_0 = M_0/H_0$, $\Delta \omega = \omega - \omega_0$ et γ le facteur gyromagnétique de l' ^3He . Pour une saturation négligeable, i.e. $\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \ll 1$, M_z reste égal à M_0 .

L'échantillon est placé au centre d'une bobine parcourue par un courant $I = I_0 \cos \omega t$ créant un champ radiofréquence $2H_1 \cos \omega t$ dans la direction x . L'inductance de la bobine prend la valeur complexe : $L = L_0(1 + \eta\chi)$ où L_0 est l'inductance de la bobine à vide, η le facteur de remplissage de la bobine, et $\chi = \chi'(\omega) - j\chi''(\omega)$ la susceptibilité alternative de l'échantillon.

Si on note Z_L l'impédance de l'inductance, la variation relative de Z_L est $\delta Z_L/Z_{L_0} = \eta\chi$. Afin d'augmenter la sensibilité, la bobine (ayant une petite résistance r en série ou une grande résistance $R = L^2\omega^2/r$ en parallèle) est montée dans un circuit résonnant accordé à une fréquence $\omega = 1/2\pi\sqrt{L_0 C} \simeq \omega_0$. On montre facilement que si $Q \gg 1$, où $Q = L_0\omega/r$ est le facteur de qualité du circuit, l'impédance du circuit Z_{LCR} s'écrit : $Z_{\text{LCR}} \simeq R(1 - jQ\eta\chi)$. La variation relative de Z_{LCR} est donc donnée par $\delta Z_{\text{LCR}}/Z_{\text{LCR}} = -jQ\eta\chi$.

Les méthodes de détection "classiques" que l'on trouve par exemple dans [Abragam(61)], comme le Q-mètre ou les ponts, sont conçues pour $|Q\eta\chi| \ll 1$: Z_{LCR} est obtenu par la mesure de V_{LCR} en gardant I constant. Les variations de V_{LCR} dépendent linéairement de χ si $|Q\eta\chi| \ll 1$. Dans notre cas, $Q\eta\chi \sim 0.08$ pour la polarisation à l'équilibre dans un champ B de 10.5 Tesla. Si la polarisation est sept fois celle de l'équilibre, cette contrainte n'est pas remplie.

Une autre difficulté vient du fait que nous utilisons des champs magnétiques élevés, ce qui nous impose de travailler à haute fréquence où nous n'avons pas accès directement à Z_{LCR} mais au coefficient de réflexion Γ_{LCR} que nous définirons un peu plus loin. Pour construire un spectromètre avec une réponse linéaire et une bonne sensibilité, nous avons modélisé le circuit complet de détection dans l'objectif de choisir la bonne configuration. Tous les détails et le choix définitif du spectromètre seront présentés dans le paragraphe (4.2). Mais avant cela, nous développons les principales difficultés rencontrées avec l'utilisation de hautes fréquences.

4.1.2 Les hautes fréquences : quelques concepts

Pour polariser, nous utilisons des champs magnétiques compris entre 7 et 12 Tesla, ce qui nous impose de travailler à des fréquences RMN comprises entre 200 et 400 MHz ($\gamma/2\pi = 32.433$ MHz/T pour l' ^3He). Nous avons donc utilisé des techniques de radiofréquence.

A ces fréquences, la longueur des lignes de transmission n'est pas négligeable devant la longueur d'onde ($0.75 \text{ m} < \lambda < 1.5 \text{ m}$). Une des conséquences est qu'on peut changer complètement l'impédance d'un circuit en ajoutant un bout de ligne

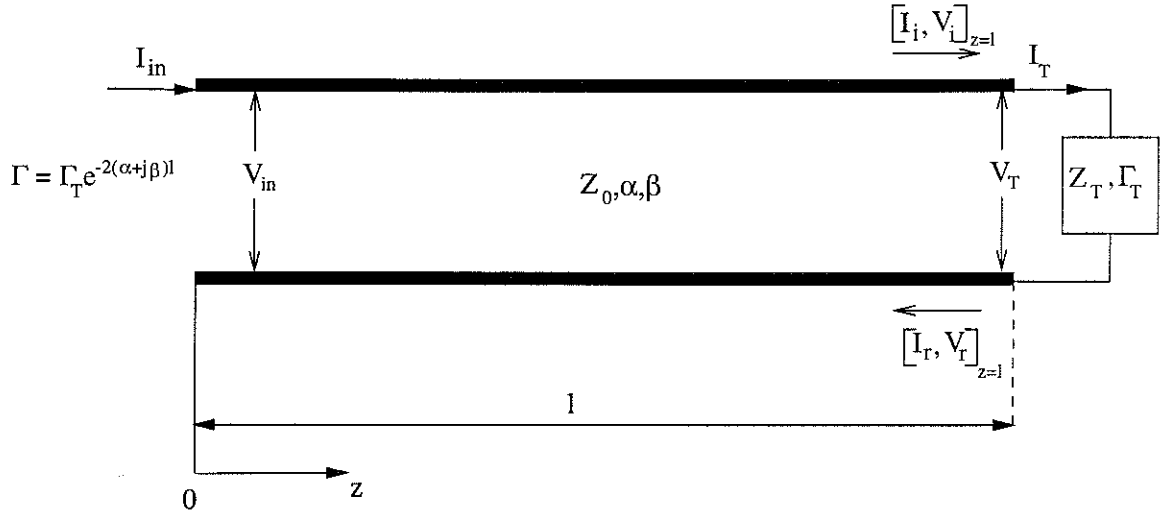


FIG. 4.1 – Une ligne de transmission d'impédance Z_0 , de longueur l terminée par une impédance Z_T . Une partie de l'onde incidente $[I_i, V_i]_{z=l}$ est dissipée dans Z_T , $[I_T, V_T]$, et l'autre réfléchiée $[I_r, V_r]_{z=l}$. Le coefficient de réflexion en $z = l$ est $\Gamma_T = (Z_T - Z_0)/(Z_T + Z_0)$ et le coefficient de réflexion à l'entrée de la ligne est $\Gamma = \Gamma_T \exp -2(\alpha + j\beta)l$ où la constante de propagation de la ligne $(\alpha + j\beta)$ dépend de la fréquence.

supplémentaire. Pour illustrer cela, regardons la réflexion d'une onde électromagnétique dans une ligne de transmission de longueur l d'impédance Z_0 (le plus souvent 50Ω) terminée par une impédance Z_T (figure: 4.1). Une onde incidente avec une tension $V_i(l)$ et un courant $I_i(l)$ est pour une partie réfléchiée, $[V_r(l), I_r(l)]$, et pour l'autre dissipée, $[V_T(l), I_T(l)]$ au niveau de la terminaison Z_T . Le coefficient de réflexion Γ_T de la terminaison est défini comme $\Gamma_T \equiv V_r(l)/V_i(l) \equiv I_r(l)/I_i(l)$. On peut facilement démontrer que [Rizzi(88)] :

$$\Gamma_T = \frac{Z_T - Z_0}{Z_T + Z_0}, \quad (4.6)$$

et que le coefficient de réflexion à l'entrée de la ligne est :

$$\Gamma = \Gamma_T \exp -2(\alpha + j\beta)l, \quad (4.7)$$

où la constante de propagation de la ligne $(\alpha + j\beta)$ dépend de la fréquence (α est la constante d'atténuation et β la constante de phase). Si la terminaison est un court-circuit, $Z_T = 0$ donc $\Gamma_T = -1$, il est facile de transformer ce court-circuit en un circuit ouvert ($\Gamma = 1$) en choisissant la bonne longueur de câble (éq. 4.7). De même, on peut transformer une inductance en capacitance. Un bon moyen de se "représenter" la transformation d'impédance par une ligne de transmission est d'utiliser un "Smith Chart" qui est en fait une représentation polaire du coefficient de réflexion ($\text{Im}(\Gamma)$ versus $\text{Re}(\Gamma)$) sur laquelle est superposée une "grille" d'impédance normalisée. Pour tous les détails sur le Smith Chart, le lecteur pourra se reporter au chapitre 3 de la référence [Rizzi(88)].

On dit que la ligne et la terminaison sont adaptées quand $\Gamma_T = 0$, c'est-à-dire quand $Z_T = Z_0$. Dans ce cas, toute la puissance incidente est transférée à la terminaison, d'où l'intérêt par exemple de bien adapter le circuit LCR pour une expérience de RMN pulsée.

4.2 Notre spectromètre RMN [Roni(97)]

4.2.1 Le Q -mètre, simulations

Dans notre spectromètre, le circuit résonnant LCR est constitué d'une inductance L_0 (bobine de RMN), en parallèle avec une capacité C_p , le tout en série avec une capacité C_s (figure 4.2). L_0 et C_p forment une impédance $Z_p(\omega)$ qui est maximale à la fréquence de résonance: $\omega_p = 1/2\pi\sqrt{L_0 C_p}$. C_s est choisi de telle façon qu'à une fréquence ω_{LCR} , $\text{Re}(Z_p(\omega_{LCR})) = 50 \Omega$ (avec $Z_0 = 50 \Omega$), et $\text{Im}(Z_p(\omega_{LCR})) = 0$. En jouant sur la valeur des deux capacités (pour L_0 donné), on peut adapter ce circuit à 50Ω à la fréquence ω de notre choix. La totalité de la recette est donnée dans le chapitre 4.2.4.

On a vu précédemment que le principe du Q -mètre est de mesurer la variation de l'impédance Z_{LCR} du circuit résonnant. Dans la pratique, nous ne mesurons pas directement l'impédance mais le coefficient de réflexion Γ_{LCR} . En effet, nous utilisons un T-magique (fig.4.2) qui compare le coefficient de réflexion du circuit résonnant, Γ_{LCR} , à celui d'une terminaison 50Ω ($\Gamma_{50\Omega} = 0$). La tension de sortie du T-magique s'écrit :

$$V_o = \frac{1}{2}(\Gamma_{LCR} - \Gamma_{50\Omega})V_i, \quad (4.8)$$

où V_i est la tension d'entrée. Si le circuit résonnant est parfaitement adapté, $V_o = 0$ V.

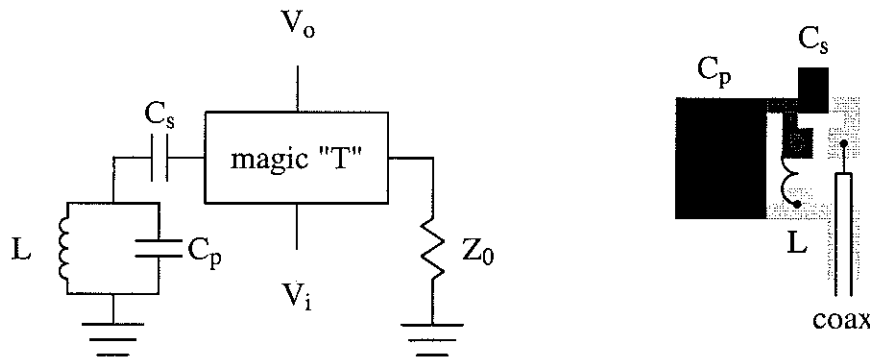


FIG. 4.2 – A gauche: Schéma simplifié du “ Q -mètre”, $V_o = \frac{1}{2}(\Gamma_{LCR} - \Gamma_{50\Omega})V_i$. A droite: Le circuit “imprimé” sur le Kapton cuivré double face. Les régions en gris pâle sont cuivrées sur la face au-dessus, celles en gris foncé sur la face en dessous, et les zones noires cuivrées sur les deux faces. L représente notre bobine “selle de cheval” et les zones cuivrées sur les deux faces forment les deux capacités C_s et C_p .

Calculs : Nous avons simulé le circuit RMN au bout de la ligne coaxiale avec des paramètres correspondant au circuit réel, avec ou sans échantillon d' ^3He polarisé. Pour simplifier les calculs, nous avons modélisé le signal de l'échantillon par une lorentzienne dont la largeur $\Delta\omega/\omega$ est égale à l'inhomogénéité de la bobine de champ sur le volume de l'échantillon (ici 20 kHz). Le facteur de remplissage, $\eta = 0.025$, est estimé comme le rapport du volume de l'échantillon par deux fois celui de la bobine RMN. Les autres paramètres du circuit sont : $L_0 = 72 \text{ nH}$, $r = 0.8 \Omega$ (on tient compte de la dissipation en ajoutant une résistance en série avec l'inductance), et $C_p = 2.75 \text{ pF}$. Pour $Z(\omega_r) = 50 \Omega$, $C_s = 0.42 \text{ pF}$ à la fréquence de résonance $\omega_r = 333.169 \text{ MHz}$.

En se plaçant à la résonance, c'est-à-dire quand $\text{Im}(\Gamma) = 0$, nous avons étudié la sensibilité du Q-mètre en calculant la partie réelle de la sensibilité :

$$\frac{d\Gamma_{LCR}}{d(\mathcal{A}\eta\chi'')} \approx \frac{2Z_0}{(Z_{LCR} + Z_0)^2} \frac{dZ_{LCR}}{d(\mathcal{A}\eta\chi'')} . \quad (4.9)$$

La figure (4.3) représente la sensibilité en fonction de Γ pour une polarisation à l'équilibre dans un champ externe de 10.5 Tesla. L'optimum de sensibilité est à $\Gamma = 0$, nous devons donc adapter notre circuit à 50Ω .

4.2.2 Linéarité du spectromètre RMN

Auparavant [Rodrigues(Thèse95)], la tension de sortie V_o du T-magique (éq. 4.8) était envoyée sur un cristal HP 8471D dont le signal de sortie était proportionnel à $|\Gamma_{LCR}|$. Les variations de $|\Gamma_{LCR}|$ étaient mesurées en balayant en fréquence la ligne de RMN. On admettait alors que le signal S était proportionnel à la polarisation :

$$S = \int |\Gamma_{^3\text{He}}(\omega)| - |\Gamma_{\text{vide}}(\omega)| d\omega \quad (4.10)$$

Remarque : La mesure n'est pas absolue. En fait, pour avoir la polarisation P , on mesure le gain en polarisation $\mathcal{A}$ par rapport à l'équilibre $\mathcal{A} = P/P_{\text{éq}} = S/S_{\text{éq}}$, on a alors $P = \mathcal{A}P_{\text{éq}}$, $P_{\text{éq}}$ étant connu.

Nous avons modélisé notre circuit résonnant avec un échantillon polarisé à 1, 5 et 30 fois la polarisation à l'équilibre dans un champ de 10.5 Tesla. La figure (4.4) représente $\text{Im}(\Gamma)$ en fonction de $\text{Re}(\Gamma)$.

Sur cette figure, pour une polarisation assez élevée, $\text{Re}(\Gamma)$ change de signe quand on balaye en fréquence la résonance. Il est donc clair que la méthode (4.10) est mauvaise car $|\Gamma_{^3\text{He}}(\omega)| - |\Gamma_{\text{vide}}(\omega)|$ n'augmente pas continuellement avec la polarisation.

Pour comprendre et être capables d'éliminer la non-linéarité de notre détecteur, nous avons comparé plusieurs méthodes pour relier les mesures de coefficient de réflexion à la polarisation P . On note $\Delta\Gamma = \Gamma_{^3\text{He}}(\omega) - \Gamma_{\text{vide}}(\omega)$, $\Delta Z = Z_{^3\text{He}}(\omega) - Z_{\text{vide}}(\omega)$ et $\Delta\Gamma_{\text{Re(Im)}}$ la partie réelle (imaginaire) de $\Delta\Gamma$, de même pour ΔZ .

1. $P \propto S_1 = \int d\omega |\Gamma_{^3\text{He}}(\omega)| - |\Gamma_{\text{vide}}(\omega)|$ est la seule méthode où un cristal de détection suffit. C'est la méthode précédemment utilisée.

Toutes les méthodes ci-dessous requièrent l'utilisation d'un détecteur de phase :

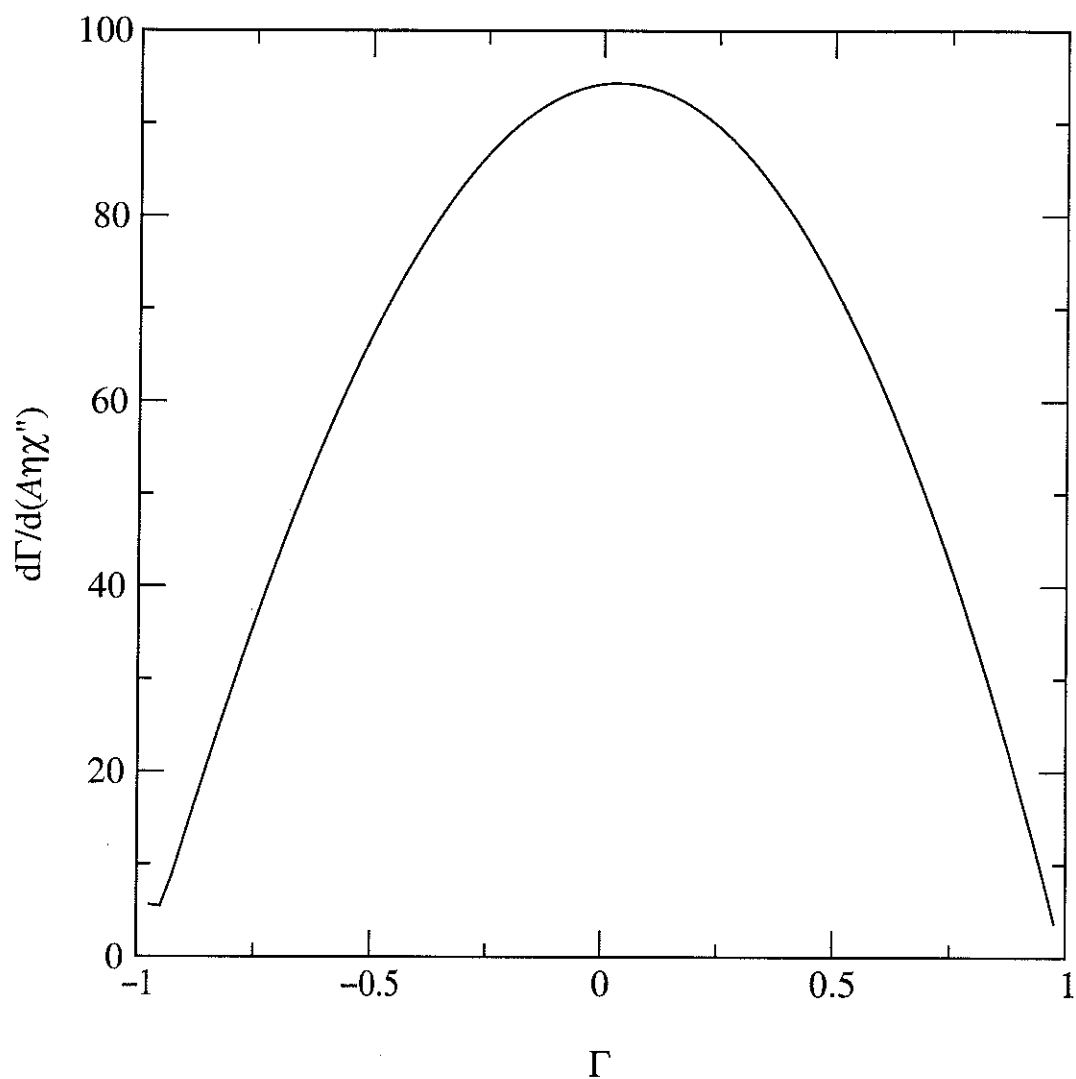


FIG. 4.3 – Sensibilité du Q-mètre $d\Gamma/d(A\eta\chi'')$ en fonction de Γ pour la polarisation à l'équilibre dans un champ de 10.5 Tesla. La sensibilité est maximale quand $\Gamma=0$, il est donc préférable d'adapter le circuit résonnant à une impédance de 50 Ω .

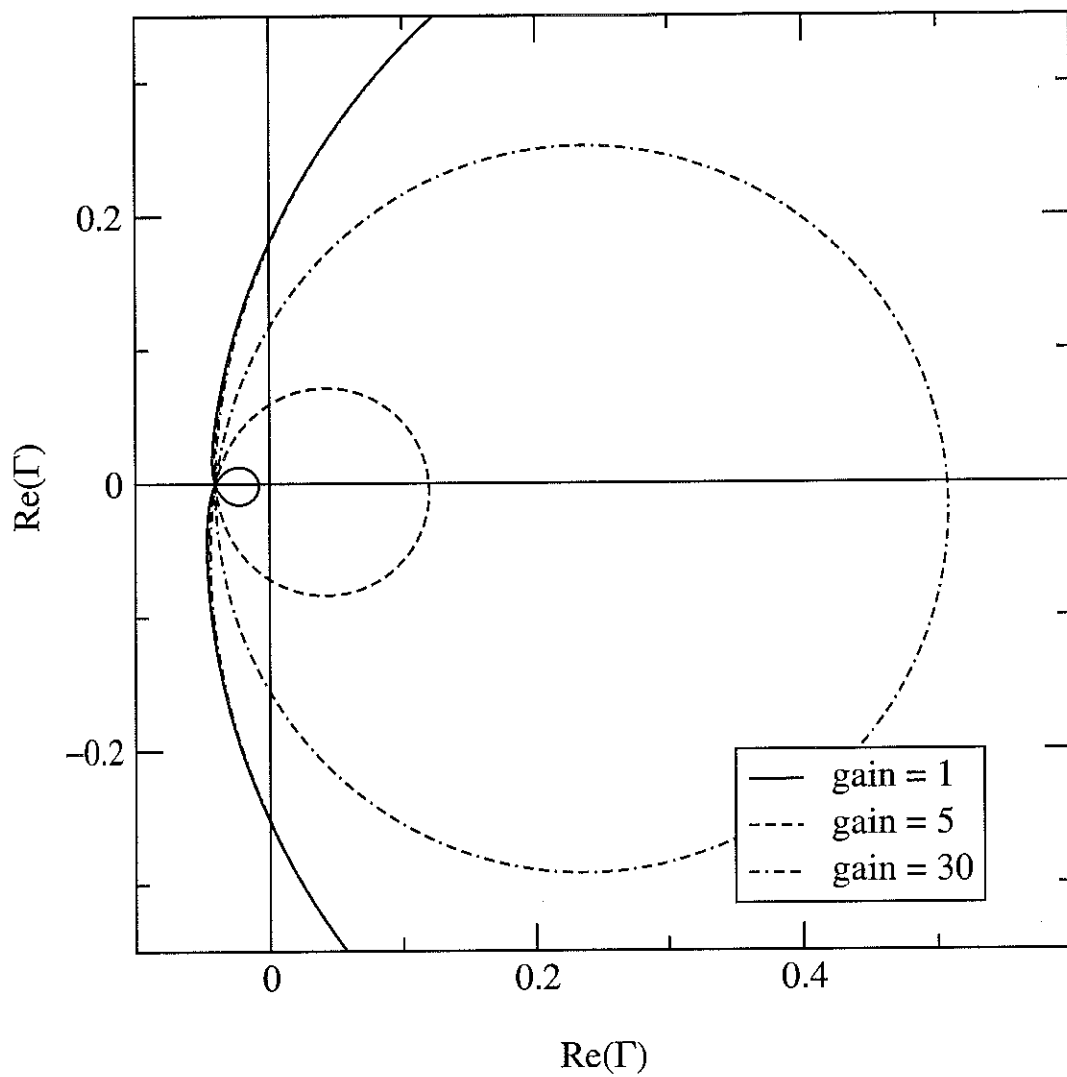


FIG. 4.4 – Modélisation de notre circuit adapté à $\sim 45 \Omega$. Sont représentés les signaux pour des échantillons polarisés à 1, 5 et 30 fois l'équilibre. Les variations de Γ et Z calculées sont compatibles avec nos observations. Pour un gain de 5, $\Delta\Gamma = 0.17$ et $\Delta Z = 19 \Omega$.

2. $P^2 \propto S_2 = \frac{1}{2} \int_{(C)} \Delta \Gamma_{\text{Re}} d(\Delta \Gamma_{\text{Im}}) - \Delta \Gamma_{\text{Im}} d(\Delta \Gamma_{\text{Re}})$ où C est le contour donné par $\Delta \Gamma(\omega)$. S_2 est la surface à l'intérieur du contour C .
3. $P \propto S_3 = \int d\omega \Delta \Gamma_{\text{Re}}$. Un ajustement de phase est nécessaire.
4. $P^2 \propto S_4 = \frac{1}{2} \int_{(C)} \Delta Z_{\text{Re}} d(\Delta Z_{\text{Im}}) - \Delta Z_{\text{Im}} d(\Delta Z_{\text{Re}})$. Pour cette méthode une calibration reliant V_o/V_i à Γ pour avoir Z_{sHe} et Z_{vide} est nécessaire.
5. $P \propto S_5 = \int d\omega \Delta Z_{\text{Re}}$. Mêmes besoins que S_4 avec un ajustement de phase supplémentaire.

Toujours avec le même programme de simulation, nous avons pu calculer les quantités S_i en fonction de la polarisation.

La figure (4.5) représente $S_i(P)/P$ en fonction de la polarisation P pour le circuit de la figure (4.4); l'aimantation à saturation correspond à $P = 1$. $S_i(P)$ est normalisé de telle sorte qu'à la polarisation d'équilibre P_{eq} , on a $S_i(P_{\text{eq}})/P_{\text{eq}} = 1$. On voit alors très clairement que la première méthode n'est pas du tout adaptée à des mesures de fortes polarisations. C'est pourquoi les mesures de pression osmotique ont été faites en dehors de la résonance de la bobine dans l'espoir de diminuer la non-linéarité [Rodrigues(97)].

La deuxième méthode n'est pas adaptée non plus car la relation liant Γ à Z n'est pas linéaire. S_3 par contre est linéaire (sans doute pour une raison mathématique). S_4 et S_5 sont bien adaptées mais nécessitent un étalonnage reliant Γ à Z^1 .

Nous avons donc remplacé le cristal de détection par un détecteur de phase pour mesurer $\text{Im}(\Gamma)$ et $\text{Re}(\Gamma)$, c'est ce que nous allons présenter maintenant.

4.2.3 Le spectromètre

La figure (4.6) représente la dernière version du spectromètre avec le détecteur de phase que l'on a utilisé pour nos mesures. La tension de sortie du T-magique (le signal RMN) est amplifiée puis divisée en deux signaux déphasés de $\pi/2$ à travers la quadrature hybride. Chacun d'eux sera alors mélangé à la tension d'excitation. Les signaux de sortie des mélangeurs passent par un amplificateur basses fréquences avec une tension d'opposition intégrée pour chacune des voies, afin de pouvoir amplifier au maximum. Les signaux sont obtenus en balayant en fréquence la ligne RMN puis visualisés sur un oscilloscope ou/et l'ordinateur d'acquisition.

L'utilisation de coaxiaux semi-rigides s'est avérée nécessaire car le "cross-talk" entre les câbles SMA souples était visible sur les signaux de sortie des mélangeurs. Les deux canaux du détecteur de phase ne sont pas exactement orthonormés, car la quadrature hybride, les mélangeurs, le diviseur de puissance et les câbles coaxiaux semi-rigides ne sont pas parfaits (voir tableau 4.1). Pour rendre les deux canaux orthonormés, nous faisons battre un signal à la fréquence RMN avec un autre signal à une fréquence proche (≤ 10 kHz) à travers le détecteur de phase entre les points A et B (cf figure (4.6)). Si le détecteur de phase est parfait, la figure de Lissajou

1. Nous avons poussé les calculs jusqu'à des variations d'impédance de près de 800Ω : avec les méthodes 3, 4 et 5 les déviations restent inférieures à 4 %. Pour une aimantation à saturation, l'impédance Z varie entre 45 et 150Ω . Une question se pose alors pour des mesures de RMN pulsée: quelle adaptation choisir sachant que l'impédance, et donc la puissance absorbée, dépend de la polarisation?

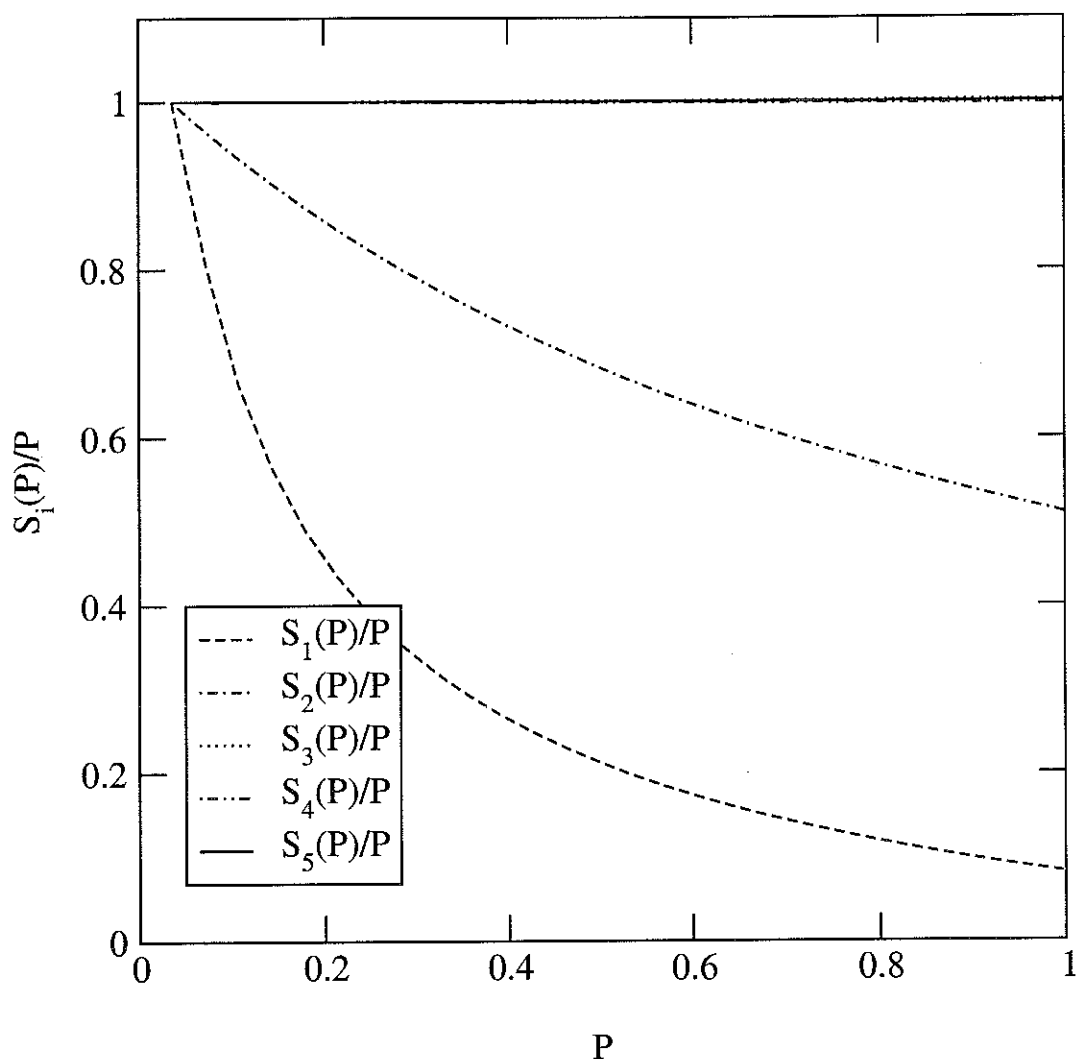


FIG. 4.5 – $S_i(P)/P$ en fonction de P pour le circuit résonnant de la figure (4.4) adapté à 50Ω . La première et seconde méthode mènent à une forte non-linéarité, en revanche les méthodes de dépouillement 3, 4 et 5 sont bien adaptées.

Élément	Fabricant	Désignation	Bande de fréquence	Remarques
Diviseur	Mini-Circuits	ZFSC-2-2	10 MHz ...1 GHz	
Atténuateur	JFW	50P-832	DC...1 GHz	atténuation : 0-127 dB
T-magique		H-9	2 MHz...2 GHz	
Amplificateurs	Femto MITEQ	DUPVA-1-70 Amf20-001010	1 kHz...1.1 GHz 100MHz...1.0 GHz	gain : 30 dB-70 dB gain : 26 dB
Quadrature Hybride	TRM	HQ 500-300	200 à 400 MHz	$\phi = 90^\circ \pm 3^\circ$ ampl. balance <0.5dB
Mélangeurs	Mini-Circuits	ZLW-2	1 MHz..1 GHz	+7dBm LO output max : 300mV

TAB. 4.1 – Récapitulatif des principales caractéristiques des éléments qui composent le spectromètre.

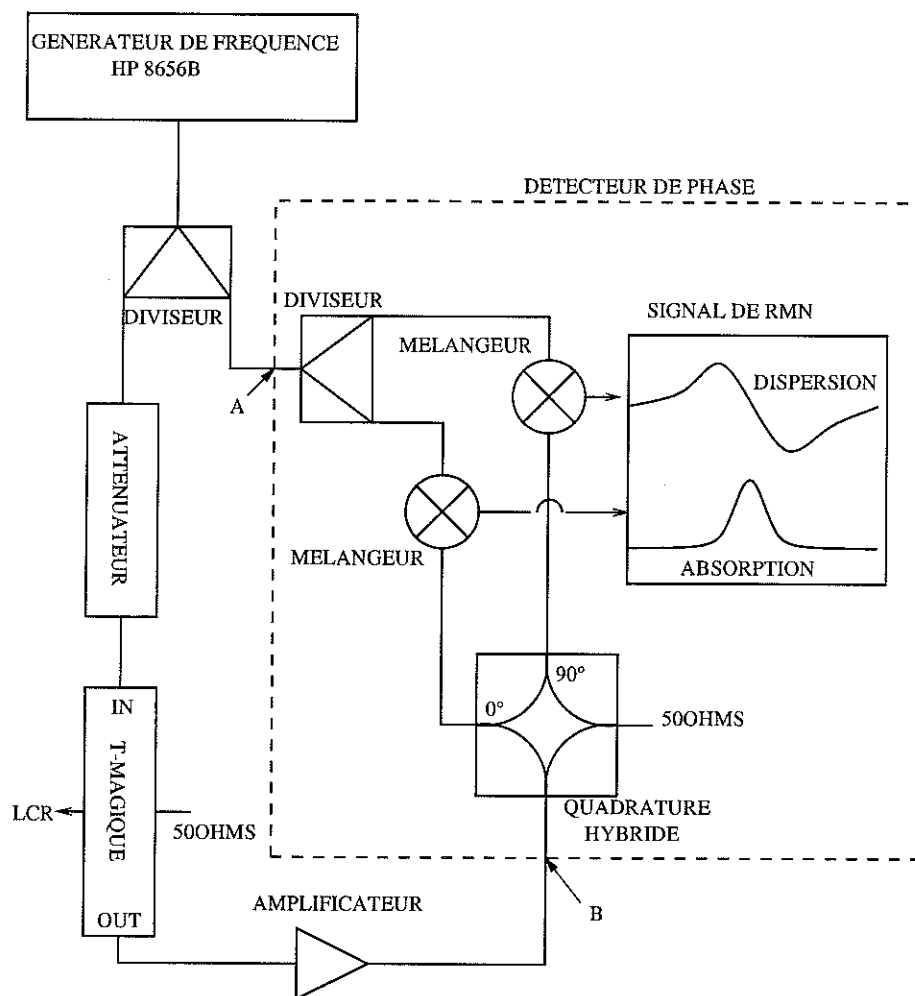


FIG. 4.6 – Schéma du détecteur de phase utilisé pour les mesures RMN. La puissance délivrée par le générateur est divisée : une partie est atténuée puis injectée dans le T-magique, l'autre est divisée à nouveau vers deux mélangeurs. Le signal de sortie du T-magique après amplification est divisé en deux signaux déphasés de 90° par une quadrature hybride. Ces deux signaux sont ensuite mélangés au signal d'excitation. Les signaux de sortie des mélangeurs passent par un amplificateur DC. Un réglage manuel de tensions de compensation permet de faire en sorte que la valeur moyenne du signal soit zéro avant de les amplifier. On obtient alors un signal en phase et en quadrature que l'on visualise sur un écran d'oscilloscope et/ou d'ordinateur.

que l'on obtient à la sortie des mélangeurs doit être un cercle, en général ce n'est pas le cas. Les corrections pour orthonormer les deux canaux sont obtenues par un algorithme simple [Parks(76)].

Pour obtenir S , on mesure le signal d'absorption et de dispersion de l'échantillon Γ_{He} puis ceux de la ligne de base $\Gamma_{\text{vide}}(\omega)$ en changeant la valeur du champ H_0 , on a ainsi $\Delta\Gamma = \Gamma_{\text{He}}(\omega) - \Gamma_{\text{vide}}(\omega)$. La phase étant aléatoire, les signaux d'absorption et de dispersion sont "mêlés" (figure (4.7) en haut). Pour les séparer, on tourne la phase : dans la représentation "Smith Chart", cela revient à tourner le signal autour de l'origine ($\text{Re}(\Gamma) = \text{Im}(\Gamma) = 0$). La figure (4.7) en bas, représente les signaux RMN typiques : le signal d'absorption ($\Delta\Gamma_{\text{Re}}$) dont la largeur est due à l'inhomogénéité de la bobine de champ sur le volume de l'échantillon ($\Delta B/B = 10^{-5}$) et le signal de dispersion ($\Delta\Gamma_{\text{Im}}$) associé. Pour obtenir la polarisation, nous utilisons la troisième méthode :

$$S = S_3 = \int d\omega \Delta\Gamma_{\text{Re}} .$$

Étant donné la non-linéarité de la relation liant Γ à Z , la ligne en termes de Γ est "déformée" par rapport à celle en termes d'impédance (différence entre la méthode S_2 et S_3). Néanmoins, on suppose que si le rapport $Q\eta\chi''$ ($=0.08$ à la polarisation d'équilibre) n'est pas trop élevé, cette déformation reste faible. Toute l'étude de nos spectres de modes collectifs (ondes de spin, modes magnétostatiques) se fait sur $\text{Re}\Gamma(\omega)$, en considérant que la "déformation" est faible pour nos polarisations (au maximum 4 fois la polarisation d'équilibre).

4.2.4 Adaptation du circuit résonnant

Le circuit résonnant est adapté à $Z_0 = 50 \Omega$, à $T = 4.2 \text{ K}$, avant son montage "in situ", à l'aide d'un analyseur vectoriel (HP 8270B) fonctionnant dans une gamme de fréquences de 0.13-20 GHz. Les mesures à 4.2 K ont été réalisées en plongeant simplement le circuit, monté au bout d'un coaxe semi-rigide, dans un bidon d' ^4He . L'analyseur vectoriel mesure en fonction de la fréquence le coefficient de réflexion Γ à l'autre bout du coaxe. $\Gamma(\omega)$ à $T = 4.2 \text{ K}$ et à $T = 300 \text{ K}$ dépend des caractéristiques de tous les éléments du circuit résonnant et de la ligne coaxiale (sa longueur l , la constante de propagation $(\alpha + j\beta)$ et son impédance Z_0 laquelle est proche de 50 Ω). Les résultats sont analysés avec un petit programme de simulation.

La première étape consiste à mesurer l'impédance de la bobine de RMN. La valeur de la self (L_0) et des pertes (r_{fil}) connues, on peut alors calculer la valeur des capacités C_p et C_s nécessaires pour avoir une bonne adaptation à la fréquence RMN que l'on s'est fixée.

Soigner la construction de notre circuit résonnant s'est avéré être une nécessité pour pouvoir le modéliser. Il est apparu que, pour minimiser la capacité parasite au niveau des chevauchements du fil du bobinage, ce dernier devait être placé dans une gaine de Teflon. De plus, les deux capacités C_p et C_s sont réalisées en Kapton cuivré double face (épaisseurs Cu-Kapton-Cu : 35-127-35 μm) (cf. figure (4.2)). En connaissant la capacité par unité de surface (environ 16 pF/cm²), elles sont construites "sur mesure" en calculant leur taille.

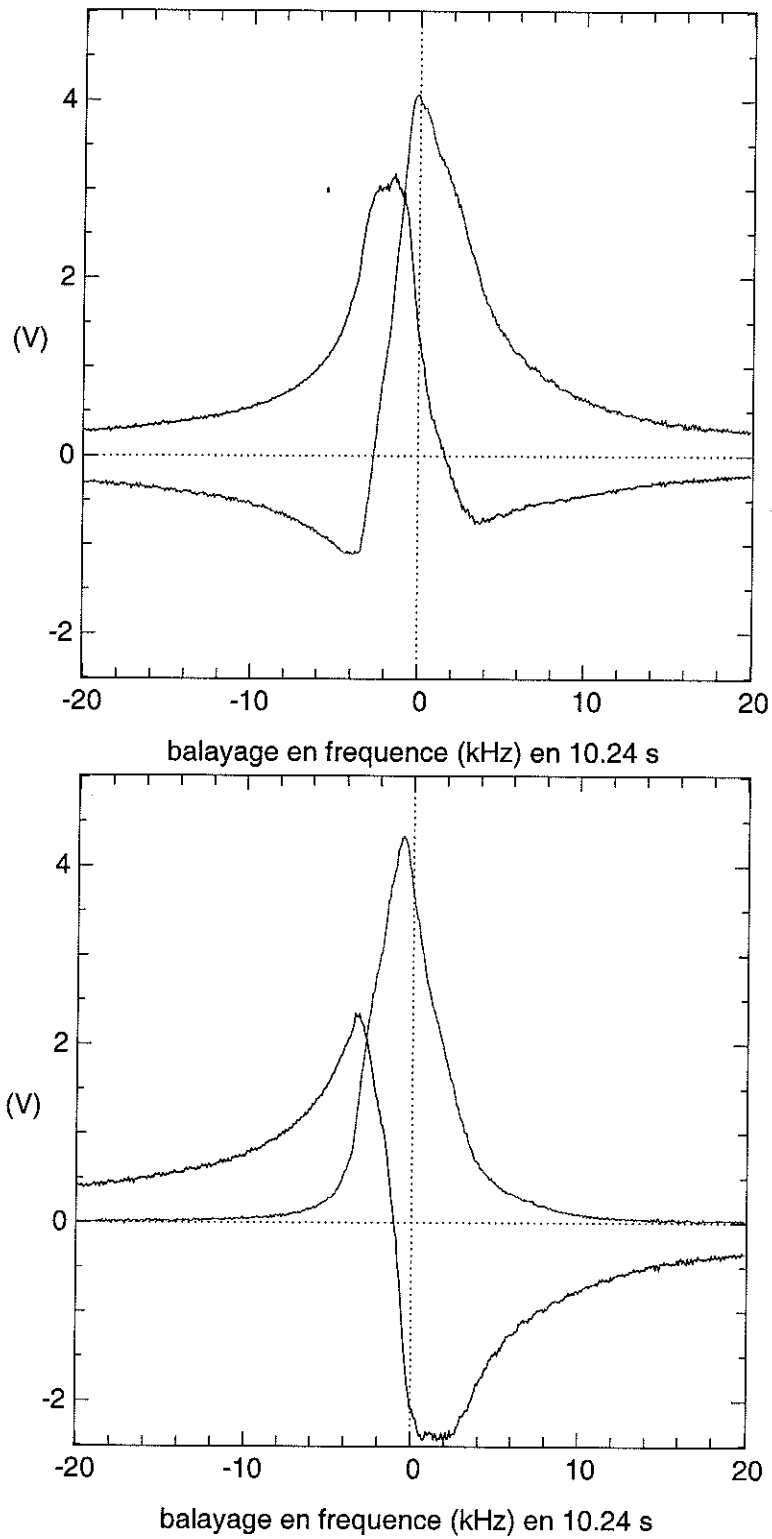


FIG. 4.7 – Signaux typiques obtenus. En haut : sans tourner la phase, les signaux sont “mélangés”. En bas : Absorption ($\Delta\Gamma_{\text{Re}}$), et dispersion associée ($\Delta\Gamma_{\text{Im}}$). Pour calculer S , on mesure l’aire sous le signal d’absorption. Dans ce cas, S ne dépend pas du gradient.

Ensuite, la qualité de l'adaptation est vérifiée avec l'analyseur. Le plus souvent, en surdimensionnant quelque peu C_p et C_s , on peut approcher la meilleure adaptation en quelques coups de ciseaux! On arrive donc en quelques pas à un coefficient $\Gamma \leq 0.1$ à la fréquence désirée et le circuit résonnant est parfaitement caractérisé.

La valeur du facteur de qualité Q est fixée par la dissipation dans les différents éléments de la ligne dont on tient compte dans notre modélisation en ajoutant une résistance r en série avec l'inductance. Les contributions dominantes dans r sont : la résistance du fil de la bobine de RMN, r_{fil} , et la dissipation dans les capacités, r_c (Pertes diélectriques dans le Kapton). Nous nous sommes posé la question : quel fil choisir pour la bobine RMN? Jusque-là, les bobines étaient réalisées en cuivre. Typiquement, pour un fil de cuivre de diamètre 0.4 mm, on obtenait un $Q \approx 1000$ à 4.2 K, valeur compatible avec la valeur des pertes dans le Kapton à 77 K ($r = r_c$ car $r_{\text{fil}} \approx 0$ pour du cuivre à 4.2 K).

Mais, pour plusieurs raisons, nous avons décidé d'utiliser du fil en laiton :

- En utilisant un fil de laiton, les pertes r augmentent, et par conséquent Q diminue. Pour un fil de laiton de diamètre 0.4 mm, on a ainsi obtenu des facteurs Q compris entre 150 et 250. Avec un facteur de qualité Q grand, les valeurs des capacités C_p et C_s pour l'optimum d'adaptation sont plus critiques qu'avec un Q faible.
- Si les pertes dans le fil de la bobine ne sont pas dominantes, ce sont alors les "autres" pertes (que nous ne maîtrisons pas) qui comptent et peuvent changer l'adaptation. Si les pertes du fil dominent (ce qui est le cas avec le laiton), nous sommes moins sensibles aux pertes "incontrôlables" ($r = r_{\text{fil}}$ où $r_{\text{fil}} \neq 0$).
- Un autre avantage à utiliser du laiton est que l'adaptation ne change pas drastiquement entre 300 et 4.2 K ($r_{\text{fil}} \approx \text{constante}$), on peut déjà tester si tout est correct au moment où on monte le circuit *in-situ* à chaud.

In-situ, le circuit résonnant est monté au bout d'une ligne coaxiale composée d'un coaxe semi-rigide inox qui descend directement de 300 K à l'intérieur de la boîte à vide, d'un coaxe CuNi/NbTi "fait maison" dont l'impédance est proche de 50 Ω , pour découpler thermiquement le reste du circuit, et enfin d'un coaxe non magnétique en cuivre qui rejoint la cellule d' ^3He dans la région de champ fort.

Un nouveau problème est apparu à des fréquences supérieures à 300 MHz, apparemment dû à la 'pollution' de la masse extérieure du coaxe par le rayonnement de la bobine. En effet, nous avons observé qu'un contact entre la masse du coaxe et un point de la partie basse température du réfrigérateur à dilution (même éloigné de plusieurs dizaines de centimètres du circuit LCR) avait des conséquences désastreuses sur l'adaptation. La solution a consisté à couper les lignes de champ magnétique générées par la bobine "selle de cheval" ($\emptyset$ 14 mm, hauteur 18 mm) en l'entourant d'une feuille de cuivre (hauteur 25 mm) en prenant soin de garder suffisamment de distance (plus de 5 mm) entre l'écran cylindrique et la bobine pour ne pas changer son inductance, et de bien connecter l'écran en cuivre à la masse du câble coaxial. La figure (4.8) montre que cette "pollution" de la masse peut créer de "fausses" résonances à des fréquences beaucoup plus élevées que celle que l'on s'est fixée et que ces "fausses" résonances sont supprimées par l'écran.

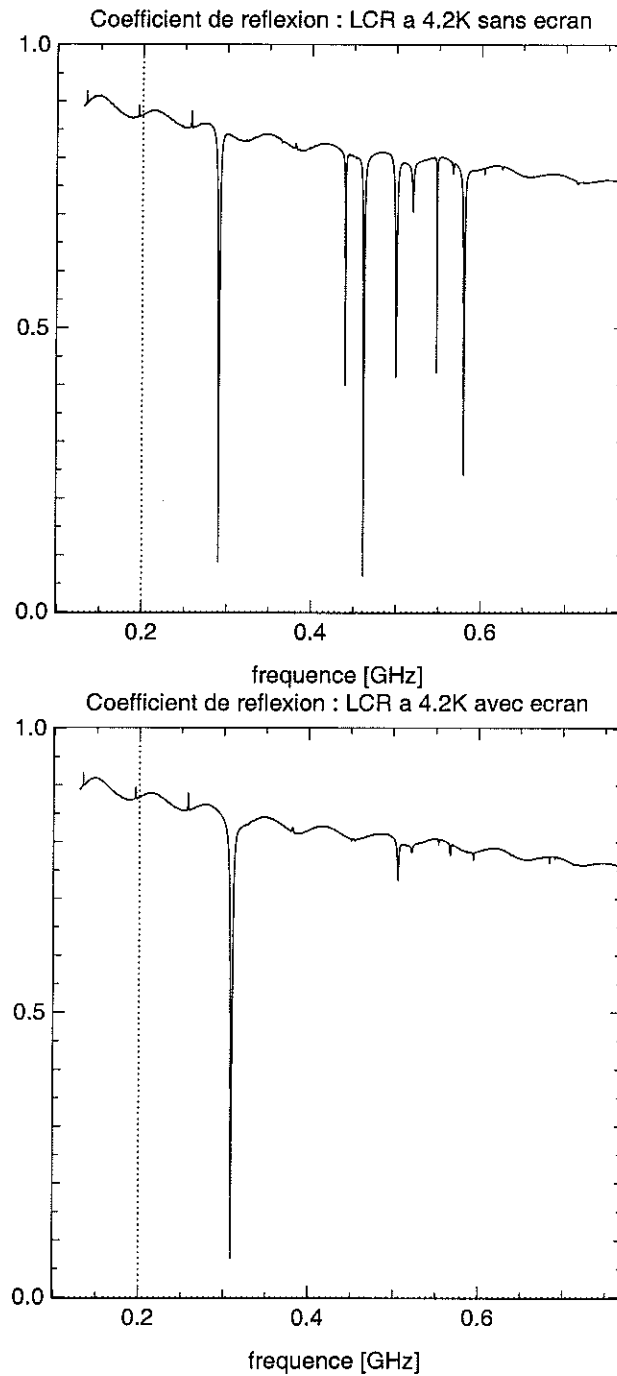


FIG. 4.8 – Le coefficient de réflexion Γ du circuit LCR placé au bout d'une ligne coaxiale plongée dans un vase d' ^4He . En haut : sans l'écran en cuivre, on voit de nombreuses résonances "parasites"; il arrive parfois qu'elles soient très proches de la "vraie" résonance. En bas : Pour éliminer ces fausses résonances, on entoure la bobine RMN d'un écran en cuivre assez éloigné (~ 5 mm) pour ne pas changer son inductance et donc la fréquence de résonance du circuit résonnant.

Remarque : Pour des fréquences supérieures à 350 MHz, les capacités C_p et C_s deviennent difficilement réalisables avec notre technique de gravure sur le Kapton cuivré. Pour pallier à ce problème, on pourra choisir un circuit LCR légèrement différent (figure 4.9) où les capacités C_p et C_s auront une taille raisonnable.

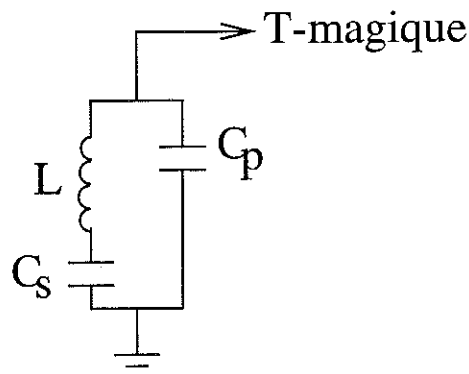


FIG. 4.9 – Pour des fréquences supérieures à 350 MHz, on pourra choisir ce nouveau circuit, pour lequel les capacités C_p et C_s ont une taille raisonnable. A plus basse fréquence, ce circuit n’était pas envisageable car la dimension des capacités est trop importante pour l’espace libre in situ.

4.3 Conclusion:

Un nouveau système de détection en RMN continue travaillant à des fréquences supérieures à 200 MHz a été réalisé. L’échantillon d’ ^3He est placé au centre d’une bobine “selle de cheval” dont l’inductance, et donc l’impédance, varie avec la polarisation. On utilise le principe du “Q-mètre” pour mesurer ces variations via le coefficient de réflexion Γ .

Nous avons conclu que le moyen de s’affranchir de la non-linéarité est d’utiliser un détecteur de phase pour mesurer la partie réelle et imaginaire de Γ avec une méthode de dépouillement adaptée. Jusque-là, nous avons utilisé la troisième méthode pour laquelle un étalonnage reliant Γ à Z n’est pas nécessaire.

Pour toute cette étude, un programme de modélisation de notre circuit RMN a été mis au point; nous avons pour cela caractérisé tous les éléments qui le compose. Nous sommes désormais capables d’adapter notre circuit résonnant à $50\ \Omega$ pour des fréquences comprises entre 200 et 400 MHz. Au total, le rapport signal sur bruit a été considérablement amélioré grâce à une meilleure adaptation du circuit LCR, à la diminution du bruit en remplaçant le cristal par une détection de phase, et à l’isolation du circuit LCR avec l’écran en cuivre cylindrique qui a permis de supprimer les perturbations phoniques.

Chapitre 5

Ondes de spin piégées par des gouttes de phase diluée

Dans la boîte à mélange du premier polariseur, nous pensons avoir observé des ondes de spin piégées autour des gouttes de phase diluée qui tombent dans la phase concentrée. Les deux phases sont polarisées près de 4 fois plus qu'à l'équilibre dans un champ externe de 9.36 Tesla, à une température de 12-15 mK. La largeur des modes, qui caractérise leur amortissement, dépend fortement de la polarisation et de la température. La variation en température nous laisse penser qu'il s'agit de modes collectifs amortis par un mécanisme "type ondes de spin de Silin". Si on admet que c'est le cas, nous pouvons donner une borne supérieure à la température d'anisotropie T_a qui contredit les précédentes mesures de temps de relaxation transverse avec une technique d'échos de spin considérées comme une preuve en faveur d'un $\tau_{\perp}$ fini à $T = 0$ K.

Pour commencer, nous donnons les détails des conditions expérimentales, puis nous présentons les expériences et les considérations qui nous ont permis de relier les pics observés sur la ligne de RMN à des modes liés aux gouttes de phase diluée. Enfin, nous finissons avec les conclusions concernant la température d'anisotropie qui ont suivies de l'étude de la largeur des modes en fonction de la température et de la polarisation.

5.1 Conditions expérimentales

La boîte à mélange, construite pour tester le réfrigérateur-polariseur, est représentée sur la figure (5.1) (b). La cellule est entièrement remplie de phase concentrée, sauf quelques gouttes de phase diluée ($\emptyset$ 0.7 mm) qui tombent par gravité vers l'échangeur. La cellule est entourée de la bobine RMN (selle de cheval) adaptée à une fréquence de 303.6 MHz pour un champ de 9.36 Tesla. On rappelle que les deux phases sont polarisées (même champ effectif).

La figure (5.1) (a) représente le profil de champ sur l'axe de l'échantillon en tenant compte de plusieurs contributions :

- Un gradient de champ appliqué de + 10 Gauss/cm.

- Un gradient de champ créé par un capillaire de CuNi aimanté. Nous nous sommes rendus compte pendant l'analyse des données que nous avons fait une erreur de construction en choisissant des capillaires de CuNi aimantés pour l'injection et l'échangeur. Pour intégrer cette contribution dans le calcul du profil de champ, nous avons mesuré l'aimantation à saturation du CuNi ([Sulpice(99)]) qui vaut 5.25 uem/g.
- Le gradient de champ résiduel de la bobine mesuré avec le second polariseur est égal à + 3.2 Gauss/cm, la forte inhomogénéité du champ avec le premier polariseur ne le permettant pas. Il n'est pas pris en compte pour calculer le profil du champ sur l'axe.

On voit sur cette figure que le renforcement du champ dû au capillaire aimanté change le sens du gradient sur la partie inférieure de la cellule. Le profil de champ sur l'échantillon est par conséquent très inhomogène, ceci apparaît clairement sur la forme de nos signaux RMN. On fera bien la distinction dans la suite entre le gradient de champ appliqué, le gradient de champ résiduel et le vrai gradient de champ qui est la somme des trois contributions données ci-dessus.

Dans la masse de la cellule en Araldite nous avons construit une cavité à ondes de spin demi-sphérique, de rayon de 0.4 mm, où nous n'avons rien observé pour plusieurs raisons :

1. Nous nous sommes rendus compte plus tard que cette cavité était trop grande pour confiner un petit nombre de modes. On rappelle que la longueur d'onde caractéristique des ondes de spin dans de l' ^3He concentré dans nos conditions de température et de polarisation est d'environ 10 μm , par conséquent, $R_{\text{cavité}} \gg 10 \mu\text{m}$: le poids des modes est beaucoup trop faible pour être détecté.
2. La forte inhomogénéité du champ ne nous laisse aucune chance d'avoir des spectres exploitables.
3. Comme nous le verrons avec le second polariseur, même avec un champ homogène, ce sont les modes magnétostatiques, présentés au chapitre 2 et 6, qui gênent l'observation des ondes de spin.

En changeant le gradient, nous avons observé de nombreux pics sans être capables de donner leur origine ou encore l'endroit où ils sont piégés, vue la forte inhomogénéité du champ sur l'échantillon.

Au bout du compte, les seuls modes "exploitables" sur lesquels nous nous sommes focalisés, sont des modes de faible amplitude qui dépendent du temps.

5.2 Observations

La figure (5.2) montre les signaux d'absorption et de dispersion de la cellule d' ^3He dans un gradient de champ appliqué de 11.2 Gauss/cm à une pression de 8.00 bars, un gain en polarisation $\mathcal{A} = 3$ et une température d'environ 13 mK. La ligne de RMN est obtenue en balayant la fréquence de 303.5622 à 303.6022 MHz en 10.24 s. Il y a deux choses à remarquer sur ces courbes :

- La forme de la ligne de RMN est loin de la forme attendue pour un gradient de

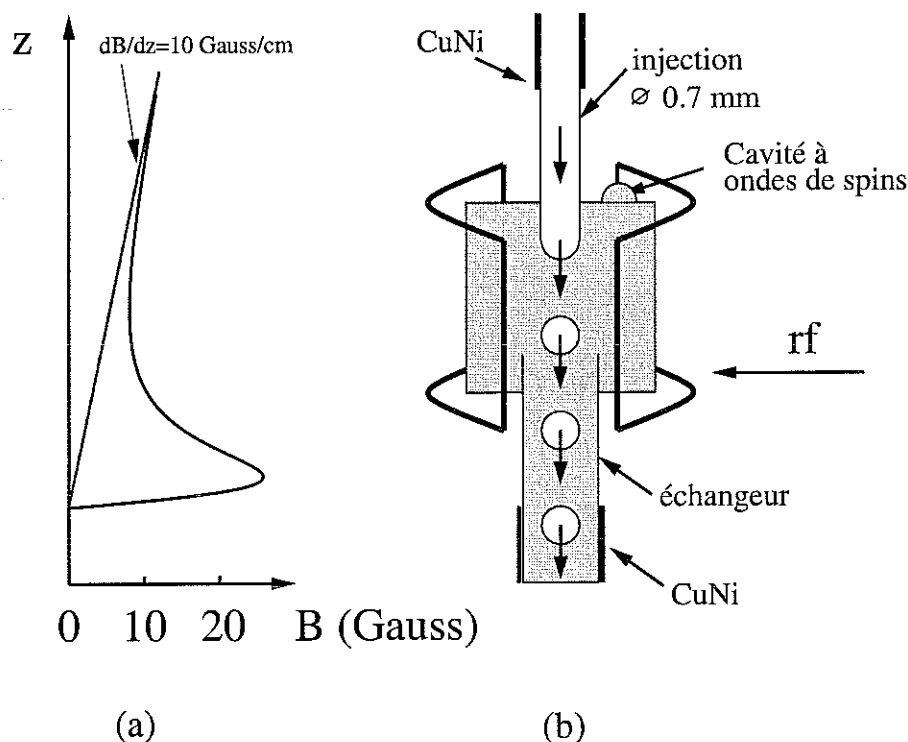


FIG. 5.1 – (a) Profil de champ sur l'axe de la cellule dû à un gradient de champ appliqué de 10 Gauss/cm et au capillaire aimanté de CuNi : sur la partie basse de la cellule, le gradient du champ est inversé par rapport au gradient appliqué. (b) La cellule du polariseur est remplie de phase concentrée, des gouttes de phase diluée tombent par gravité vers l'échangeur. La bobine "selle de cheval" adaptée à 303.6 MHz entoure la cellule. Nous avons construit une cavité à ondes de spin demi-sphérique, de rayon 0.4 mm.

champ linéaire sur un cylindre. En effet, dans un gradient linéaire, on s'attend à une ligne d'absorption rectangulaire.

- Des petits pics apparaissent au sommet de la ligne.

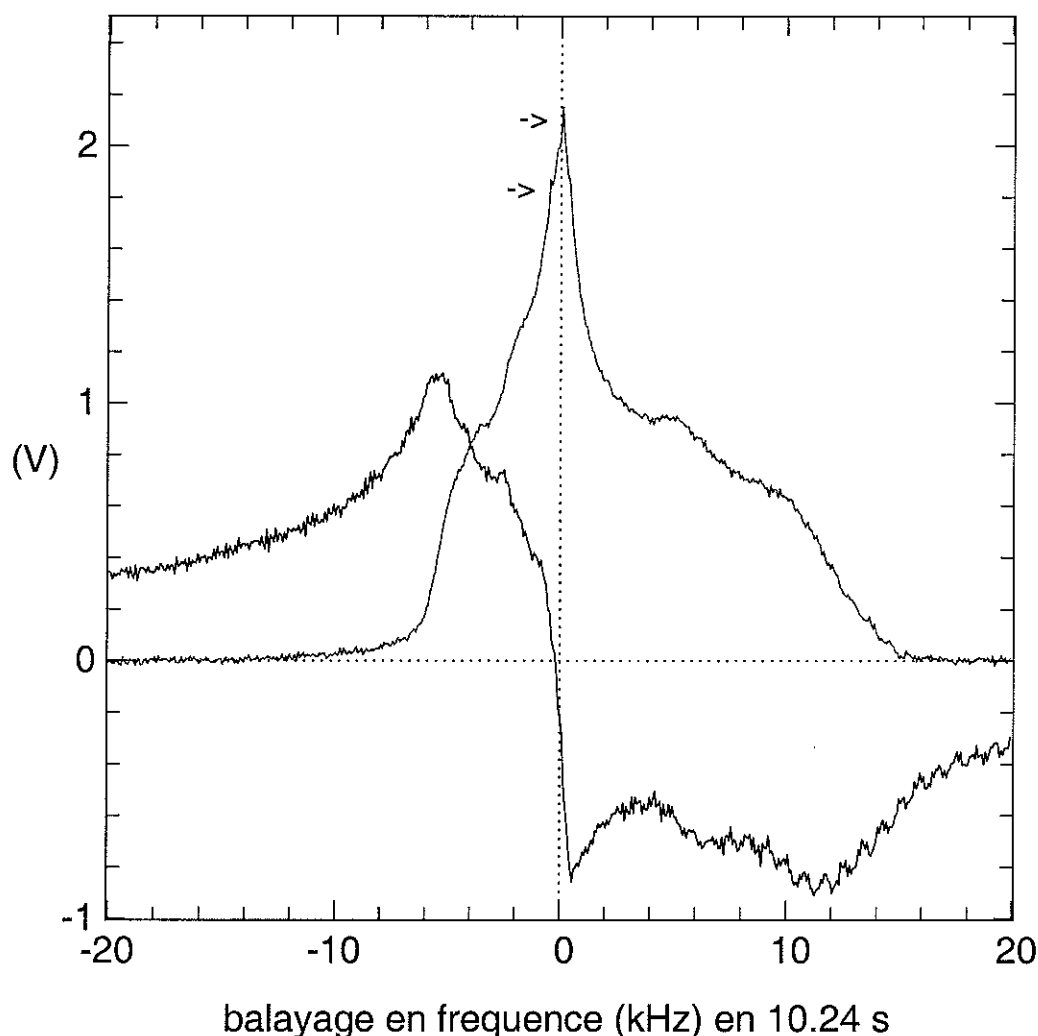


FIG. 5.2 – Signaux d'absorption et de dispersion obtenus en balayant la fréquence de ± 20 kHz en 10.24 s autour de $f_0 = 303.5822$ MHz dans un gradient de champ appliqué de 11.2 Gauss/cm. La forme de la ligne n'est pas celle attendue pour un gradient de champ linéaire sur un échantillon cylindrique. Remarquez les petits pics (->) au sommet de la ligne d'absorption.

En “zoomant” sur le sommet de la ligne – en balayant ± 2 kHz autour de $f_0 = 303.5822$ MHz en 5.12 s – (figure 5.3), on observe cette fois un grand nombre de pics. Les pics disparaissent au moyennage, mais ce n'est pas du bruit car ils sont très localisés sur la ligne. Le processus observé n'est donc pas en phase avec les balayages successifs en fréquence : est-il lié aux gouttes de phase diluée ? Nous avons donc décidé de nous placer à une fréquence fixe de 303.5822 MHz et d'attendre (figure 5.4).

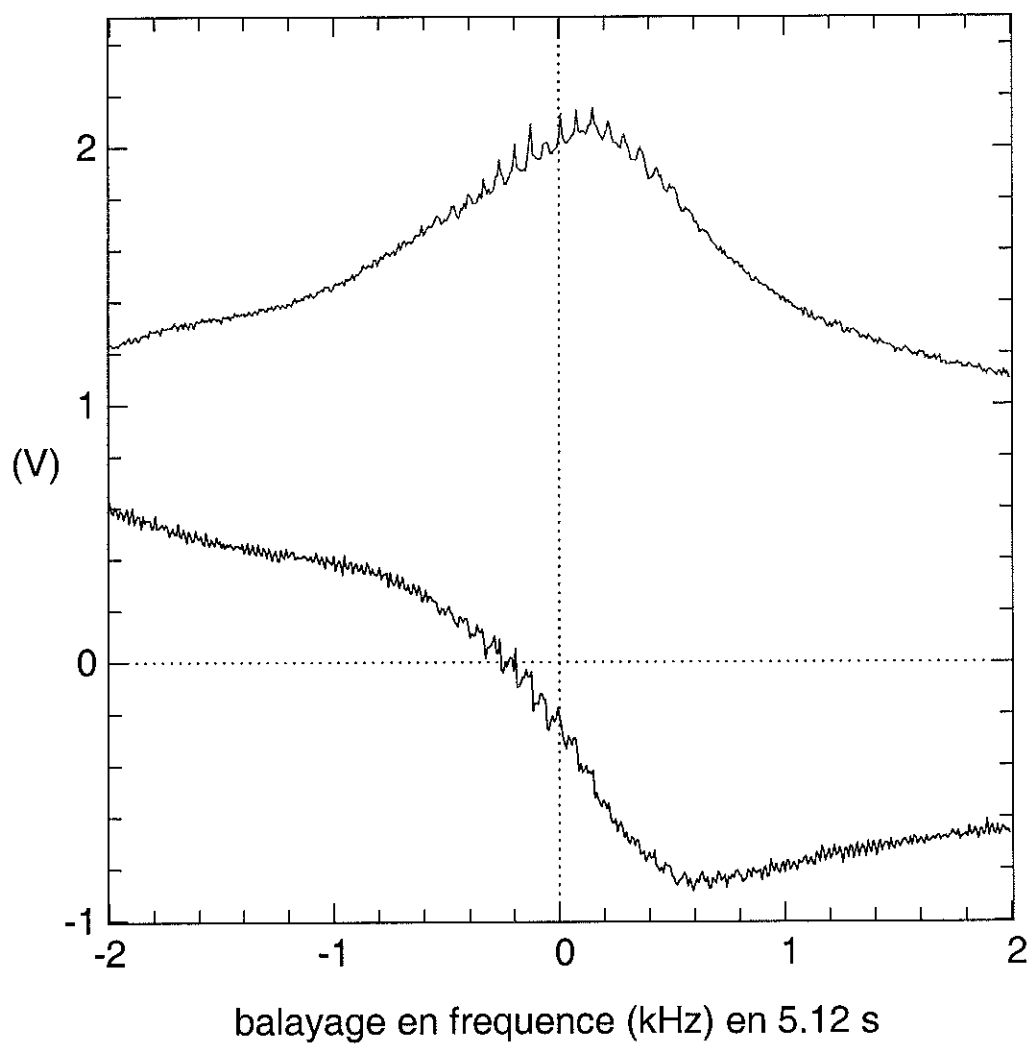


FIG. 5.3 – Zoom sur le sommet de la ligne de RMN (figure 5.2). On fait un balayage en fréquence de ± 2 kHz autour de $f_0 = 303.5822$ MHz en 5.12 s. On voit cette fois un grand nombre de pics qui s'éliminent au moyennage (signal non moyenné ici). D'autre part, ils sont très localisés sur la ligne, ce n'est donc pas du bruit.

Nous observons une "ligne de base" qui correspond au signal de la tranche de phase concentrée polarisée qui résonne à 303.5822 MHz : la polarisation est proportionnelle à sa hauteur. Sur cette ligne apparaît un certain nombre de paquets de pics régulièrement espacés, aussi bien sur la dispersion que l'absorption. Le nombre de ces paquets de pics par seconde dépend du débit d' ^4He et donc de celui des gouttes. Si la circulation est interrompue, il n'y a pas de gouttes et nous n'observons pas de pics.

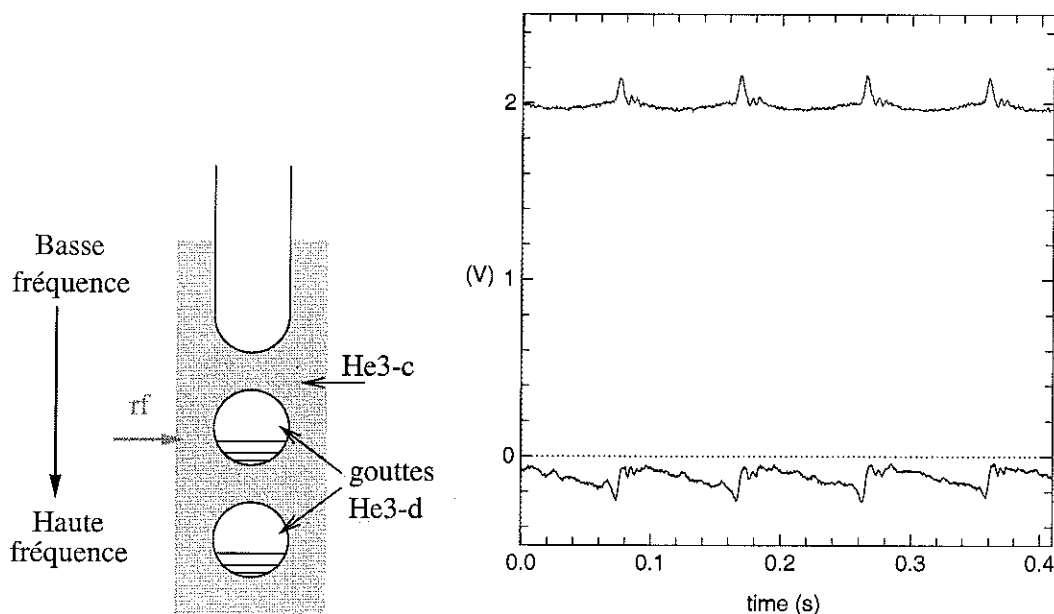


FIG. 5.4 – Le signal d'absorption et de dispersion à fréquence fixe $f_0 = 303.5822$ MHz pendant 0.4096 s. Des paquets de pics apparaissent sur une ligne de base dont la hauteur est proportionnelle à la polarisation de la tranche de phase concentrée en résonance avec la fréquence f_0 . Le nombre de pics dépend du débit d' ^4He : plus on augmente le débit, plus on voit de paquets de modes. Les gouttes tombent dans un gradient de champ, la fréquence de résonance des modes change et quand cette fréquence est égale à la fréquence d'excitation f_0 , le mode est détecté.

Nous avons donc conclu que nous voyons des modes d'aimantation piégés au niveau des gouttes de phase diluée. La fréquence de résonance des modes change quand les gouttes tombent dans le gradient de champ. Quand cette fréquence de résonance est égale à celle de l'excitation rf , le mode est détecté. En quelque sorte, ce sont les gouttes elles-mêmes qui, en tombant dans un gradient de champ, font le balayage en champ.

Pour obtenir un vrai spectre, il nous faut changer l'échelle temporelle en une échelle de fréquence sur la figure (5.4). Pour cela, nous avons mesuré la vitesse à laquelle la fréquence de Larmor des gouttes change en tombant dans le gradient de champ, notée $(df/dt)_{\text{mode}}$.

5.3 Vitesse des modes

Nous allons montrer que le nombre de paquets de pics par seconde observé, ρ , dépend de la vitesse et du sens de balayage en fréquence $(df/dt)_{\text{balayage}}$ du générateur. La vitesse $(df/dt)_{\text{mode}}$ est donnée par : $2\pi(df/dt)_{\text{mode}} = \gamma v_{\text{goutte}}(\partial B/\partial z)$, où γ est le facteur gyromagnétique, v_{goutte} la vitesse des gouttes et $(\partial B/\partial z)$ le gradient de champ (supposé linéaire). Alors, le nombre de gouttes par seconde, ρ , est donné par

$$\rho = \frac{(df/dt)_{\text{mode}} - (df/dt)_{\text{balayage}}}{\Delta f_{\text{mode}}}, \quad (5.1)$$

où Δf_{mode} est la différence de fréquence de résonance entre les modes dans deux gouttes successives que l'on relie à la distance "physique" l entre deux gouttes successives $2\pi\Delta f_{\text{mode}} = \gamma l(dB/dz)$.

Si $(df/dt)_{\text{mode}}$ a le même signe que $(df/dt)_{\text{balayage}}$, on observe moins de gouttes (modes) que si $(df/dt)_{\text{mode}}$ et $(df/dt)_{\text{balayage}}$ ont le signe opposé. C'est ce qu'on observe sur la figure (5.5).

Nous avons mesuré ρ en fonction de $(df/dt)_{\text{balayage}}$ (équation 5.1) pour différents débits et gradients appliqués (figures 5.6 et 5.7). Les droites obtenues coupent l'axe des abscisses quand $(df/dt)_{\text{mode}} = (df/dt)_{\text{balayage}}$; c'est ainsi que l'on obtient la vitesse de balayage des gouttes pour un débit et un gradient de champ donnés.

La figure (5.7) illustre parfaitement l'inversion du sens du gradient du champ. En effet, si on considère que la vitesse des gouttes pour un débit donné ne dépend pas du gradient et que les gouttes tombent vers le bas, deux hypothèses que l'on peut difficilement remettre en cause, la vitesse de balayage $(df/dt)_{\text{mode}}$ doit augmenter quand le gradient augmente; or on observe le contraire. C'est à ce moment là que nous avons cherché une explication à cette inversion et que nous avons mis en cause, à juste titre, le capillaire de CuNi.

Cette même figure, nous donne un moyen d'estimer le vrai gradient de champ. Pour cela, nous extrapolons la valeur du gradient de champ nécessaire pour avoir une droite verticale sur la figure (5.7); c'est le cas pour un gradient de +14.5 Gauss/cm. Sachant cette valeur inclut le gradient résiduel de la bobine qui vaut +3.2 Gauss/cm, on déduit que le gradient de champ créé par le capillaire de CuNi aimanté est de -17.7 Gauss/cm. Le sens du vrai gradient de champ est donc inversé par rapport à celui appliqué. Pour un gradient appliqué de +11.1 Gauss/cm, le vrai gradient de champ, $(dB/dz)_{\text{vrai}}$, est égal à -3.4 Gauss/cm. Nous n'avons observé ces modes qu'au voisinage du minimum de champ créé par le capillaire de CuNi aimanté dans une zone où $dB/dz < 0$.

La vitesse des gouttes pour les différents débits de la figure (5.6) est comprise entre 1.0 et 4.8 cm/s. Ces valeurs sont en accord avec celles mesurées optiquement dans un réfrigérateur à dilution de type Leiden dans un cryostat en verre par Griffioen *et al* [Griffioen(86)]. Pour compléter l'image de l'écoulement, notons que pour un débit à la sortie du capillaire d'injection de 10 gouttes/s ($\emptyset 0.7$ mm), l'espace entre deux gouttes est de 0.3 mm, pour 30 gouttes/s, il est de 0.9 mm.

Nous sommes donc arrivés à la conclusion que nous détectons des modes collectifs de spin attachés aux gouttes de phase diluée. A partir de là plusieurs questions

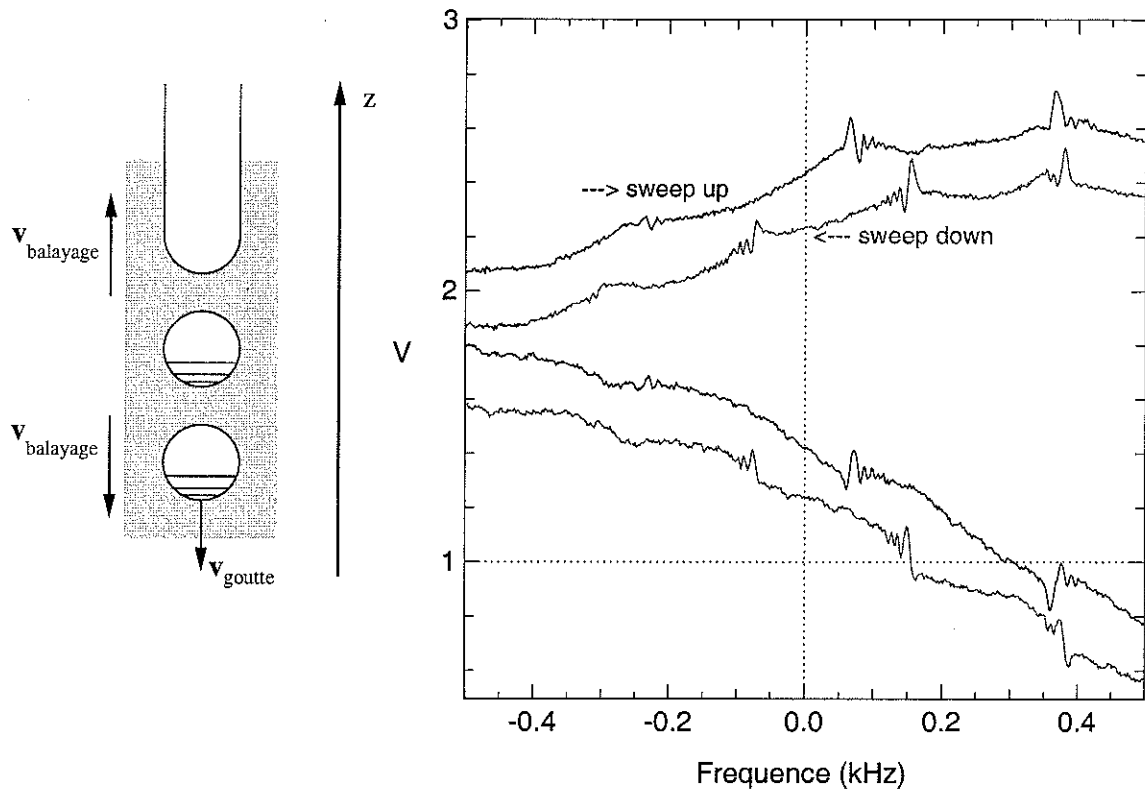


FIG. 5.5 – Signaux d'absorption et de dispersion pour $(df/dt)_{\text{mode}}$ et $(df/dt)_{\text{balayage}}$ de même signe (courbes décalées vers le haut 'up', $(df/dt)_{\text{balayage}} > 0$) ou de signe opposé (courbes décalées vers le bas 'down', $(df/dt)_{\text{balayage}} < 0$). Le balayage en fréquence est de ± 2 kHz en 0.4096 s soit $(df/dt)_{\text{balayage}} = 4.883$ kHz/s. Si $(df/dt)_{\text{balayage}}$ et $(df/dt)_{\text{mode}}$ ont la même direction, le nombre de modes rencontrés est inférieur au cas où $(df/dt)_{\text{balayage}}$ et $(df/dt)_{\text{mode}}$ sont dans la direction opposée. De ces courbes, nous pouvons déduire que $(df/dt)_{\text{mode}}$ est positif, ce qui est en parfaite contradiction avec le sens du gradient de champ que l'on a appliqué ($\partial B/\partial z > 0$, vérifié avec une sonde de Hall). Nous pouvons donc affirmer (si les gouttes tombent bien vers le bas) que le champ augmente vers le bas de la cellule ($\partial B/\partial z < 0$). Remarquons également que le grand mode est toujours le premier détecté, que l'on balaye des basses vers les hautes fréquences ou l'inverse.

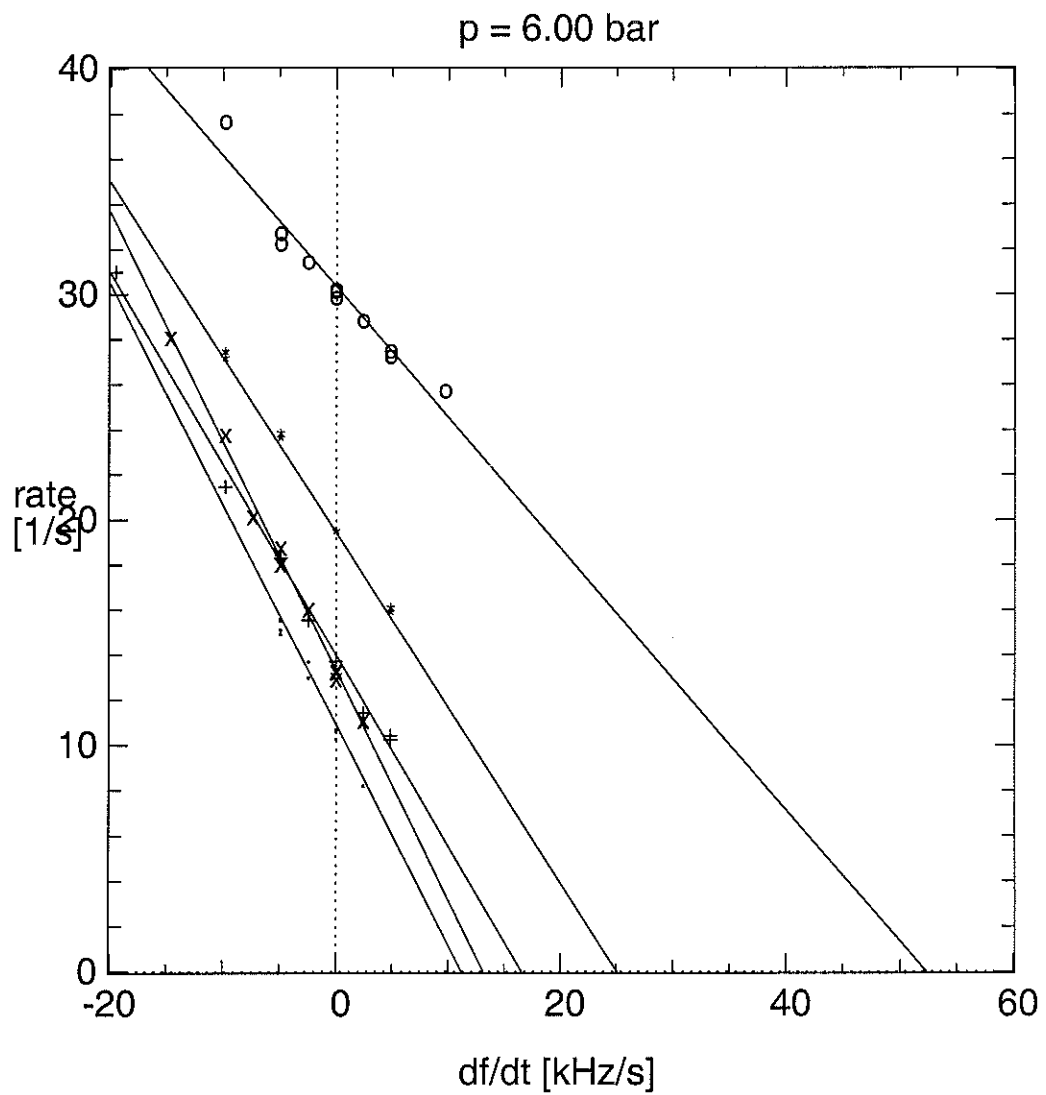


FIG. 5.6 – Nombre de gouttes par seconde pour différents débits en fonction de $(df/dt)_{\text{balayage}}$, le débit augmente de bas en haut. Quand $(df/dt)_{\text{mode}} = (df/dt)_{\text{balayage}}$, on ne devrait pas voir de gouttes, $\rho = 0$. Le nombre de gouttes par seconde à la sortie du capillaire d'injection varie de 10 à 30 en fonction du débit.

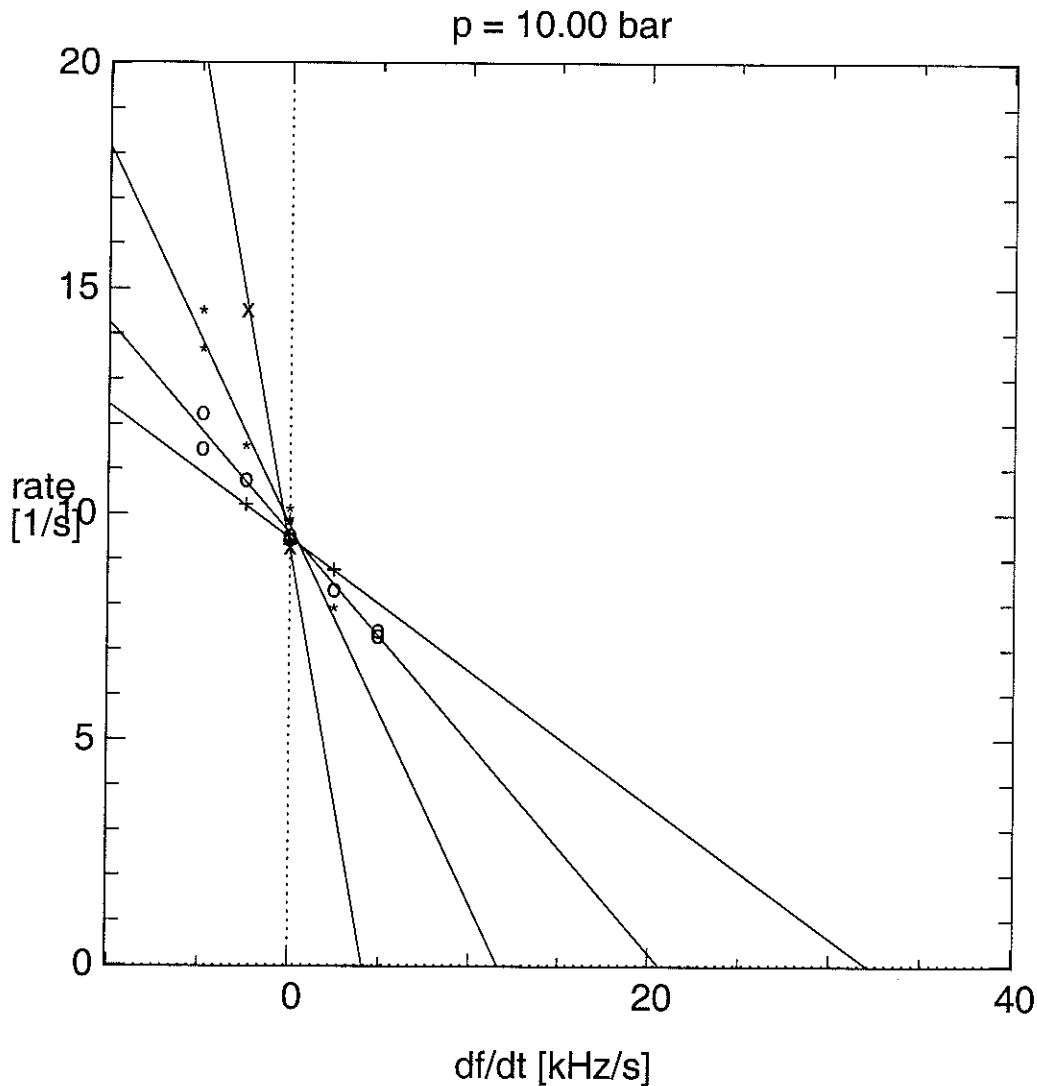


FIG. 5.7 – Nombre de gouttes par seconde en fonction de la vitesse de balayage $(df/dt)_{\text{balayage}}$, pour différents gradients de champ appliqués: (+): 6.7 Gauss/cm; (o): 8.9 Gauss/cm; (*): 11.1 Gauss/cm; (x): 13.3 Gauss/cm (difficile: on a que deux points pour cette courbe). La vitesse des gouttes étant indépendante du gradient de champ G , on s'attend à ce que $(df/dt)_{\text{mode}} \nearrow$ quand $G \nearrow$, or, $(df/dt)_{\text{mode}} \searrow$ quand $G \nearrow$. En conclusion, il y a un autre gradient de champ de sens opposé et plus grand que le gradient de champ appliqué. Ce gradient est attribué au capillaire de CuNi aimanté. Par extrapolation, nous trouvons qu'il faut appliquer un gradient de +14.5 Gauss/cm pour compenser (droite verticale sur la figure) le gradient dû au CuNi aimanté + le gradient résiduel de la bobine. On en déduit donc que le gradient de champ créé par l'aimantation du CuNi est d'environ -17.7 Gauss/cm, ce qui est en accord raisonnable avec les mesures d'aimantation du CuNi (figure 5.1 (a)).

s'imposent :

- Comment sont confinés ces modes?
- Le profil de champ inhomogène sur la cellule joue-t-il un rôle? Le fait que nos signaux sont très localisés sur la ligne indique qu'ils dépendent fortement du profil du gradient de champ sur l'échantillon. La géométrie des gouttes étant symétrique, pourquoi observe-t-on ces modes dans une seule direction de gradient de champ? Si le champ était homogène, on devrait voir les signaux des gouttes sur pratiquement toute la ligne (environ 17 kHz pour un gradient de champ de 11.2 Gauss/cm).
- Est-ce qu'il s'agit d'ondes de spin de Silin ou de modes magnétostatiques?

Pour essayer de répondre à toutes ces questions, nous avons mesuré la dépendance en polarisation et température des modes.

5.4 Dépendance en polarisation et température

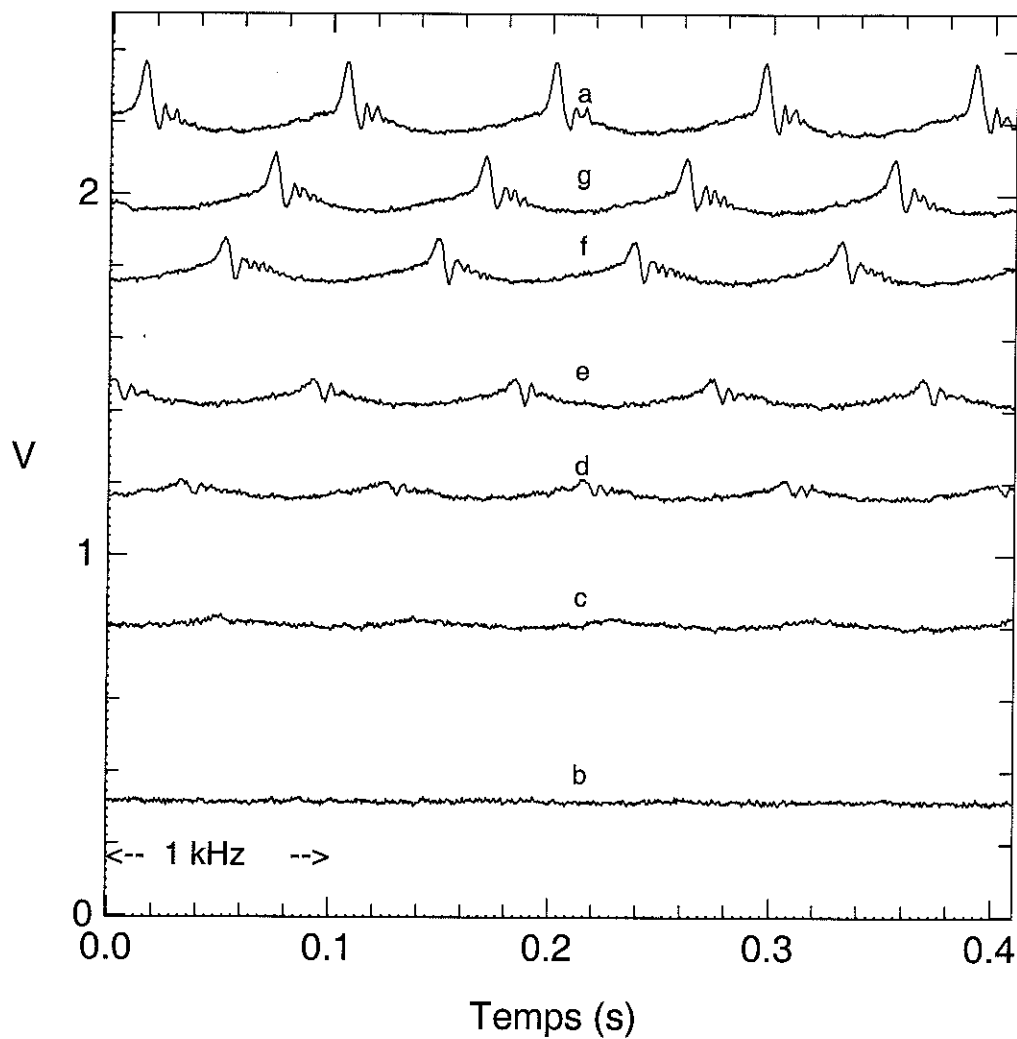
Nous présentons ici nos meilleurs spectres pour montrer la dépendance en polarisation et température de la largeur à mi-hauteur des modes. Nous avons remarqué qu'avoir des températures basses est plus important que de fortes polarisations pour avoir de jolis spectres. Dans notre polariseur, la polarisation et la température augmentant avec le débit d' ^4He , nous avons choisi de travailler avec de faibles débits en sacrifiant de la polarisation en faveur de basses températures.

5.4.1 Dépendance en polarisation

La dépendance en polarisation de la largeur à mi-hauteur des modes – une mesure de l'amortissement – est illustrée sur la figure (5.8). Le spectre (a) est mesuré pour une polarisation stationnaire égale à 3.1 fois la polarisation d'équilibre. Ensuite, nous avons détruit la polarisation en saturant le signal RMN (en envoyant une puissance importante). Les spectres (b)...(g) sont mesurés pendant que la polarisation revient à sa valeur stationnaire. La saturation de la ligne RMN ne chauffe pratiquement pas la boîte à mélange du polariseur, les spectres (a),(e),..., (g) sont pris à une température constante de 13.00 ± 0.07 mK. Si on compare les spectres (a) et (e) par exemple, on voit que l'amplitude et l'inverse de la largeur à mi-hauteur des modes dans les gouttes de dilué augmentent plus rapidement que la polarisation. On rappelle que la hauteur de la ligne de base est proportionnelle à la polarisation de la phase concentrée. Dans le tableau de la figure (5.8) sont portées la température et la polarisation pour chacun des spectres.

5.4.2 Dépendance en température

La dépendance en température de la largeur des modes est représentée sur la figure (5.9). On envoie un pulse de chaleur sur la boîte à mélange pendant un temps assez court devant le temps de relaxation T_1 pour que la polarisation reste constante. On a atteint des températures de l'ordre de 20 mK. Les spectres sont mesurés



courbe	$T_{\text{concentré}}(\text{mK})$	$\mathcal{A} = P/P_{\text{éq}}$
a	12.97	3.1
b	14.29	0.5
c	13.39	1.2
d	13.27	1.7
e	13.05	2.0
f	12.93	2.5
g	13.05	2.8

FIG. 5.8 – Dépendance en polarisation de la largeur des modes à une pression de 8.00 bars. L'échelle temporelle peut être convertie en une échelle de fréquences : 1 kHz correspond à 0.1 s. Le spectre (a) correspond à l'état de polarisation stationnaire du polariseur ($P = 3.1 P_{\text{éq}}$). Puis on sature la ligne RMN, les spectres (b)...(g) sont mesurés pendant que la polarisation revient à son état stationnaire. L'amplitude et l'inverse de la largeur des modes augmentent plus vite que linéairement avec la polarisation.

TABLEAU : Température et gain en polarisation pour chacun des spectres.

pendant que la température revient à sa valeur initiale, soit 13 mK. Pendant toute la manipulation, la polarisation reste constante : la ligne de base due à la phase concentrée polarisée reste à la même hauteur. La largeur des modes dépend fortement de la température : les modes disparaissent presque totalement à $T=20$ mK, et il faut atteindre des températures inférieures à 14 mK pour pouvoir distinguer plusieurs modes. Cela explique notre choix de se placer à basse température et par conséquent à utiliser un débit d' ^4He faible pour avoir les meilleurs spectres.

5.5 Interprétation des résultats

Comme nous l'avons présenté dans le chapitre 2, à notre connaissance, les seuls modes collectifs de spin observables dans l' ^3He liquide polarisé sont les ondes de spin de Silin ou les modes magnétostatiques. Nous rappelons que le champ moléculaire est à l'origine des ondes de spin de Silin et l'interaction dipolaire à l'origine des modes magnétostatiques.

Pour identifier à quel type de modes nous avons à faire, nous avons passé en revue les principaux paramètres "tests" à notre disposition répertoriés dans le tableau (2.1) du chapitre 2. L'argument le plus fort en faveur des ondes de spin de Silin est que le facteur de qualité des modes dépend fortement de la température (figure 5.9). En ce qui concerne l'étendue en fréquence des modes (figure 5.8), elle ne paraît pas sensible à la polarisation, ce qui favorise donc les ondes de spin. Cependant, le nombre de modes est plus ou moins fixe, mais là ça ne correspond pas à un comportement d'ondes de spin. La dépendance en polarisation ne nous permet pas de séparer les deux familles. De même pour la dépendance en gradient, car la gamme de gradients de champ explorée n'est pas très large à cause de la forte inhomogénéité du champ. Sur toute la gamme de gradient appliqué (de 4.5 à 15.6 Gauss/cm), les modes restent toujours au sommet de la ligne de RMN, ce qui correspond plus ou moins au minimum de champ du profil. Néanmoins, l'optimum en gradient pour avoir les meilleurs spectres est très "pointu".

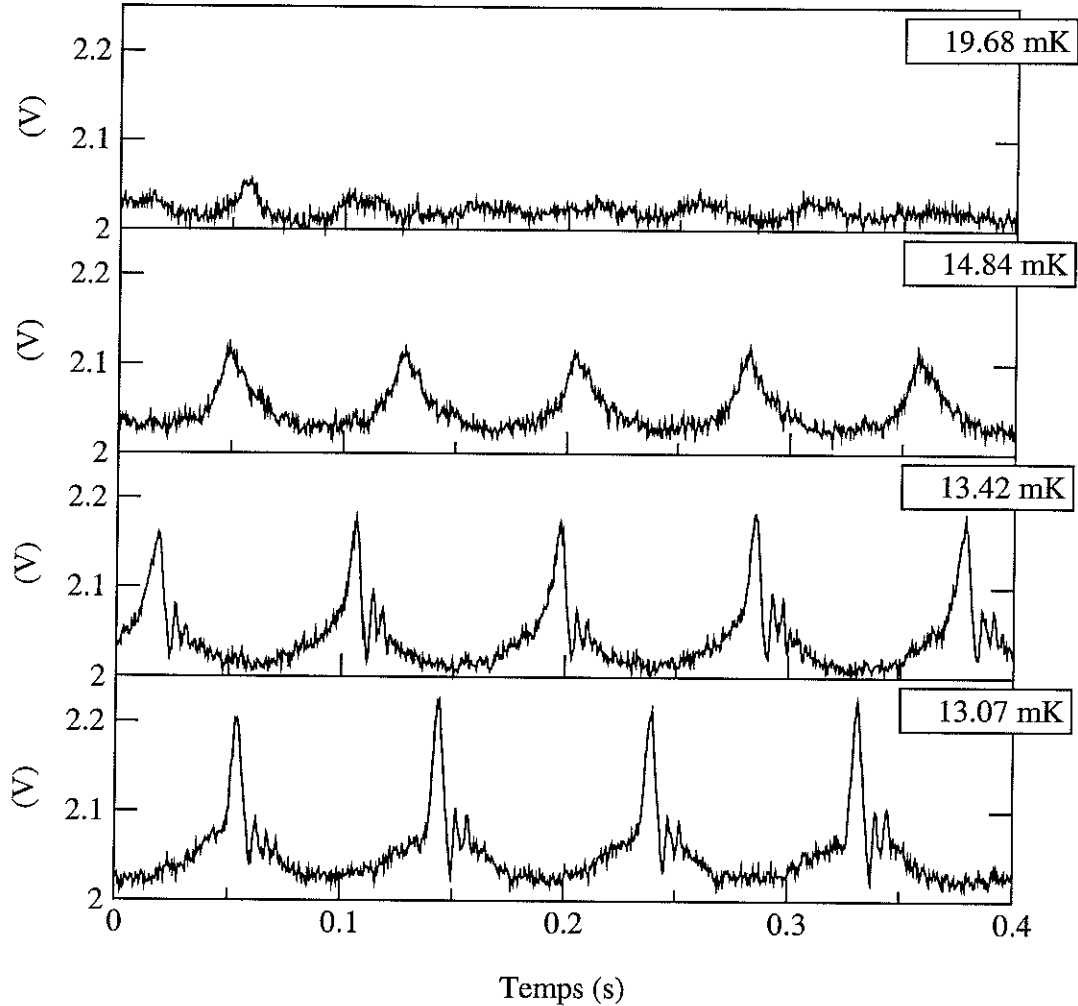
De la dépendance en température des modes, nous avons conclu qu'il s'agissait d'ondes de spin piégées par les gouttes de phases diluées. Il faut remarquer que cela est raisonnable car le nombre de modes confinés dans une goutte de dilué de $\emptyset$ 0.7 mm est assez faible pour avoir une chance de les observer (longueur d'onde caractéristique de 100 μm).

Ainsi, nous pouvons discuter la dépendance en température et polarisation de nos spectres dans le cadre de la diffusion de spin anisotrope en mesurant la température d'anisotropie T_a . Pour cela, nous avons comparé notre spectre à celui obtenu à partir de calculs dans nos conditions de mesures.

5.5.1 Où sont les modes ?

Nous avons calculé le spectre d'ondes de spin piégées dans une goutte sphérique de rayon $R = 0.35$ mm remplie de phase diluée polarisée ($\mathcal{A} = 3.1$) à une pression de 8.00 bars dans un gradient de champ linéaire de +3.4 Gauss/cm et à une température de 13 mK. Nous avons pris les valeurs de la référence [Ishimoto(88)] à 8.00 bars avec

Amortissement des modes avec la température



$T_{\text{concentré}}$ (mK)	$\mathcal{A} = P/P_{\text{éq}}$
19.68	3.10
14.84	3.16
13.42	3.16
13.07	3.19

FIG. 5.9 – Évolution en température de la largeur des modes à polarisation fixe (à 3 % près). Après un pulse de chaleur sur la boîte à mélange pendant un temps court devant le temps de relaxation T_1 , la polarisation de la phase concentrée ne change pas. On voit que la largeur – la visibilité – des modes dépend drastiquement de la température: à $T = 20$ mK, les modes ont quasiment disparu. Remarquez que le nombre de gouttes/s augmente avec la température.

une concentration $x_3 = 8.6\%$ (non saturée) qui ne sont pas exactement celles de nos conditions (phase diluée saturée : $x_3 = 9.4\%$). Le spectre obtenu est représenté au centre de la figure (5.10). Le nombre de modes calculé est supérieur à celui que

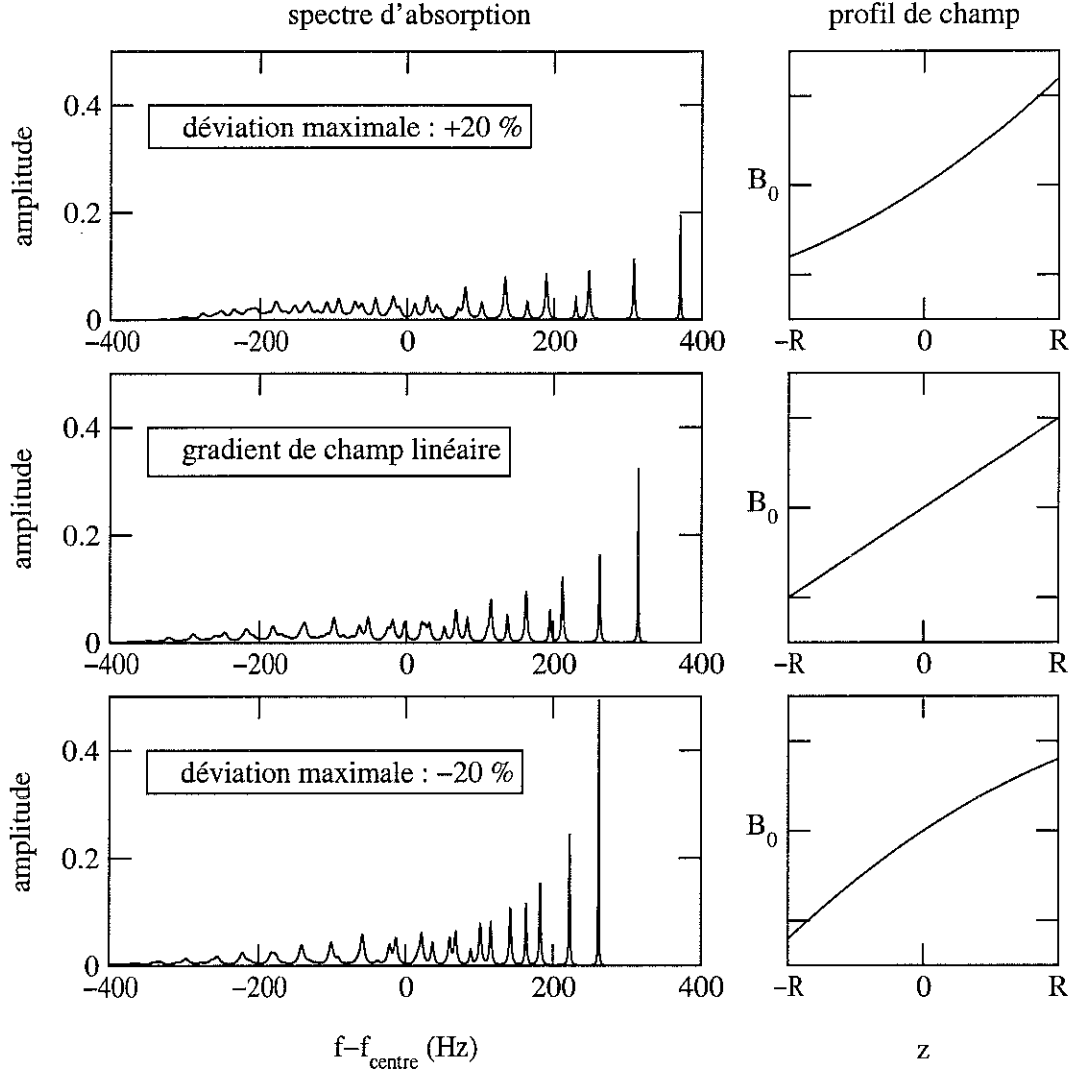


FIG. 5.10 – Spectres d'ondes de spin calculés avec la méthode de l'annexe B. La cavité est remplie de phase diluée, polarisée ($A = 3.1$), avec une concentration $x_3 = 8.6\%$ (non saturée car $x_{3\text{saturati on}} = 9.4\%$ à 8 bars) à une pression de 8.00 bars. Les calculs ont été réalisés pour une cavité sphérique de rayon $R = 0.35$ mm placée dans différents profils de champ (colonne de droite) : au centre, un gradient de champ linéaire de $+3.4$ Gauss/cm; en haut (bas), on a ajouté au gradient de champ linéaire une déviati on quadrati que de $\pm 20\%$ au maximum en $\pm R$.

l'on mesure. De même la largeur, le poids, des modes ainsi que leur espacement ne correspond pas aux calculs. Nous voyons à cela plusieurs explications possibles :

- Quel est le vrai profil de champ sur la goutte ? En tout cas, il n'est certainement pas linéaire. Pour tenir compte de cet effet dans nos calculs, nous avons ajouté une contributi on quadrati que au gradient de champ linéaire en considérant un

profil de champ de la forme : $B = B_0 + Gz + \Theta(2z^2 - x^2 - y^2)$ avec $\Theta R/G = \pm 0.10$ (ce qui correspond à une déviation maximale de $\pm 20\%$ en $\pm R$). Un tel profil de champ a peu d'effet sur le nombre de modes confinés. Le changement le plus apparent est l'espacement entre les modes à haute fréquence (figure (5.10), spectres en haut et en bas). En tout cas, cette perturbation n'est pas suffisante pour expliquer la différence entre les spectres calculés et mesurés.

- Les gouttes sont-elles vraiment sphériques ? La réponse est oui d'après les observations de Griffioen *et al.* sur les gouttes de phase diluée dans la boîte à mélange d'un réfrigérateur à dilution de type Leiden [Griffioen(86)]. Notons tout de même que si elles ne sont pas parfaitement sphériques, le principal changement sur le spectre sera le poids des modes (effet similaire à un gradient de champ inhomogène).
- Les ondes de spin sont-elles réfléchies à l'interface concentré/dilué ? En tout cas, c'est ce que nous avons supposé dans nos calculs, mais, d'après les références [Heff(87)] et [Fomin(99)], ce n'est pas le cas. Leurs travaux théoriques ont montré que l'interface dilué/concentré est presque complètement transparente aux ondes de spin, et ne peut donc pas confiner les modes. De plus, cette transmission des ondes de spin à l'interface va dans le mauvais sens en ce qui concerne le nombre de modes : plus l'interface est transparente plus on doit voir de modes. La question devient alors : où sont les modes ?
- La valeur de l'intégrale $\int M_{\text{mode}}(\omega) d\omega$ correspond à un signal plus important que celui attendu pour une goutte de phase diluée. Une goutte de phase diluée vue comme une sphère "vide" dans le concentré ne peut créer qu'un creux de 2% en amplitude à peine visible sur la ligne. Il est donc clair qu'au moins une grande partie du signal vient de la phase concentrée.

En conclusion, il semble donc que les modes observés ne sont pas localisés dans les gouttes, mais "accrochés" aux gouttes. Les calculs ne collent donc pas à nos mesures car les conditions aux limites de réflexion totale utilisées pour le calcul ne correspondent pas à la réalité. La question reste entière quand au mécanisme de confinement des modes, au rôle (ou non) du profil de champ sur l'échantillon, et de la différence de champ dipolaire entre les deux phases. Pour l'instant, nous ne sommes donc pas capables de calculer un spectre. C'est pourquoi nous nous limiterons à une étude "semi-quantitative".

5.5.2 Approche "semi-quantitative"

La largeur des modes d'un spectre d'ondes de spin varie comme l'inverse de $\lambda \mathcal{A} \omega_0 \tau_{\perp}$. On rappelle que λ est le paramètre d'interaction, $\mathcal{A}$ le gain de polarisation par rapport à l'équilibre, ω_0 la fréquence de Larmor et $\tau_{\perp}$ le temps de relaxation transverse inversement proportionnel à $T^2 + T_a^2$, où T_a est proportionnel à la polarisation. On a alors¹ :

1. Pour avoir une formulation plus adaptée à l'analyse de résultats expérimentaux, nous avons choisi une expression pour $\tau_{\perp}$ différente (mais équivalente) de celle de Meyerovich (équation 1.44).

$$\lambda \mathcal{A} \omega_0 \tau_{\perp} = \frac{\mathcal{A} \omega_0 \tau_{\perp(A=0)} T^2}{T^2 + T_a^2} \text{ avec } \tau_{\perp(A=0)} \propto 1/T^2 \text{ et } \mathcal{A} \omega_0 \propto T_a \quad (5.2)$$

On peut alors considérer deux comportements limites (éq. 5.2) :

- Si $T \ll T_a$, $(\lambda \mathcal{A} \omega_0 \tau_{\perp})^{-1} \propto T_a$: la largeur des modes ne dépend pas de la température et augmente quand la polarisation augmente.
- Si $T \gg T_a$, $(\lambda \mathcal{A} \omega_0 \tau_{\perp})^{-1} \propto T^2/T_a$: la largeur à mi-hauteur des modes diminue avec la température ou augmente avec la polarisation.

D'après les dépendances en polarisation et température mesurées (figures (5.8) et (5.9)), nous pouvons dire que nous sommes plutôt dans le cas $T \gg T_a$. D'après la dépendance en température, on peut estimer une borne supérieure pour T_a : $T_a \leq 7$ mK.

Si on compare avec les précédentes mesures de température d'anisotropie, aussi bien dans la phase diluée que concentrée (références [Ager(95)] et [Candela(92)]), la température d'anisotropie mesurée est environ 10 fois inférieure à ce qui est attendu. Si on extrapole les mesures de Nottingham pour la phase diluée, ou celles de Umass pour le concentré, à notre polarisation, nous devrions mesurer une température d'anisotropie d'environ 70 mK. Le tableau récapitulatif (5.1) donne les éléments de comparaison entre nos mesures et les leurs.

Dans ce tableau, nous avons également porté les valeurs de T_a théoriques calculées dans les deux phases. Pour estimer la valeur de T_a pour du concentré, Candela a renormalisé le T_a calculé pour du dilué (équation (1.42)) par le facteur $(1 + F_0^a)$ qui tient compte des interactions. En utilisant la même renormalisation, on obtient un T_a de 28.1 mK très supérieur à la valeur mesurée. Ne sachant quelle caution donner à cette estimation de T_a dans la phase concentrée, nous ne nous permettons pas de conclure quoi que ce soit de cette différence. En revanche, pour la phase diluée, la valeur maximale de T_a mesurée (7 mK) est proche de la valeur théorique (7.4 mK), mais pas suffisamment faible pour exclure l'une ou l'autre des approches théoriques.

Référence	Échantillon	x_3 (%)	B [Tesla]	Pol. (%)	T_a [mK] mesuré	T_a [mK] extrapolé	T_a [mK] théorie
[Ager(95)]	$^3\text{He}-^4\text{He}$	6.4	8.8	2.2	19 ± 3	-	2.2
Grenoble	$^3\text{He}-^4\text{He}$	9.5	9.36	6.5	≤ 7	56	7.4
[Candela(92)]	^3He	100	8	1.7	16.4 ± 2	-	6.5
Grenoble	^3He	100	9.36	8.1	≤ 7	78	28.1

TAB. 5.1 – Comparaison entre les valeurs de T_a mesurées par Ager et al. dans une phase diluée saturée et par Candela et al. dans la phase concentrée. Les valeurs théoriques sont obtenues avec la formule (1.42), valeurs renormalisées pour les interactions avec le facteur $(1 + F_0^a)$ pour la phase concentrée (à notre pression avec [?]). Les valeurs de T_a mesurées par la technique d'échos de spin sont extrapolées à nos conditions de polarisation avec $T_a \propto$ polarisation. On voit que notre température d'anisotropie est ≈ 10 fois plus faible que les valeurs extrapolées de leurs mesures.

5.6 Conclusion

Rappelons les principales caractéristiques des modes que nous observons :

- Il est certain que ces modes sont liés au débit de gouttes de phase diluée qui tombent dans la boîte à mélange du polariseur remplie de phase concentrée.
- Le poids des modes est trop important pour la seule contribution d’une goutte de phase diluée : les modes sont localisés autour des gouttes mais propagent dans les deux phases.
- La largeur des modes dépendant fortement de la température, nous pensons que ces modes sont amortis par un mécanisme d’ondes de spin de Silin.
- Il nous semble clair que l’interface entre les deux phases est transparente aux ondes de spin. La question du confinement des modes reste donc ouverte : quel est le rôle du champ dipolaire ? S’agit-il de modes dont l’origine est dipolaire mais qui sont amortis par un mécanisme d’ondes de spin ? Les modes sont très localisés sur la ligne. Ils ne sont détectés qu’au voisinage du minimum de champ créé par le capillaire de CuNi aimanté : quel est le rôle de ce minimum de champ dans le confinement ?

Ne connaissant pas le(s) mécanisme(s) de confinement des modes, on ne peut prouver que l’amortissement des modes observés est celui d’ondes de spin de Silin, même si la dépendance en température est une preuve de poids. Néanmoins, si on admet que c’est le cas, nos résultats contredisent les précédentes mesures de température d’anisotropie. La borne supérieure de la température d’anisotropie T_a est près de dix fois plus faible que les valeurs de T_a obtenues par des mesures d’échos de spin extrapolées à nos polarisations. Par contre, les valeurs de T_a ne sont pas assez faibles pour exclure l’une ou l’autre des approches théoriques. En effet, elles sont proches de celles prédites par la théorie (pour la phase diluée du moins). Il reste une question pour la phase concentrée : le facteur de renormalisation utilisé est-il le plus approprié ? Les interactions renforcent-elles autant T_a ?

En conclusion, nos résultats contredisent ceux des expériences en faveur de l’amortissement des modes cohérents de spin à température nulle, mais nous ne pouvons pour le moment réfuter l’une ou l’autre des approches théoriques concernant la dynamique de spin transverse.

Il est clair que nos conditions ne sont pas optimales pour détecter des ondes de spin de Silin. Pour pouvoir faire du “vrai quantitatif”, c’est-à-dire comparer les spectres calculés avec nos mesures, il est nécessaire de confiner les modes dans une “vraie” cavité à ondes de spin. Nous avons alors construit une cavité demi-sphérique dans une cellule d’ ^3He dilué polarisé. C’est ce que nous allons présenter dans le prochain chapitre.

Chapitre 6

Ondes de spin dans l' ^3He dilué polarisé confinées dans une cavité fixe en Araldite

Dans cette deuxième série d'expériences, nous avons utilisé la seconde version du polariseur (figure 3.6). La boîte à mélange du polariseur est maintenant constituée de deux chambres, l'une remplie de phase concentrée et l'autre de phase diluée. Les deux phases sont polarisées jusqu'à 4 fois la polarisation d'équilibre dans un champ de 10.5 Tesla à une température inférieure à 20 mK. D'autre part, les capillaires aimantés de CuNi ont été remplacés par des capillaires d'argent, ce qui a énormément amélioré l'homogénéité du champ sur l'échantillon; cela apparaîtra clairement, entre autre, sur la forme des signaux RMN. Enfin, nous avons construit une "vraie" cavité à ondes de spin demi-sphérique de diamètre 1 mm dans la paroi en Araldite de la cellule de phase diluée.

Dans cette seconde géométrie de polariseur, nos lignes RMN se sont enrichies de nombreuses structures, notamment des modes magnétostatiques dont l'ampleur nous a surpris et a gêné l'observation des ondes de spin. Des modes liés au débit de gouttes ont été observés mais sans dépendance en température cette fois. Enfin, nous avons mesuré la dépendance en température et polarisation du spectre d'ondes de spin de Silin confinées dans la cavité en Araldite remplie d' ^3He dilué polarisé. Nos conclusions renforcent les résultats obtenus avec le premier polariseur. Lors de la première mise à froid, l'adaptation du circuit RMN n'était pas optimale, ce qui ne nous a pas permis d'observer d'ondes de spin. Seules les modes magnétostatiques qui sont des structures de grande amplitude ont été observées. Pour le second test, le problème de l'adaptation étant résolu, nous avons eu la sensibilité suffisante pour observer les ondes de spin.

Avant de présenter toutes nos observations, nous allons détailler la nouvelle géométrie de notre cellule.

6.1 Nouvelle cellule

La figure 6.1 (a) représente la nouvelle cellule utilisée pour ces mesures. Elle est constituée de deux chambres : l'une remplie de phase diluée (en haut) et l'autre de phase concentrée (en bas). La bobine de RMN entoure les deux chambres. Le champ externe est de 10.5 Tesla, nous travaillons donc à des fréquences proches de 340 MHz. Le gradient de champ résiduel est estimé par compensation avec la bobine de gradient : $G_{\text{résiduel}} = +4.0 \pm 0.1$ Gauss/cm. Dans la suite, le gradient de champ indiqué tient compte de cette contribution.

Les signaux RMN de la figure 6.1 (b) ont été mesurés dans un gradient de champ de -3.6 Gauss/cm, pour séparer les deux boîtes : la chambre remplie de phase diluée est à basse fréquence, celle remplie de phase concentrée à haute fréquence. Sans circulation, les deux boîtes sont remplies de phase concentrée¹. Quand on commence à circuler, par capillarité, l'³He dilué plus dense chasse l'³He concentré de la chambre supérieure : la différence de densité de spins entre la phase diluée (basse fréquence) et la phase concentrée (haute fréquence) est claire sur la troisième ligne.

Remarquez que la forme des signaux est presque rectangulaire, ce qui prouve que l'homogénéité du champ a été améliorée avec le remplacement des capillaires de CuNi par de l'argent. Par contre, le volume des deux cellules étant similaire, les signaux correspondants quand la circulation est coupée – autrement dit quand les deux chambres sont remplies de phase concentrée – devraient être de même amplitude, ce qui n'est pas le cas sur nos lignes : problème d'homogénéité de la bobine RMN ? A ce jour, nous n'avons pas d'explication.

Des thermomètres à fils vibrants sont placés dans chaque chambre. L'absence de données sur la viscosité de la phase diluée dans la littérature nous oblige à interpoler la dépendance en concentration de la viscosité sur la courbe de saturation avec la relation "ad hoc" :

$$\eta_p(T) = \left(\frac{x_{3s}(p)}{x_{3s}(p=0)} \right)^{2/3} \eta_{svp}(T) , \quad (6.1)$$

où $\eta_{svp}(T)$ est donné dans la référence [Zeegers(91)]. La valeur de η_p à $p = 9.8$ bars calculée avec (6.1) correspond à celle de la référence [Konig(94)]. Au total, on estime une incertitude sur la température de la phase diluée de l'ordre de 10%.

La figure 6.2 représente la dépendance en polarisation des signaux de RMN sur tout l'échantillon. Il est clair que la polarisation augmente dans les deux chambres, et donc que les *deux* phases se polarisent. Pour ces courbes, la polarisation maximale est égale à 3.6 fois la polarisation d'équilibre dans un champ de 10.5 Tesla. La température de la phase concentrée est de 11.5 mK et celle de la phase diluée de 20 mK. Le processus de dilution ayant lieu dans la chambre de concentré, la phase diluée est refroidie et polarisée par diffusion et se réchauffe au cours du temps. De nombreuses structures apparaissent sur ces lignes de RMN. Dans ce qui suit, nous allons voir que nous savons les répertorier et les identifier. Nous verrons que, pour une bonne partie,

1. Le cas représenté sur la figure (6.1) est un cas d'école. De temps en temps, la chambre supérieure reste complètement ou partiellement remplie de phase diluée.

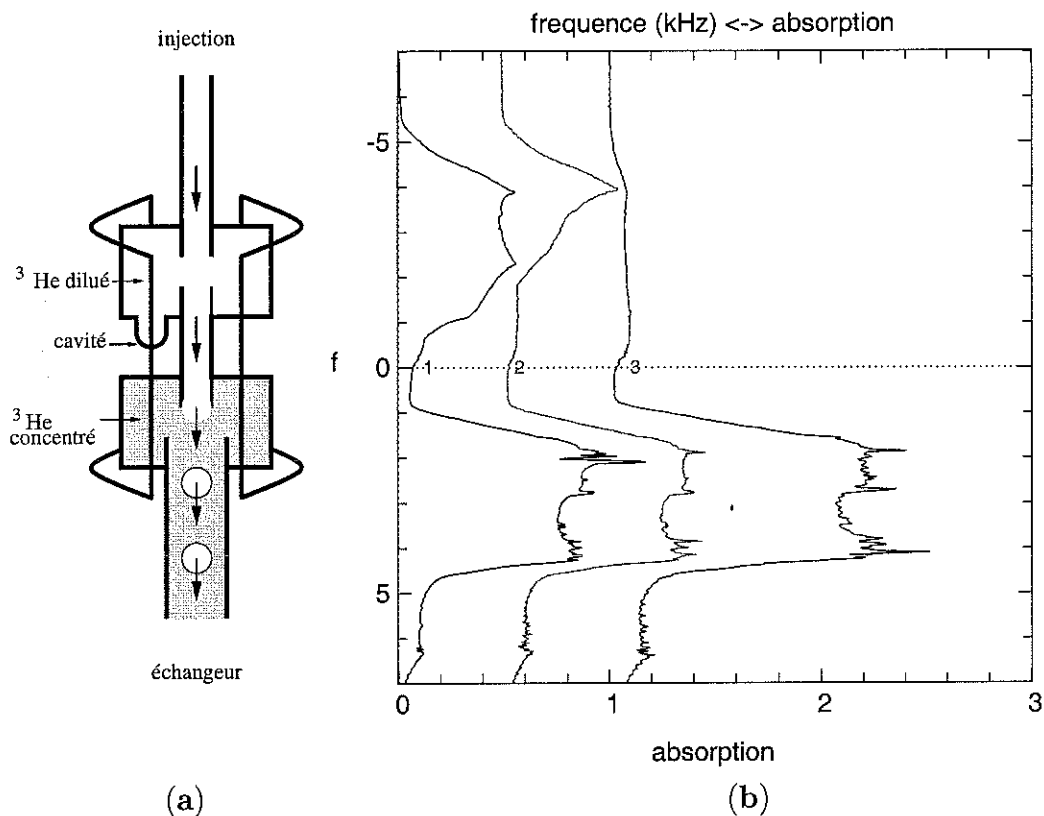


FIG. 6.1 – (a) La nouvelle cellule du polariseur est constituée de deux chambres : l'une remplie de phase diluée (en haut) et l'autre de phase concentrée (en bas). Sans circulation, les deux cellules sont pleines de phase concentrée. Avec la circulation, l' ^3He concentré est expulsé de la chambre supérieure, puis remplacé par de l' ^3He dilué. La bobine RMN entoure les deux chambres. (b) Dans un gradient de champ de -3.6 Gauss/cm , les deux chambres sont séparées sur les lignes de RMN (absorption) : la chambre de phase diluée est à basse fréquence et celle de concentré à haute fréquence. Pour plus de clarté, nous avons décalé les signaux. La ligne n°1 est prise quand le polariseur est au repos. Sans circulation, les deux chambres sont remplies de phase concentrée polarisée à l'équilibre dans un champ de 10.5 Tesla. Ensuite, on commence à circuler (ligne n°2) : une partie de la phase concentrée a déjà été remplacée par de la phase diluée moins riche en spins. Pour la ligne n°3, tout l' ^3He concentré dans la chambre supérieure a été remplacé par de l' ^3He dilué. Remarquons que l'homogénéité du champ sur la cellule est meilleure qu'avec le premier polariseur car les signaux ont la forme attendue pour un cylindre dans un gradient de champ linéaire.

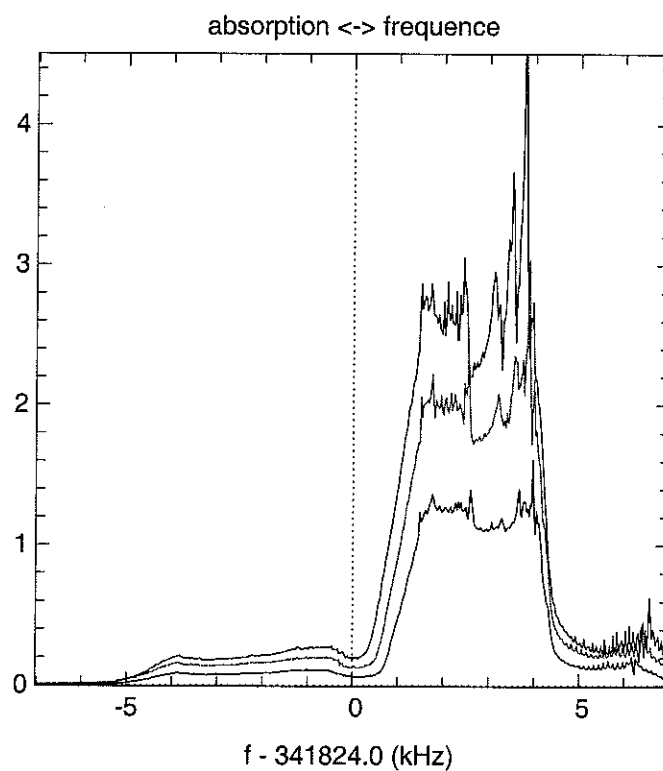


FIG. 6.2 – *Signaux RMN pendant que le polarisation augmente : à basse fréquence la cellule de phase diluée, et à haute fréquence la cellule de phase concentrée. On voit que la polarisation augmente dans les deux chambres, donc dans les deux phases.*

il s'agit de modes magnétostatiques, mais avec de bons yeux, peut-être voyez-vous déjà les ondes de spin !

6.2 Observations : qui est qui ?

Pour faire un premier tri entre les structures indépendantes et dépendantes du temps, nous avons moyenné plusieurs fois la ligne RMN. La figure 6.3 montre deux spectres : celui du bas est "brut" ; le spectre décalé vers le haut est obtenu après 8 moyennages. Certaines structures de petite taille du côté de la chambre de phase concentrée ont disparu. Est-ce que ce sont des gouttes ?

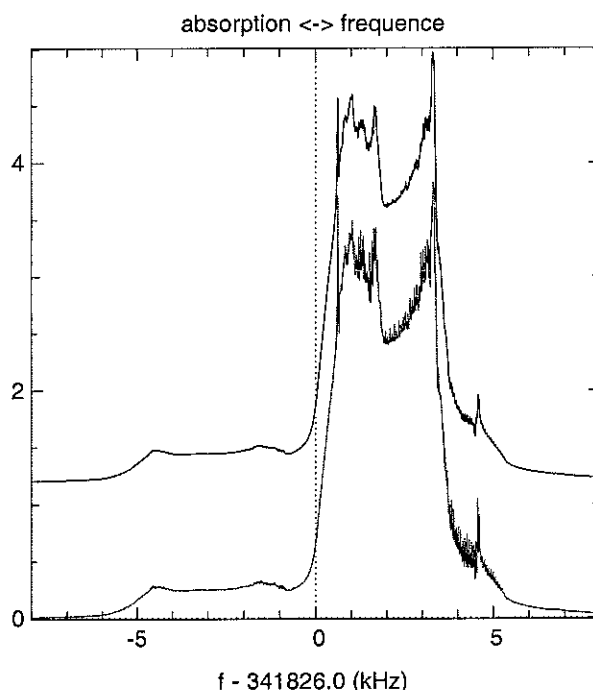


FIG. 6.3 – *Qui est qui ?* Pour répondre à cette question, nous avons tout d'abord moyenné notre signal. Le signal "brut" est celui du bas, le signal moyenné en haut (arbitrairement décalé vers le haut pour plus de lisibilité). On voit qu'une bonne partie de "petites structures" présentes sur le côté de la phase concentrée a disparu. Nous détectons à nouveau des modes liés aux gouttes qui sont visibles cette fois sur toute la ligne côté phase concentrée.

Pour trancher, comme dans l'expérience précédente, nous nous sommes placés à une fréquence fixe, puis nous avons attendu. Le gradient de champ dans les deux expériences est identique à 10% près. La figure 6.4 montre un spectre typique, semblable à ceux liés aux gouttes observés dans l'expérience précédente (figure 5.4). Néanmoins, il y a certaines différences importantes :

- Les modes ne sont pas localisés mais apparaissent sur toute la ligne de RMN du côté de la phase concentrée et du haut de l'échangeur (épaule à haute fréquence). La bonne homogénéité du champ sur l'échantillon dans le second

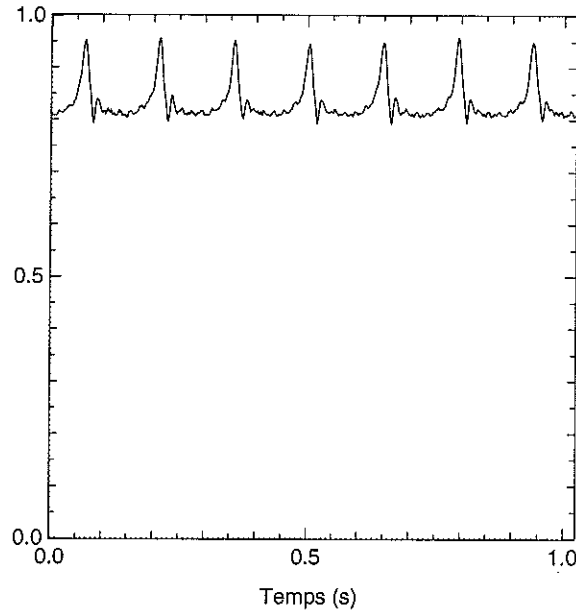


FIG. 6.4 – *Le spectre des gouttes obtenu à fréquence fixe. A la différence des observations avec le premier polariseur, les modes ne dépendent pas de la température (jusqu'à $T = 35$ mK) et sont visibles sur toute la ligne de RMN côté concentré.*

polariseur peut expliquer cette différence: l'environnement des gouttes (en gradient) est constant sur une grande partie de la ligne.

- L'amplitude des modes varie sur la ligne et peut atteindre 20% quand on regarde près de modes magnétostatiques. Avec le premier polariseur, l'amplitude des modes n'a pas excédé 9%.
- Enfin, la différence la plus importante: nous n'avons observé *aucune dépendance en température* de l'amortissement des modes, même en chauffant jusqu'à une température de 35 mK.

Nous avons donc conclu que les modes liés aux gouttes dans le second polariseur sont des modes "purement magnétostatiques" qui ne sont pas amortis par un mécanisme d'ondes de spin. Ceci nous pousse à croire que la forte inhomogénéité du champ dans le premier polariseur est sans doute déterminante pour expliquer nos précédentes observations.

Malgré cela, nous avons mesuré la vitesse des gouttes pour comparer avec les valeurs obtenues lors de la précédente expérience où nous n'avons qu'une estimation du vrai gradient de champ. La même méthode de dépouillement a été utilisée (équation 5.1). La figure 6.4 représente le nombre de gouttes observées sur la ligne, par seconde, pour différents sens et vitesses de balayage en fréquence du générateur. Avec un gradient de champ de -3.6 Gauss/cm, la vitesse des gouttes est égale à 0.76 cm/s, ce qui est comparable aux valeurs du chapitre 5, et celles mesurées optiquement dans un réfrigérateur à dilution de type Leiden (référence [Griffioen(86)]).

Revenons à la figure 6.3, nous avons déjà identifié une famille de modes associés aux gouttes. Dans la prochaine section, nous allons étudier les plus grosses structures qui apparaissent sur nos lignes et déduire des dépendances en température,

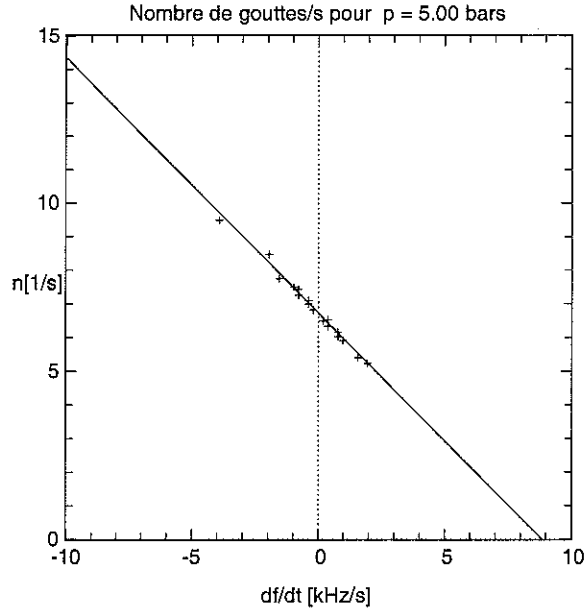


FIG. 6.5 – Nombre de gouttes par seconde observées sur la ligne RMN pour différents sens et vitesses de balayage en fréquence du générateur. La vitesse des gouttes tombant dans un gradient de champ de -3.6 Gauss/cm est égale à 0.76 cm/s. Cette valeur est comparable aux vitesses mesurées avec le premier polariseur.

polarisation et gradient qu'il s'agit de modes magnétostatiques.

6.3 Modes magnétostatiques

Les spectres que nous montrons ci-dessous ont été mesurés lors du premier test du nouveau polariseur. Sur la ligne de RMN, du côté de la chambre de phase concentrée, apparaissent deux familles de modes : l'une en haut de la chambre et l'autre en bas. Les deux spectres ont une allure différente car, par construction, la géométrie de la chambre n'est pas symétrique. Nous nous sommes concentrés sur les spectres localisés en haut de la cellule où la géométrie est mieux définie (vraiment cylindrique avec un "plafond" plat alors que le bas de la chambre est arrondi par les bavures de colle).

6.3.1 Observations

La figure 6.6 montre un spectre typique dans un gradient de 5.1 Gauss/cm : le bas de la cellule est donc à basse fréquence et le haut à haute fréquence. Ce spectre dépend de la polarisation mais pas de la température. Il ne s'agit donc pas d'ondes de spin mais de modes magnétostatiques. Sur la figure, le spectre noté "u" ("d") correspond à un balayage des basses (hautes) vers les hautes (basses) fréquences. Le nombre de modes dépend donc du sens de balayage de la fréquence. Nous pensons que les pics supplémentaires pour le balayage ("u") ne sont pas de "vrais" modes mais des "wiggles". Pour toute cette étude, nous avons analysé les spectres obtenus avec le balayage des hautes vers les basses fréquences. Nous avons vu au chapitre 2 que, dans

le cas d'un cylindre ou d'une plaque, l'étendue du spectre en fréquence est fixée par la polarisation : $2\pi\gamma\mathcal{A}M_0$. Pour le spectre de la figure 6.6, le gain en polarisation $\mathcal{A}$ est égal à 5.0, et $2\pi\gamma M_0 = 120$ Hz dans nos conditions ($B = 9.6$ Tesla et $p = 8.0$ bars). L'étendue en fréquence du spectre doit être de 602 Hz, on mesure 660 Hz. Notre

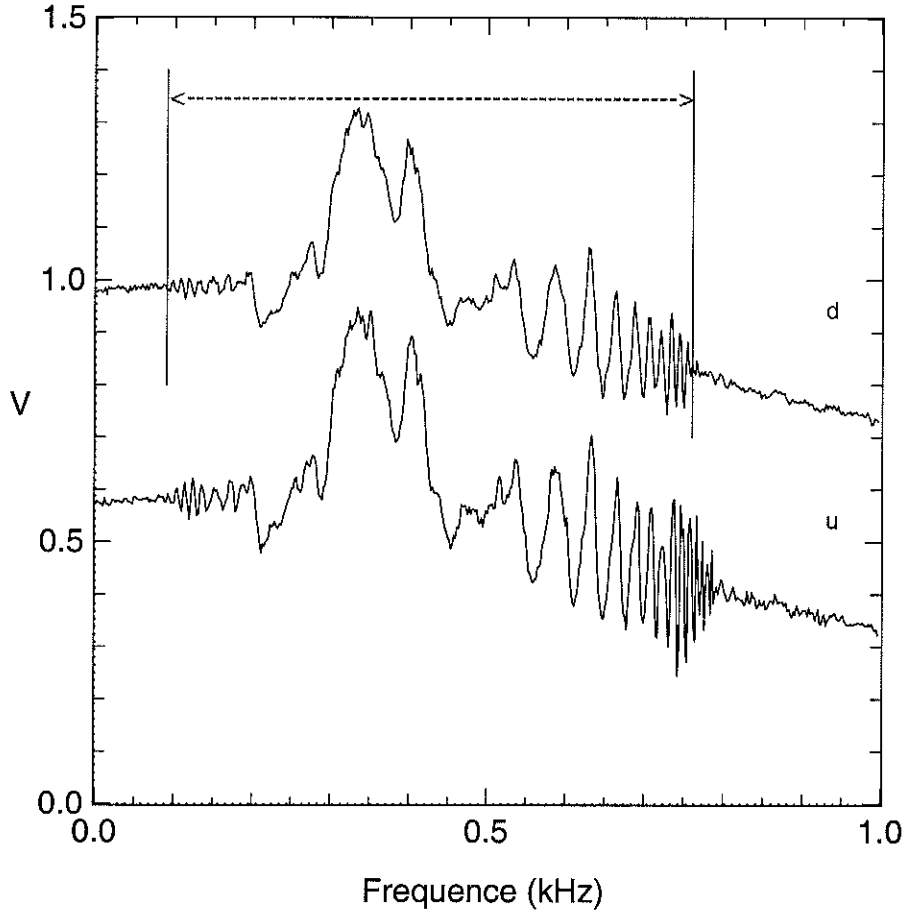


FIG. 6.6 – Spectre de modes magnétostatiques pour un gradient de champ de 5.1 Gauss/cm : le bas de la cellule est à gauche (basse fréquence), le haut à droite (haute fréquence). Le spectre noté “u” (“d”) est obtenu en balayant la ligne des basses (hautes) vers les hautes (basses) fréquences (décalés pour plus de lisibilité). Nous pensons que les modes supplémentaires qui apparaissent sur le spectre “u” sont des “wiggles”. L’allure du spectre est très similaire à celle du spectre de Cross et Osheroff dans un cylindre d³He solide mais est drastiquement différent de celui des ondes de spin. De plus, il est indépendant de la température. Le mode “homogène” ($k=0$) correspond au mode de plus grande amplitude de ce spectre.

spectre est similaire à celui de Cross et Osheroff (fig 2.3) avec cependant quelques différences :

- Dans leur expérience, le spectre est indépendant du sens de balayage en fréquence. On vient de voir que ce n’est pas notre cas.
- Dans le cas du cylindre d³He solide, le mode de précession homogène (noté 1 sur le spectre) est du côté haute fréquence du spectre, ce qui n’est pas le

cas sur le spectre de la figure 6.6 (mode de grande amplitude). Des arguments géométriques présentés au chapitre 2 permettent d'expliquer cette différence. En effet, Osheroff et Cross ont supposé que leur cylindre était infini ($\emptyset$ 1.2 mm, longueur 2 cm); dans ce cas, le mode uniforme est à haute fréquence. On rappelle que, pour une plaque, le mode uniforme est du côté basse fréquence du spectre. Sur nos spectres, le mode homogène n'est ni au maximum ni au minimum de fréquence du spectre, mais quelque part entre les deux. Comme il est plutôt du côté basse que haute fréquence, nous pouvons dire d'après les considérations géométriques du chapitre 2 que la géométrie de notre échantillon cylindrique de $\emptyset$ 3 mm et de hauteur 5 mm est plus proche de celle d'une plaque que d'un cylindre infini (plus précisément entre une plaque et une sphère).

Pour compléter notre étude, nous avons mesuré la dépendance en polarisation et gradient du spectre.

6.3.2 Dépendance en polarisation

La figure 6.7 montre la dépendance en polarisation du spectre des modes. Nous n'avons étudié que la partie haute fréquence des spectres à partir du mode homogène (cf. figure 6.6). L'étendue des modes, $(\Delta f)_{\text{spectre haut}} \propto 2\pi\gamma\mathcal{A}M_0$, augmente linéairement avec la polarisation.

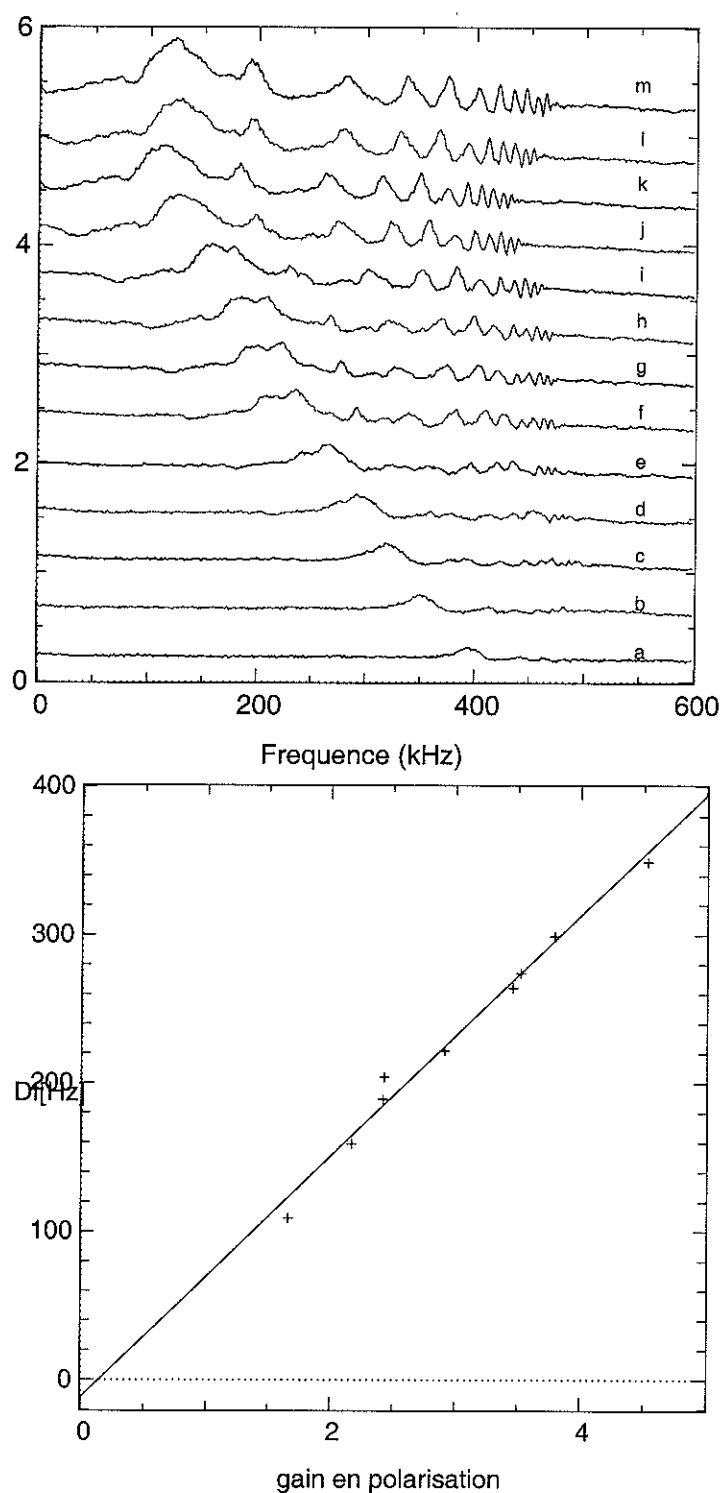


FIG. 6.7 – En haut : Dépendance en polarisation des modes magnétostatiques pour la partie à haute fréquence à partir du mode homogène ($G=5.1$ Gauss/cm). Les spectres sont arbitrairement décalés pour plus de lisibilité. On voit que l'étendue en fréquence du spectre augmente avec la polarisation : $(\Delta f)_{\text{spectre haut}} \propto 2\pi\gamma AM_0$ augmente linéairement avec A , soit la polarisation (en bas).

6.3.3 Dépendance en gradient

Nous avons ensuite étudié la dépendance en gradient des modes magnétostatiques. La figure 6.8 montre les spectres obtenus dans un gradient de 4.0 Gauss/cm et 9.5 Gauss/cm. Avec un fort gradient, la densité des modes augmente et leur amplitude diminue.

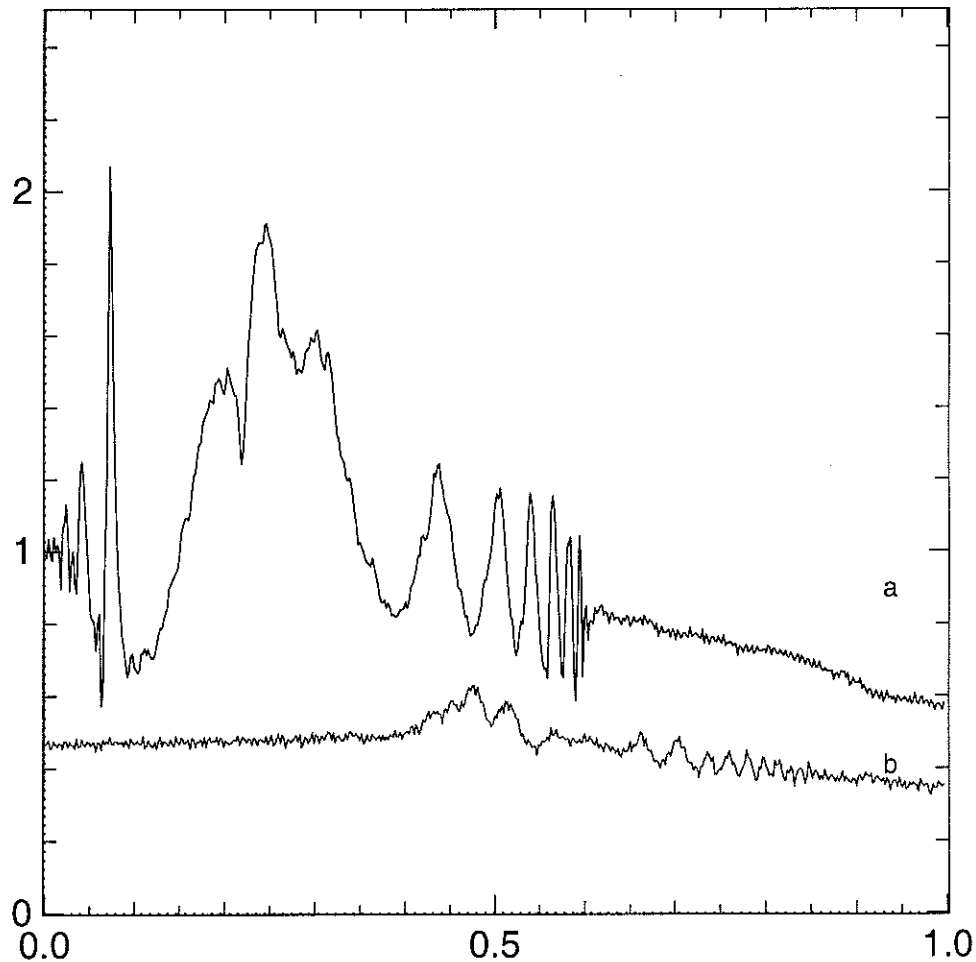


FIG. 6.8 – *Dépendance en gradient des spectres. (a) $G=4.0$ Gauss/cm, (b) $G=9.5$ Gauss/cm. Les forts gradients “tuent” les modes magnétostatiques.*

6.3.4 Conclusion

Nous pouvons affirmer grâce à un certain nombre de comportements que nous observons bien des modes magnétostatiques :

- Le spectre ne dépend pas de la température.
- L’étendue en fréquence du spectre mesurée correspond à l’intervalle $\Delta f_{\text{spectre}} = 2\pi\gamma AM_0$ attendu pour un cylindre ou une plaque et augmente linéairement avec la polarisation. Ce peut être un moyen de mesurer la polarisation.
- En augmentant le gradient du champ, l’amplitude des modes diminue.

Revenons maintenant au but premier de ces expériences avec le nouveau polariseur : piéger les ondes de spin dans une cavité fixe remplie de phase diluée. Sur la figure 6.2, on peut déjà remarquer de minuscules pics sur l'épaule côté haute fréquence du signal de la chambre de dilué, qui peuvent correspondre à ce que l'on attend : est-ce que ce sont les ondes de spin de Silin que l'on cherche ?

6.4 Ondes de spin dans la cavité

Nous avons "zoomé" sur ces petits pics pour obtenir la figure 6.9. Remarquons que le temps d'acquisition d'un tel spectre est très long (de 100 à 200 s pour un balayage dans une direction). La largeur des modes étant de 1 à 2 Hz, il faut rester au minimum 1 s sur chaque mode lors du balayage en fréquence².

Sur cette figure sont représentés deux spectres : l'un mesuré en balayant la fréquence vers le haut (noté "u") et l'autre vers le bas ("d"). Pour une cavité de rayon 0.5 mm placée dans un gradient de -3.6 Gauss/cm, l'étendue du spectre en fréquence attendue est de 580 Hz ($=\gamma Gl$), ce qui est raisonnable avec nos observations. Remarquons que s'il s'agissait de modes magnétostatiques dans le dilué, l'étendue de leur spectre en fréquence devrait être de 20 Hz ($=2\pi\gamma M_0/2\pi$).

Les spectres de la figure 6.9 sont parmi les plus beaux que nous ayons obtenus. Il s'agit en fait d'un seul et même spectre acquis avec un sens de balayage en fréquence différent : des basses vers les hautes fréquences pour le spectre noté "u", et l'inverse pour le spectre noté "d". Le balayage en fréquence de ce spectre est un peu rapide ; pour preuve, des "wiggles" apparaissent de part et d'autre du premier pic suivant le sens du balayage. Ceci est très net sur le mode le plus piqué à haute fréquence. Nous avons donc ralenti notre vitesse de balayage d'un facteur 2 et augmenté le nombre de points ($\times 2$) pour obtenir les spectres de la figure 6.10. Sur ces spectres, les modes sont moins nets et deviennent difficilement identifiabiles. Outre la vitesse de balayage et le nombre de points, nous nous sommes employés à revenir exactement sur les conditions d'acquisition de la figure 6.9, tout du moins au niveau des consignes. Nous n'avons pas vérifié si l'optimum des gradients avait changé au cours du temps (les mesures sont espacées de plusieurs semaines) ; cela peut-être une explication. En tout cas, nous n'avons jamais retrouvé de spectres aussi jolis que ceux de la figure 6.9.

D'autre part, nous n'avons pas pu explorer une grande gamme de gradients de champ. En effet, pour pouvoir détecter des ondes de spin dans de bonnes conditions, autrement dit que les modes aient un poids suffisant pour se dégager du bruit sur la ligne de RMN, il faut que les modes confinés dans la cavité ne soient pas trop nombreux. Pour cela, le gradient doit être assez faible. Mais hélas, dans notre cas, pour des gradients inférieurs à -2.6 Gauss/cm, on ne sépare pas les signaux de la cavité à ondes de spin de ceux du haut de la cellule de phase concentrée (modes magnétostatiques indépendants du temps et liés aux gouttes). D'autre part, en augmentant le gradient, le nombre de modes piégés dans la cavité augmente, leur poids respectif diminue, ils apparaissent donc encore moins clairement sur le spectre. Au

2. Notons que les spécifications du générateur de fréquence (HP8656B) indiquent une résolution en fréquence de 10 Hz et une modulation FM résiduelle en mode continu <4 Hz.

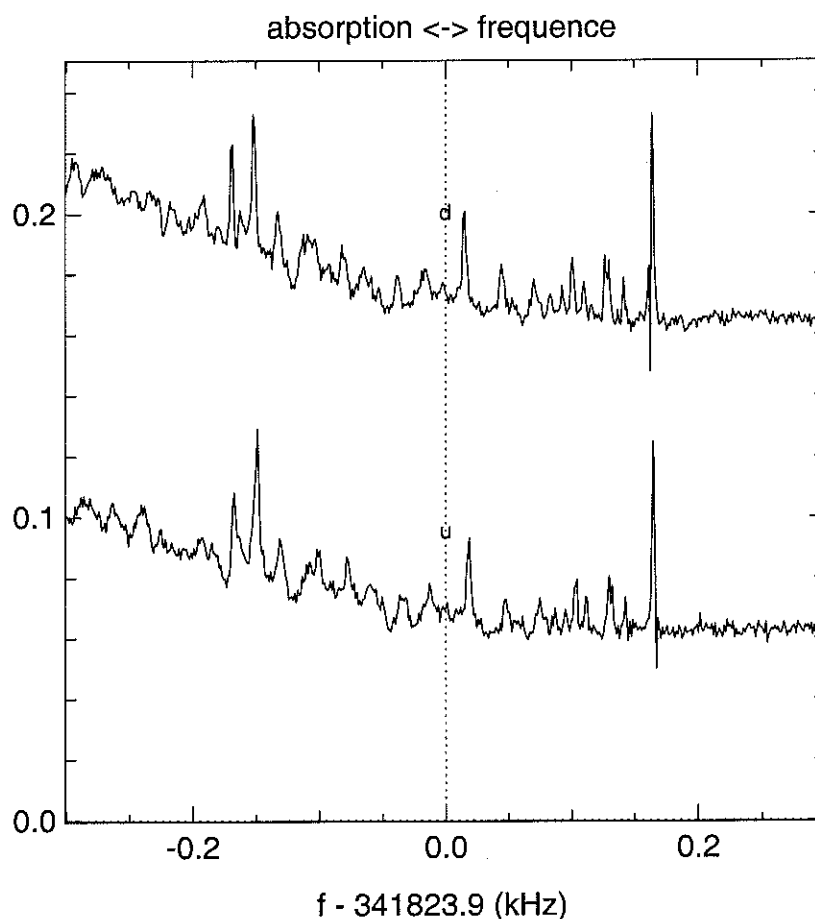
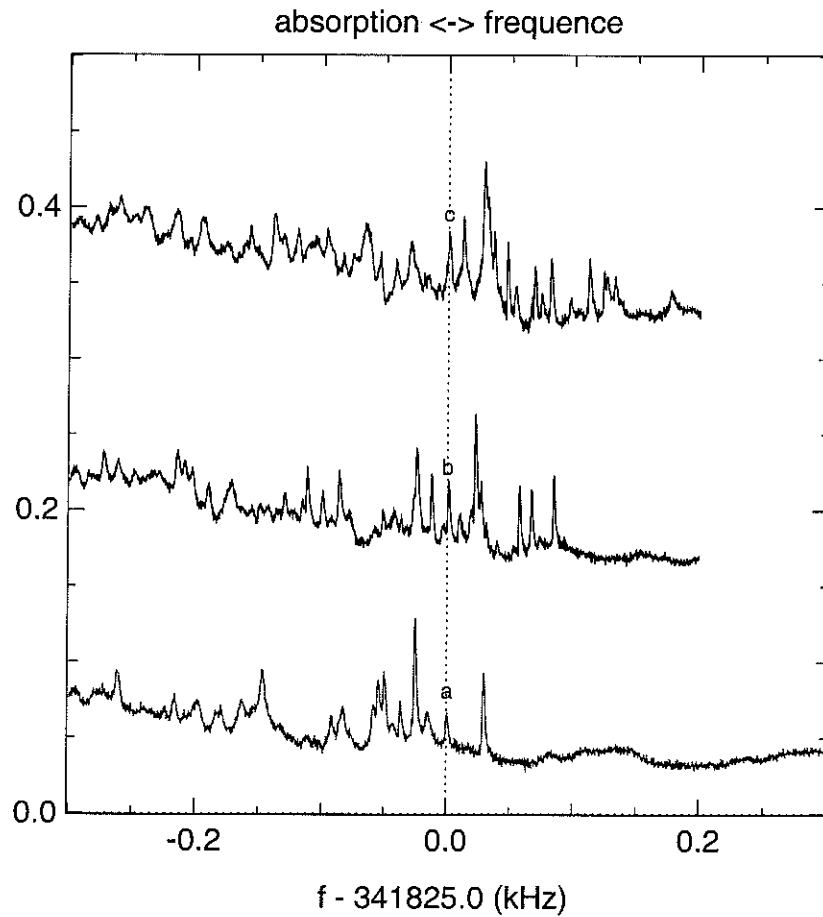


FIG. 6.9 – Un de nos meilleurs spectres obtenu à une température de 14.7 mK et un gain en polarisation par rapport à l'équilibre de $A=1.5$, dans un gradient de champ de -3.6 Gauss/cm. La largeur des modes est de 1 à 2 Hz, ce qui nous impose de balayer très lentement la ligne. Le spectre ("u") est obtenu en balayant la fréquence vers le haut ("u") et le spectre ("d") vers le bas (décalés de 0.1 u.a.). Notre balayage est un peu rapide, les "wiggles" qui apparaissent après le pic (dans le sens du balayage) en sont la preuve.



Spectre	Température [mK]	Gain en polarisation $\mathcal{A}$
a	19.0	1.0
b	13.9	2.1
c	17.1	3.4

FIG. 6.10 – Spectres obtenus avec un balayage en fréquence deux fois plus lent dans les mêmes conditions (consignes) que la figure 6.9. Pour plus de lisibilité, les spectres sont décalés de 0.1 u.a. Les modes sont beaucoup moins clairs, il est plus difficile de les identifier. Le tableau ci-dessus donne la température et le gain en polarisation par rapport à l'équilibre $\mathcal{A}$ pour chacun des spectres.

total, nous avons observé les modes piégés dans la cavité pour un gradient de champ G compris entre -2.6 et ~ -5.0 Gauss/cm.

Tout laisse penser que ce sont des ondes de spin de Silin dans la phase diluée, piégées dans la cavité en Araldite : le nombre de modes confinés augmente avec le gradient, l'étendue en fréquence du spectre est donnée par γGl , et nous allons voir dans ce qui suit que le facteur de qualité des modes dépend de la polarisation et de la température.

6.4.1 Dépendance en polarisation

La figure 6.11 montre la dépendance en polarisation du spectre. La courbe (a) est mesurée à la polarisation d'équilibre quand le polariseur est au repos (sans circulation). Les courbes (b)...(d) sont les spectres obtenus pendant que la polarisation augmente, le tableau donne le gain en polarisation $\mathcal{A}$ et la température pour chaque spectre.

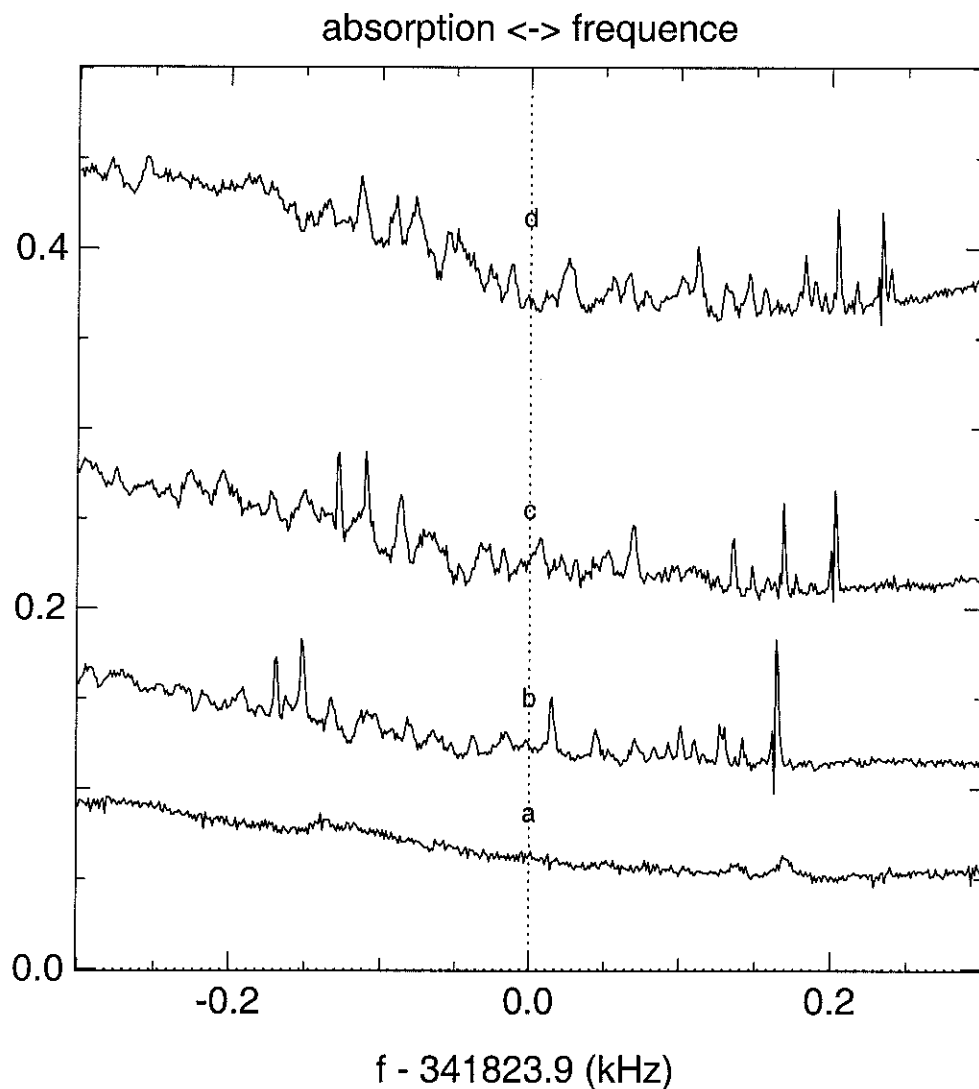
Pour pouvoir donner une valeur de température d'anisotropie T_a , nous avons comparé nos mesures aux spectres calculés avec la méthode de l'annexe B. Nous montrons ici trois séries de spectres avec une valeur à la polarisation d'équilibre de la température d'anisotropie $T_{a\text{éq}}$ de 0, 5 et 10 mK (figure 6.12). Il est important de noter que cette valeur de $T_{a\text{éq}}$ correspond au spectre (a) de la figure 6.11, pour les autres spectres $T_a = \mathcal{A}T_{a\text{éq}}$. Les calculs sont réalisés pour une cavité sphérique de rayon $R=0.5$ mm placée dans un champ externe de 10.5 Tesla. Nous avons ajouté au gradient de champ linéaire de -3.6 Gauss/cm une perturbation quadratique de -8% au maximum (en $\pm R$), compatible avec la largeur à mi-hauteur de la ligne optimisée (1 kHz).

Dans nos calculs nous avons également tenu compte de l'effet du champ démagnétisant. D'après les références [Deville(79)], [Fomin] et [Einzel(84)], en supposant que l'aimantation ne dépend que d'une seule coordonnée ($\mathbf{M} = \mathbf{M}(z)$), le champ dipolaire n'a pour effet que de déplacer tout le spectre d'une quantité égale à $4\pi\gamma M_0$. Dans nos conditions, ce décalage en fréquence est de 23 Hz à la polarisation d'équilibre. Pour une polarisation hors équilibre, le décalage sera égal à $\mathcal{A} \times 23$ Hz. Sur la figure 6.11, les flèches noires représentent le shift dû au champ dipolaire, il faut remarquer qu'il est supérieur à l'espacement entre les modes.

Nous avons ajusté les échelles sur le spectre à haute polarisation (d) : pour les ordonnées en faisant coïncider l'amplitude du second mode (à haute fréquence), pour les abscisses en superposant le premier mode calculé à celui mesuré. Les autres spectres n'ont pas eu d'autres ajustements. On voit que le positionnement du premier mode est très bien décrit par nos calculs : le déplacement en fréquence du premier mode via le champ dipolaire pourrait être un moyen de mesurer la polarisation.

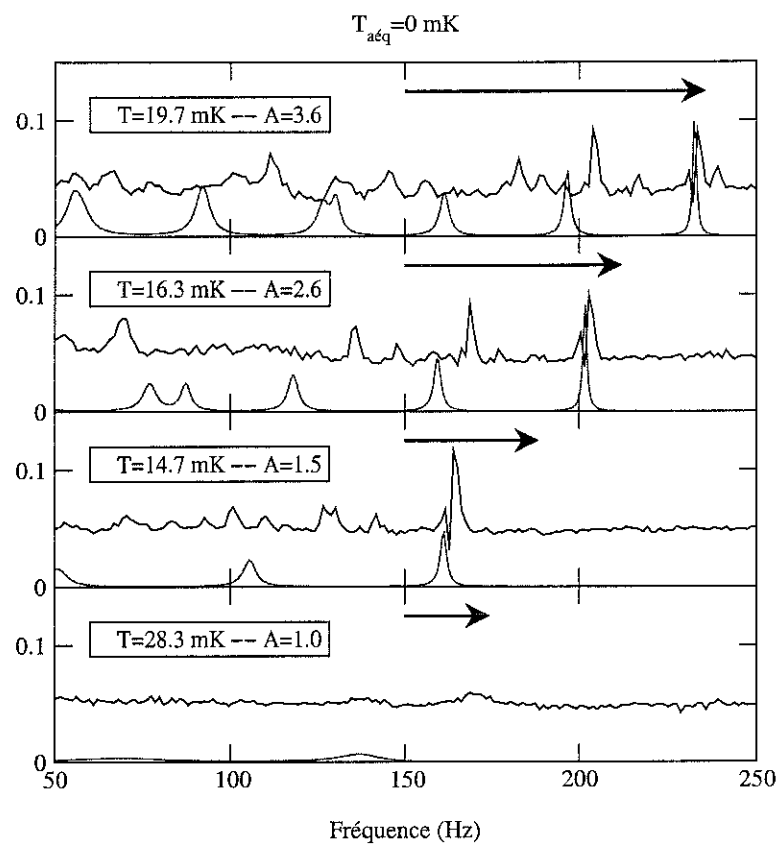
On voit que l'espacement entre les modes, pour les spectres avec les plus basses polarisations, ne correspond pas aux calculs. Il y a à cela plusieurs explications possibles :

- Les modes au "fond" de la cavité sont-ils affectés par le fait que la cavité n'est que demi-sphérique ? On peut supposer que ce n'est pas le cas pour les trois premiers modes à haute fréquence (= au fond de la cavité). La distance

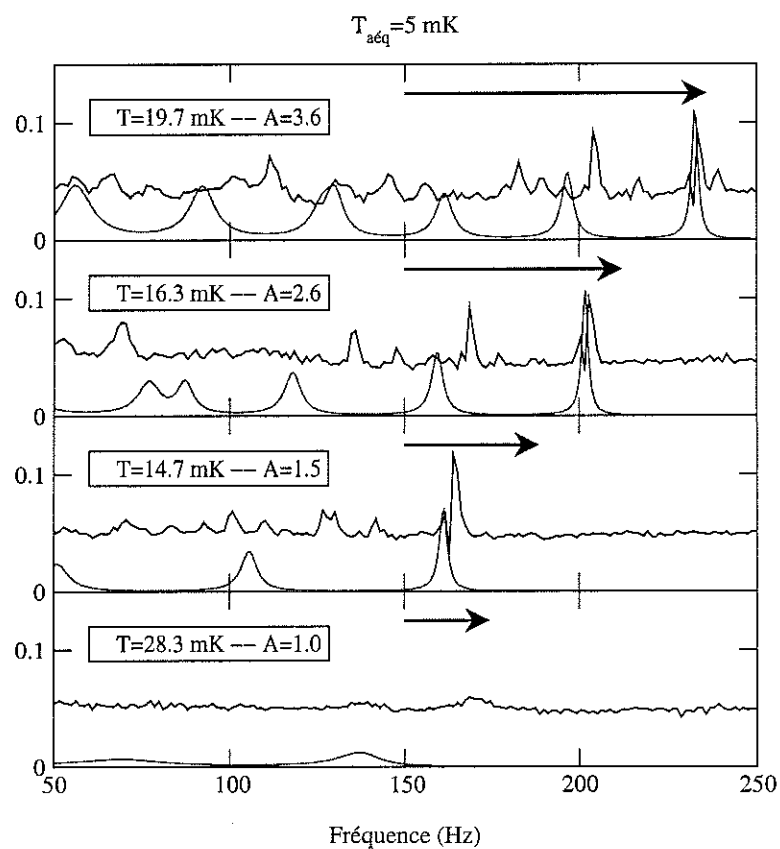


Spectre	Température [mK]	Gain en polarisation $\mathcal{A}$
a	28.3	1.0
b	14.7	1.5
c	16.3	2.6
d	19.7	3.6

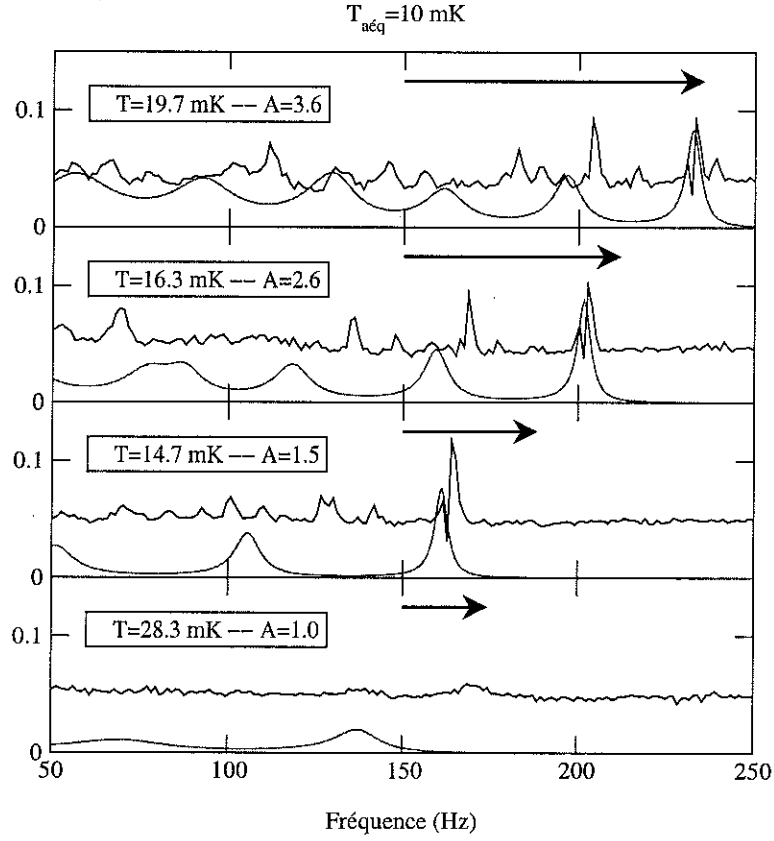
FIG. 6.11 – Dépendance en polarisation de la largeur des modes. Les spectres sont décalés de 0.05 u.a. pour plus de lisibilité. Dans le tableau sont portés le gain en polarisation par rapport à l'équilibre $\mathcal{A}$ et la température pour chacun des spectres.



(A)



(B)



(C)

FIG. 6.12 – Comparaison entre les spectres mesurés (figure 6.11) et les spectres calculés dans les mêmes conditions de polarisation et température pour des valeurs différentes de la température d'anisotropie à la polarisation d'équilibre : (A) $T_{a\text{eq}}=0$ mK, $T_{a\text{eq}}=5$ mK, $T_{a\text{eq}}=10$ mK. Les spectres sont arbitrairement décalés pour plus de lisibilité. Sur les spectres (B) et (C), la largeur des modes calculée est beaucoup plus grande. Nous ne pouvons, là encore, donner avec exactitude la valeur de $T_{a\text{eq}}$ mais nous pouvons donner une borne supérieure qui est de 5 mK, soit 4 fois inférieure à ce qui est attendu à partir des expériences d'échos de spin. Les flèches noires représentent le shift dipolaire ($4\pi\gamma AM_0$) correspondant à chacun des spectres.

- explorée par le troisième mode, n'est que de 0.12 mm à partir du fond de la cavité.
- La taille de la cavité n'est pas définie au dixième de millimètre; si le rayon de la cavité est légèrement plus élevé, les modes pourraient être plus proches. La distance entre les modes étant proportionnelle à $R^{1/3}$, ce défaut ne peut pas expliquer à lui seul les différences. Il n'est pas raisonnable de croire que le rayon puisse être supérieur à 0.55 mm.
 - La sphéricité de la cavité n'est sans doute pas parfaite, il est possible que le rayon "effectif" vu par les ondes de spin piégées au "fond" de la cavité soit plus élevé (voir la figure 6.13). Nous n'avons pas scié la cellule pour vérifier, mais, d'après les images faites lors du test de notre technique de construction de la cavité, la sphéricité semble tout à fait réussie!!
 - Quel est le rôle exact du champ démagnétisant? Déplace-t-il tous les modes de la même quantité?

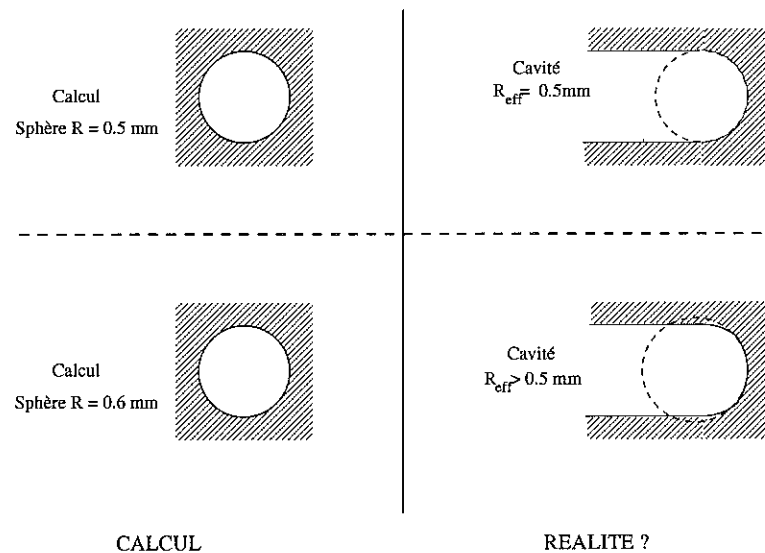


FIG. 6.13 – Le rayon de la cavité choisi pour les calculs, en haut pour une cavité parfaite de rayon 0.5 mm. En bas pour une cavité dont la sphéricité n'est pas parfaite, le rayon "effectif" vu par les modes confinés au "fond" de la cavité est supérieur.

Dans les calculs, les paramètres n'ont pas été poussés au delà de ce qui nous paraît justifiable par d'autres moyens, par exemple les dimensions de la cavité. De plus, les remarques précédentes n'ont pas été intégrées dans le calcul. D'ailleurs pour certaines, comme le problème de la non sphéricité, nous ne savons pas comment en tenir compte. Aussi, même si les calculs ne collent pas exactement aux mesures, nous pouvons déjà discuter l'amortissement des modes en fonction de la polarisation. Pour la série de spectres (B) et (C) où $T_{a\acute{e}q}$ vaut 5 et 10 mK respectivement, la largeur à mi-hauteur des modes calculée est très supérieure à celle mesurée. Au total, nous pouvons dire que $T_{a\acute{e}q}$ dans un champ de 10.56 Tesla est compris entre 0 et 5 mK.

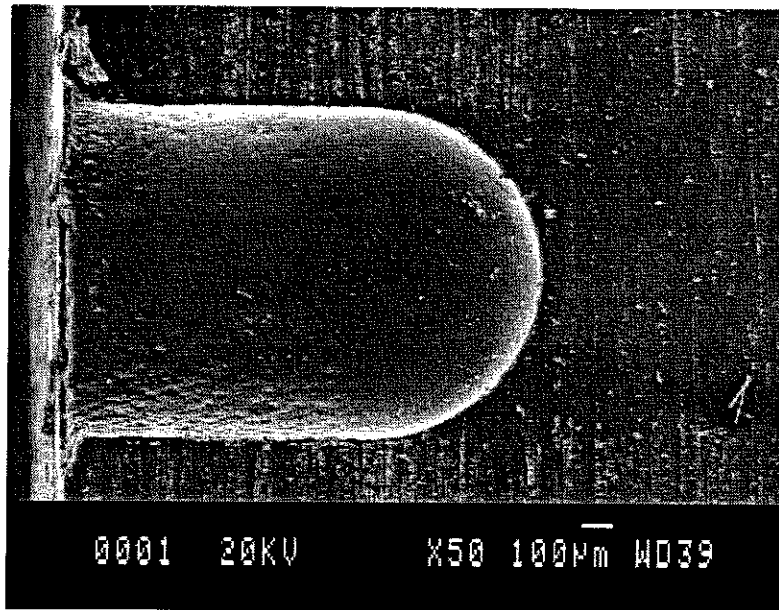
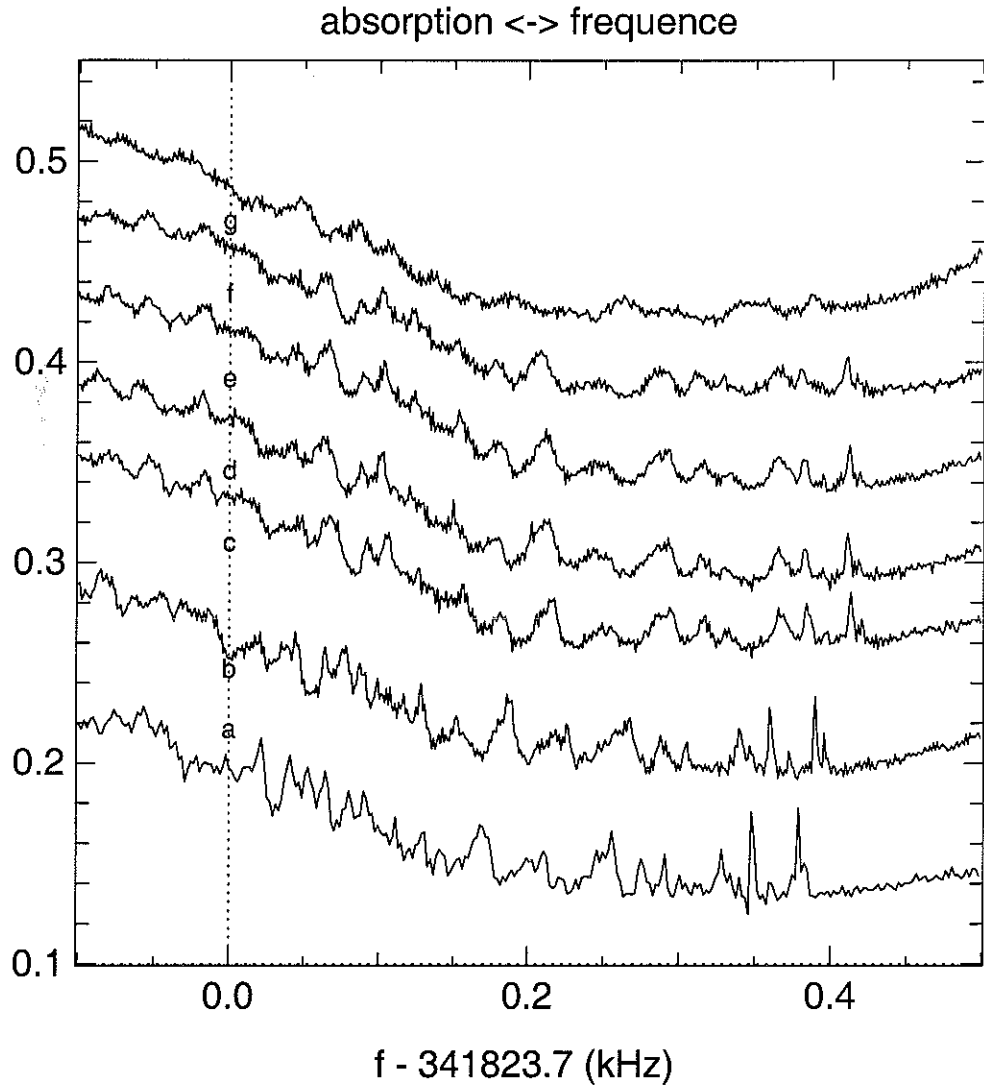


FIG. 6.14 – Image d’une cavité test de mêmes dimensions que celles du polariseur. Sa construction est simple : on dépose un peu de Stycast 1266 dans un trou de diamètre 1 mm et de profondeur 1.5 mm, la nature se charge du reste ! La sphéricité semble tout à fait réussie. La préparation de la cavité pour l’observation a été réalisée sans soin particulier, ce qui explique les “gros” défauts apparents sur cette image.

6.4.2 Dépendance en température

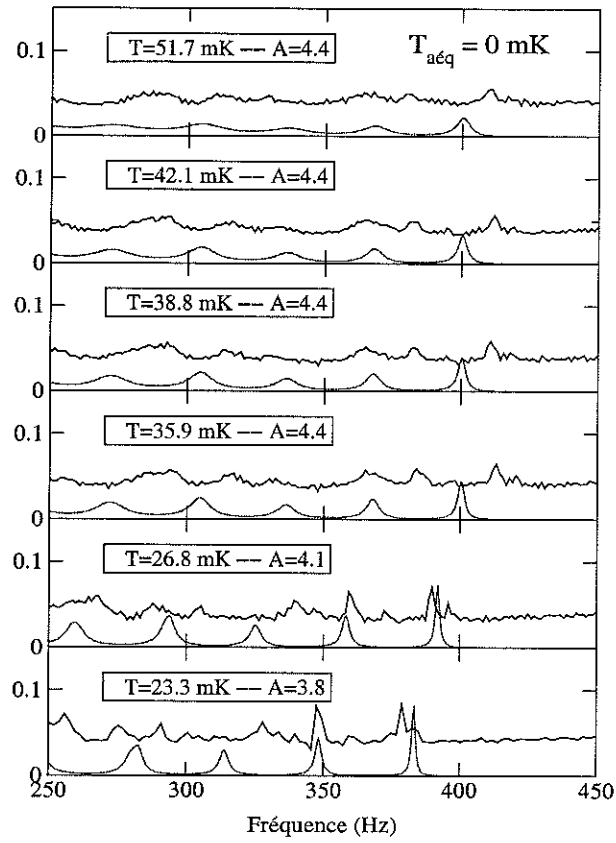
La figure 6.15 donne la dépendance en température de la largeur des modes. Les courbes (b) et (g) ont été mesurées pendant le pulse de chaleur, les courbes (c)...(f) pendant le refroidissement. Le tableau donne la température et le gain en polarisation de chacun des spectres. On voit que la largeur des modes dépend de la température.

Comme pour la dépendance en polarisation, nous pouvons comparer les spectres calculés et mesurés. La figure 6.16 montre trois séries de spectres calculés avec différentes valeurs de température d’anisotropie pour la polarisation d’équilibre dans un champ de 10.5 Tesla (A) $T_{a\acute{e}q}=0$ mK, (B) $T_{a\acute{e}q}=5$ mK, et (C) $T_{a\acute{e}q}=10$ mK. En comparant les largeurs à mi-hauteur des modes mesurés et calculés, nous arrivons à la même conclusion qu’avec la dépendance en polarisation, soit, $0 \leq T_{a\acute{e}q} < 5$ mK. On compare surtout l’allure du deuxième mode, le premier étant trop étroit et du même coup déformé par le balayage trop rapide.

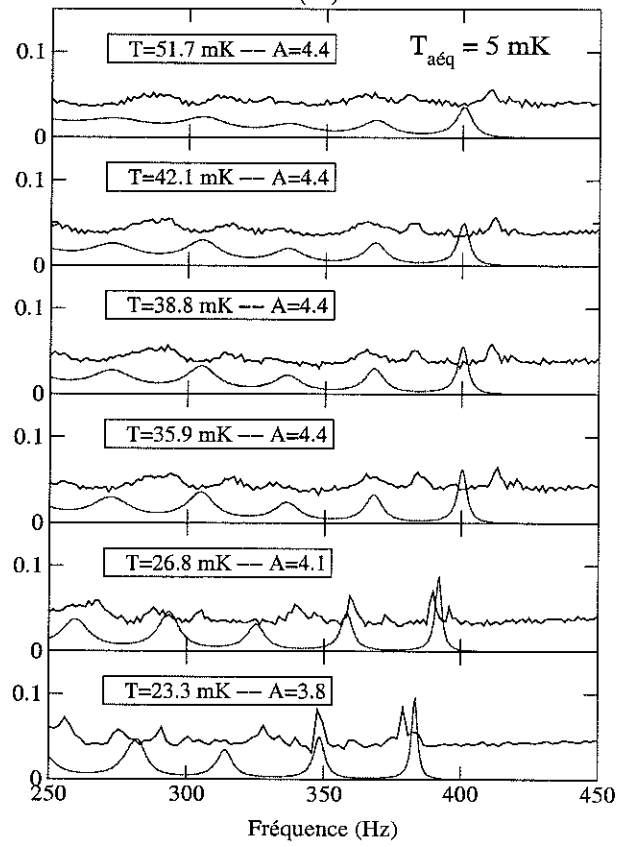


Spectre	Température [mK]	Gain en polarisation $\mathcal{A}$
a	23.3	3.8
b	26.8	4.1
c	35.9	4.4
d	38.8	4.4
e	42.1	4.4
f	51.7	4.4
g	60.3	4.4

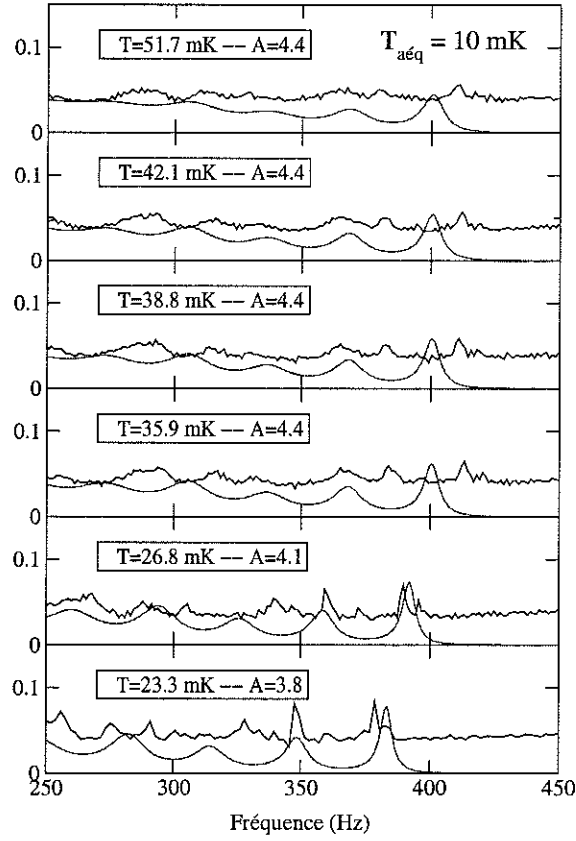
FIG. 6.15 – *Dépendance en température. Les courbes a et b sont prises pendant le pulse de chaleur, les autres courbes pendant le refroidissement. Les courbes sont décalées pour plus de lisibilité. Le tableau donne la température et la polarisation pour chaque spectre.*



(A)



(B)



(C)

FIG. 6.16 – Comparaison entre les spectres mesurés (figure 6.15) et les spectres calculés dans les mêmes conditions de polarisation et température, mais avec des valeurs de température d'anisotropie différentes (à l'équilibre): (A) $T_{a\text{eq}}=0$ mK, (B) $T_{a\text{eq}}=5$ mK, (C) $T_{a\text{eq}}=10$ mK. La largeur des modes calculées sur les séries de spectres (B) et (C) est supérieure aux largeurs mesurées. Nous ne pouvons, là encore, donner avec exactitude la valeur de $T_{a\text{eq}}$, mais nous pouvons donner une borne supérieure de 5 mK, 4 fois inférieure à ce qui est attendu à partir des expériences d'échos de spin.

6.5 Conclusion

Dans ces nouvelles conditions expérimentales, nous avons observé l'effet du champ dipolaire sous la forme de modes magnétostatiques et d'un décalage supplémentaire des spectres d'ondes de spin. La mesure de ce shift dipolaire ou de l'étendue en fréquence des modes magnétostatiques est un moyen de mesurer la polarisation.

Mais surtout, nous avons étudié les spectres d'ondes de spin dans de l' ^3He dilué piégées dans une cavité demi-sphérique en Araldite. La largeur des modes à haute fréquence est de 1 à 2 Hz, il est donc nécessaire de balayer très lentement la ligne de RMN. Pour limiter le temps d'acquisition des spectres, il faudra absolument, dans le futur, faire de la RMN pulsée. La dépendance en température et en polarisation du facteur de qualité des modes nous a permis de dire que la température d'anisotropie à la polarisation d'équilibre est comprise entre 0 et 5 mK. Au minimum, le $T_{a\acute{e}q}$ mesuré ici est 4 fois inférieur à celui mesuré par le groupe de Nottingham (5 mK $\leftrightarrow$ 19 mK). Ces résultats confirment ceux obtenus avec les modes accrochés aux gouttes de phase diluée. Néanmoins, si on compare avec la valeur théorique de Mullin pour les gaz dilués, qui vaut $T_{a\acute{e}q} = 2.7$ mK dans nos conditions, nous ne pouvons, là encore, réfuter l'une ou l'autre des approches théoriques concernant le temps de relaxation transverse fini à température nulle.

De cette étude, il est également apparu que les spectres calculés avec un $T_{a\acute{e}q}$ compris entre 1 et 3 mK sont indiscernables. Il faudra donc travailler à des températures plus basses ou des polarisations plus élevées pour pouvoir donner raison à l'une ou l'autre des théories.

Conclusion

Récemment, Fomin a contesté la prédiction de Meyerovich et de Mullin selon laquelle le temps de relaxation transverse dans les liquides de Fermi polarisés reste fini à température nulle au lieu de diverger ($\propto 1/T^2$). Ce temps de relaxation est à l'origine de l'amortissement des modes collectifs de spin comme les ondes de spin ou l'effet Leggett-Rice. Des expériences d'échos de spin pour mesurer le temps de relaxation transverse ont été réalisées par l'équipe d'Owers-Bradley dans la phase diluée, et par l'équipe de Candela dans l' ^3He pur. Les deux équipes ont observé que le temps de relaxation transverse tend vers une valeur finie. Cette tendance est caractérisée par une température d'anisotropie T_a dont la valeur, dans les deux cas, est supérieure aux prédictions théoriques. Est-ce la méthode de détection où les prédictions théoriques qui sont à l'origine de cette différence?

L'objectif de la thèse était de mesurer le temps de relaxation transverse avec une méthode différente de celle utilisée par d'autres groupes et de tirer partie au mieux de nos conditions de température et polarisation.

L'alternative aux techniques d'échos de spin étant les ondes de spin, nous avons développé un système de détection de RMN continue avec la sensibilité nécessaire. Un nouveau polariseur monté sur un réfrigérateur à dilution "classique", lui aussi construit pendant cette thèse, a été mis au point. Il nous a permis d'atteindre des polarisations quatre fois plus élevées que la polarisation d'équilibre avec un champ externe de 10.5 Tesla à des températures comprises entre 10 et 20 mK.

Grâce à ces merveilleux outils, nous avons observé différents types de modes collectifs de spin : des ondes de spin, des modes magnétostatiques et peut-être même un "mélange" des deux...En effet, avec le premier polariseur, nous avons observé des modes accrochés aux gouttes de phase diluée tombant dans la phase concentrée. Ces modes peuvent propager dans les deux phases. L'amortissement – la largeur – des modes dépend fortement de la température et de la polarisation. La dépendance en température nous laisse penser qu'il s'agit de modes amortis par un mécanisme d'ondes de spin. En admettant que c'est le cas, nous pouvons discuter l'amortissement des modes en terme de température d'anisotropie. N'ayant pu atteindre des températures suffisamment basses (13 mK au minimum), nous n'avons pu donner qu'une borne supérieure à T_a égale à 7 mK pour une polarisation 3.1 fois supérieure à la polarisation d'équilibre dans un champ magnétique de 9.36 Tesla. La valeur maximale est près de dix fois inférieure aux précédents résultats expérimentaux, aussi bien dans la phase diluée que concentrée (extrapolés à nos polarisations). Nous rappelons que ces précédentes expériences sont considérées comme des preuves en faveur d'un temps de relaxation transverse fini à température nulle. Cependant,

notre valeur de T_a limite n'est pas assez faible pour donner raison à l'une ou l'autre des approches théoriques. En effet, pour la phase diluée du moins, la valeur limite de T_a (7 mK) est proche de celle prédite par la théorie de Mullin (7.4 mK).

Un gros point d'interrogation plane sur le mécanisme de confinement de ces modes, c'est pourquoi notre approche n'est que qualitative car nous ne pouvons pas modéliser nos spectres. Nous savons en tout cas que l'interface entre les deux phases est très transparente aux ondes de spin. La réflexion des ondes de spin sur l'interface ne suffit pas à les confiner. Pour comprendre le confinement, il faudra sans doute répondre à plusieurs questions : quel est le rôle du minimum de champ créé par le capillaire de CuNi aimanté ? Quel est l'effet du champ dipolaire ? Pourquoi a-t-on observé à nouveau ces gouttes dans le second polariseur, mais sans dépendance en température ? Pour nous aider à répondre à toutes ces questions : théoriciens de bonne volonté, vous êtes les bienvenus !

Dans un deuxième polariseur, nous avons observé avec certitude cette fois des ondes de spin piégées dans une cavité demi-sphérique en Araldite remplie de phase diluée. De la dépendance en température et polarisation des spectres, nous estimons que la température d'anisotropie à la polarisation d'équilibre ($\sim 2.5\%$) est comprise entre 0 et 5 mK. La valeur maximale de T_a mesurée est elle aussi inférieure à celle de l'équipe de Nottingham extrapolée à notre polarisation. Dans le cadre de la théorie de Mullin pour les gaz dilués, T_a est égale à 2.7 mK à cette polarisation. Là encore, nous ne pouvons invalider l'une ou l'autre des théories. Les conclusions avec cette deuxième cellule consolident celles du premier polariseur.

Nous avons appris beaucoup de choses pendant cette thèse, nous espérons qu'elles serviront à d'autres :

- La maîtrise de l'adaptation de notre circuit RMN, et des différents éléments qui la compose. Comment choisir la méthode de traitement des signaux RMN adaptée, l'utilisation d'un détecteur de phase en est la clef. Nous sommes conscients que certains points cependant restent à éclaircir.
- Notre plus grosse surprise aura sans doute été les modes magnétostatiques qui nous ont rendu la tâche beaucoup plus difficile que prévu : un des principaux problèmes à résoudre pour aller plus loin, c'est à dire faire du "vrai quantitatif", sera de trouver le moyen de les éliminer ou tout du moins de séparer leur spectre de celui des ondes de spin de Silin, sans cela, l'observation d'ondes de spin pour nos polarisations dans la phase concentrée paraît pour le moins compromise.

Enfin et pour finir, étant donné l'existence et l'ampleur de ces modes magnétostatiques, nous pouvons nous poser la question de leur effet dans une expérience d'échos de spin.

Annexe A

Quelques valeurs de la littérature pour le transport de spin

Diffusion transverse pour des échantillons faiblement polarisés :

Les mesures de diffusion transverse ont été réalisées dans de l' ^3He pur et des mélanges ^3He - ^4He à partir de l'étude des spectres d'ondes de spin obtenus par RMN continue à des fréquences comprises entre 1 et 4 MHz. A ces faibles polarisations, $D_{\perp} = D_{\parallel}$ de toute façon.

- pour de l' ^3He pur :

p	$D_0(T_c)$	T_c	DT^2	$\frac{v_F^2(1+F_0^2)}{3\lambda} = \frac{D}{\lambda\tau}$	$\lambda\tau T^2$
(bar)	(cm^2/s)	(mK)	($\text{cm}^2\text{K}^2/\text{s}$)	10^6 (cm^2/s^2)	10^{-12} sK ²
0	1.16 ± 0.13	0.929	1.00×10^{-6}	1.72 ± 0.08	0.582
6.3	0.22 ± 0.03	1.584	0.552×10^{-6}	1.19 ± 0.14	0.464
12.3	0.077 ± 0.008	1.948	0.292×10^{-6}	$0.9^{+0.6}_{-0.3}$	0.325

TAB. A.1 – Valeurs du tableau I de la référence : [Candela(86)].

- pour les mélanges ^3He - ^4He :

x_3	p	λ	DT^2	$\lambda\tau T^2$	$\frac{v_F^2(1+F_0^a)}{3\lambda} = \frac{D}{\lambda\tau}$
(%)	(bar)		($\text{cm}^2\text{K}^2/\text{s}$)	10^{-12} (sK 2)	10^6 (cm^2/s^2)
1.3	0	-0.045 ± 0.005	17.19×10^{-6}	-0.657	-26.16
1.3	7	-0.040 ± 0.005	15.58×10^{-6}	-0.592	-26.32
3.0	0	-0.014 ± 0.003	54.20×10^{-6}	-0.406	-133.5
3.0	7	-0.013 ± 0.003	49.59×10^{-6}	-0.377	-131.6
6.4	0	0.035 ± 0.004	75.69×10^{-6}	0.875	86.50
6.9	7	0.045 ± 0.005	61.75×10^{-6}	1.071	57.66
8.6	8	0.072 ± 0.005	61.61×10^{-6}	1.440	42.79
9.3	7	0.082 ± 0.01	69.5×10^{-6}	1.8	38.6

TAB. A.2 – Données du tableau I de la référence [Ishimoto(88)]. Les valeurs dans la dernière ligne du tableau sont extrapolées à nos conditions de pression et de concentration. λ est obtenu par extrapolation linéaire. Le facteur $D/\lambda\tau = 57.66 * (9.3/6.9)^{2/3} / (0.082/0.045) = 38.6 \text{ cm}^2/\text{s}^2$. On estime $\lambda\tau T^2 = 1.8 \text{ sK}^2$ par extrapolation des autres données.

Diffusion transverse pour des échantillons polarisés pour les mélanges ^3He - ^4He :

Mesure de la diffusion de spin transverse avec une technique d'échos de spin sur des échantillons d' ^3He - ^4He à différentes concentrations polarisés dans un champ de 8.8 Tesla [Ager(95)]. Les valeurs du rapport $D_\perp/\lambda\tau_\perp$ mesurées sont accord avec celles portées dans le tableau A.2.

Dans la même expérience, $D_\parallel$ et $D_\perp$ ont été mesurés : la différence entre les deux est considéré comme une preuve de l'anisotropie de la diffusion de spin dans les liquides de Fermi polarisés.

x_3	T_F	T_a	$\lambda/(1 + F_0^a)x^{1/3}$	$\frac{D}{\lambda\tau} = \frac{\omega_0 D_\perp}{\mu M_0}$
(%)	(mK)	(mK)		(cm^2/s^2)
0.05	16.6	–	-0.424	–
0.1	26.4	–	-0.403	-7.2×10^6
0.46	73.0	–	-0.315	–
1.0	122	8 ± 4	-0.168	-29.4×10^6
3.8	295	13 ± 2	0	–
6.4	417	19 ± 3	0.090	81.5×10^6

TAB. A.3 – Résultats de la référence [Ager(95)].

Annexe B

Ondes de spin piégées dans une cavité sphérique

Nous avons adapté la méthode de calcul du spectre des ondes de spin dans une cavité sphérique proposée par [Candela(91)] au cas d'un gradient de champ non-linéaire. L'équation de Schrödinger pour un problème d'ondes de spin dans un champ magnétique symétrique selon l'axe z développé au second ordre s'écrit¹ :

$$iD_{eff}\nabla^2\psi^\alpha(x,y,z) + \left(\omega_0 + \gamma G_1 z + \gamma G_2 (2z^2 - x^2 - y^2)\right) \psi^\alpha(x,y,z) = \omega^\alpha \psi^\alpha(x,y,z) , \quad (\text{B.1})$$

où ψ^α est défini par : $m^+(x,y,z) = \sum_\alpha a^\alpha \psi^\alpha(x,y,z)$. Cette équation est équivalente à l'équation (2.7).

Pour appliquer cette équation à une cavité sphérique de rayon R , nous exprimons l'équation B.1 en coordonnées sphériques $(\rho, \vartheta, \varphi)$:

$$\left(iD_{eff} \left(\frac{1}{\rho^2} \frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{\rho^2 \partial}{\partial \rho} \right) - \frac{\hat{l}^2}{\rho^2} \right) + \left(\omega_0 + \gamma G_1 \rho \cos \vartheta + \gamma G_2 \rho^2 (3 \cos^2 \vartheta - 1) \right) \right) \psi^\alpha = \omega^\alpha \psi^\alpha , \quad (\text{B.2})$$

où

$$\hat{l}^2 = - \left(\frac{1}{\sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \left(\sin \vartheta \frac{\partial}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) . \quad (\text{B.3})$$

En définissant $Rr \equiv \rho$ où $-1 \leq r \leq 1$ et $f_{(0)}^{(\alpha)} = \omega_{(0)}^{(\alpha)} / \gamma G_1 R$, l'équation B.2 devient :

$$\widehat{H}\psi^\alpha \equiv (\widehat{H}_0 + \widehat{H}_1)\psi^\alpha = (f^\alpha - f_0) \psi^\alpha .$$

$$\text{où} \quad \widehat{H}_0 \equiv \frac{iD_{eff}}{\gamma G R^3} \left(\frac{\partial}{r^2 \partial r} \left(\frac{r^2 \partial}{\partial r} \right) - \frac{\hat{l}^2}{r^2} \right) \quad (\text{B.4})$$

1. La perturbation quadratique $G_2(2z^2 - x^2 - y^2)$ satisfait les équations de Maxwell de l'électromagnétisme.

$$\hat{H}_1 \equiv r \cos \vartheta + \frac{G_2 R}{G_1} r^2 (3 \cos^2 \vartheta - 1) \quad (\text{B.5})$$

$$= r \sqrt{\frac{4\pi}{3}} Y_1^0(\vartheta, \varphi) + \frac{G_2 R}{G_1} r^2 \sqrt{\frac{16\pi}{5}} Y_2^0(\vartheta, \varphi) \quad (\text{B.6})$$

Les fonctions propres ψ^α sont développées sur une base formée du produit d'harmoniques sphériques $Y_l^m(\vartheta, \varphi)$ et de fonctions de Bessel sphériques $j_l(r\xi)$. Nous ne prenons que les harmoniques en $m = 0$ car elles ont la bonne symétrie pour un champ rf homogène :

$$\psi^\alpha(r, \vartheta, \varphi) = \sum_{n'l'} \psi_{n'l'}^\alpha c_{n'l'} j_{l'}(r\xi_{n'l'}) Y_{l'}^0(\vartheta, \varphi) , \quad (\text{B.7})$$

où les ξ_{nl} sont choisis tels que la condition de courant de spin nul sur les parois soit remplie. ξ_{nl} est le $(n+1)^{\text{ième}}$ zéro positif de la dérivée de la fonction de Bessel sphérique excepté pour $l=0$ où $\xi_{00} = 0$ et donc $\hat{H}_0 j_0(r\xi_{00}) Y_0^0(\vartheta, \varphi) = 0$.

Les coefficients c_{nl} dans l'équation B.7 sont des coefficients de normalisation donnés par $c_{nl} = 1/\sqrt{\int_0^1 dr (r j_{nl}(r\xi_{nl}))^2}$.

Pour résoudre le problème aux valeurs propres :

$$\sum_{n'l'} H_{nl'n'l'} \psi_{n'l'}^\alpha = (f^\alpha - f_0) \psi_{nl}^\alpha , \quad (\text{B.8})$$

nous devons évaluer les intégrales suivantes pour tous les n, l, n', l' :

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d(\cos \vartheta) \int_0^1 r^2 dr c_{nl} j_l(r\xi_{nl}) Y_l^0(\vartheta, \varphi) (\hat{H}_0 + \hat{H}_1) \psi^\alpha = 0 . \quad (\text{B.9})$$

On peut séparer trois contributions : $\hat{H}_0$, et les deux parties de $\hat{H}_1$ (éq.B.6).

1. $\hat{H}_0$ donne pour le terme de gauche de l'équation aux valeurs propres (B.8) :

$$\int_0^{2\pi} d\varphi \int_{-1}^1 d(\cos \vartheta) \int_0^1 r^2 dr c_{nl} j_l(r\xi_{nl}) Y_l^0(\vartheta, \varphi) \hat{H}_0 c_{n'l'} j_{l'}(r\xi_{n'l'}) Y_{l'}^0(\vartheta, \varphi) .$$

Après l'application de l'opérateur $\hat{l}^2$ sur $Y_{l'}^0$ (avec $\hat{l}^2 Y_l^m(\vartheta, \varphi) = l(l+1) Y_l^m$) et l'intégration sur φ et $\cos \vartheta$, cette intégrale devient :

$$\delta_{ll'} \frac{iD_{eff}}{\gamma G R^3} \int_0^1 r^2 dr c_{nl} j_l(r\xi_{nl}) \underbrace{\left(\frac{\partial}{r^2 \partial r} \left(\frac{r^2 \partial}{\partial r} \right) - \frac{l(l+1)}{r^2} \right)}_{\hat{L}} c_{n'l} j_l(r\xi_{n'l}) .$$

En utilisant le fait que $j_l(r\xi_{nl})$ et $j_l(r\xi_{n'l})$ sont orthogonaux, et que $\hat{L}[j_l(r\xi_{nl})] = -\xi_{nl}^2 j_l(r\xi_{nl})$, on obtient :

$$-\frac{iD_{eff}}{\gamma G R^3} \xi_{n'l}^2 \delta_{l,l'} \int_0^1 r^2 dr c_{nl} j_l(r\xi_{nl}) c_{n'l} j_l(r\xi_{n'l}) ,$$

Enfin, nous trouvons :

$$-\frac{iD_{eff}}{\gamma G R^3} \xi_{n'l}^2 \delta_{n,n'} \delta_{l,l'} . \quad (\text{B.10})$$

2. La partie $r\sqrt{\frac{4\pi}{3}}Y_1^0(\vartheta,\varphi)$ de $\hat{H}_1$ devient pour la partie gauche de l'équation (B.8) :

$$\left\{ \sqrt{\frac{4\pi}{3}} \int d\Omega Y_l^0(\vartheta,\varphi) Y_1^0(\vartheta,\varphi) Y_{l'}^0(\vartheta,\varphi) \right\} \left\{ \int_0^1 r^3 dr c_{nl} j_l(r\xi_{nl}) c_{n'l'} j_{l'}(r\xi_{n'l'}) \right\} .$$

La partie gauche de ce produit est égal à (cf. 16.90 réf.[Merzbacher(70)])

$$\sqrt{\frac{4\pi}{3}} \sqrt{\frac{3(2l'+1)}{4\pi(2l+1)}} \langle l', 1, 0, 0 | l', 1, l, 0 \rangle^2 ,$$

où $\langle l_1, l_2, m_1, m_2 | l_1, l_2, l, m \rangle$ sont les coefficients de Wigner ou de Clebsch-Gordon. Pour $l = l' + 1$, on obtient (cf. 27.9.2 réf. [Abramowitz(72)]) :

$$\sqrt{\frac{2l'+1}{2l+1}} \frac{(l'+1)(l'+1)}{(2l'+1)(l'+1)} = \frac{(l'+1)\delta_{l,l'+1}}{\sqrt{(2l'+1)(2l'+3)}} .$$

Pour $l = l' - 1$:

$$\frac{2l'+1}{2l+1} \frac{l'l'}{(2l'+1)l'} = \frac{(l+1)\delta_{l,l-1}}{\sqrt{(2l+1)(2l+3)}} .$$

Enfin, nous obtenons au total :

$$\left(\frac{(l'+1)\delta_{l,l'+1}}{\sqrt{(2l'+1)(2l'+3)}} + \frac{(l+1)\delta_{l,l'-1}}{\sqrt{(2l+1)(2l+3)}} \right) \int_0^1 r^3 dr c_{nl} j_l(r\xi_{nl}) c_{n'l'} j_{l'}(r\xi_{n'l'}) . \quad (B.11)$$

L'intégrale sur r est évaluée numériquement.

3. La partie $\frac{G_2 R}{G_1} r^2 \sqrt{\frac{16\pi}{5}} Y_2^0(\vartheta,\varphi)$ de $\hat{H}_1$ devient dans l'équation aux valeurs propres :

$$\left\{ \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \int d\Omega Y_l^0(\vartheta,\varphi) Y_2^0(\vartheta,\varphi) Y_{l'}^0(\vartheta,\varphi) \right\} \frac{G_2 R}{G_1} \left\{ \int_0^1 r^4 dr c_{nl} j_l(r\xi_{nl}) c_{n'l'} j_{l'}(r\xi_{n'l'}) \right\} .$$

La partie gauche de ce produit vaut : (cf. 19.60 réf.[Merzbacher(70)])

$$\sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sqrt{\frac{5(2l'+1)}{4\pi(2l+1)}} \langle l', 2, 0, 0 | l', 2, l, 0 \rangle^2 .$$

Pour $l = l' + 2$, on obtient (cf. 27.9.4, réf.[Abramowitz(72)])

$$2\sqrt{\frac{2l'+1}{2l+1}} \frac{3(l'+2)(l'+1)(l'+2)(l'+1)}{(2l'+1)(2l'+2)(2l'+3)(l'+2)} = \frac{6(l'+1)^2(l'+2)\delta_{l,l'+2}}{(2l'+2)(2l'+3)\sqrt{(2l'+1)(2l'+5)}} .$$

Pour $l = l'$:

$$2\sqrt{\frac{2l'+1}{2l+1}} \frac{l'^2(l'+1)^2}{(2l'-1)l'(l'+1)(2l'+3)} = \frac{2l(l+1)\delta_{l,l'}}{(2l-1)(2l+3)} .$$

Pour $l = l' - 2$:

$$2\sqrt{\frac{2l'+1}{2l+1}} \frac{3l'(l'-1)l'(l'-1)}{(2l'-2)(2l'-1)l'(2l'+1)} = \frac{6(l+1)^2(l+2)\delta_{l,l'-2}}{(2l+2)(2l+3)\sqrt{(2l+1)(2l+5)}} .$$

Là aussi, l'intégrale sur r est évaluée numériquement.

L'algorithme utilisé est le même que dans le cas 1D. Chaque terme de $H_{nl'n'l'}$ est évalué pour résoudre l'équation aux valeurs propres. Remarquons qu'à la différence de [Candela(91)], le problème est résolu avec une matrice H non hermitique. Les valeurs propres sont complexes, donc nous obtenons directement la fréquence *et* l'amortissement des modes.

Annexe C

Pompe turbomoléculaire : une bonne alternative pour le roots...

Pendant cette thèse, nous avons construit un réfrigérateur à dilution pour pré-refroidir le polariseur. Cette dilution a été optimisée pour des débits compris entre 250 et 300 $\mu\text{moles/s}$. Ce réfrigérateur à dilution est standard, c'est pourquoi nous nous limiterons à ses seules originalités qui sont sa thermométrie à fil vibrant, le choix des matériaux pour le doigt froid – ces deux points ont été traités dans le chapitre 3 – ainsi que son système de pompage. Dans cette annexe, nous allons montrer que l'usage d'une pompe turbomoléculaire est tout à fait envisageable même pour des dilutions à fort débit comme la notre.

Après une fuite sur notre roots (équivalent du modèle EH 500A chez Edwards), trop coûteuse en réparations, nous avons décidé de le remplacer par une pompe turbomoléculaire moins encombrante et plus silencieuse qu'un roots. Nous avons en premier choix opté pour le modèle V300HT (Varian) dont la pression de fonctionnement était de 0.12 mbar d'après les spécifications (mesurées pour de l' ^4He). En fonctionnement en dilution, autrement dit en pompant sur de l' ^3He , l'efficacité du pompage s'est avérée réduite par rapport aux spécifications. Nous avons alors opté pour un modèle de pompe turbomoléculaire spécialement conçu pour pomper des gaz légers (modèle optimisé pour H_2): V550 chez Varian toujours.

Pour information, les performances des deux pompes turbomoléculaires ont été comparées avec celles du roots et d'une pompe primaire Alcatel (figure C.1). Comme on peut s'y attendre, la pompe primaire a les moins bonnes performances (courbe D). En ce qui concerne la pompe modèle V300HT, l'efficacité du pompage a perdu un facteur 2 entre l' ^4He et l' ^3He , courbes A et B. Ce modèle convient pour des débits inférieurs à 200 $\mu\text{moles/s}$ ce qui est insuffisant pour nous. Par contre, le modèle de pompe moléculaire V550, courbe C, est meilleur que le roots (courbe E) sur toute la gamme de débits.

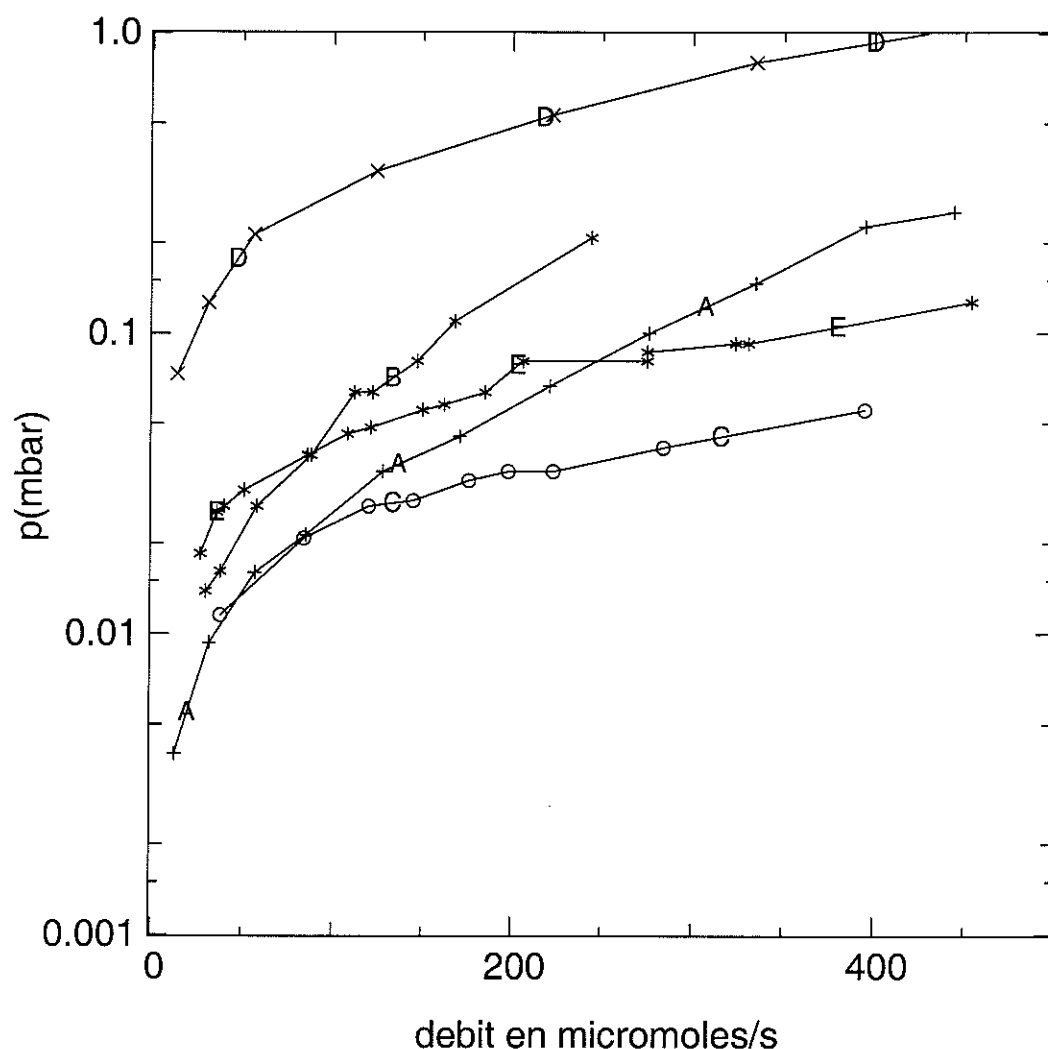


FIG. C.1 – Comparaison entre les différents types de pompes. A, B : efficacité de la pompe turbomoléculaire V300HT sur de $l^4\text{He}$ (A), et sur de $l^3\text{He}$ (B), C : modèle V550 sur ^3He , D : pompe primaire Alcatel 2033H ($36\text{ m}^3/\text{h}$), E : roots Edwards modèle équivalent de EH 500A. Les spécifications de la pompe V300HT étaient exactes pour $l^4\text{He}$ en revanche pour $l^3\text{He}$ les performances étaient insuffisantes (près d'un facteur 2 en débit !). Enfin, on voit que l'efficacité de la pompe V550 est supérieure à celle du roots sur toute la gamme de débits.

Annexe D

Modes magnétostatiques : compléments.

Dans cette annexe, nous analysons nos spectres avec la méthode utilisée par Cross et Osheroff. En effet, ils ont résolu l'équation (5) de la référence [Osheroff(87)] avec une méthode WKB, et ont montré que l'intervalle de fréquence entre le point d'accumulation et les différents modes dépend exponentiellement du numéro du mode : $\Delta f = \exp(Sn)$ où n est le numéro du mode et $S \propto (G/M_0)^{2/3}$ avec G le gradient de champ. Expérimentalement, ils observent bien une dépendance exponentielle de Δf en fonction de n pour chaque gradient ainsi qu'une dépendance linéaire de $S^{3/2}$ en fonction de G .

Pour notre cas, nous n'avons pas l'équivalent de la formule (5) de la référence [Osheroff(87)], car dans notre géométrie nous ne savons pas exprimer le terme d'énergie potentielle. Néanmoins, nous avons étudié les spectres avec les mêmes méthodes. Sont apparues des similitudes dans le comportement mais aussi des différences que nous ne savons pas à ce jour expliquer.

– Dépendance en gradient

Nous avons mesuré l'intervalle de fréquence Δf entre le point d'accumulation et les différents pics sur le spectre. Le mode le plus loin du point d'accumulation a le numéro (n) le plus élevé. Pour notre analyse, le mode avec le numéro le plus élevé est proche du mode uniforme, du côté haute fréquence (fig. D.1). La dépendance de Δf en fonction de n est représentée sur la figure D.1 (A) pour différents gradients de champ. Pour chaque gradient, les points sont interpolés par une exponentielle, nous retrouvons la même dépendance que Cross et Osheroff. Si on trace $\log \Delta f$ en fonction de n on a bien des droites (figure D.1 (B)). Sur cette figure la pente des droites diminue quand le gradient augmente, à l'inverse de la référence [Osheroff(87)].

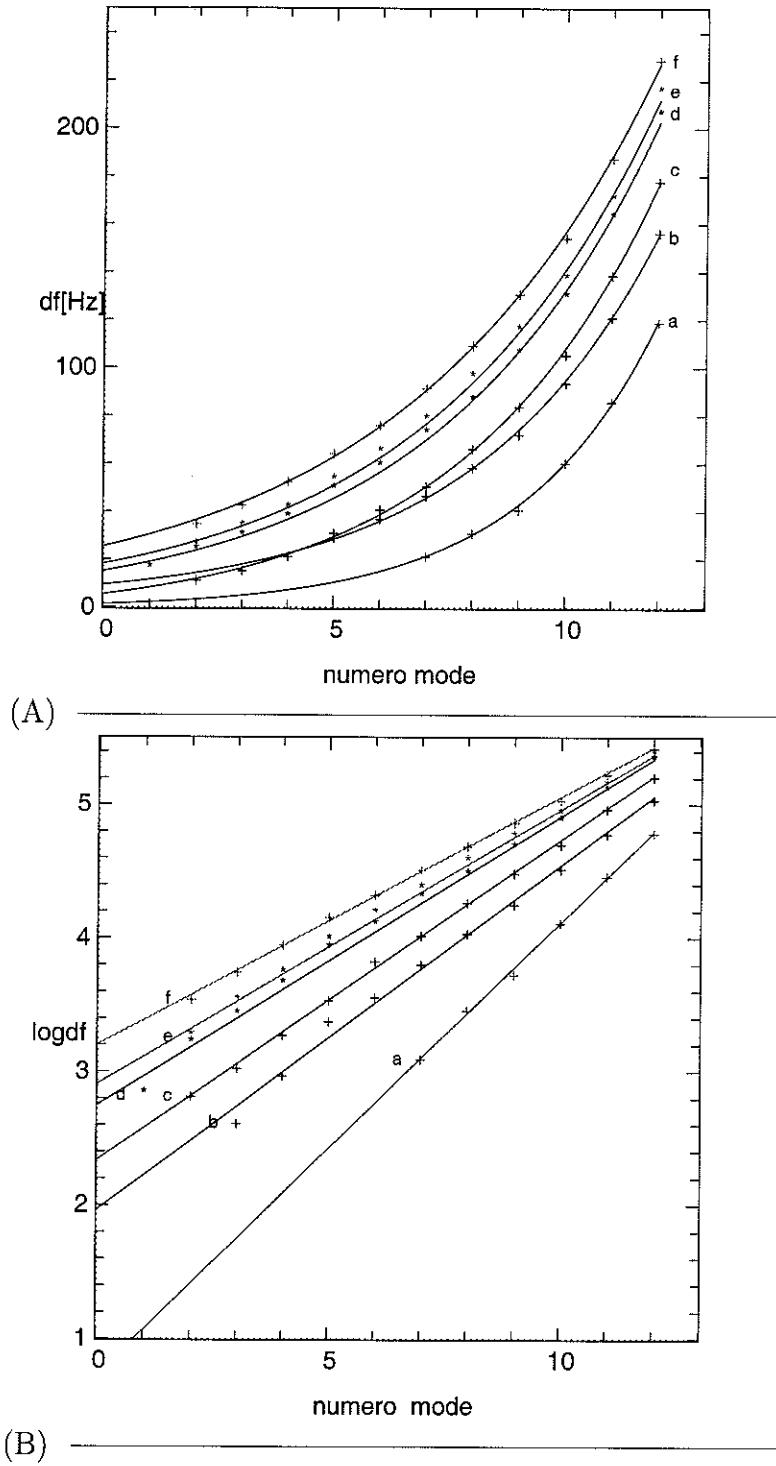


FIG. D.1 – *Dépendance en gradient du spectre. (A) l'intervalle de fréquence Δf entre le $n^{\text{ième}}$ mode et le point d'accumulation pour 6 gradients différents : (a) 4.0 Gauss/cm, (b) 5.0 Gauss/cm, (c) 6.2 Gauss/cm, (d) 7.3 Gauss/cm, (e) 8.4 Gauss/cm, (f) 9.5 Gauss/cm, (g) 10.5 Gauss/cm. Δf dépend exponentiellement de n . (B) $\log(\Delta f)$ en fonction de n : on obtient des droites dont la pente diminue quand le gradient augmente.*

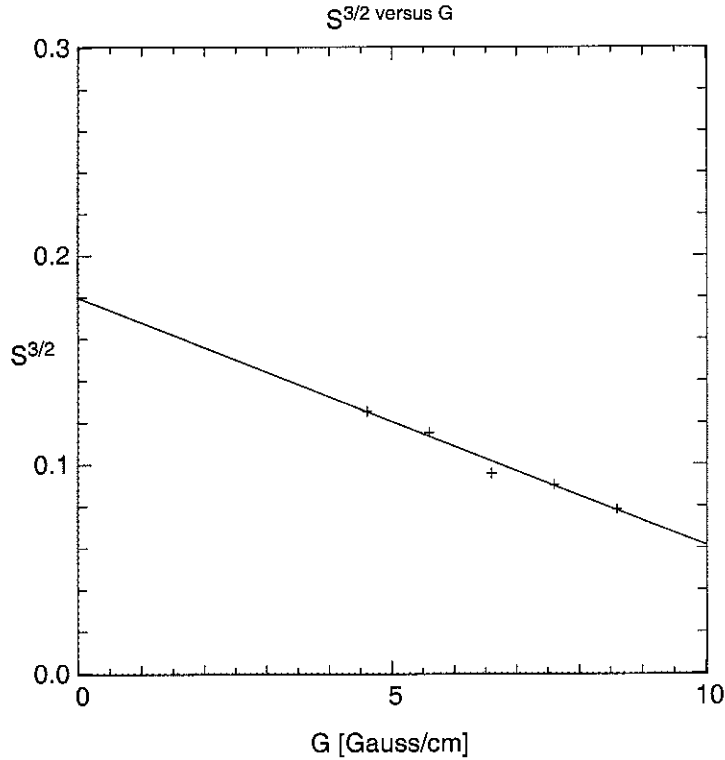


FIG. D.2 – *Dépendance en gradient de la pente des droites $S^{3/2}$. Le comportement est radicalement différent de celui de Cross et Osheroff.*

En plus de la dépendance en gradient, nous avons regardé la dépendance en polarisation, avec toujours la même méthode.

– Dépendance en polarisation

La figure 6.7 (a) du chapitre 6 montre la dépendance en polarisation du spectre des modes. On a vu que l'étendue des modes augmente linéairement avec la polarisation comme $2\pi\gamma AM_0$ (figure 6.7 b).

Sur la figure D.3, nous avons tracé le déplacement en fréquence du $n^{\text{ième}}$ mode par rapport au point d'accumulation: Δf . Le pic le plus éloigné de ce point d'accumulation a le numéro 11. On voit que Δf dépend là encore exponentiellement du numéro du mode.

Conclusion Certains points restent donc à éclaircir concernant le comportement en gradient et polarisation des modes observés. Il reste du travail à mon successeur, notamment trouver la forme du terme "d'énergie potentielle" dans l'équation de "Schrödinger" (éq. 5 référence [Osheroff(87)]) correspondant à notre géométrie.

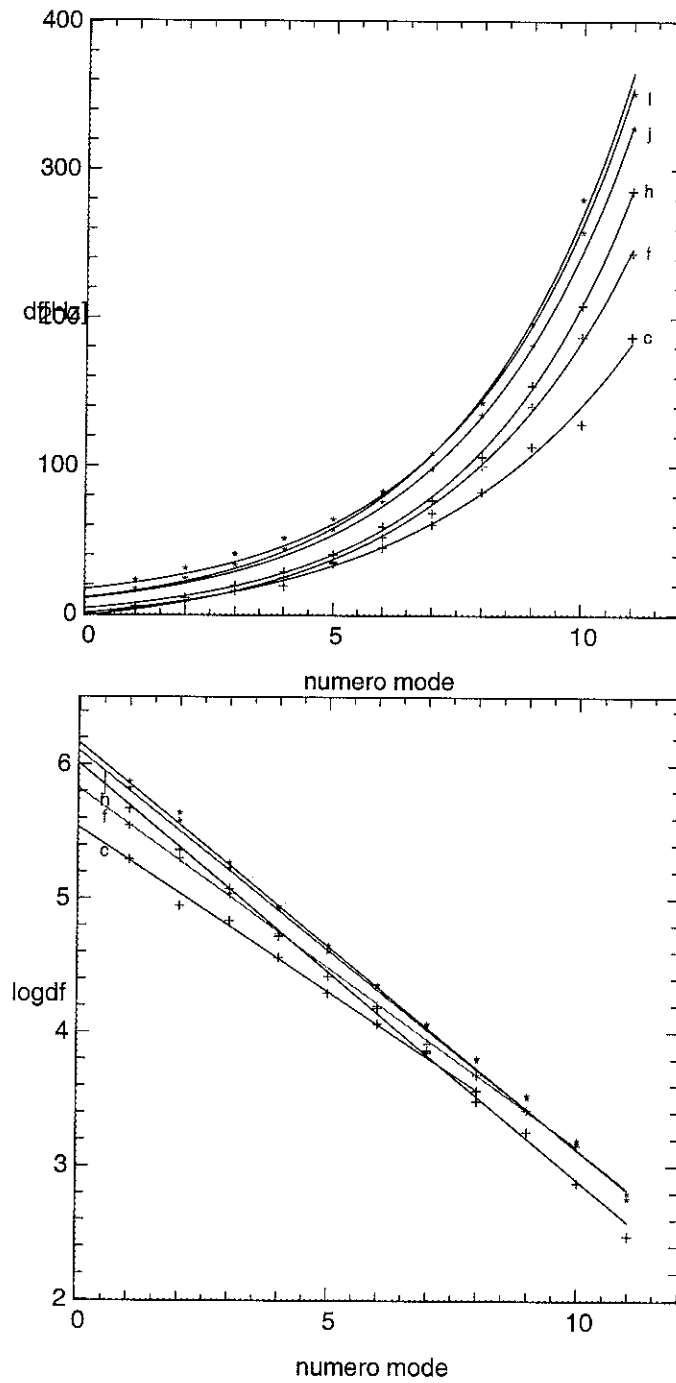


FIG. D.3 – Le mode le plus loin du point d'accumulation a le numéro 11. L'intervalle de fréquence entre le $n^{\text{ième}}$ mode et le point d'accumulation, Δf , en fonction de n (pour les spectres a, c, f, h, i, l, m de la figure 6.7 (a)). Toutes les dépendances sont interpolées par des exponentielles. Si on trace $\log \Delta f$ en fonction de n , nous obtenons des droites, mais nous ne pouvons à priori rien dire sur la dépendance de leur pente en fonction de la polarisation.

Bibliographie

- [Abragam(61)] A. Abragam, *The principles of nuclear magnetism*, Oxford University Press, Oxford (1961).
- [Abramowitz(72)] M. Abramowitz and I.A. Stegun, *Handbook of Mathematical Functions*, Dover Publications, 9th edition (1972).
- [Ager(95)] J.H. Ager, A. Child, R. König, J.R. Owers-Bradley, and R.M. Bowley, *J. Low Temp. Phys.* **99** (1995) 683.
- [Akimoto(99)] H. Akimoto, E.D. Adams, D. Candela, W.J. Mullin, V. Shvarts, N. S. Sullivan, and J.S. Xia, LT22 (1999).
- [BaymPethick(78)] G. Baym and C. Pethick, *The physics of Liquid and Solid Helium, Part II*, ed. K.H. Bennemann et J.B. Ketterson (John Wiley and Sons, New York, 1978) Chap. I.
- [Buu(98a)] O. Buu, *Thèse: Mesure de la Viscosité dans de l'³He liquide fortement polarisé*, Grenoble (1998).
- [Buu(98b)] O. Buu, A.C. Forbes, A.S. van Steenbergen, S.A.J. Wiegers, G. Reményi, L. Puech, and P.E. Wolf, *J. Low Temp. Phys.* **110** (1998) 311.
- [Buu(99a)] O. Buu raconte les secrets de Nottingham à LT22 (1999).
- [Buu(99b)] O. Buu, A. C. Forbes, L. Puech and P. E. Wolf, *Phys. Rev. Lett.* **83** (1999) 3466.
- [Candela(86)] D. Candela, N. Masuhara, D.S. Sherill, and D.O. Edwards, *J. Low Temp. Phys.* **63** (1986) 369.
- [Candela(91)] D. Candela, D.R. McAllaster and L-J. Wei, *Phys. Rev. B* **44** (1991) 7510.
- [Candela(92)] D. Candela, D.R. McAllaster, L-J. Wei, and N. Kalechofsky, *J. Low Temp.*, **89** (1992) 307. L-J. Wei, N. Kalechofsky, and D. Candela *Phys. Rev. Lett.*, **71** (1993) 879.
- [Carless(83)] D.C. Carless, H.E. Hall and J.R. Hook, *J. Low Temp. Phys.* **50** (1983) 583.
- [Castaing(79)] B. Castaing and P. Nozières, *J. Phys. (Paris)* **40** (1979) 257.
- [Corrucini(72)] L.R. Corrucini, D.D. Osheroff, D.M. Lee, and R.C. Richardson, *J. of Low Temp. Phys.* **8** (1972) 229.
- [Deville(79)] G. Deville, M. Bernier, and J.M. Delrieux, *Phys. B* **19** (1979) 5666.
- [Dillon(56)] J.F. Dillon, Jr., *Bull. Am. Phys. Soc. Ser.II* **1** (1956) 125.
- [Dmitriev(95)] V.V. Dmitriev, V.V. Moroz, A.S. Visotskiy, S.R. Zakazov, *Physica B* **210** (1995) 366.

- [Edwards(89)] D.O. Edwards, A. Heff, S. Kumar and M.S. Pettersen, *Spin Polarized Quantum Systems*, édité par S. Stringari (World Scientific, Singapore, 1989) 133.
- [Einzel(84)] D. Einzel, G. Eska, Y. Hirayoshi, T. Kopp and P. Wölfle, *Phys. Rev. Lett.* **24** (1984) 2312.
- [Fomin(97)] I.A. Fomin, *JETP Lett.* **65** (1997) 749.
- [Fomin(99)] I. Fomin, and A.I. Kouchayev, LT22 (1999).
- [Greywall(86)] D.S. Greywall, *Phys. Rev. B* **33** (1986) 7520.
- [Griffioen(86)] W. Griffioen, H.W. Jentink, R. De Bruyn Ouboter, *Physica B* **141** (1986) 137.
- [Gully(84)] W.J. Gully and W.J. Mullin, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 1810.
- [Heff(87)] A. Heff, D. Candela, D.O. Edwards and S. Kumar, *Europhys. Lett.* **4** (1987) 1043.
- [Hensley(93)] H.H. Hensley, Y. Lee, P. Hamot, T. Mizusaki and W.P. Halperin, *J. Low Temp. Phys.* **90** (1993) 149.
- [Hone(61)] D.Hone, *Phys. Rev.* **121** (1961) 669.
- [Ishimoto(88)] H. Ishimoto, H. Fukuyama, T. Fukuda, T. Tazaki and S. Ogawa, *Phys. Rev. B* **38** (1988) 6422.
- [Jeon(88)] J.W. Jeon and W.J. Mullin, *J. Phys. (Paris)* **49** (1988) 1691.
- [Jeon(89)] J.W. Jeon and W.J. Mullin, *Phys. Rev. Lett.* **62** (1989) 2691.
- [Johnson(84)] B.R. Johnson, J.S. Denker, N. Bigelow, L.P. Levy, J.H. Freed, and D.M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984) 1508.
- [Joseph(61)] R.I. Joseph and E. Schlömann, *J. App. Phys.* **32** (1961) 1001.
- [Kittel(71)] C. Kittel, *Introduction to Solid State Physics*, Editions J. Wiley, Chap. 17 (1971) 597.
- [Konig(94)] R. König and F. Pobell, *J. Low. Temp. Phys.* **97** (1994) 287.
- [Landau57] L.D. Landau, *Sov. Phys. JETP* **3** (1957) 920.
- [Landau(84)] L.D. Landau, E.M. Lifshitz and L.P. Pitaevskii, *Course of Theoretical Physics*, 2nd edition, Vol. 8, Chap. IX (1984) 257.
- [Leggett(68)] A.J. Leggett and M.J. Rice, *Phys. Rev. Lett.* **20** (1968) 586. *Erratum Phys. Rev.* **21** (1968) 506.
- [Leggett(70)] A.J. Leggett, *J. Phys. C* **3** (1970) 448.
- [Merzbacher(70)] E. Merzbacher, *Quantum mechanics*, Wiley International Edition, 2nd edition (1970).
- [Meyerovich(85)] A.E. Meyerovich, *Phys. Lett.* **107A** (1985) 177.
- [Meyerovich(92)] A.E. Meyerovich and K.A. Musaelian, *J. Low Temp. Phys.* **89** (1992) 781; *J. Low Temp. Phys.* **94** (1994) 249; *J. Low Temp. Phys.* **95** (1994) 789; *Phys. Rev. Lett.* **72** (1994) 1710.
- [Mullin(92)] W.J. Mullin and J.W. Jeon, *J. Low Temp. Phys.* **88** (1992) 433.
- [Nacher(89)] P.J. Nacher, I. Shinkoda, P. Schleger, and W.N. Hardy, *Phys. Rev. Lett.* **67** (1989) 839.
- [Nacher(95)] P.J. Nacher and E. Stoltz, *J. Low Temp. Phys.* **101** (1995) 311.

- [Nunes(90)] G. Nunes Jr, C. Jin, A.M. Putnam, D.L. Hawthorne, and D.M. Lee, *Phys. Rev. B* **46** (1992) 9082; *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2149.
- [Osheroff(87)] D.D. Osheroff and M.C. Cross, *Phys. Rev. Lett.* **59** (1987) 94.
- [Parks(76)] S.I. Parks and R.B. Johannesen, *J. of Magn. Resonance* **22** (1976) 265.
- [Rizzi(88)] P.A. Rizzi, *Microwave Engineering*, Prentice Hall, Englewood Cliffs, New Jersey (1988).
- [Rodrigues(Thèse95)] A. Rodrigues, Ph.D. Thesis, Université Joseph Fourier, Grenoble (1995).
- [Rodrigues(97)] A. Rodrigues and G. Vermeulen, *J. Low Temp. Phys.* **108** (1997) 103.
- [Roni(97)] A. Roni, P. Thibault, G. Vermeulen, *J. Low Temp. Phys.* **110** (1997) 393.
- [Silin(58)] V.P. Silin, *Sov. Phys. JETP* **6** (1958) 945.
- [Steenbergen(98)] A.S. van Steenbergen, S. A. J. Wiegers, J. A. A. J. Perenboom, and J. C. Maan, *J. Low Temp. Phys.* **113** (1998) 101.
- [Sulpice(99)] Merci à André Sulpice pour sa disponibilité et son efficacité.
- [Tastevin(85)] G. Tastevin, *J. Phys. Lett.* **46** (1985) 249.
- [Tastevin(88)] G. Tastevin, P.J. Nacher, L. Wiensfeld, M. Leduc, and F. Laloë, *J. Phys. France* **49** (1988) 1.
- [Tastevin(92)] G. Tastevin, *J. Low Temp. Phys.* **89** (1992) 317.
- [Torrey54] H.C. Torrey, *Phys. Rev.* **104** (1954) 563.
- [Walker(56)] L.R. Walker, *Phys. Rev.* **105** (1957) 390.
- [Wheatley(69)] J.C. Wheatley, *Proceedings of the Eleventh International Conference on Low Temperature Physics*, St. Andrews, Scotland 1968, vol. **1** (1969) 409.
- [White(56)] R.L. White and I.H. Solt, *Phys. Rev.* **104** (1956) 56.
- [Woerkens(96)] C.M.C.M. van Woerkens, P. Remeijer, S.C. Steel, R. Jochemsen, and G. Frossati, *Czech. J. Phys.* **46** (1996) S1-107.
- [Woerkens(98)] C.M.C.M. van Woerkens, Ph.D. Thesis (1998).
- [Zeegers(91)] J.C.H. Zeegers; A.T.A.M. de Waele and H.M. Gijsman, *J. Low Temp. Phys.* **84** (1991) 37.

Summary :

Coherent spin transport in spin polarized degenerate liquid helium-3 gives rise to features like spinwaves, the Leggett-Rice effect and a coherently precessing two-domain structure. These features exist only at low temperatures in relatively strong magnetic fields. At low polarization, they are well described by the Leggett equations. There exist two conflicting theories for higher polarizations: one of them predicts damping of spin waves at $T=0$ K, the other predicts no damping. Experimental results in favor of damping of these coherent effects at $T=0$ K have been obtained, but the measured values do not match the predictions of the theory: is that due to an experimental or a theoretical problem? To answer this question, we have chosen to use another detection method on samples with a polarization 4 times as high as in the previous experiments.

A refrigerator-polarizer has been built to produce helium-3 samples with a polarization of 12 % in an external field of 10.5 T at temperatures between 10 and 20 mK. In a first experiment, we have observed collective modes trapped around dilute helium-3 droplets falling in concentrated helium-3. We think that these modes are damped by a spinwave-like mechanism. We have only a qualitative analysis: the results disagree with the experiments in favor of spinwave damping at $T=0$ K. In a second experiment, we studied spinwaves in dilute helium-3 trapped in an Araldite cavity. The results confirm unambiguously the conclusions of the first experiment. However, our experimental conditions do not permit us to trench between the two theories: the discussion is still open.

Keywords :

Low temperatures
Polarized liquid helium-3
Spinwaves
Dipolar field

Nuclear magnetic resonance
Helium-3 / helium-4 mixtures
Zero temperature spinwave damping
Magnetostatic modes

Résumé :

La physique du transport de spin dans l'hélium-3 liquide dégénéré est à l'origine d'effets cohérents comme les ondes de spin, l'effet Leggett-Rice et la précession d'une structure à deux domaines. Ces effets ne sont visibles qu'à basse température et dans des champs magnétiques assez forts. Ils sont bien décrits à basse polarisation par les équations de Leggett. A forte polarisation, deux théories s'affrontent : l'une prévoit l'amortissement par la polarisation des effets cohérents de spin à $T=0$ K, alors que l'autre ne prévoit pas de dissipation à $T=0$ K.

Des résultats expérimentaux en faveur de l'amortissement à $T=0$ K des modes collectifs de spin ont déjà été apportés, mais les valeurs mesurées ne correspondent pas aux prédictions théoriques : Est-ce une insuffisance théorique ou la méthode de détection qui est à l'origine de cette différence ? Pour répondre à cette question, nous avons choisi de faire des mesures avec une autre méthode de détection à des polarisations plus élevées.

Un réfrigérateur polariseur construit pendant la thèse nous permet d'obtenir de l'hélium 3 polarisés à 12% dans un champ de 10.5 Tesla à des températures comprises entre 10 et 20 mK. Dans une première expérience, nous avons observé des modes collectifs piégés par des gouttes d'hélium-3 dilué tombant dans de l'hélium-3 concentré. Nous pensons que ces modes sont amortis par un mécanisme d'ondes de spin. Notre approche n'est que qualitative : nos résultats sont en désaccord avec les précédentes mesures en faveur de la dissipation à $T=0$ K. Dans une deuxième expérience, nous avons étudié de "vraies" ondes de spin dans une cavité en Araldite remplie d'hélium-3 dilué. Avec une analyse quantitative, nous confirmons les conclusions de la première expérience. Notons que nos conditions expérimentales ne nous permettent pas de donner raison à l'une ou l'autre des approches théoriques : le débat reste donc ouvert.

Mots clés :

Basses températures
Hélium-3 liquide polarisé
Ondes de spin
Champ dipolaire

Résonance magnétique nucléaire
Mélanges hélium-3 / hélium-4
Dissipation à température nulle
Modes magnétostatiqu

