

Thèse

présentée par

Anne-Sophie CHEN

pour obtenir le titre de docteur
de l'université Joseph Fourier - Grenoble 1
Spécialité: physique

Propriétés Magnétiques Nucléaires de l' ^3He Superfluide à Ultra-basse Température

Date de la soutenance: 9 Juillet 1999

Composition du jury:

Claude Berthier (Rapporteur)
Yuriy Bunkov
Thierry Dombre (Président)
Henri Godfrin
Yuri Mukharsky
Eric Varoquaux (Rapporteur)

Thèse préparée au sein du Centre de Recherches sur les Très Basses Températures
- Centre National de la Recherche Scientifique -

Remerciements

Ce travail a été effectué au Centre de Recherches sur les Très Basses Températures. Je suis reconnaissante à Monsieur B. Hébral, son directeur, de m'y avoir accueillie.

Je tiens à exprimer mes remerciements à mon directeur de thèse, Henri Godfrin. Je remercie tout particulièrement Yuri Bunkov qui m'a encadrée tout au long de ma thèse et m'a fait profiter de son expérience dans la technique des ultra-basses températures et de ses connaissances sur l' ^3He superfluide.

C'est avec plaisir que je remercie les autres membres de notre groupe, Christopher Bäuerle, Jacques Bossy, Eddy Collin, Derek Cousins et Sébastien Triquenaux.

Mes remerciements s'adressent aussi à tous les membres du laboratoire qui ont apporté une contribution importante à ce travail. Je remercie en particulier Christian Gianèse, Jean-Louis Bret et le personnel du service de liquéfaction.

Enfin, je remercie mes parents sans lesquels je n'aurais pas pu poursuivre mes études.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Paramètre d'ordre de l' $^3\text{He-B}$	4
1.2	Modes d'ondes de spin	6
1.2.1	Texture du paramètre d'ordre	6
1.2.2	Equations de Leggett	9
1.2.3	Raie de RMN pour la texture "flared-out".	10
1.3	HPD: Homogeneously Precessing Domain	13
1.3.1	Supercourants de spin	14
1.3.2	Cas de la RMN pulsée	14
1.3.3	Cas de la RMN continue	16
1.4	Signal Persistant	17
1.5	Effet du confinement	18
2	Dispositif expérimental	19
2.1	Le réfrigérateur à désaimantation nucléaire	19
2.2	Thermométrie	21
2.2.1	Thermomètres résistifs	22
2.2.2	Thermomètre à RMN du Platine	23
2.2.3	Thermomètres à fil vibrant	24
2.3	Spectromètres de RMN	27
2.3.1	Spectromètres de RMN continue	28
2.3.2	Spectromètre de RMN pulsée	32

2.4	Cellules expérimentales	33
3	Homogeneously Precessing Domain	41
3.1	Description du signal du HPD	41
3.1.1	Signal de RMN continue	42
3.1.2	Signal de RMN pulsée	44
3.2	Mesure des températures caractéristiques	51
3.3	Conclusion	53
4	Modes d'ondes de spin non linéaires	55
4.1	Etude de la texture	56
4.1.1	Etat normal	56
4.1.2	$^3\text{He-B}$, notre texture	57
4.2	Etude du signal généré par les modes d'ondes de spin	60
4.2.1	Description de la non-linéarité observée	61
4.2.2	Importance du gradient	64
4.2.3	Influence de la température	65
4.2.4	Déformation du puits de potentiel	67
4.3	Mesures de RMN pulsée	71
4.4	Rayonnement au sein de la cellule	72
4.5	Conclusion	74
5	Aérogel	75
5.1	Introduction	75
5.2	Etude de l'aimantation	77
5.3	Signal satellite	80
5.4	Etude de la transition superfluide	84
5.5	Conclusion	91
6	Conclusions et perspectives	93

Liste des figures

1.1	Diagramme de phases de l' ^3He massif	4
1.2	Texture "flared-out"	10
1.3	Texture "flared-out": schéma de la raie de RMN	12
1.4	Schéma de la création du HPD	16
1.5	Structure de l'Aérogel observée par microscopie à transmission électronique	18
2.1	Schéma de l'étage à désaimantation	21
2.2	Thermomètres résistifs	22
2.3	Thermomètre à RMN du Platine	23
2.4	Fil vibrant	24
2.5	Fil vibrant: schéma de mesure	25
2.6	Fil vibrant: résonance	26
2.7	Fil vibrant: largeur de la résonance avec la température	26
2.8	Spectromètre de RMN continue: schéma de montage	28
2.9	Spectromètre de RMN continue: circuit d'injection	29
2.10	Spectromètre de RMN continue: circuit d'opposition	30
2.11	Spectromètre de RMN continue: champ radiofréquence	31
2.12	Spectromètre de RMN pulsée: schéma de montage	32
2.13	Zone supérieure des cellules expérimentales	33
2.14	Bobine radiofréquence en forme de selle à cheval	34
2.15	Cellule d' ^3He massif, C_1	35
2.16	Cellule d' ^3He massif, $\text{C}_{2,a}$	36
2.17	Cellule d' ^3He massif, $\text{C}_{2,b}$	36

2.18	Cellule d'Aérogel, $C_{2,c}$	37
2.19	Cellule d'Aérogel, $C_{2,d}$	38
2.20	Cellule d'Aérogel, C_3	38
2.21	Isotherme d'adsorption sur l'Aérogel	39
3.1	HPD: Raie de RMN	43
3.2	HPD: absorption vs dispersion	43
3.3	Etalonnage de l'amplitude de l'impulsion RMN	45
3.4	HPD: signal d'induction	46
3.5	HPD: ajustement du signal d'induction	47
3.6	HPD: temps caractéristiques du signal d'induction	48
3.7	HPD: puissance dissipée en fonction de la température	50
3.8	HPD: températures caractéristiques en fonction du champ magnétique	52
3.9	HPD: températures caractéristiques en fonction de la pression	52
3.10	HPD: températures caractéristiques et transition superfluide	53
4.1	Etalonnage du gradient de champ	57
4.2	Ondes de spin: raie de RMN à ultra basse température	58
4.3	Ondes de spin: fréquence de résonance en fonction du gradient de champ	59
4.4	Ondes de spin: histogramme de la position des pics de résonance	60
4.5	Ondes de spin: résonance d'un mode à 0.4 et 0.2 T_c	61
4.6	Ondes de spin: non-linéarité à 0.2 T_c en fonction du champ radiofréquence	63
4.7	Ondes de spin: non-linéarité, dispersion vs absorption	63
4.8	Ondes de spin: effet du gradient de champ	64
4.9	Ondes de spin: effet de la température sur la non-linéarité	65
4.10	Ondes de spin: ajustement avec le modèle de l'oscillateur harmonique	68
4.11	Ondes de spin: ajustement avec le modèle de l'oscillateur anharmonique	69
4.12	Représentation schématique du changement du puits de potentiel	70
4.13	Signal persistant	71
4.14	Rayonnement au sein de la cellule	73

5.1	Raie de RMN dans l'Aérogel pour différentes températures	76
5.2	Observation des pics satellites	76
5.3	Aimantation sur une gamme restreinte de températures	78
5.4	Aimantation en fonction de la température à 17 Bar et ajustements dans les différents régimes de températures	80
5.5	Fréquence des pics satellites	81
5.6	Aimantation des pics satellites à 8 Bar	82
5.7	Aimantation des pics satellites à 12 Bar	82
5.8	Ecart à la fréquence de Larmor de la raie à 17 Bar	85
5.9	Largeur à mi-hauteur de la raie à 17 Bar	85
5.10	Fréquence du superfluide confiné: comparaison avec les données de Osheroff	86
5.11	Fréquence du superfluide confiné: nos données pour différentes pressions . .	86
5.12	Températures de transition dans la cellule C ₃	88
5.13	Diagramme de phases dans l'Aérogel	88
5.14	Réduction de la température de transition superfluide pour différents échan- tillons d'Aérogel.	90

Chapitre 1

Introduction

L'hélium est un gaz inerte constitué d'atomes ayant deux électrons qui remplissent la couche 1s. Il existe deux isotopes, l' ^3He et l' ^4He qui présentent les mêmes propriétés à température ambiante. Du point de vue classique, on s'attendrait à ce que ces deux isotopes deviennent liquides puis solides lorsqu'on abaisse la température.

Ce qu'on observe en réalité est nettement plus intéressant et est une conséquence spectaculaire des mécanismes quantiques. En effet, à température nulle et pour des pressions inférieures à 30 Bar, l'hélium reste dans la phase liquide, le principe d'incertitude d'Heisenberg imposant une énergie de point zéro élevée à des particules de faible masse fortement confinées.

D'autre part on observe une transition superfluide dont la nature est différente pour les deux isotopes, du fait que leur spin nucléaire est différent. L' ^3He dont le noyau est constitué de deux protons et d'un neutron est un fermion de spin nucléaire $1/2$, alors que l' ^4He est un boson de spin nul, son noyau étant constitué de deux protons et deux neutrons.

La transition superfluide de l' ^4He est due à une condensation de Bose-Einstein, et le condensat est constitué d'atomes d' ^4He occupant le niveau d'énergie le plus bas. Dans le cas de l' ^3He , le principe d'exclusion de Pauli interdit que plusieurs fermions occupent le même état. La superfluidité de l' ^3He , découverte en 1972[1], obéit au même mécanisme que

la superconductivité[2], mais dans ce cas les paires de Cooper, constituées de deux atomes d' ^3He , ont un spin 1 et un moment orbital 1. Il faut noter que ce dernier n'est pas associé à un moment magnétique mais quantifie la position relative des deux atomes.

L' ^3He superfluide a fait l'objet de nombreux travaux tant théoriques qu'expérimentaux[3]. Il est considéré comme un système modèle du fait qu'il s'agit d'un système particulièrement pur dont les interactions sont bien caractérisées. La richesse de ses propriétés est liée à la symétrie complexe de son paramètre d'ordre. Plusieurs symétries sont en effet brisées lors de la transition de phase superfluide (symétrie dans l'espace du moment orbital, symétrie de jauge et symétrie dans l'espace des spins).

La plupart des études préalables concernant les propriétés magnétiques de l' ^3He superfluide ont été effectuées dans une gamme de température comprise entre T_c , température de la transition superfluide, et $0.4 T_c$. Par des techniques de Résonance Magnétique Nucléaire, il a été possible de mettre en évidence le couplage spin-orbite des paires de Cooper lié à l'interaction dipolaire (section 1.2.1), les fréquences de résonance des spins nucléaires étant sensibles aux directions privilégiées à la fois dans l'espace des spins et dans celui des moments orbitaux. Dans cette gamme de température, les propriétés magnétiques de l' ^3He superfluide sont expliquées par l'existence d'une texture du paramètre d'ordre figée, car le mouvement du moment orbital est amorti par les interactions avec les quasi-particules.

Au cours de cette thèse, nous nous sommes intéressés aux propriétés magnétiques de l' $^3\text{He-B}$ superfluide dans le domaine des ultra-basses températures. L'appareillage cryogénique dont nous disposons nous permet en effet d'atteindre des températures de l'ordre de $100 \mu\text{K}$ pour lesquelles la densité de quasi-particules est très faible. Le but des expériences effectuées au cours de cette thèse est d'étudier le comportement du superfluide dans une gamme de température où nous pensons que le moment orbital n'est plus figé. Pour cela, nous avons effectué des mesures de RMN, méthode spectroscopique particulièrement adaptée à l'étude du superfluide, en particulier pour les trois raisons suivantes. D'abord elle peut être aisément mise en place, même pour des géométries de cellules expérimentales particulières. Ensuite,

elle permet d'effectuer des mesures sans un apport de chaleur important. Enfin, elle permet de mettre en évidence les interactions entre le moment de spin et le moment orbital, c'est-à-dire les interactions dipole-dipole des paires de Cooper.

La thèse est divisée en six chapitres:

- Dans le chapitre 2 nous décrirons le dispositif expérimental utilisé: le réfrigérateur à désaimantation nucléaire, les thermomètres, les spectromètres de RMN continue et pulsée et les différentes cellules expérimentales réalisées.
- Le chapitre 3 sera consacré à l'étude du HPD (Domaine de Précession Homogène), en particulier au processus de *relaxation catastrophique*. Nous montrerons que celui-ci peut s'expliquer par une déformation du paramètre d'ordre liée au mouvement du moment orbital qui ne devient possible qu'en-dessous d'une température caractéristique.
- Dans le chapitre 4, nous étudierons les propriétés des modes d'ondes de spin à des températures inférieures à la température à laquelle a lieu la *relaxation catastrophique*. En particulier nous décrirons une non-linéarité des modes d'ondes de spin observée pour la première fois à aussi basse température, et que nous attribuons à la dynamique du moment orbital. Nous verrons comment celle-ci peut déformer la texture d'équilibre du paramètre d'ordre, et nous ferons le lien avec le *signal persistant* observé par RMN pulsée.
- Dans le chapitre 5, nous exposerons les résultats préliminaires obtenus par RMN continue sur l' ^3He confiné dans un substrat d'Aérogel de forte porosité.
- Les résultats seront résumés dans le chapitre 6.

1.1 Paramètre d'ordre de $^3\text{He-B}$

Le diagramme de phases de ^3He sous faible champ magnétique est représenté sur la figure 1.1. A haute température, ^3He se comporte comme un liquide Fermi. En-dessous de la tempé-

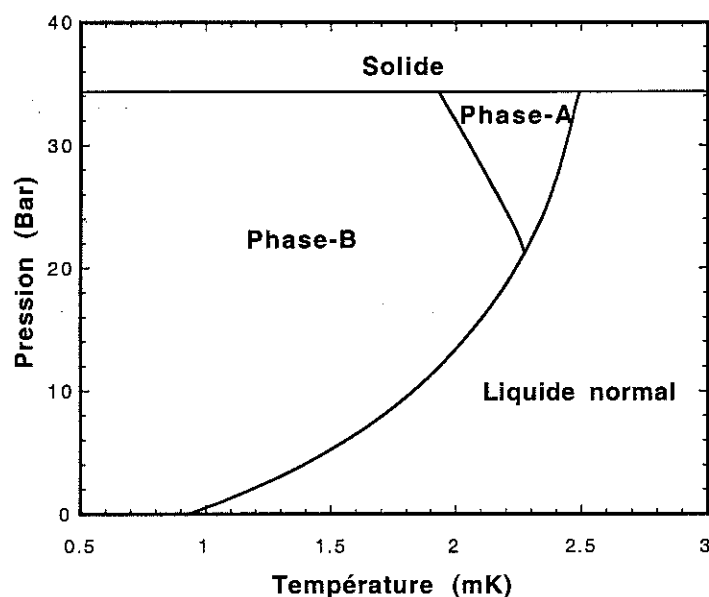


Figure 1.1: Diagramme de phases de ^3He sous faible champ magnétique.

rature de Fermi qui est de l'ordre de 1K, ^3He liquide peut être considéré comme un gaz d'excitations élémentaires (quasi-particules et quasi-trous) d'énergie nulle à la surface de Fermi (théorie de Landau). Si on abaisse encore la température, ^3He subit une transition de phase à la température critique T_c qui dépend de la pression. En l'absence de champ magnétique, deux phases sont stables: la phase A et la phase B. La superfluidité s'accompagne de l'apparition d'un gap d'énergie qui est isotrope dans la phase B, et présente deux pôles pour lesquels le gap est nul dans la phase A. Elle résulte de la formation de paires de Cooper d'atomes d' ^3He qui ont un moment orbital égal à un.

Le principe d'exclusion de Pauli impose alors que ces paires se trouvent dans l'état triplet de spin $S=1$. Celui-ci peut-être décrit comme une combinaison des projections des

états de spin sur les vecteurs propres:

$$\Psi_{spin}(\vec{k}) = \psi_{\uparrow\uparrow}(\vec{k}) \cdot |\uparrow\uparrow\rangle + \psi_{\downarrow\downarrow}(\vec{k}) \cdot |\downarrow\downarrow\rangle + 1/\sqrt{2} \cdot \psi_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}(\vec{k}) \cdot |\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow\rangle \quad (1.1)$$

On utilise souvent une notation proposée par Balian et Werthamer basée sur des matrices 2x2 symétriques. Ce formalisme permet d'écrire la matrice du gap d'énergie sous la forme:

$$\Delta(\vec{k}) = \begin{pmatrix} \psi_{\uparrow\uparrow}(\vec{k}) & \psi_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}(\vec{k}) \\ \psi_{\uparrow\downarrow,\downarrow\uparrow}(\vec{k}) & \psi_{\downarrow\downarrow}(\vec{k}) \end{pmatrix} \quad (1.2)$$

Il convient alors de définir un vecteur $\vec{d}$ dans l'espace des spins décrit par l'expression:

$$\Delta(\vec{k}) = \begin{pmatrix} -d_x(\vec{k}) + id_y(\vec{k}) & d_z(\vec{k}) \\ d_z(\vec{k}) & d_x(\vec{k}) + id_y(\vec{k}) \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

On peut montrer[4] que, en tout point de la surface de Fermi, le vecteur $\vec{d}$ pointe dans la direction selon laquelle la projection du spin total S est nulle.

D'autre part, le moment orbital des paires de Cooper est égal à 1 et se trouve donc également dans un état triplet ($L_z=0,+1,-1$). Le paramètre d'ordre de l'état superfluide est donc sophistiqué puisqu'il combine des composantes dans l'espace des spins et celles dans l'espace des moments orbitaux. Des études théoriques ont montré que pour les paires de Cooper $S=1, L=1$, il existe 11 formes possibles de paramètre d'ordre[5]. Expérimentalement, il a été trouvé que seules trois phases sont stables dans l' ^3He massif: la phase A et la phase B qui correspondent respectivement aux paramètres d'ordre décrits par Anderson et Morel[6] et Balian et Werthamer[7], et la phase A_1 qui est stable sous fort champ magnétique dans une faible gamme de température proche de T_c .

Dans ce chapitre, nous décrirons uniquement les propriétés de la phase B dont le paramètre d'ordre est de la forme:

$$\hat{A}_{ik} = \Delta(T) \hat{R}_{\vec{l},\vec{d}}(\vec{n}, \theta) e^{i\Phi} \quad (1.4)$$

où $\Delta(T)$ est le gap d'énergie et Φ la phase. $\hat{R}_{\vec{l},\vec{d}}(\vec{n}, \theta)$ est la matrice de rotation d'angle θ et d'axe $\vec{n}$ entre $\vec{l}$ et $\vec{d}$, où $\vec{l}$ est l'axe de quantification sur lequel la projection du moment orbital est nulle, et $\vec{d}$ le vecteur de l'espace des spins décrit précédemment.

Au niveau microscopique, le paramètre d'ordre est donc caractérisé par une matrice de rotation relative entre les vecteurs $\vec{l}$ et $\vec{d}$ de chaque paire de Cooper. Notons qu'au niveau macroscopique le paramètre d'ordre a la même symétrie. En effet, en présence d'un champ magnétique, le moment orbital global du superfluide ($\vec{L}$) et son aimantation ($\vec{M}$) sont reliés par la matrice de rotation $\hat{R}_{\vec{L},\vec{M}}(\vec{n}, \theta)$.

Par ailleurs, un gradient spatial de la phase Φ du paramètre d'ordre engendre un supercourant de masse, comme dans le cas de l' ^4He , alors qu'un gradient de phase dans l'espace des spins donne lieu à un supercourant de spin.

Au cours de cette thèse, nous nous intéresserons exclusivement à la phase B de l' ^3He superfluide. Notons que dans la phase A, le phénomène de relaxation par diffusion de spin est très important, et que par conséquent les mesures par RMN deviennent rapidement instables.[8]

1.2 Modes d'ondes de spin

Comme le montre la forme de son paramètre d'ordre, l' $^3\text{He-B}$ présente une brisure de symétrie spin-orbite. De plus, la valeur non nulle du moment orbital peut engendrer une anisotropie spatiale et donc des structures macroscopiques appelées textures. Dans cette section, nous allons citer dans un premier temps les différentes interactions qui peuvent orienter le moment orbital, c'est-à-dire créer une texture. Puis, dans un deuxième temps, nous mettrons en évidence la formation des modes d'ondes de spin dans une texture particulière ainsi que leur observation par des mesures de RMN continue.

1.2.1 Texture du paramètre d'ordre

Dans cette section, nous rappellerons les différentes interactions qui peuvent agir sur l'orientation du paramètre d'ordre et créer ce que l'on appelle une texture. Nous ne détaillerons

pas le calcul de ces interactions qui peut être trouvé dans les références [3] et [4].

Longueur de cohérence superfluide

C'est la distance minimale sur laquelle la phase du paramètre d'ordre peut changer de 2π sans briser les paires de Cooper. Elle dépend de la pression et de la température et est de la forme:

$$\xi(P, T) = \xi_0(P)(1 - T/T_c)^{-1/2} \quad (1.5)$$

où $\xi_0(P)$ est la longueur de cohérence à température nulle:

$$\xi_0(P) = \left(\frac{7\zeta(3)}{48\pi^2}\right)^{1/2} \frac{\hbar v_F}{k_B T_c} \quad (1.6)$$

et diminue lorsque la pression augmente d'environ 70 nm à 0 Bar à 20 nm à 29 Bar. Nous pouvons noter que dans l' ^3He superfluide, la longueur de cohérence est toujours grande par rapport à la distance interatomique.

Energie d'interaction dipolaire

Cette interaction caractérise le couplage spin-orbite des paires de Cooper et s'écrit sous la forme:

$$F_D = \frac{8}{5} \cdot g_D(T) \cdot \left(\cos\theta + \frac{1}{4}\right)^2 \quad (1.7)$$

où θ est l'angle de la matrice du paramètre d'ordre et $g_D(T)$ représente la contribution des paires de Cooper à l'énergie dipolaire:

$$g_D(T) \approx \frac{\mu_0^2}{a^3} \cdot \left(\frac{\Delta(T)}{E_F}\right)^2 \cdot n \approx 10^{-10} \left(1 - \frac{T}{T_c}\right) J \cdot \text{cm}^{-3} \quad (1.8)$$

$\frac{\mu_0^2}{a^3}$ est l'énergie dipolaire moyenne entre deux atomes séparés d'une distance a , $\left(\frac{\Delta(T)}{E_F}\right)^2$ représente la probabilité que ces deux atomes forment une paire de Cooper, et n est la densité de particules.

Cette interaction, de faible amplitude, est minimale lorsque $\cos^{-1} \theta = -1/4$, soit $\theta \approx 104^\circ$. L'interaction dipolaire fixe donc la valeur de l'angle θ de la rotation relative entre le moment orbital et le spin. Par conséquent le paramètre d'ordre de la phase B est déterminé uniquement par le vecteur $\vec{n}$ de la matrice de rotation.

La longueur de cohérence dipolaire ξ_D peut être estimée dans le régime de Ginzburg-Landau et dans la phase B comme:

$$\xi_D = (6\lambda_D)^{-1/2}\xi_0 \quad (1.9)$$

où $\lambda_D \approx 5.10^{-7}$ est un paramètre sans dimension qui rend compte du rapport entre l'énergie dipolaire et l'énergie de Fermi. On obtient alors que ξ_D est de l'ordre de $34 \mu\text{m}$ à 0 Bar et $7 \mu\text{m}$ à 29 Bar.

Energie d'interaction avec le champ magnétique

Nous allons maintenant considérer que l' $^3\text{He-B}$ se trouve dans un champ magnétique constant $\vec{H}_0$. Celui-ci tend à orienter le moment magnétique parallèle à lui. Dans la phase B, la susceptibilité magnétique est isotrope dans l'espace du moment orbital et par conséquent, l'application d'un champ magnétique devrait être sans effet sur l'orientation du paramètre d'ordre. Il existe néanmoins un faible effet d'orientation du paramètre d'ordre via l'interaction dipolaire qui dépend du champ magnétique:

$$F_{H_0} = -a(\vec{n} \cdot \vec{H}_0)^2 \quad (1.10)$$

où a est la constante d'énergie d'anisotropie magnétique. Il en résulte que le champ tend à aligner $\vec{n}$ parallèle à lui. Cette interaction s'exerce sur une distance ξ_H grande, de l'ordre des dimensions d'une cellule expérimentale. Par conséquent, il est nécessaire de considérer les effets d'orientation dus aux interactions avec les parois de la cellule expérimentale.

Energie d'interaction avec les parois

La présence des parois de la cellule expérimentale affecte également l'orientation de $\vec{n}$. L'énergie de surface est de la forme:

$$F_S = -d(\vec{s} \cdot \hat{R}_{\vec{L}, \vec{M}}(\vec{n}, \theta) \cdot \vec{H}_0)^2 \quad (1.11)$$

où $\vec{s}$ est le vecteur unitaire normal à la paroi, $\vec{H}_0$ le champ magnétique, $\hat{R}_{\vec{L}, \vec{M}}(\vec{n}, \theta)$ la matrice de rotation du paramètre d'ordre et d la constante d'énergie d'interaction avec les parois. Nous pouvons donc écrire que:

$$\vec{L} = \hat{R}_{\vec{L}, \vec{M}}(\vec{n}, \theta) \vec{M} \propto \hat{R}_{\vec{L}, \vec{M}}(\vec{n}, \theta) \vec{H}_0 \quad (1.12)$$

et nous obtenons donc: $F_S \propto -(\vec{s} \cdot \vec{L})$. Nous voyons que cette interaction tend à orienter le moment orbital $\vec{L}$ parallèle à $\vec{s}$.

1.2.2 Equations de Leggett

Les équations de mouvement de l'aimantation ont été obtenues par Leggett[4] et sont de la forme:

$$\frac{d\vec{M}}{dt} = \gamma[\vec{M} \times \vec{H}] + R_D \quad (1.13)$$

$$\frac{d\vec{d}}{dt} = \gamma[\vec{d} \times (\vec{H} - \frac{\vec{M}}{\chi})] \quad (1.14)$$

Elles sont bien connues pour rendre compte de la résonance des systèmes antiferromagnétiques. Le terme R_D rend compte du couplage spin-orbite par l'interaction dipolaire. Il est donné par la variation de l'énergie dipolaire lorsque l'aimantation subit une rotation d'angle θ .

$$\delta F_D = \delta\theta \cdot R_D \quad (1.15)$$

Il ressort de ces équations qu'il existe plusieurs modes de résonance magnétique pour l'³He superfluide, transverse et longitudinal, décalés en fréquence par rapport à la fréquence de Larmor. La linéarisation de ces équations dans l'hypothèse de faibles déviations de l'aimantation et de $\vec{d}$ par rapport à leur position d'équilibre permet de déterminer les fréquences de résonance transverse et longitudinale.

Les expériences réalisées au cours de cette thèse concernent la résonance transverse de la phase B. Dans ce cas, si l'on considère que les variations spatiales de la texture ont lieu sur une distance grande devant la longueur de cohérence dipolaire et qu'on néglige la dynamique du moment orbital, la fréquence de résonance est donnée par[3]:

$$f^2 = \frac{1}{2}(f_0^2 + f_L^2)^2 + (\frac{1}{4}(f_0^2 + f_L^2)^2 - f_0^2 f_L^2 \cos^2 \beta)^{1/2} \quad (1.16)$$

où f_0 est la fréquence de Larmor et β l'angle entre le champ magnétique et le vecteur $\vec{n}$ de la matrice de rotation du paramètre d'ordre. f_L est appelée la fréquence de Leggett et est

de la forme:

$$f_L^2 = \frac{3}{2\pi} \frac{\gamma^2}{\chi_B} g_D(T) \quad (1.17)$$

où γ est le moment gyromagnétique et χ_B la susceptibilité de l' ^3He .

1.2.3 Raie de RMN pour la texture "flared-out".

Dans cette section, nous décrivons l'influence de la texture sur l'allure de la raie de RMN continue. Pour cela, nous considérons une texture particulière appelée texture "flared-out" représentée sur la figure 1.2. Elle résulte de la minimisation de l'énergie d'orientation du vecteur $\vec{n}$ du paramètre d'ordre dans un conteneur cylindrique soumis à un champ magnétique $\vec{H}_0$ aligné suivant son axe. L'énergie d'orientation comprend trois termes: l'énergie de surface, l'énergie d'orientation du champ magnétique et l'énergie de gradient. Le calcul de minimisation de l'énergie donne comme orientation du vecteur $\vec{n}$ du paramètre d'ordre [9]:

au niveau des parois: $\alpha = 60^\circ$, et $\beta = \cos^{-1} 1/5^{1/2} \approx 63.4^\circ$

au centre de la cellule: $\alpha \approx 41^\circ$, et $\beta = 0^\circ$

où β est l'angle de déviation entre $\vec{n}$ et l'axe du champ magnétique H_0 et α l'angle entre $-\vec{r}$ et la projection de $\vec{n}$ dans le plan perpendiculaire au champ magnétique.

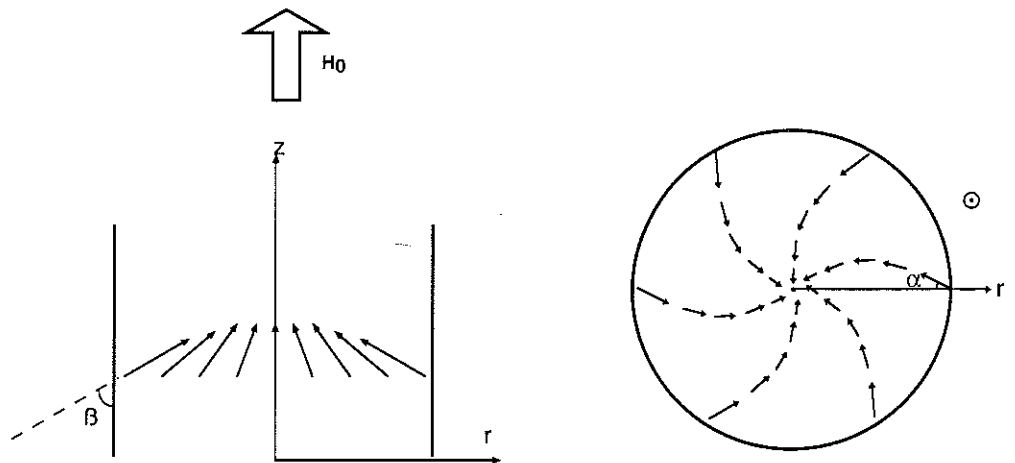


Figure 1.2: Orientation de $\vec{n}$ dans la texture "flared-out".

Quelle est alors l'allure de la raie de RMN continue? Il est nécessaire de se rappeler que les fréquences de résonance des spins nucléaires sont sensibles à l'orientation du moment orbital qui est déterminée par les interactions d'orientation décrites précédemment. La forme de raie que nous décrirons dans cette section est celle obtenue lors d'expériences précédentes effectuées dans la gamme de température où le mouvement du moment orbital est amorti par les interactions avec les quasi-particules.

Si dans un premier temps on néglige l'ordre magnétique du système et l'on fait l'approximation d'oscillateurs indépendants où chaque spin résonne à sa fréquence locale déterminée par l'angle β , on obtient, dans le cas de la texture "flared-out", un maximum d'absorption à la fréquence f_0 proche de la fréquence de Larmor (qui provient de la partie centrale de la cellule où $\beta=0$) et un signal d'amplitude plus faible vers les fréquences plus élevées (sorte de long front continu) qui provient des régions où β est de plus en plus dévié (figure 1.3(a)). La plus haute fréquence de résonance est obtenue pour les spins situés près des parois, c'est-à-dire lorsque $\beta = 63.4^\circ$.

En effet, la fréquence de résonance de chaque paire de Cooper est déterminée par l'angle de déviation β du vecteur du paramètre d'ordre. Lorsque $\beta = 0$ (ie. $\vec{n}$ parallèle à $\vec{H}_0$), l' $^3\text{He-B}$ résonne à la fréquence f_0 , qui est égale à la fréquence de Larmor plus un petit décalage dû à l'interaction dipolaire. Par contre, si $\beta \neq 0$ (ie. $\vec{n}$ non parallèle à $\vec{H}_0$), on obtient une résonance à une fréquence supérieure: [10]

$$f^2 = \frac{1}{2}(f_0^2 + f_L^2)^2 + \left(\frac{1}{4}(f_0^2 + f_L^2)^2 - f_0^2 f_L^2 \cos^2 \beta\right)^{1/2} \quad (1.18)$$

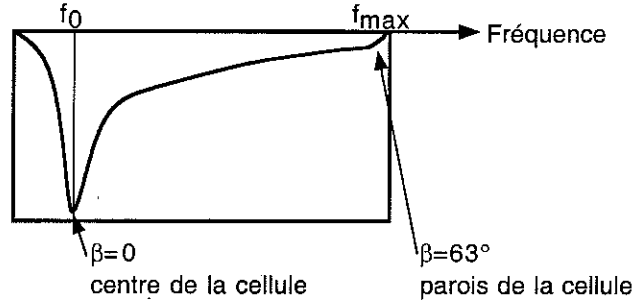
Dans la limite des forts champs magnétiques, $f_0 \gg f_L$, on obtient[11]:

$$f = f_0 + f_L^2 \sin^2 \beta / (2f_0) \quad (1.19)$$

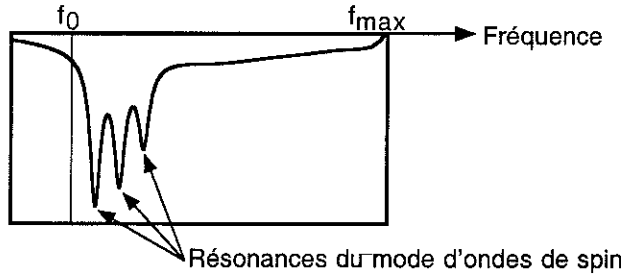
où f_L est appelée la fréquence de Leggett et varie avec la température et la pression selon la loi empirique:

$$f_L^2 = \frac{(0.26P + 1.77)(1 - T/T_c)}{1 - 1.7(1 - T/T_c)} 10^{10} \text{ Hz}^2 \quad (1.20)$$

où P est la pression en Bar et T_c la température de la transition superfluide. Le front continu commence donc à la fréquence f_0 , proche de la fréquence de Larmor ($\beta = 0$ dans l'équation 1.19) et s'étend vers les fréquences supérieures jusqu'à la fréquence f_{max} ($\beta = 63^\circ$). Cette fréquence maximale f_{max} est d'autant plus élevée que la pression est grande et la température faible.



(a) Approximation des oscillateurs indépendants



(b) Pics de résonance dus au mode d'ondes de spin

Figure 1.3: Raie de RMN dans le cas de la texture "flared-out".

Si dans un deuxième temps, on tient compte de la cohérence magnétique du système, on obtient une série de pics de résonance qui se superpose au front continu[10] (figure 1.3(b)). Ces fréquences de résonance correspondent aux valeurs propres de l'équation qui décrit l'oscillation de l'aimantation transverse $M_\perp$.

$$(f - f_0) \frac{dM_\perp}{dt} = \frac{f_L^2}{2f_0} (\sin^2 \beta(\vec{r}) - \frac{48}{65} \xi_D^2 \nabla^2) M_\perp \quad (1.21)$$

où ξ_D est la longueur de cohérence dipolaire. Dans cette équation de type Schrödinger, le terme d'énergie potentielle est représenté par $\sin^2 \beta(\vec{r})$. Au centre de la cellule, on peut faire

l'approximation que $\sin^2 \beta(\vec{r})$ est proportionnel à $(\beta\vec{r})^2$. On obtient alors des modes d'ondes de spin équi-espacés en fréquence:

$$f_n - f_0 = \frac{f_L^2}{f_0} (n+1) \left(\frac{48}{65}\right)^{1/2} \xi_D \beta, \quad n = 0, 2, 4, \dots \quad (1.22)$$

Jusqu'à présent, ces modes d'ondes de spin avaient été étudiés pour des températures supérieures à $0.4 T_c$. Un des objectifs de cette thèse a été d'observer leur comportement à plus basse température. Nous verrons dans le chapitre 4 que l'effet le plus marquant est une non-linéarité dont on peut rendre compte en considérant que le moment orbital n'est plus figé par les interactions avec les quasi-paricules. Ceci permet à une déformation dynamique de la texture, en particulier des puits de potentiel dans lesquels sont générées les ondes de spin.

1.3 HPD: Homogeneously Precessing Domain

Dans cette section, nous décrirons un état de précession cohérente de l'aimantation, appelé HPD, observé expérimentalement dans $^3\text{He-B}$ par des techniques de RMN à des températures supérieures à $0.4 T_c$.

Pour créer cet état, deux conditions expérimentales sont nécessaires: appliquer un gradient de champ magnétique le long de la cellule (section 1.3.1) et un champ radiofréquence de forte amplitude. Ce dernier détruit la texture existant préalablement que nous avons décrite dans la section précédente. Le domaine de précession homogène peut alors être formé dans une partie de la cellule. Il est caractérisé par une texture uniforme, le moment orbital étant parallèle au champ et le moment magnétique dévié de 104° . Le reste de la cellule se trouve dans le domaine statique, l'aimantation étant alignée avec le champ magnétique. On peut remarquer que des calculs théoriques [12] ont montré qu'un autre état de précession cohérente pouvait être stable. Celui-ci est caractérisé par un moment orbital anti-parallèle au champ magnétique et un moment magnétique dévié de 142° , mais n'a jamais été observé

expérimentalement.

1.3.1 Supercourants de spin

La création du HPD est directement liée à la rigidité du paramètre d'ordre de $^3\text{He-B}$, aux supercourants de spin. En effet, de la même façon que la présence d'un gradient de la phase du paramètre d'ordre Φ engendre un supercourant de masse, un gradient de phase dans l'espace des spins (gradient d'orientation du vecteur $\vec{d}$) crée un supercourant de spin. Les paires de Cooper de spin up et celles de spin down peuvent être considérées comme deux fluides séparés qui se déplacent dans des directions opposées. Ce phénomène, appelé supercourant de spin, crée un transport d'aimantation sans transport de masse.

Fomin [13] a développé un modèle théorique concernant les supercourants de spin. Il a montré que dans le cas de la RMN transverse le supercourant de spin longitudinal J est fonction de l'angle de précession α et de l'angle de déviation β de l'aimantation:

$$J = F_\alpha(\beta) \cdot \nabla \alpha + F_\beta(\beta) \cdot \nabla \beta \quad (1.23)$$

Par conséquent pour créer un supercourant de spin, il est nécessaire de créer un gradient spatial dans la phase de précession de l'aimantation. Expérimentalement, cette condition peut être obtenue en utilisant par des techniques de RMN dans des conditions de champ magnétique inhomogène.

1.3.2 Cas de la RMN pulsée

Considérons une cellule d' ^3He superfluide placée dans un champ magnétique constant $\vec{H}_0$. Le moment magnétique des paires de Cooper est aligné avec $\vec{H}_0$.

Si on applique une impulsion radiofréquence perpendiculaire à $\vec{H}_0$, l'aimantation est dans un premier temps déviée, puis elle tend à se réaligner avec $\vec{H}_0$. Mais, elle se comporte

comme un gyroscope; l'axe de l'aimantation précesse donc autour de l'axe de $\vec{H}_0$. La composante transverse de l'aimantation peut être détectée avec une bobine radiofréquence selon les techniques habituelles de la RMN.

Si au lieu d'appliquer un champ constant on applique un gradient de champ sur la cellule, les vitesses de précession seront différentes le long de la cellule. Dans un liquide usuel, pour lequel les spins ne sont pas corrélés, ce phénomène ne pose pas de problème. Par contre, dans le superfluide, ce gradient de la phase de précession de l'aimantation génère un supercourant de spin qui s'oppose au gradient. Les spins up et down du superfluide se déplacent dans des directions opposées, sans pour autant créer un supercourant de masse.

On considère sur la figure 1.4 une cellule sur laquelle on applique un champ qui augmente du haut vers le bas de la cellule. Lorsqu'on applique l'impulsion radiofréquence, les moments magnétiques sont déviés (figure 1.4(a)). A cause du gradient de champ magnétique, ils précessent avec des vitesses différentes (figure 1.4(b)). Comme expliqué plus haut, cela crée un supercourant de spin. Les spins up vont se déplacer vers le bas, portion de la cellule où la vitesse de précession est la plus grande, et les spins down vers le haut. En bas de la cellule, les moments magnétiques seront donc de moins en moins déviés, alors que ceux situés en haut de la cellule le seront de plus en plus (figure 1.4(c)). Enfin, la rigidité du paramètre d'ordre tend à faire en sorte que les moments magnétiques soient alignés dans une même direction. Il se forme donc deux domaines dans la cellule: dans la région à fort champ les moments magnétiques sont alignés avec le champ et ne précessent pas, alors que dans la région à bas champ ils sont fortement déviés (104°) et précessent de façon cohérente à la fréquence de Larmor correspondant à l'interface entre les deux régions (figure 1.4(d)).

Ce signal a une durée de vie très grande, de l'ordre de quelques dixièmes de seconde. Au cours du temps, l'interface entre les deux domaines se déplace de telle sorte que le HPD disparaît lorsque toute la cellule se retrouve dans le domaine statique. La fréquence de résonance du HPD diminue au cours du temps du fait du déplacement de l'interface dans le gradient de champ appliqué.

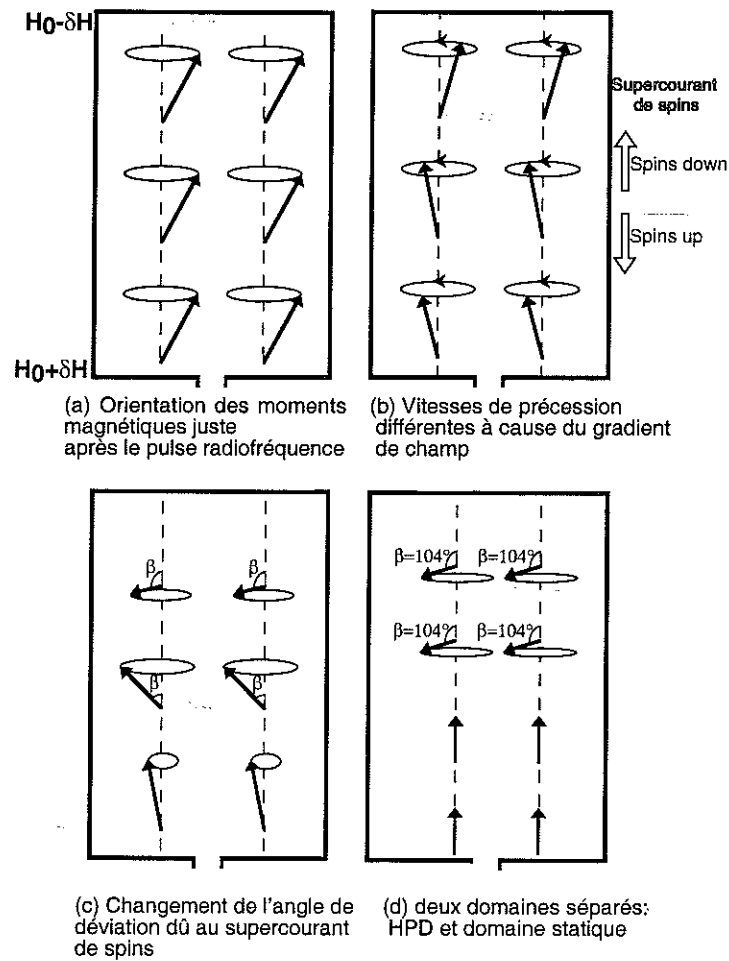


Figure 1.4: Schéma de la création du HPD.

1.3.3 Cas de la RMN continue

Il est possible de créer et d'observer le HPD par RMN continue. Dans ce cas, on obtient un signal de forte amplitude et très large en fréquence. Le HPD persiste car l'énergie de dissipation due aux processus de relaxation magnétique est compensée par l'énergie absorbée du champ radiofréquence.

On peut donc obtenir des informations sur les processus de relaxation en mesurant la puissance absorbée par le HPD. Il existe trois processus de relaxation: [14]

- processus de relaxation par diffusion de spin à travers l'interface entre les deux domaines,
- processus de relaxation dû à la distorsion du paramètre d'ordre près des parois de la cellule,
- processus de relaxation volumique par le mécanisme de Leggett-Takagi[15].

Ceux-ci ont fait l'objet d'études à haute température ($T_i T_c$). Une partie du travail effectué au cours de cette thèse est d'étudier les processus de relaxation à plus basse température.

1.4 Signal Persistant

On observe expérimentalement qu'en-dessous d'une certaine température, appelée T_{cat} , le signal de HPD perd sa stabilité. Les signaux de RMN pulsée ont alors une amplitude plus faible, mais leur durée de vie est également très longue. Pour cette raison, ce signal a été nommé *signal persistant*[16]. Il faut noter que l'évolution de la fréquence en fonction du temps de ce signal est opposée à celle du HPD. En effet, alors que la fréquence de résonance du HPD est déterminée par le champ au niveau de l'interface entre le HPD et le domaine statique, et diminue au cours du temps, celle du *signal persistant* augmente. Ceci a amené à penser que l'origine de ce signal pouvait être liée à une dynamique du mouvement orbital[17]. En effet, si toutes les mesures précédentes avaient été effectuées à des températures plus élevées pour lesquelles on considérerait que le moment orbital était figé par les interactions avec les quasi-particules, il semble que cette condition ne soit plus vérifiée à aussi basse température.

Des mesures ont été effectuées pour déterminer la température T_{cat} [18]. Elles ont montré que, pour un champ de 33 mTesla, celle-ci variait entre $0.48 T_c$ sous une pression de 0 Bar et $0.4 T_c$ sous 10.7 Bar. Au cours de cette thèse, nous avons mesuré T_{cat} pour différentes conditions de pression et de champ magnétique, à la fois par RMN pulsée et par RMN continue.

1.5 Effet du confinement

L'effet des impuretés sur le paramètre d'ordre de ^3He est un des sujets d'actualité. En effet, dans des conditions usuelles, ^3He est un superfluide extrêmement pur dans lequel des inhomogénéités spatiales existent à des distances supérieures à la longueur de cohérence qui est de l'ordre de quelques dizaines de nm. Récemment, on a montré qu'il était possible d'introduire des inhomogénéités sur de très courtes distances en utilisant un matériau de haute porosité. Le matériau généralement utilisé est l'Aérogel: il s'agit d'un verre de silice dont la porosité peut atteindre 99 %. Il est constitué de petites particules de Silice dont le diamètre varie entre 1 et 2 nm. Elles forment des agrégats en forme de fibres dont le diamètre est d'environ 5 nm. La distance séparant les fibres peut être évaluée à 200 nm, une valeur qui est de l'ordre de la longueur de cohérence de ^3He superfluide[19]. Les mesures de RMN réalisées par d'autres équipes [20], [21] ont montré que la transition superfluide de ^3He confiné a lieu à une température réduite par rapport à celle de ^3He massif.

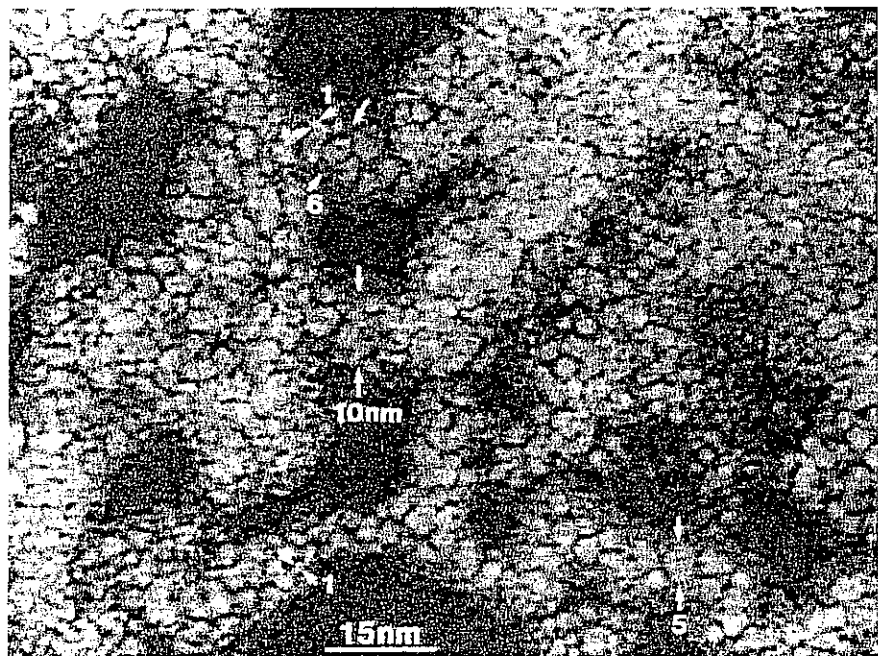


Figure 1.5: Structure de l'Aérogel observée par microscopie à transmission électronique [19].

Chapitre 2

Dispositif expérimental

Dans ce chapitre, nous allons décrire le dispositif expérimental utilisé au cours de cette thèse. La première partie concerne l'appareil cryogénique sur lequel ont été montées les expériences. Puis, nous ferons une description des différents types de thermomètres utilisés. Dans une troisième partie nous décrivons les spectromètres de RMN continue et pulsée. Enfin, nous détaillerons la conception des différentes cellules expérimentales utilisées.

2.1 Le réfrigérateur à désaimantation nucléaire

Toutes les mesures effectuées au cours de cette thèse ont été faites à l'aide d'un réfrigérateur à désaimantation nucléaire permettant d'atteindre des températures de l'ordre de 0.1 mK.

Le principe de ce processus de refroidissement est le suivant. L'étage à désaimantation (ensemble de spins paramagnétiques) est soumis à un champ magnétique intense. A haute température, les spins sont désorientés. A l'aide de l'étage à dilution, on abaisse la température, l'entropie du système de spins est alors diminuée. Ensuite, on découple thermiquement l'étage à désaimantation nucléaire de la dilution. L'étage à désaimantation subit alors une

désaimantation adiabatique. L'entropie du système restant constante, on obtient [22]:

$$\frac{B_i}{T_i} = \frac{B_f}{T_f} \quad (2.1)$$

où B_i et T_i sont respectivement le champ et la température initiale et B_f et T_f le champ et la température finale. T_f est limitée par des interactions internes qui sont négligées dans l'équation 2.1.

Le réfrigérateur se compose de deux parties: un étage à dilution et un étage à désaimantation. L'ensemble est monté sur un bloc de béton d'environ 700 kg et des amortisseurs gonflables afin de diminuer les apports thermiques dus aux vibrations mécaniques.

La dilution a un débit d'environ 200 μ moles/s et permet d'atteindre une température de base de l'ordre de 4 mK. Elle sert à prérefroidir l'étage à désaimantation, et typiquement, pour un champ magnétique initial $B_i = 7$ Tesla, nous obtenons une température de prérefroidissement $T_i = 8$ mK en trois jours.

L'étage à désaimantation est constitué d'un ensemble de plaquettes de cuivre (1 mm x 25 mm x 40 cm). La connexion thermique entre l'étage à désaimantation nucléaire et la boîte à mélange est assurée par une dizaine de fils d'argent de 1 mm de diamètre soudés d'une part sur les plaques de cuivre de l'étage à désaimantation, d'autre part sur des échangeurs en poudre d'argent frittée situés dans la boîte à mélange. Ces fils passent dans un interrupteur thermique supraconducteur composé de 4 feuilles d'aluminium (0.1 mm x 20 mm x 15 mm) qui permet de découpler thermiquement l'étage à désaimantation nucléaire de la boîte à mélange pendant le refroidissement par désaimantation adiabatique nucléaire.

Un tube en fibre de verre de 3 cm de diamètre entoure les plaquettes de cuivre et sert à suspendre l'étage à désaimantation nucléaire. Une dizaine de fils de cuivre de section 1 mm x 2 mm sont collés le long du tube et connectés thermiquement à la boîte à mélange par deux fils d'argent. Ces fils de cuivre sont utilisés pour le refroidissement du tube en fibre de verre, des bobines de RMN de la cellule expérimentale et du thermomètre à RMN du platine. La cellule expérimentale est située en bas de l'étage à désaimantation nucléaire et thermalisée

à celui-ci par des fils d'argent.

Le champ magnétique est produit par des bobines supraconductrices. La bobine utilisée pour la désaimantation est une bobine de 8 Tesla, entourant les lamelles de cuivre. Pour les mesures de RMN, on dispose d'un ensemble de 3 bobines: une bobine de 3 Tesla qui est utilisée pour fournir le champ principal, une bobine de modulation utilisée pour le balayage du champ et une bobine de gradient de champ.

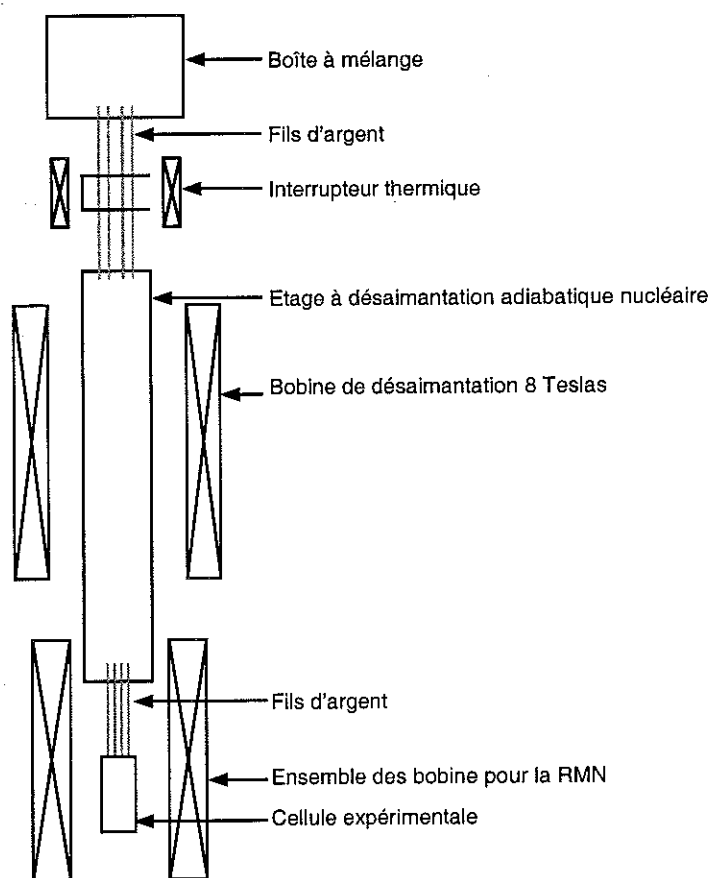


Figure 2.1: Schéma de l'étage à désaimantation.

2.2 Thermométrie

Nos expériences requièrent une thermométrie de précision sur une gamme de température allant de 1 K à 0.1 mK. Dans cette partie, se trouve la description des différents types de

thermomètres qui ont été construits et utilisés au cours de cette thèse.

2.2.1 Thermomètres résistifs

Il s'agit de résistances de carbone type Speer et Matsushita. Afin d'assurer un bon contact thermique, elles ont été polies jusqu'à une épaisseur de l'ordre du dixième de millimètre, puis entourées d'une feuille d'argent d'une épaisseur de quelques dizaines de μm collée avec du Stycast 1266. Ces résistances ont été étalonnées au moyen d'un thermomètre à courbe de fusion d' ^3He pour les températures inférieures à 300 mK et par rapport à des résistances de Germanium déjà étalonnées pour des températures supérieures à 180 mK.

La figure 2.2 représente l'évolution de la résistance pour une Matsushita 68 Ω et une Speer 100 Ω en fonction de la température. Ces thermomètres, particulièrement sensibles dans la gamme des températures allant de 30 à 800 mK, ont été montés sur les différentes parties de l'étage à dilution.

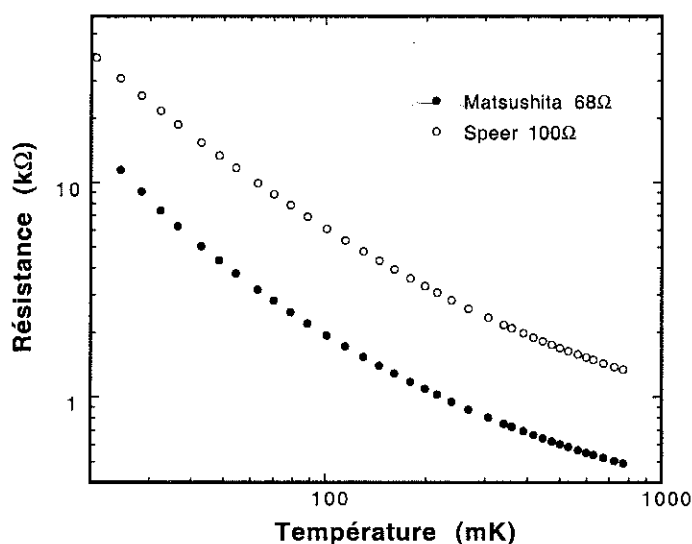


Figure 2.2: Evolution d'une résistance type Matsushita 68 Ω et d'une résistance Speer 100 Ω en fonction de la température.

2.2.2 Thermomètre à RMN du Platine

Ce type de thermomètre est utilisé pour des températures inférieures à 10 mK. Il est basé sur le fait que l'aimantation nucléaire du platine suit la loi de Curie[23]. Des mesures de RMN pulsée nous permettent de déterminer l'aimantation du platine, et donc d'accéder à la température.

Un tel thermomètre a été utilisé lors de l'expérience sur l' ^3He massif superfluide. Il est constitué d'une poudre de platine en contact direct avec l' ^3He de la cellule. Le support de la bobine radiofréquence est un papier imbibé de Stycast 1266 et enroulé de façon à former un cylindre de 5 mm de diamètre. La bobine, en cuivre, est thermalisée sur la boîte à mélange et découplée thermiquement de la cellule expérimentale.

La figure 2.3 montre l'étalonnage du thermomètre à RMN du platine. Pour cet étalonnage, on a mesuré la température à l'aide d'un fil vibrant. On remarque que l'aimantation suit bien la loi de Curie. Ce thermomètre est sensible pour des températures supérieures à

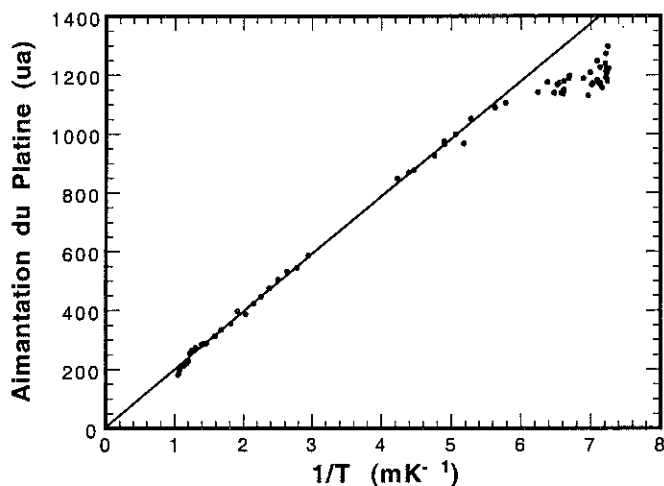


Figure 2.3: Etalonnage du thermomètre à RMN de Platine.

0.2 mK. A plus basse température, il présente deux inconvénients: le pulse radiofréquence donne lieu à un apport de chaleur important et le temps de relaxation des spins nucléaires du platine est long, ce qui limite la cadence de mesure de la température.

2.2.3 Thermomètres à fil vibrant

Ce thermomètre est particulièrement adapté aux expériences effectuées au cours de cette thèse car il permet de mesurer directement la température de l' ^3He superfluide. Le principe de ce thermomètre est le suivant: une boucle de fil placée dans un champ magnétique et sur laquelle on applique un courant alternatif se met à osciller. La mesure de la tension générée aux bornes du fil pour différentes fréquences du courant appliqué fournit la courbe de résonance de ce fil. La largeur à mi-hauteur de cette résonance dépend de l'amortissement du fil dans le fluide dans lequel il oscille, c'est-à-dire de la viscosité du fluide qui dépend de la température. Dans le cas de l' ^3He superfluide la largeur de la résonance est proportionnelle à la densité de quasi-particules thermiques, $n \propto e^{-\Delta/k_B T}$, où Δ est le gap superfluide. La température minimale que l'on peut mesurer est limitée par la largeur de la résonance intrinsèque du fil due aux processus de frottements internes. Dans chacune de nos cellules,

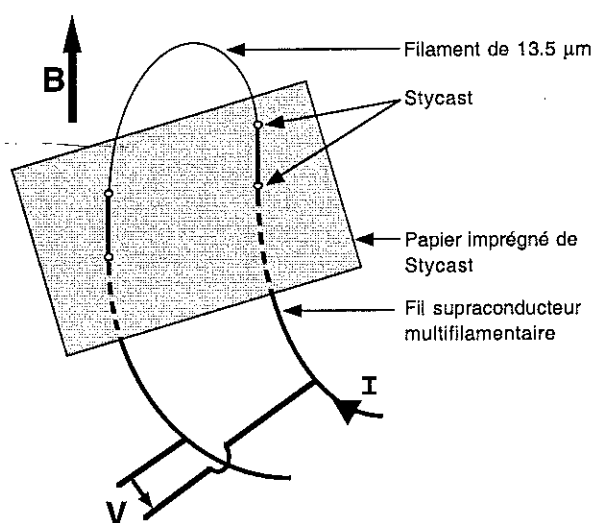


Figure 2.4: Schéma du fil vibrant.

nous avons monté deux fils vibrants (Niobium de $89\ \mu\text{m}$ de diamètre et Niobium-Titane de $13.5\ \mu\text{m}$ de diamètre) sensibles dans une gamme de température différente.

Les fils vibrants ont été réalisés sur un support constitué d'un papier imprégné de Stycast 1266. A l'aide d'une aiguille, on perce 2 trous espacés de 3 mm dans lesquels on

On passe la boucle de fil dont on a préalablement enlevé le vernis. Les pieds de la boucle sont ensuite collés avec du Stycast 1266 (voir figure 2.4).

Pour obtenir un fil de Niobium-Titane de $13.5 \mu\text{m}$ de diamètre, nous utilisons un fil supraconducteur multifilamentaire, constitué d'un ensemble de filaments supraconducteurs de $13.5 \mu\text{m}$ pris dans une matrice de cuivre. On enlève la matrice de cuivre au niveau de la boucle avec de l'acide nitrique, puis on coupe les différents filaments pour n'en garder qu'un seul qui sera notre fil vibrant. La figure 2.5 représente le montage de mesure de la résonance du fil vibrant. Un ordinateur commande un générateur de tension alternatif et effectue le balayage en fréquence. Une boîte de résistances située en sortie du générateur permet de contrôler l'amplitude du courant appliqué sur le fil. La tension générée par le fil est mesurée sur une détection synchrone, soit directement, soit via un transformateur à froid. Le signal de la détection en phase et en quadrature est mesuré sur l'ordinateur. Le signal en phase de

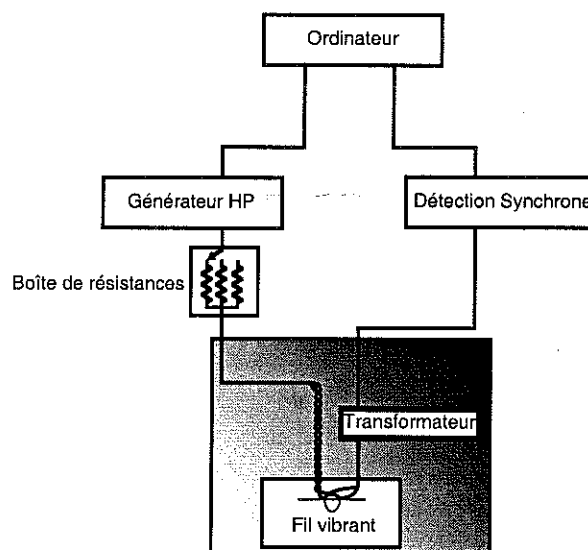


Figure 2.5: Schéma de mesure du fil vibrant.

la courbe de résonance obtenue pour le fil de $89 \mu\text{m}$ de diamètre sous une pression de 0 Bar est représentée sur la figure 2.6.

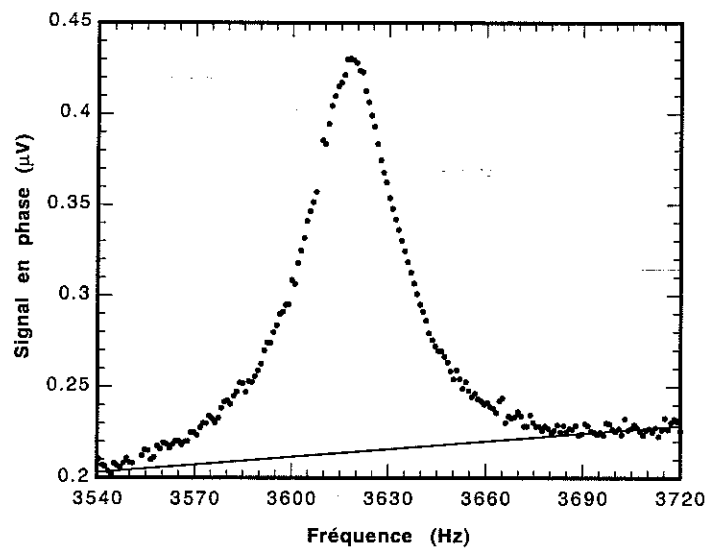


Figure 2.6: Courbe de résonance en phase du fil vibrant de $89\ \mu\text{m}$ de diamètre à 0 Bar et 0.3 mK; le trait continu représente la ligne de base.

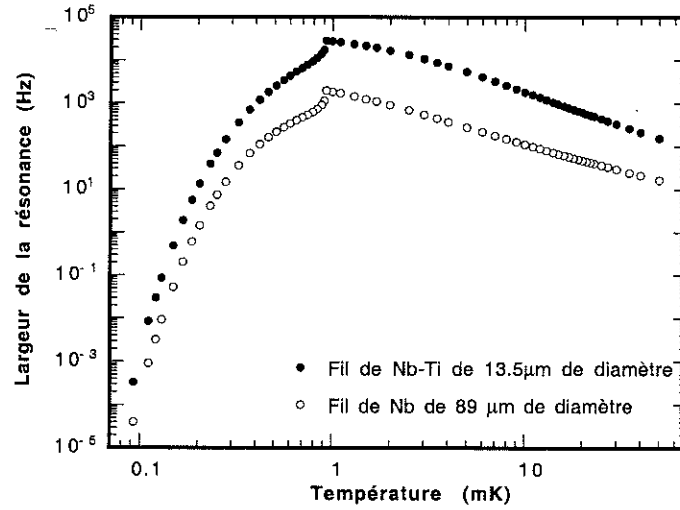


Figure 2.7: Dépendance de la largeur à mi-hauteur de la résonance des deux fils utilisés sous 0 Bar en fonction de la température.

Le fil vibrant peut être modélisé comme un long cylindre d'axe y , de masse m par unité de longueur, libre de vibrer dans la direction x , normale à y . La force résultante sur le cylindre est $m\omega_0^2$ par unité de longueur et de déplacement. En présence d'un champ magnétique B appliqué selon la direction z , le cylindre soumis à un courant alternatif $I_0 e^{i\omega t}$ oscille sous l'action de la force de Lorentz. L'équation de mouvement du cylindre placé dans un fluide est [24]:

$$\ddot{x} + \lambda \dot{x} + \omega_0^2 x = \frac{CBI_0}{m} e^{i\omega t} \quad (2.2)$$

où λ est une variable complexe qui décrit la force d'amortissement exercée sur le fluide et C un coefficient correctif de l'ordre de l'unité qui permet de prendre en compte la forme de la boucle. La résolution de cette équation permet de relier la largeur à mi-hauteur de la résonance avec l'amortissement λ . Pour les différents régimes (haute température, liquide de Fermi, superfluide), il est possible de calculer la viscosité à partir de l'amortissement, puis la température. Le détail des calculs est donné dans les références [25], [26] et [27].

Nous avons utilisé un programme développé à l'université de Lancaster prenant en compte les différents régimes de température. La figure 2.7 représente la dépendance de la largeur de la résonance en fonction de la température sous une pression de 0 Bar obtenue avec ce programme pour les deux types de fil utilisés. Expérimentalement, il existe deux domaines pour lesquels la mesure de la température est délicate: près de T_c (environ 1 mK à 0 Bar) où la largeur de la résonance est importante et aux ultra-basses températures pour lesquelles la largeur est très faible. Nous voyons sur la figure 2.7 que le fil de $89 \mu\text{m}$ permet de mesurer les températures proches de T_c , alors que le fil de plus faible diamètre est mieux adapté dans la gamme des ultra-basses températures.

2.3 Spectromètres de RMN

Dans cette section, nous donnerons la description des trois spectromètres utilisés au cours de cette thèse, d'abord, les deux spectromètres de RMN continue, le premier ayant un

préamplificateur à chaud, le second ayant un préamplificateur plongé dans le bain d'Hélium, puis le spectromètre de RMN pulsée.

2.3.1 Spectromètres de RMN continue

Le schéma de montage du spectromètre de RMN continue est représenté sur la figure 2.8. Essentiellement, il s'agit d'un Q-mètre travaillant comme un pont radiofréquence. Nous mesurons la tension sur le circuit résonant (L,C), composé par la bobine radiofréquence et le câble coaxial qui la relie au préamplificateur, qui dépend de l'absorption radiofréquence dans la bobine. Le circuit résonant est alimenté par un générateur HP 33120A qui délivre une

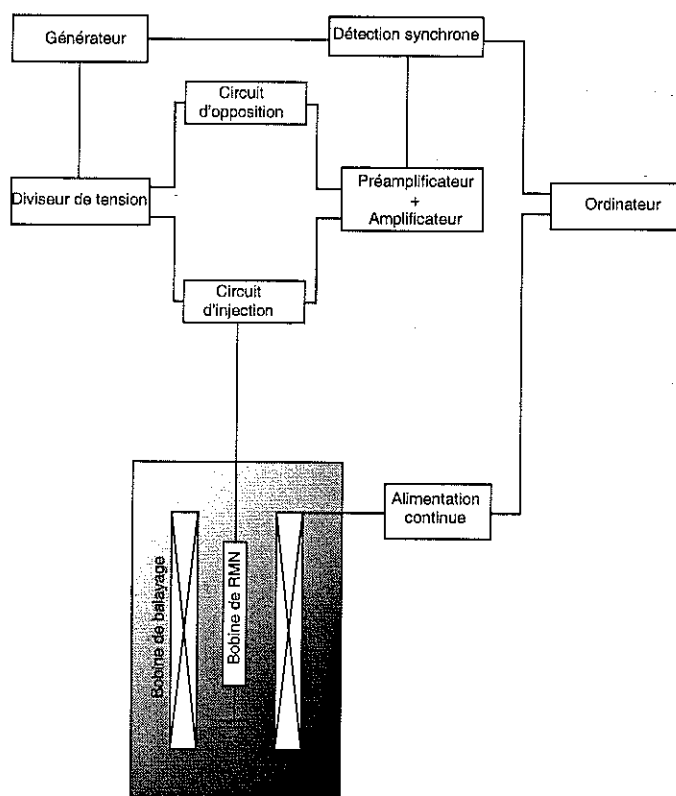


Figure 2.8: Schéma de montage du spectromètre de RMN continue.

tension alternative à travers une capacité de faible valeur. Le même générateur alimente un circuit d'opposition qui génère une tension identique en phase et en quadrature à celle du

circuit résonant en l'absence d'absorption radiofréquence. La tension sur le circuit résonant et celle sur le circuit d'opposition sont ensuite soustraites et amplifiées par un amplificateur différentiel. Le signal est alors mesuré à l'aide d'une détection synchrone. Un tel montage permet d'éliminer les fluctuations d'amplitude du générateur et de n'amplifier que l'écart de tension sur le circuit résonant dû à l'absorption radiofréquence (signal de RMN lorsque le champ magnétique satisfait à la condition de Larmor). Le spectromètre étant alimenté à une fréquence constante, un ordinateur commande le balayage du champ magnétique et mesure le signal en sortie de la détection synchrone en phase et en quadrature.

Spectromètre à chaud "KD"

Ce spectromètre a été utilisé pour les mesures sur ^{13}He massif et pour la première série de mesures sur ^{13}He confiné dans l'Aérogel.

Le circuit d'injection est représenté figure 2.9 Le circuit résonant à froid est constitué

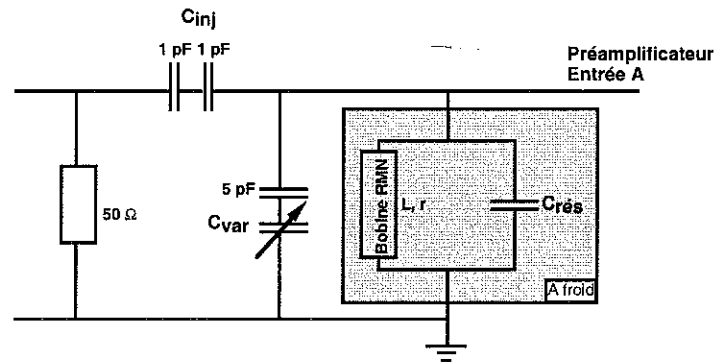


Figure 2.9: Schéma du circuit d'injection du spectromètre de RMN continue.

de la bobine de RMN (L, r) et de la capacité $C_{rés}$ du câble coaxial qui relie cette bobine au spectromètre. Une capacité variable C_{var} située dans le spectromètre permet d'ajuster la fréquence de résonance. La capacité d'entrée du circuit d'injection C_{inj} permet d'obtenir une source de courant constant qui alimente la bobine de RMN. La sortie du circuit d'injection est envoyée sur l'entrée A du préamplificateur.

Le circuit d'opposition est représenté figure 2.10. Ce circuit sert à produire un signal identique en amplitude et en phase à celui du circuit d'injection. Une capacité et une résistance variables servent à ajuster l'amplitude et la phase.

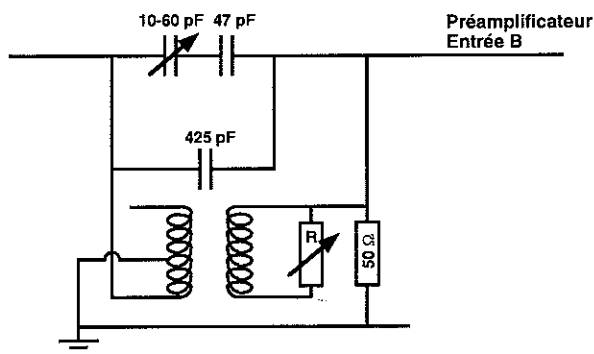


Figure 2.10: Schéma du circuit d'opposition du spectromètre de RMN continue.

Spectromètre à froid

Nous avons utilisé ce spectromètre lors de la deuxième série de mesures sur ^3He confiné dans l'Aérogel. Le principe de ce spectromètre est le même que celui exposé précédemment, le préamplificateur étant plongé dans le bain d'hélium. Le principal intérêt d'utiliser un préamplificateur à froid est de limiter le bruit dû à la variation de la capacité du câble coaxial reliant le préamplificateur à la bobine radiofréquence. Le montage de la bobine radiofréquence dans cette expérience donne une résistance équivalente à la résonance de l'ordre de $80\text{ k}\Omega$. Nous avons adapté la capacité d'injection du préamplificateur afin d'obtenir un rapport de tension de $1/130$ à 1 MHz . Le circuit d'opposition est divisé en deux parties: une partie équivalente au circuit d'injection à 1 MHz constituée d'une capacité de 12.5 pF et d'une résistance de 100Ω et une partie permettant d'ajuster finement la phase. Les deux signaux, injection et opposition, sont soustraits l'un à l'autre et amplifiés dans un amplificateur de gain 200.

Nous avons estimé le champ radiofréquence H_{rf} dans la bobine de RMN. Pour cela, on

pose que l'énergie stockée dans la bobine de volume V_{bob} est:

$$\frac{1}{2}Li_{rf}^2 = \frac{1}{2}\mu_0 H_{rf}^2 V_{bob} \quad (2.3)$$

où i_{RF} est l'intensité du courant qui traverse la bobine:

$$i_{RF} = IQ \quad (2.4)$$

Q est le facteur de qualité du circuit résonant et I l'intensité du courant injecté. A la résonance, le circuit est purement résistif et équivalent à la résistance $R_{||}$. On a alors:

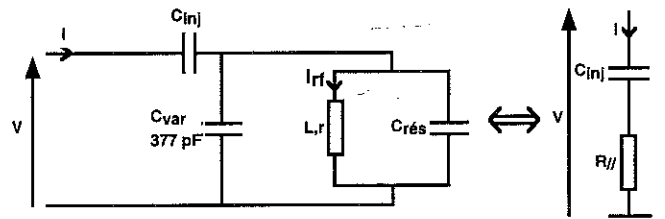


Figure 2.11: Calcul du champ radiofréquence du spectromètre de RMN continue. La capacité C_{var} a été fixée à une valeur de 377 pF afin de travailler à la fréquence de résonance $F = 400$ kHz.

$$R_{||} = rQ^2 \quad (2.5)$$

où r est la résistance de la bobine radiofréquence,

$$Q = \frac{L\omega_0}{r} \quad (2.6)$$

$$\omega_0 = \frac{1}{LC} \quad (2.7)$$

On obtient donc:

$$I = \frac{V}{R_{||} + \frac{1}{jC_{inj}\omega_0}} \quad (2.8)$$

Typiquement, nous avons:

$$Q = 50$$

$$F = \frac{\omega_0}{2\pi} = 400 \text{ kHz}$$

$$C = 300 \text{ pF}$$

$$L = 186 \cdot 10^{-6} \text{ H}$$

$$V_{bob} = 0.5 \text{ cm}^3$$

Donc, pour une valeur $V_{max}^- = 2V$, on obtient un champ radiofréquence de $H_{RFmax} = 0.17mT$.

2.3.2 Spectromètre de RMN pulsée

Le spectromètre de RMN pulsée a été réalisé par M. J-L Bret du service électronique du CRTBT. L'appareillage est piloté par ordinateur qui commande le générateur de rafales et acquiert le signal en sortie du mélangeur. Le schéma de montage du spectromètre est représenté sur la figure 2.12. Le générateur de rafales permet d'envoyer une ou deux séries

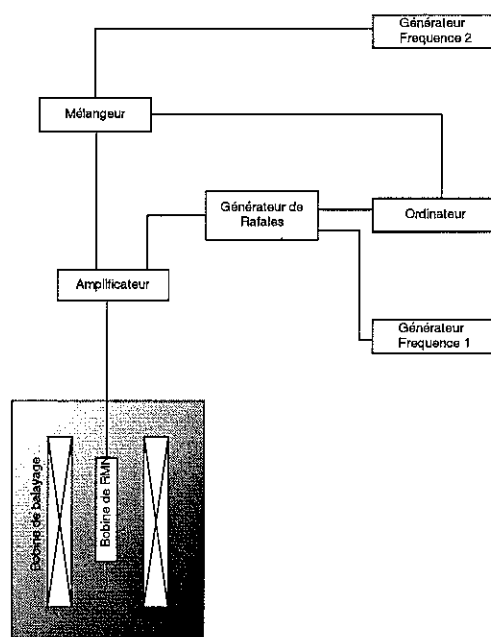


Figure 2.12: Schéma de montage du spectromètre de RMN pulsée.

de pulses de durée variable à la fréquence et l'amplitude déterminées par le générateur 1. Le signal d'induction de RMN pulsée est amplifié avec un gain de 1000, puis envoyé dans le mélangeur. L'entrée du mélangeur a une bande passante de 20 MHz à 3 dB et possède trois positions de gain: le signal d'induction peut être amplifié d'un gain de 100 si son amplitude est inférieure à 0.01 V, d'un gain de 10 si elle est inférieure à 0.1 V et d'un gain de 1 si elle est inférieure à 1V. Le générateur 2 envoie un signal d'amplitude maximale 1V qui permet d'imposer la fréquence de mélange. Le filtre du mélangeur a une bande passante comprise entre 15.95 et 16.05 kHz et un gain de 2.5. L'ordinateur mesure le signal de sortie du mélangeur en fonction du temps, qui est le produit du signal d'induction par le signal du

générateur 2 et le gain du filtre.

2.4 Cellules expérimentales

Nous allons décrire dans cette partie les trois cellules qui ont été réalisées et utilisées au cours de cette thèse pour des expériences sur ^3He superfluide massif et sur ^3He confiné dans l'Aérogel.

Toutes ces cellules ont été construites sur le même principe. Elles ont une géométrie cylindrique et sont constituées d'une cellule extérieure en Stycast 1266 et d'une cellule intérieure en papier imprégné de Stycast. Une telle géométrie permet d'obtenir des températures de l'ordre d'une centaine de μK dans la cellule intérieure, la majorité des apports de chaleur se faisant sur la cellule extérieure.

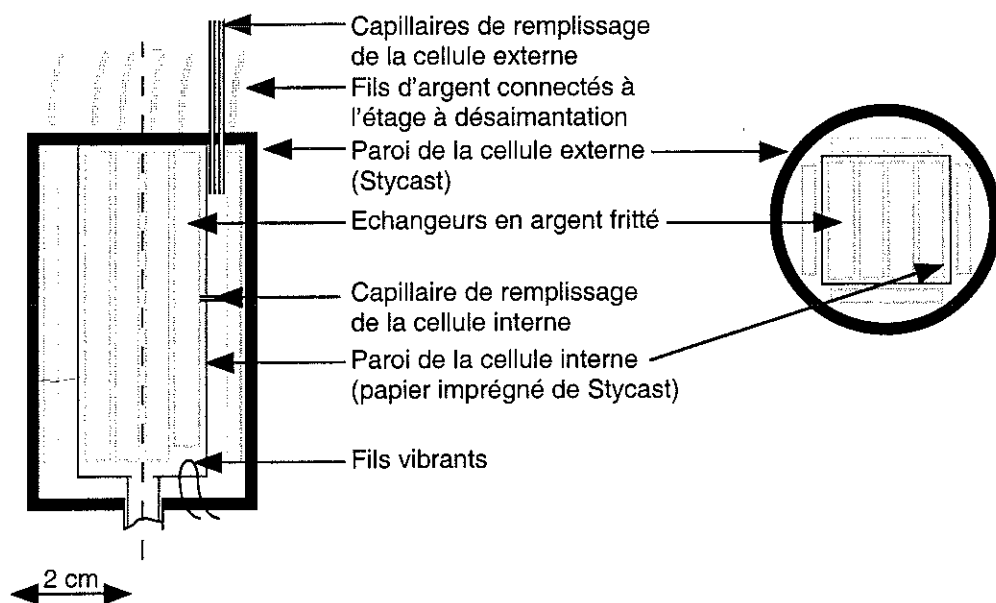


Figure 2.13: Schéma de la zone supérieure des cellules expérimentales.

La zone supérieure de la cellule, représentée sur la figure 2.13, est quasiment identique pour toutes les cellules que nous avons réalisées et sert à la thermalisation et au remplissage. Elle se compose d'une cellule externe en Stycast de 36 mm de diamètre, 60 de hauteur et

2 d'épaisseur et d'une cellule interne en papier imbibé de Stycast de 55 mm de hauteur et 21 mm de côté. La thermalisation est assurée par des fils d'argent de 1 mm de diamètre qui sont connectés d'une part à l'étage à désaimantation, d'autre part à 8 échangeurs en argent fritté situés dans la cellule expérimentale, 4 dans la cellule interne, 4 dans la cellule externe et "baignant" dans l' ^3He . Les capillaires de remplissage d' ^3He , d'un diamètre externe de 0.5 mm, sont connectés à la cellule externe et thermalisés sur la boîte à mélange. La cellule interne se remplit d' ^3He grâce à un autre capillaire de même diamètre et de 20 cm de long, reliant les deux cellules.

La zone inférieure comporte les thermomètres (fils vibrants et, dans le cas de la cellule d' ^3He massif, thermomètre à RMN du platine) et la cellule de RMN qui est située dans une bobine radiofréquence en forme de selle-à-cheval.

Le support de ces bobines est fabriqué en papier imbibé de Stycast. Un premier cylindre de 9 mm de diamètre et de 15 mm de hauteur constitue le support principal. On colle sur celui-ci, diamétralement opposés, deux morceaux de papier de dimensions 8 mm x 10 mm x 0.5 mm fabriqués sur un support en Téflon cylindrique de 9.2 mm de diamètre. Ceux-ci constituent les mandrins sur lesquels on bobinera le fil. Au-dessus de chacun de ces morceaux est ensuite collé un autre morceau de papier de 10 mm x 12 mm x 0.5 mm, qui servira à coincer le fil (voir figure 2.14).

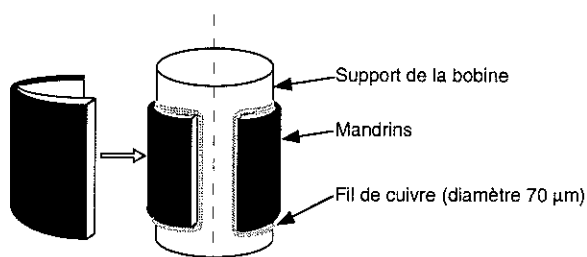


Figure 2.14: Bobine radiofréquence en forme de selle à cheval.

On bobine ensuite un fil de cuivre de 70 μm de diamètre. L'inductance de la bobine est calculée de façon à pouvoir travailler avec un circuit résonnant à une fréquence variant de 440 à 1000 kHz. Le support principal de la bobine radiofréquence est enfin collé avec du

Stycast à la cellule externe en utilisant des fils de coton comme séparateurs afin de minimiser les contacts thermiques. La bobine radiofréquence est thermalisée à la boîte à mélange par des fils de cuivre de 0.2 mm de diamètre.

La géométrie des cellules de RMN varie selon le type d'expériences réalisées.

1. La cellule utilisée pour les mesures sur ^{13}He massif que nous noterons C_1 est représentée sur la figure 2.15. La partie sur laquelle sont effectuées les mesures de RMN est constituée d'un cylindre de 6 mm de diamètre intérieur et de 5 mm de hauteur et est reliée au reste de la cellule par un canal de 1 mm de diamètre. La bobine radiofréquence permet de travailler à 450 kHz. Le thermomètre de RMN du platine est situé entre la partie RMN et la partie supérieure.

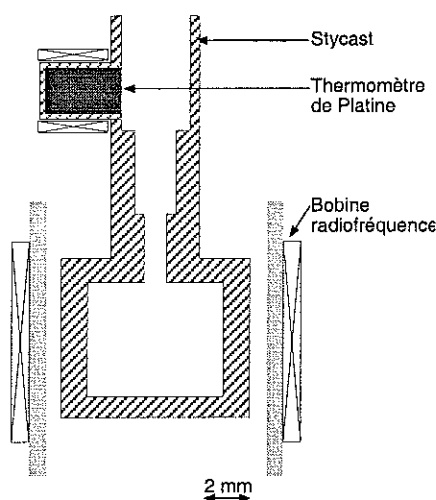


Figure 2.15: Cellule d' ^{13}He massif, C_1 .

2. Le montage utilisé pour les premières expériences sur ^{13}He confiné dans l'Aérogel comporte 4 cellules de RMN, chacune ayant une géométrie différente. La thermométrie est assurée par des fils vibrants.

La cellule $C_{2,a}$ (figure 2.16) est similaire à celle utilisée pour étudier ^{13}He massif, mais entourée d'une bobine radiofréquence permettant de travailler à des fréquences plus

élevées. Elle est destinée à étudier les processus de relaxation du HPD pour des champs magnétiques plus élevés que lors de l'expérience réalisée dans la cellule C_1 .

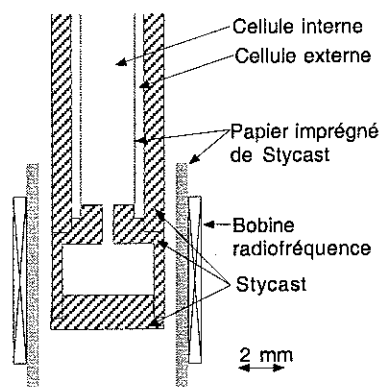


Figure 2.16: Cellule d' ^3He massif, $C_{2,a}$.

La cellule $C_{2,b}$ est représentée sur la figure 2.17. Un tube de Stycast de 1.5 mm de diamètre et 18 mm de longueur est fixé dans la cellule interne à l'aide de centreurs en Stycast et en papier. Cette géométrie permet d'obtenir une texture du paramètre d'ordre différente que dans le cas de cellules cylindriques du fait de l'effet d'orientation dû aux parois.

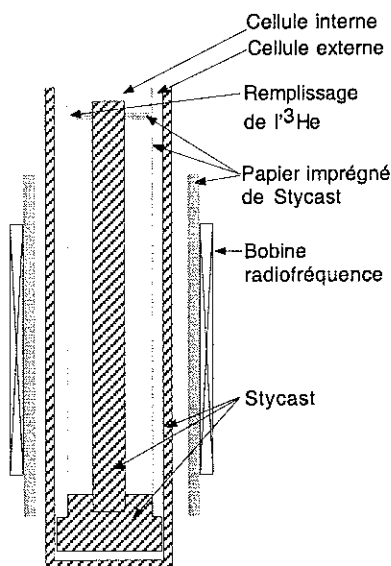


Figure 2.17: Cellule d' ^3He massif $C_{2,b}$.

La cellule $C_{2,c}$ a été utilisée lors de la première série de mesures concernant l'influence des impuretés sur la température de transition superfluide. Elle est pratiquement remplie d'Aérogel sur une hauteur de 16 mm et un diamètre variant entre 3.8 et 4.8 mm (figure 2.18). Nous pouvons estimer que le volume d'Aérogel correspond à 80 % du volume total de la cellule interne.

X

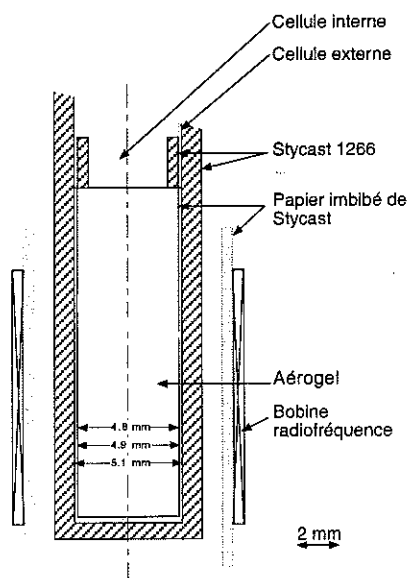


Figure 2.18: Cellule remplie d'Aérogel $C_{2,c}$.

Dans la cellule $C_{2,d}$ (figure 2.19), les parois de la cellule interne sont recouvertes d'une poudre d'Aérogel collée avec du Stycast. L'Aérogel étant poreux et isotrope devrait permettre de réduire les interactions avec les parois. Cette cellule pourrait être utilisée pour l'étude des ondes de spin dans une texture du paramètre d'ordre moins rigide que lors des expériences effectuées avec la cellule C_1 .

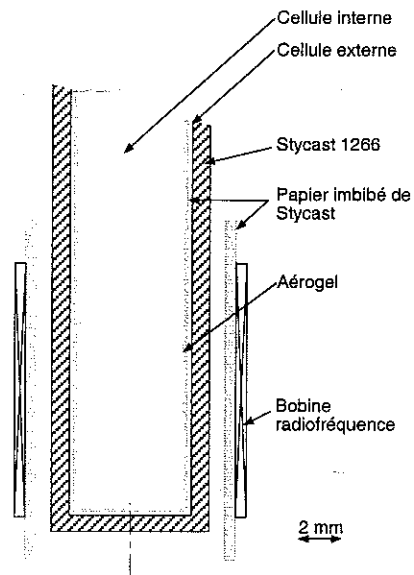


Figure 2.19: Cellule dont les parois sont recouvertes d'Aérogel $C_{2,d}$.

3. La cellule C_3 a été utilisée pour la deuxième série de mesures sur $l^{3}\text{He}$ confiné dans l'Aérogel. Elle se compose d'un tube en papier imprégné de Stycast de diamètre 5.4 mm entourant un échantillon d'Aérogel de 5 mm de diamètre et 15.5 de hauteur. Cette cellule est représentée sur la figure 2.20, le volume d'Aérogel correspond à 89 % du volume de la cellule interne.

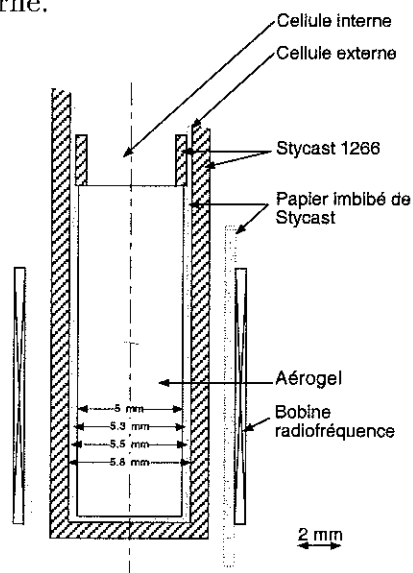


Figure 2.20: Cellule d'Aérogel C_3 .

Les échantillons d'Aérogel ont été réalisés par M. H. W. Chan qui a estimé que leur porosité est de 98 %. Nous avons mesuré que la masse d'un échantillon de 5 mm de diamètre et 15.5 mm de long est de 13.1 mg et déterminé leur surface par des isothermes d'absorption d' ^4He réalisées à 1.7 et 4.2 K. Pour réaliser ces isothermes, nous avons utilisé un cryostat à

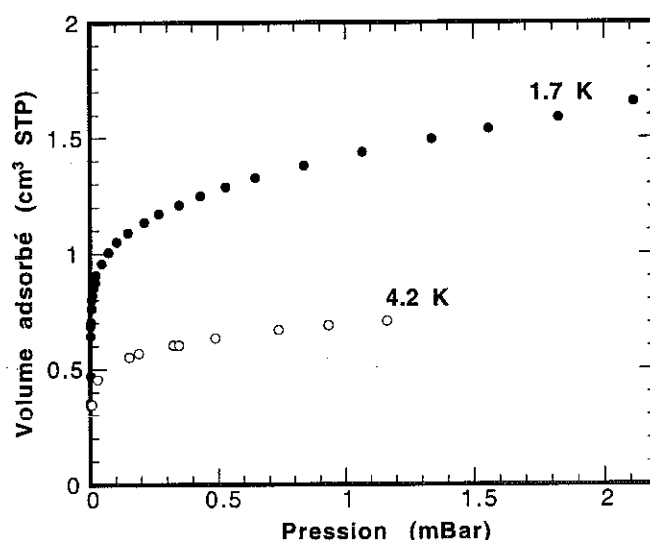


Figure 2.21: Isothermes d'adsorption d' ^4He sur un échantillon d'Aérogel de porosité 98 %, de masse 2.6 mg à 4.2 et 1.7 K.

hélium dans lequel est plongée une cellule contenant un échantillon d'Aérogel dont la masse est de 2.6 mg à 5 % près. Celle-ci est connectée via un tableau de vannes de volume étalonné à un capteur de pression de précision (Baratron MKS). La cellule est pompée à température ambiante pendant 24 heures afin de nettoyer la surface de l'Aérogel avant d'être refroidie à la température souhaitée pour l'isotherme.

La cellule étant sous vide, on introduit une quantité de gaz dans le volume étalon du tableau de vannes à une pression P_i , puis on ouvre la vanne d'accès à la cellule. Une fois l'équilibre établi, on lit la pression finale P_f . La différence entre ces deux pressions permet de calculer la quantité de gaz introduite, et donc le volume de gaz adsorbé à la pression P_f . Cette opération est recommencée plusieurs fois. La courbe représentant le volume adsorbé en fonction de la pression (P_f) est appelée isotherme d'adsorption. La figure 2.21 représente les isothermes d'adsorption d' ^4He sur un échantillon d'Aérogel de 98 % de porosité et de 2.6

mg que nous avons obtenues à 1.7 et à 4.2 K

En effectuant un ajustement BET (Brunnauer, Emmett, Teller), nous obtenons, en supposant que la densité de l' ^4He sur l'Aérogel est de l'ordre de 11 atomes/nm² (comme c'est le cas pour l' ^4He sur le Graphite), une surface par unité de masse de 710 m²/g à 4.2 K et 1300 m²/g à 1.7 K. Ces résultats sont comparables à ceux obtenus par Lauter (ILL) qui avait attribué le facteur 2 entre la surface mesurée à 4.2 K et celle mesurée à 1.7 K soit à une augmentation de la densité progressive associée à l'hétérogénéité du substrat, soit à la formation d'une deuxième couche. Une caractérisation de l'Aérogel par des techniques d'isothermes d'adsorption est indispensable étant donné l'influence des couches atomiques d' ^3He adsorbé observée dans les signaux RMN à très basse température (chapitre 5).

Chapitre 3

Homogeneously Precessing Domain

Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre 1, à des températures de l'ordre de $0.4T_c$, il est possible de créer un état de précession homogène de l'aimantation de l' ^3He superfluide, appelé HPD. Cet état est stable au-dessus d'une température caractéristique nommée T_{cat} . En-dessous, il devient fortement dissipatif, c'est ce qui a été appelé *relaxation catastrophique*. Enfin, en-dessous d'une température que nous appellerons T_{col} , pour "collapse", il est impossible de créer le HPD[8].

Dans ce chapitre, nous exposerons les études effectuées sur ce signal de précession homogène, en particulier nous nous sommes intéressés au processus de la *relaxation catastrophique*. Les mesures ont été effectuées dans la cellule d' ^3He massif C_1 décrite au chapitre 2. Pour différentes conditions de pression et de champ magnétique H_0 nous avons mesuré les températures T_{cat} et T_{col} par RMN continue et pulsée, puis nous avons étudié l'évolution de la puissance dissipée par le HPD avec la température.

3.1 Description du signal du HPD

Dans cette section nous donnons une description rapide de l'allure du signal d'induction du HPD observé par les méthodes de RMN.

3.1.1 Signal de RMN continue

Lors des mesures de RMN continue, nous nous plaçons à une fréquence fixe qui correspond à la fréquence de résonance du circuit électrique constitué par la bobine radiofréquence et le câble coaxial qui la relie au préamplificateur et nous effectuons un balayage en champ. Toutefois, nous représenterons les raies de RMN en fonction du balayage en fréquence équivalent, afin de rester homogène avec la présentation utilisée par d'autres auteurs.

Pour créer le HPD, il est nécessaire d'appliquer un signal radiofréquence d'amplitude élevée et d'imposer un gradient de champ le long de la cellule. Le signal apparaît lorsqu'on effectue un balayage en diminuant le champ. Un signal typique est représenté sur les figures 3.1 et 3.2. Nous avons réalisé cette mesure avec un champ magnétique H_0 de 14.5 mTesla, ce qui correspond à une fréquence de Larmor de 470 kHz, en appliquant un gradient de champ de l'ordre de 10^{-4} Tesla.cm $^{-1}$ et un champ radiofréquence de forte amplitude: 11 μ Tesla.

La largeur en fréquence du signal dépend de la valeur du gradient de champ appliqué. Sur la figure 3.1, le signal s'étend de la fréquence de Larmor correspondant au haut de la cellule ($f_0 = 470$ kHz) à celle correspondant au bas de la cellule ($f_3 = 474.5$ kHz). L'évolution de l'absorption en fonction de la dispersion est représentée sur la figure 3.2: on remarque que tout d'abord l'amplitude du signal augmente sur une très faible gamme de fréquence (entre $f_0=470$ et $f_1=470.2$ kHz) et la quasi-totalité du signal est dispersive. Puis, l'amplitude diminue entre f_1 et f_3 résultant d'une augmentation de l'absorption plus rapide que la diminution de la dispersion. Remarquons qu'à la fréquence f_2 (472.2 kHz), il y a un saut tant sur le signal d'absorption que sur celui de dispersion. Notons que cette discontinuité n'est pas visible sur la figure 3.2 où l'on représente le signal d'absorption en fonction de celui de dispersion. Enfin, à la fréquence f_3 , l'amplitude du signal chute soudainement à zéro.

Une fois que le HPD est formé, si on fixe le champ magnétique, le HPD persiste tant que l'énergie qu'il dissipe est compensée par celle apportée par le champ radiofréquence.

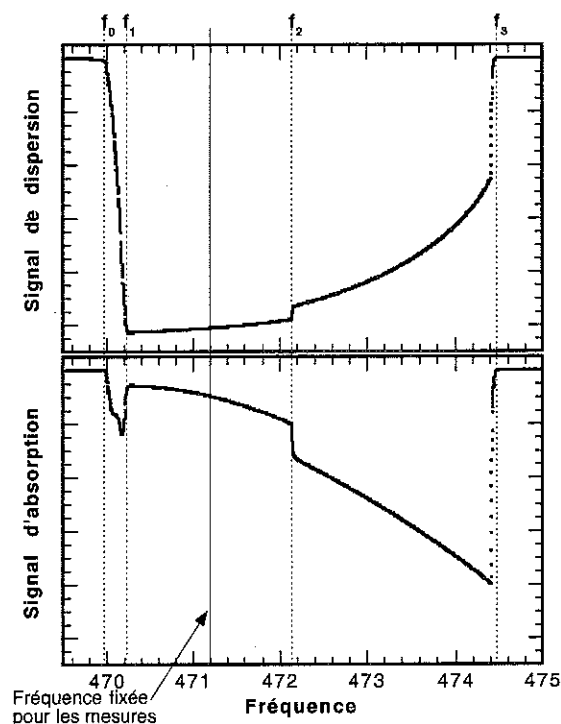


Figure 3.1: Signal de RMN continue du HPD sous un gradient de champ de $7.2 \cdot 10^{-4} \text{ T.cm}^{-1}$: absorption et dispersion lorsqu'on augmente la fréquence. Le signal de HPD apparaît à la fréquence de Larmor f_0 et disparaît à la fréquence notée f_3 . Les fréquences f_1 et f_2 sont définies dans le texte.

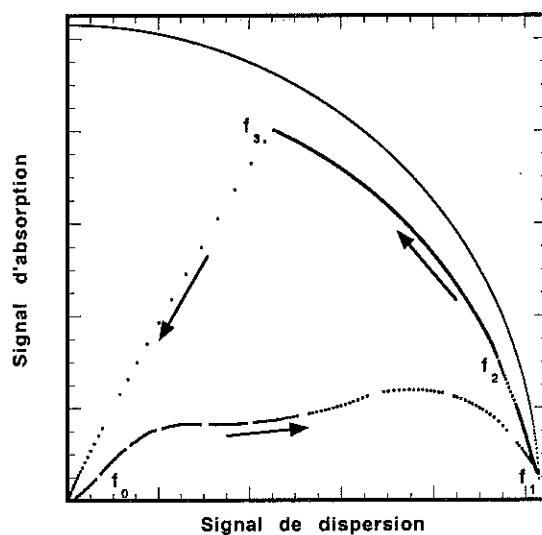


Figure 3.2: Signal de RMN continue du HPD: absorption en fonction de la dispersion. Les flèches indiquent le sens d'évolution du signal, lorsque la fréquence augmente. Un cercle a été tracé comme repère.

Nous avons mesuré deux températures caractéristiques pour différentes conditions de pression et de champ magnétique:

T_{cat} qui est la température en-dessous de laquelle on ne peut plus créer le HPD,

T_{col} qui est la température en-dessous de laquelle on ne peut plus maintenir le HPD. Pour cela, nous créons le HPD à une température supérieure à T_{cat} puis nous le maintenons en appliquant un champ radiofréquence à une fréquence fixe, indiquée sur le graphe 3.1, lors du refroidissement.

3.1.2 Signal de RMN pulsée

Étalonnage des impulsions radiofréquences

Pour créer le HPD par RMN pulsée, il est nécessaire d'appliquer une impulsion radiofréquence d'amplitude suffisamment élevée. Nous avons dans une première partie, recherché l'amplitude optimale pour créer le HPD. L'étalonnage est représenté sur la figure 3.3. Nous avons représenté l'amplitude du signal d'induction du HPD pour différentes amplitudes d'impulsion radiofréquence pour lesquelles il était possible de créer le HPD. Nous remarquons que lorsqu'on augmente l'amplitude de l'impulsion radiofréquence, dans une première partie l'amplitude du signal d'induction augmente linéairement. Cela correspond au fait que, lorsque l'amplitude de l'impulsion radiofréquence est trop faible, le HPD n'est pas créé dans l'ensemble de la cellule. Au-dessus d'une certaine valeur de l'impulsion, l'amplitude du signal d'induction reste constante. En effet, à partir de cette valeur, tous les moments magnétiques sont déviés de plus de 104° , et le HPD est créé dans la cellule entière. La condition optimale est obtenue lorsque tous les spins de la cellule sont déviés exactement de 104° , condition qui est déterminée en pratique par un étalonnage de l'amplitude du signal en fonction de celle de l'impulsion RMN (figure 3.3). Au-delà de cette valeur, on réchauffe inutilement la cellule expérimentale par l'impulsion radiofréquence.

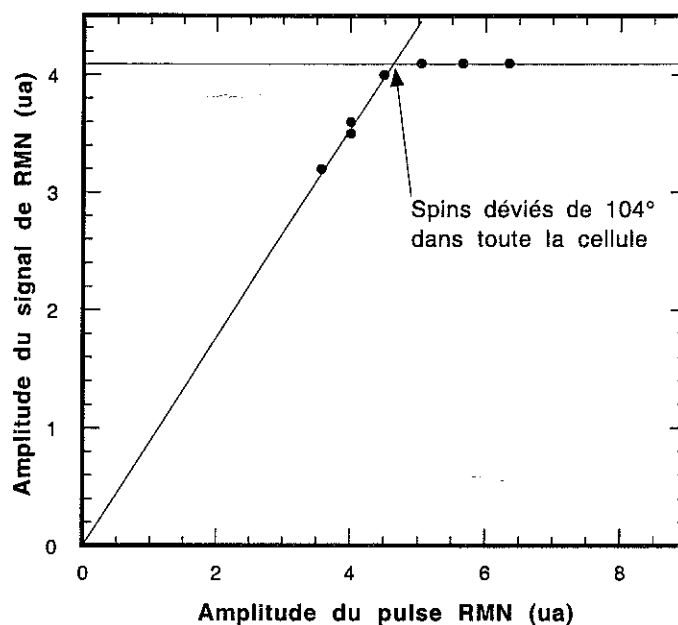


Figure 3.3: Etalonnage de l'amplitude de l'impulsion RMN.

Allure du signal d'induction

La figure 3.4 représente le signal d'induction obtenu sous une pression de 3 Bar à différentes températures. Nous remarquons que la forme du signal dépend très fortement de la température. Nous pouvons mettre en évidence 2 temps caractéristiques du signal:

$t_{décrois}$ est la durée de décroissance du signal,

t_{ampl} est le temps pendant lequel le signal d'induction garde une amplitude constante, c'est-à-dire que le HPD est établi dans toute la cellule.

Par ailleurs, comme tous les moments magnétiques du HPD précessent de façon cohérente, nous pouvons faire un ajustement du signal d'induction de la forme: $A(t)\cos(2\pi F(t))$. $A(t)$ et $F(t)$ sont respectivement l'amplitude et la fréquence et décroissent linéairement avec le temps (figure 3.5).

Ceci est dû au fait que, contrairement à un liquide usuel pour lequel le processus de relaxation prédominant est la relaxation spin-spin, les moments magnétiques du HPD

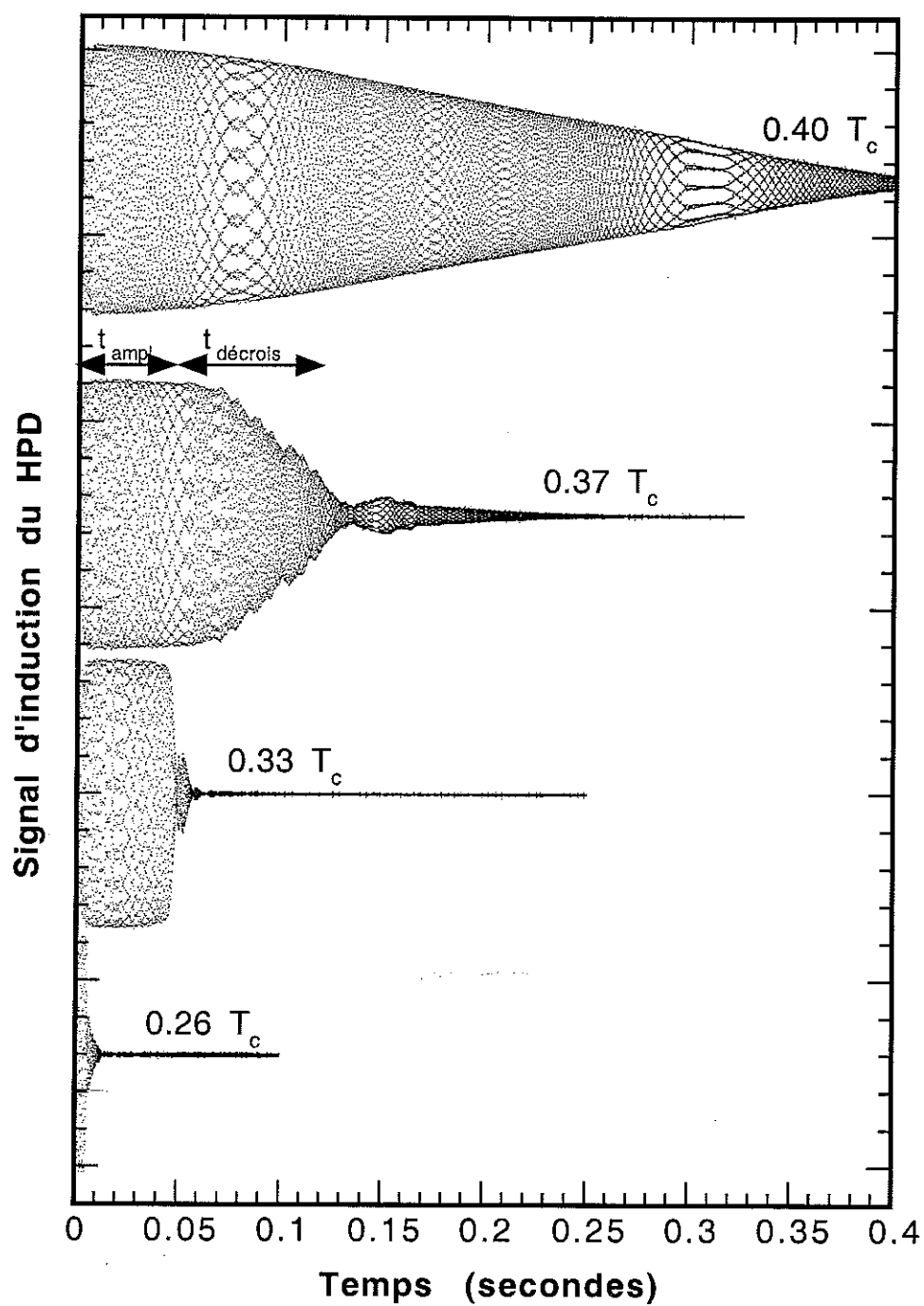


Figure 3.4: Signal d'induction pour différentes températures sous une pression de 3 Bar et un champ magnétique de 14 mTesla.

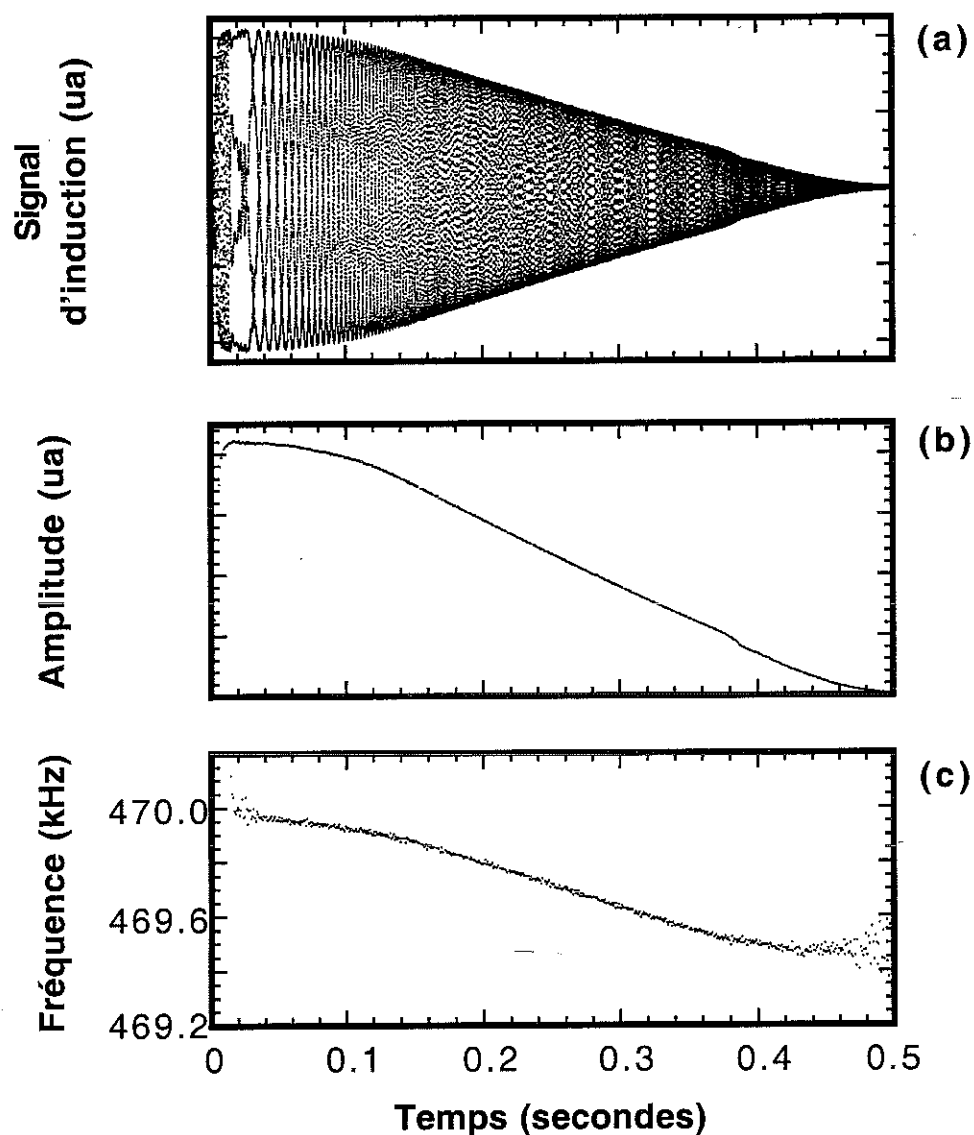


Figure 3.5: Allure du signal d'induction du HPD mesuré par RMN pulsée en (a) sous une pression de 3 Bar et un champ magnétique de 14 mTesla à $0.4 T_c$. Résultats de l'ajustement de la forme $A(t)\cos(2\pi F(t))$ en (b) et (c).

précessent de façon cohérente à la fréquence déterminée par le champ au niveau de l'interface entre le domaine de précession et le domaine statique. Au temps $t = 0$, le HPD est créé dans toute la cellule et l'amplitude est maximale. Au cours du temps, l'interface se déplace à vitesse constante de telle sorte que le HPD diminue et que le domaine statique augmente. C'est pourquoi l'amplitude du signal du HPD diminue linéairement avec le temps et la puissance dissipée par le HPD est inversement proportionnelle à $t_{décrois}$. D'autre part, du fait de la présence d'un gradient de champ le long de la cellule, le déplacement de l'interface s'accompagne d'une variation de la fréquence de résonance.

Temps caractéristiques

Nous avons mesuré l'évolution des temps t_{ampl} et $t_{décrois}$ avec la température (figure 3.6), ce qui nous a permis de mettre en évidence trois gammes de températures pour lesquelles le comportement du HPD est différent.

Dans la gamme des hautes températures, notée C sur le graphe et allant de $0.43 T_c$ à plus de

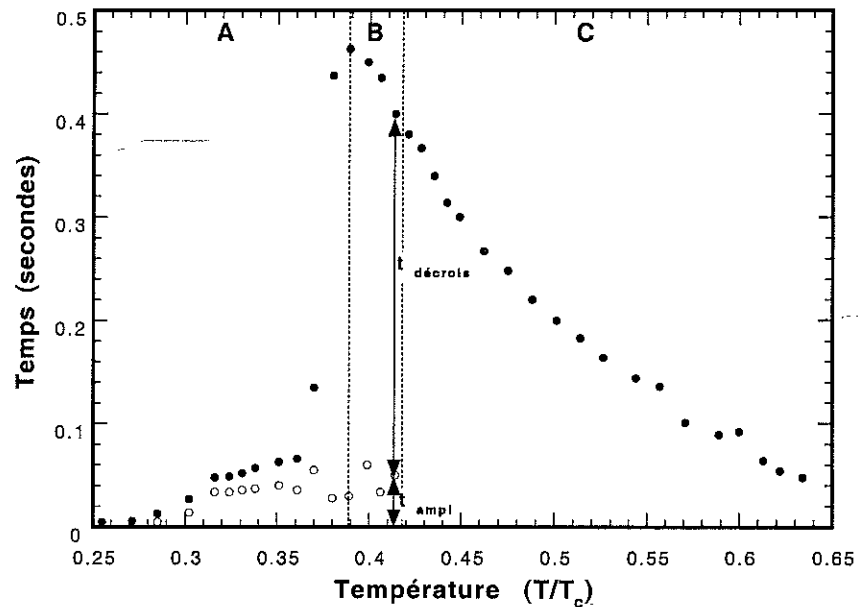


Figure 3.6: Temps caractéristiques sous une pression de 3 Bar et un champ magnétique de 14 mTesla. Le phénomène de *relaxation catastrophique* a lieu à $T_{cat} = 0.39 T_c$.

$0.65 T_c$, le HPD n'a jamais une amplitude constante et le temps de décroissance augmente

lorsque la température diminue. Cela signifie que, dès que le HPD est créé dans toute la cellule, l'interface se déplace lentement dans le gradient de champ magnétique de telle sorte que toute la cellule se retrouve dans le domaine statique. Dans cette gamme de températures, l'interface se déplace de plus en plus lentement, en d'autres termes le HPD est de plus en plus stable lorsque la température diminue.

Dans la gamme notée B qui s'étend de T_{cat} ($0.38 T_c$) à $0.43 T_c$, t_{ampl} n'est plus nul: le HPD persiste dans toute la cellule pendant quelques centièmes secondes avant que l'interface ne commence à se déplacer. Par ailleurs, le temps de décroissance continue d'augmenter lorsque la température diminue. A T_{cat} , le temps de décroissance chute brutalement (ce phénomène a été appelé *relaxation catastrophique*) alors que t_{ampl} reste non nulle: le HPD est créé et persiste dans toute la cellule, puis disparaît très rapidement.

Dans la gamme des basses températures, notée A qui s'étend de T_{col} ($0.25 T_c$) à T_{cat} , $t_{décrois}$ continue de diminuer, et t_{ampl} reste non nul. En-dessous de T_{col} , il est impossible de créer le HPD.

Nous pouvons comparer nos mesures à celles de l'équipe de Lancaster[18] qui a mesuré également le temps de décroissance du HPD en fonction de la température. Ils ont observé une chute brutale du temps de décroissance à T_{cat} , mais à plus basse température, ils observent que la durée de vie du HPD augmente à nouveau. Pour cette raison, ils ont attribué le processus de *relaxation catastrophique* au fait que, près de T_{cat} , le champ moléculaire de Landau est du même ordre de grandeur que le champ externe: il y a donc un couplage entre la précession des composantes normale et superfluide de l'aimantation autour de H_L et celle de l'aimantation totale autour du champ extérieur. La *relaxation catastrophique* aurait donc lieu lorsque les deux champs H_L et H_0 sont du même ordre de grandeur, ce qui explique la stabilisation du HPD qu'ils observent en-dessous de T_{cat} .

Nos mesures ne sont pas en accord avec celles de Lancaster. En effet, nous n'observons pas cette stabilisation du HPD en-dessous de T_{cat} . Nous voyons sur la figure 3.7 la puissance dissipée (ie. l'inverse de $t_{décrois}$) par le HPD en fonction de la température pour différentes

pressions. Nous remarquons que quelle que soit la pression, l'allure de l'évolution de la puissance dissipée par le HPD en fonction de la température reste la même: lorsqu'on abaisse la température, la puissance dissipée par le HPD diminue, elle est minimale à T_{cat} , puis, pour des températures plus faibles, elle augmente. Enfin, le HPD disparaît à T_{col} .

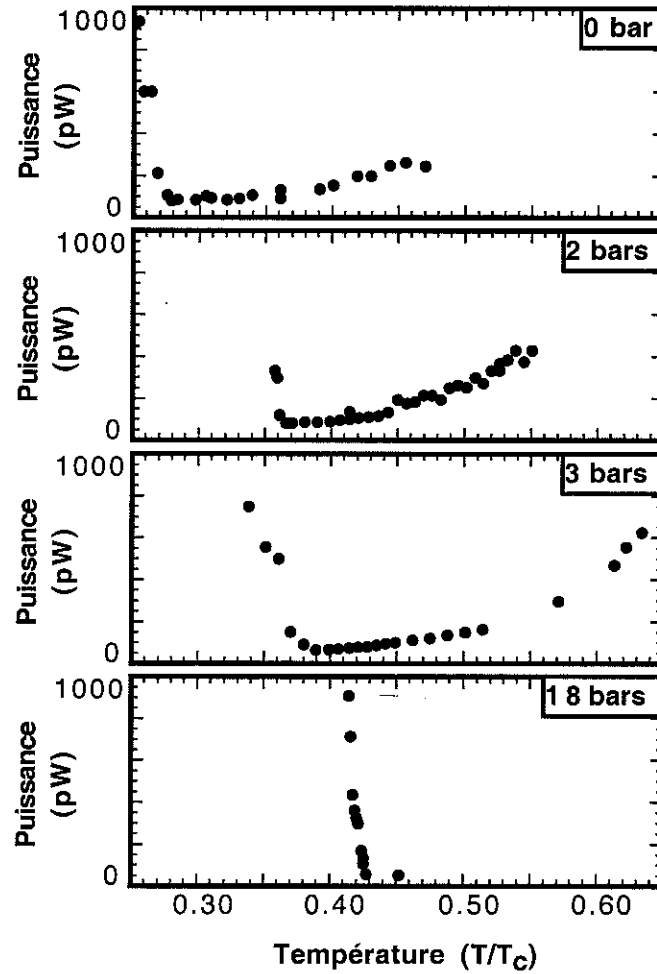


Figure 3.7: Puissance dissipée par le HPD en fonction de la température sous différentes pressions, et pour un champ magnétique de 14 mTesla.

Nous pensons donc que le phénomène de *relaxation catastrophique* est lié à la texture du moment orbital. En effet, dans le HPD, le moment orbital est aligné avec H_0 . Or, nous savons que l'effet des parois est d'orienter le moment orbital perpendiculaire à celles-ci. Ces deux conditions sont donc contradictoires près des parois verticales. Deux configurations sont

alors possibles: soit il existe alors un domaine statique près des parois verticales, et donc une interface HPD-domaine statique, soit l'effet d'orientation du HPD est prédominant sur celui des parois et le HPD existe même au niveau des parois. Dans les deux cas, ceci perturbe le paramètre d'ordre de la phase-B, et l'angle magique de 104° entre le moment orbital et l'aimantation tend à osciller. Lorsque la température diminue, cette instabilité se propage à l'ensemble de la cellule du fait que le mouvement du moment orbital n'est plus figé par les interactions avec les quasi-particules.

Cette explication est confirmée par la comparaison des géométries des cellules expérimentales. Notre cellule est un cylindre de 6 mm de diamètre et 5 mm de hauteur, d'axe parallèle au champ magnétique et reliée à la cellule externe par un canal situé en haut de la cellule, celle de Lancaster est un cylindre d'axe perpendiculaire au champ magnétique et est entièrement ouverte sur un des cotés verticaux afin de la relier à la cellule externe. Par conséquent, l'effet des parois verticales est très faible dans le cas de la cellule de Lancaster.

3.2 Mesure des températures caractéristiques

Nous présentons ici les résultats des mesures de T_{cat} et T_{col} par RMN continue et RMN pulsée.

Dans une première partie, pour une pression de 18 Bar, nous avons mesuré les températures T_{cat} et T_{col} sous différents champs magnétiques: 14.3, 20 et 22.7 mTesla en RMN continue, ce qui correspond à des fréquences de Larmor de 470, 650 et 740 kHz et 14.7 et 21.3 mTesla en RMN pulsée, soit 476 et 690 kHz. Les résultats sont représentés sur la figure 3.8. Nous voyons que l'effet du champ magnétique sur T_{cat} et T_{col} est extrêmement faible. Les mesures par RMN pulsée semblent indiquer que le champ magnétique n'a pas d'effet sur T_{cat} et T_{col} , alors que celles de RMN continue tendent à indiquer que ces deux températures diminuent légèrement lorsque le champ magnétique augmente. Il est possible d'attribuer cet effet aux conditions expérimentales. En effet, nous pensons que le champ

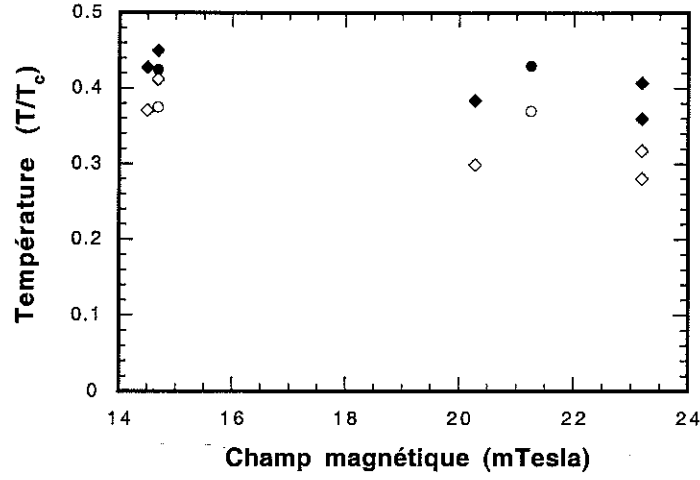


Figure 3.8: Mesures de T_{cat} (symboles pleins) et T_{col} (symboles vides) pour différents champs magnétiques, sous une pression de 18 Bar par RMN pulsée (ronds) et continue (losanges).

radiofréquence appliqué constamment sur la cellule peut induire un chauffage parasite. Par ailleurs, notre spectromètre de RMN ne nous permettait pas d'effectuer des mesures sous des champs magnétiques plus élevés.

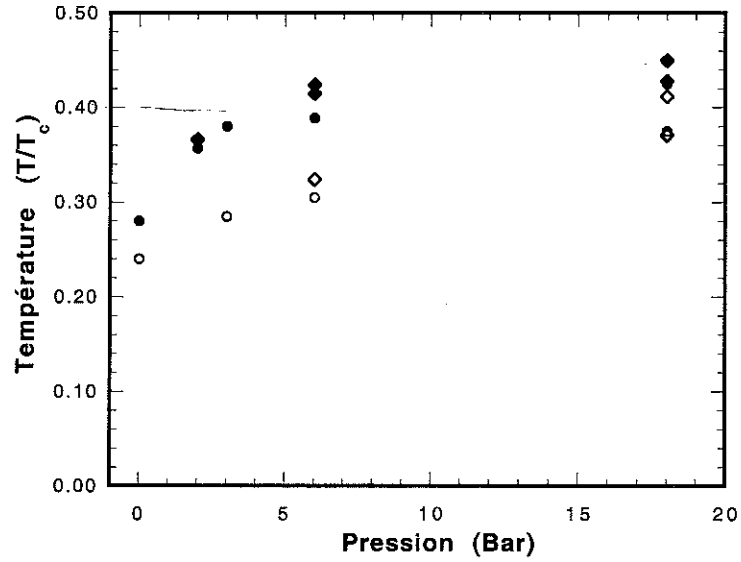


Figure 3.9: Mesures de T_{cat} (symboles pleins) et T_{col} (symboles vides) pour différentes pressions, sous un champ magnétique de 14 mTesla par RMN pulsée (ronds) et continue (losanges).

Dans une deuxième partie, nous avons travaillé sous un champ magnétique H_0 de 14 mTesla, et nous avons mesuré les deux températures qui nous intéressent à 2, 6 et 18

Bar en RMN continue et à 0, 2, 3 et 18 Bar en RMN pulsée. La figure 3.9 montre les températures mesurées pour différentes pressions. Une première constatation est que les résultats obtenus avec les deux méthodes sont en bon accord. Nous remarquons que les deux températures caractéristiques augmentent en T/T_c lorsque la pression augmente. On peut toutefois remarquer que les mesures de T_{cat} et T_{col} sont toujours légèrement supérieures dans le cas de la RMN continue, ce que nous attribuons également au chauffage parasite induit par l'application d'un champ radiofréquence en RMN continue.

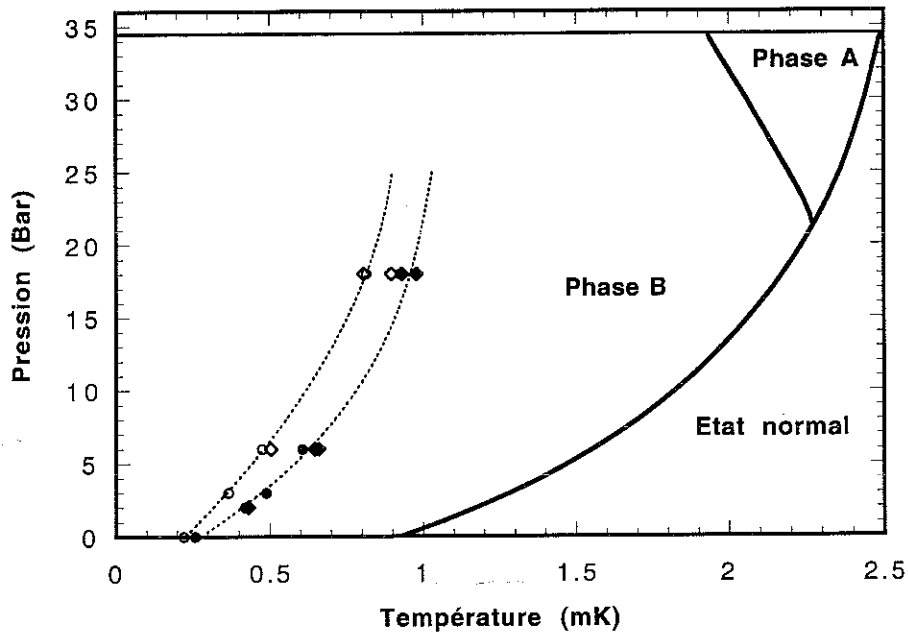


Figure 3.10: Mesures de T_{cat} (symboles pleins) et T_{col} (symboles vides) pour différentes pressions, sous un champ magnétique de 14 mTesla par RMN pulsée (ronds) et continue (losanges). Le trait continu représente la transition superfluide, les traits pointillés sont un guide pour les yeux.

3.3 Conclusion

Les mesures que nous avons effectuées sur le signal du HPD apportent des éléments nouveaux quant aux processus impliqués lors du phénomène de *relaxation catastrophique*. Nous avons pu montrer que l'effet du champ moléculaire ne permet pas d'expliquer la forte dissipation observée en-dessous de T_{cat} . Un processus de relaxation lié au mouvement du moment

orbital et à la déformation du paramètre d'ordre nous semble plus plausible. Nous avons représenté l'évolution des températures caractéristiques T_{cat} et T_{col} en fonction de la pression ainsi que le diagramme de phases de l' ^3He superfluide sur la figure 3.10. Notre étude en fonction du champ magnétique montre que ce paramètre n'a pas une grande influence sur ces températures caractéristiques. Il serait intéressant de continuer ce type de mesures à des champs magnétiques plus élevés, ce que ne nous permettait pas notre spectromètre de RMN.

Nous ne disposons pas actuellement d'une explication théorique de ces phénomènes spectaculaires. Notons toutefois que des simulations numériques sur la dynamique du paramètre d'ordre sont en cours (Vojislav Golo) afin de tester les hypothèses suggérées par nos résultats expérimentaux.

Chapitre 4

Modes d'ondes de spin non linéaires

Dans ce chapitre, nous décrivons le signal observé par RMN à des températures inférieures à T_{cat} .

Comme nous l'avons montré dans le chapitre précédent, le HPD ne peut pas se former à des températures aussi basses. Dans ce domaine on observe des excitations de type ondes de spin. Dans une première partie, nous allons déterminer la texture du vecteur $\vec{n}$ de la matrice du paramètre d'ordre dans laquelle sont générés ces modes d'ondes de spin. Dans une deuxième partie, nous décrirons et expliquerons qualitativement le signal non-linéaire que nous avons observé par RMN continue. Puis, nous ferons le lien avec le *signal persistant* observé en RMN pulsée. Enfin, nous verrons qu'il est possible d'exciter la résonance d'un mode d'ondes de spin localisé dans la cellule par rayonnement depuis une autre région de la cellule.

Nous avons effectué nos mesures de RMN sur $l^3\text{He-B}$ sous une pression de 0 Bar et à des températures de l'ordre de $0.2 T_c$.

La cellule expérimentale utilisée pour cette expérience est la cellule d' ^3He massif C_1 décrite au chapitre 2. Le champ radiofréquence utilisé avait une amplitude de l'ordre de 10^{-6} Tesla et une fréquence de 470 kHz. Nous avons appliqué un champ constant H_0 de

14.9 mTesla et effectué un balayage en champ entre 0 et 0.4 mTesla à une vitesse de 0.1 mTesla/minute.

Remarque: Bien que nous effectuions un balayage en champ pour les mesures de RMN, celui-ci a été converti en fréquence, afin de rester homogène avec la présentation généralement utilisée pour ce type d'études. Par ailleurs, sur tous les graphes présentés dans cette section, l'amplitude des pics de résonance a été calibrée en pourcentage de l'amplitude maximale du signal de HPD obtenu dans les mêmes conditions de pression et de fréquence: il s'agit de l'amplitude mesurée lorsque le HPD existe dans toute la cellule (ie. à la fréquence f_1 définie sur la figure 3.1).

4.1 Etude de la texture

Dans notre cas, nous n'avons pas la texture "flared-out" décrite au chapitre 1. En effet, une texture aussi uniforme ne peut être obtenue qu'avec un cryostat rotatif. Par conséquent, la première partie de notre étude porte sur la caractérisation de la texture présente dans notre cellule expérimentale. Pour cela, nous avons mesuré les raies de RMN continue en appliquant un gradient de champ magnétique le long de l'axe de la cellule. Typiquement, nous avons appliqué des gradients de l'ordre de 10^{-5} Tesla/cm.

4.1.1 Etat normal

Nous avons dans une première partie effectué un étalonnage dans l'état normal. A chaque endroit de la cellule, les spins résonnent à la fréquence de Larmor: $f_{Larmor} = \gamma H_0$ avec $\gamma = 32.4$ MHz/Tesla. Si on applique un gradient de champ suivant l'axe $\vec{z}$, la raie de RMN est élargie en fréquence proportionnellement au gradient de champ appliqué. Nous mesurons la raie de RMN continue pour différents gradients de champ magnétique, et nous notons pour chaque valeur du gradient de champ, les fréquences correspondant au début et à la fin de la

raie, provenant respectivement du bas et du haut de la cellule. Si on trace ces fréquences de résonance en fonction du gradient de champ magnétique, on obtient une dépendance linéaire dont la pente caractérise la position verticale au sein de la cellule. Ceci est représenté sur la figure 4.1. Les points correspondent aux fréquences mesurées pour le début et la fin de la raie pour chaque valeur du gradient. Nous observons que les fréquences de résonance correspondant au bas et au haut de la cellule varient bien linéairement avec le gradient. Dans notre cas, la pente caractéristique du bas de la cellule est de $-0.16 \text{ kHz.cm}/10^{-5} \text{ Tesla}$ et celle du haut est de 1.75 . Notons que, en l'absence de gradient de champ, la fréquence de Larmor est de 471.5 kHz .

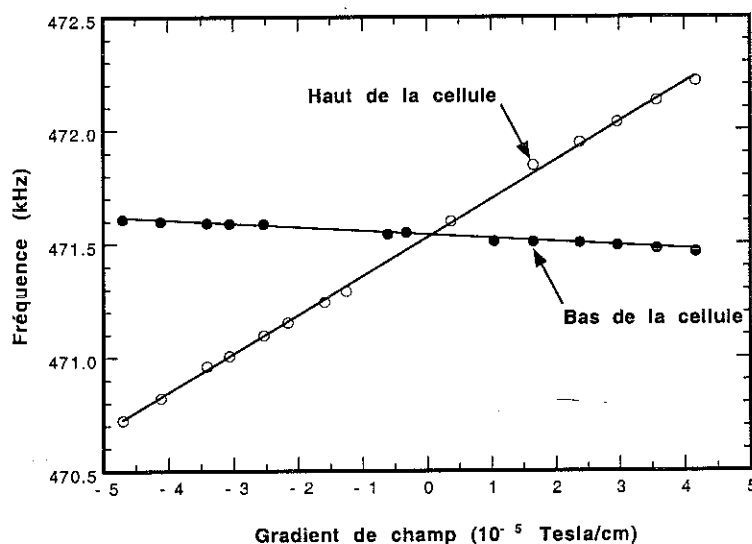


Figure 4.1: Etalonnage du gradient de champ magnétique dans l' ^3He normal.

4.1.2 $^3\text{He-B}$, notre texture

La figure 4.2 représente la raie de RMN continue entière à 0.2 T_c en l'absence de gradient de champ magnétique. Nous observons un grand nombre de pics de résonance dus aux modes d'ondes de spin. L'étude de la texture consiste à déterminer la position sur l'axe $\vec{z}$ des

puits de potentiel dans lesquels ces modes d'ondes de spin sont générés. Pour cela, nous

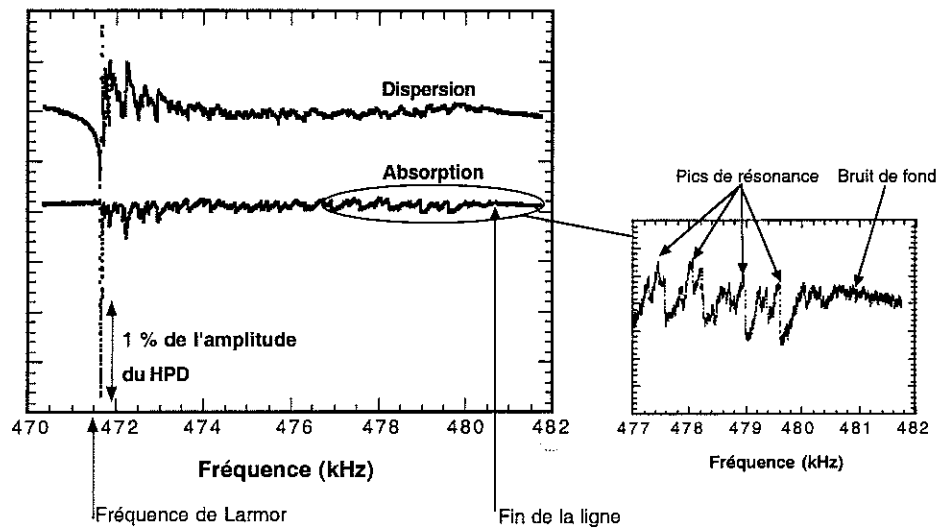


Figure 4.2: Le signal de RMN en absorption et dispersion à $0.2 T_c$. La figure de droite est un agrandissement de la raie entre 477 et 482 kHz: on observe des pics de résonance jusqu'à 481 kHz, puis le signal de bruit de fond.

enregistrons la raie de RMN pour différents gradients de champ magnétique, et pour chaque valeur du gradient, nous mesurons la fréquence de résonance des modes d'ondes de spin. Il est important de distinguer deux effets:

- la fréquence de résonance de chaque mode en l'absence de gradient de champ magnétique dépend de l'orientation du moment orbital au centre du puits de potentiel.
- la pente de la droite fréquence/gradient caractérise la position verticale du puits de potentiel au sein de la cellule.

Sur le graphe 4.3, nous avons représenté la fréquence de résonance en fonction du gradient dans l'état normal pour le haut et le bas de la cellule, et dans l'état superfluide pour les modes d'ondes de spin résonant à une fréquence proche de la fréquence de Larmor (On remarquera, d'après la figure 4.2 que ces modes d'ondes de spin sont ceux qui génèrent les signaux les plus importants en amplitude). Nous remarquons que trois pics de résonance dans $^3\text{He-B}$ suivent sensiblement la pente caractéristique du bas de la cellule (droites représentées

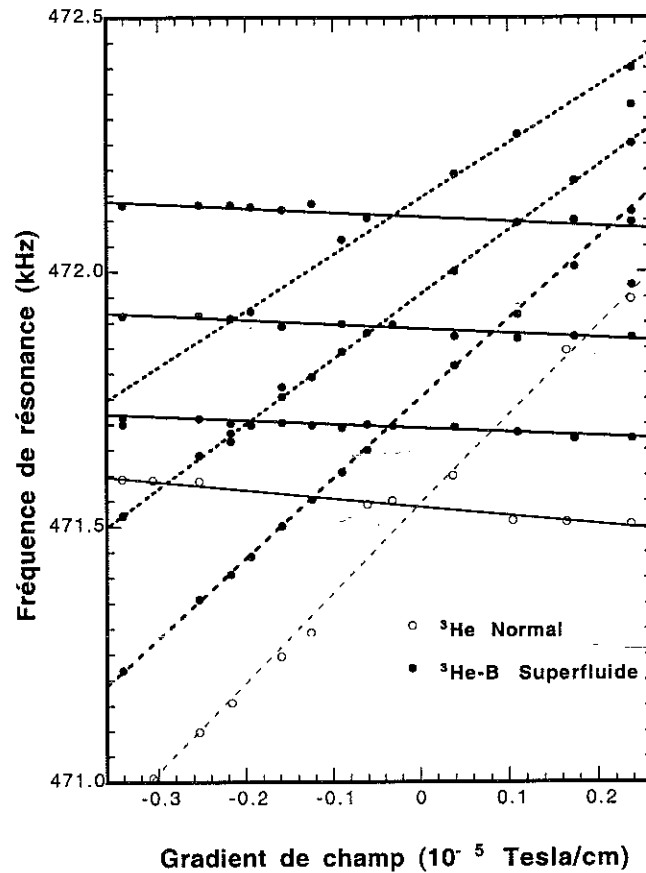


Figure 4.3: Fréquence de résonance en fonction du gradient. Les points fermés sont les mesures effectuées dans l' $^3\text{He-B}$ et les points ouverts dans l' ^3He normal. Les ajustements linéaires obtenus pour chaque pic de résonance sont représentés par des traits continus et pointillés correspondant respectivement aux parties inférieure et supérieure de la cellule.

en trait continu), et sont de plus équidistants en fréquence. Ceci signifie que ces pics de résonance correspondent à un mode d'ondes de spin situé très près du bas de la cellule, et nous observons les 3 premiers états excités dans ce puits de potentiel. Nous pouvons faire le même type d'observation pour le mode d'ondes de spin localisé dans la partie supérieure de la cellule (traits pointillés).

A gradient de champ magnétique nul, nous remarquons que la fréquence de résonance du mode d'ondes de spin le plus bas est supérieure à celle de l'état normal de 200 Hz. Ce décalage en fréquence est dû aux interactions dipolaires des paires de Cooper.

Nous avons identifié au total une cinquantaine de pics de résonance dus aux modes d'ondes de spin. Pour chacun de ces pics, nous avons mesuré l'évolution de la fréquence de résonance avec le gradient de champ magnétique, ce qui nous a permis de caractériser leur position au sein de la cellule. L'histogramme 4.4 représente le nombre de pics de résonance mesuré selon la position suivant l'axe $\vec{z}$.

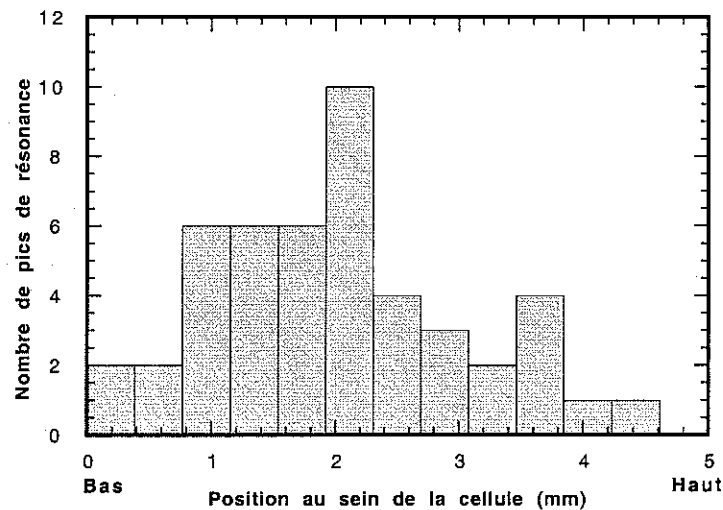


Figure 4.4: Histogramme de la position des pics de résonance.

Nous pensons qu'il existe deux types de modes d'ondes de spin. Les premiers sont les modes très bien localisés que nous observons en haut et en bas de la cellule. Les seconds sont des modes de très faible amplitude. La distribution mise en évidence par l'histogramme suggère que ces modes se propagent dans toute la cellule expérimentale.

4.2 Etude du signal généré par les modes d'ondes de spin

Dans cette partie, nous nous intéresserons au comportement des modes d'ondes de spin localisés dans la cellule, c'est-à-dire, d'après l'étude de la texture, les modes situés en bas et en haut de la cellule. Comme le moment orbital est peu dévié par rapport au champ

magnétique H_0 , ceux-ci résonnent près de la fréquence de Larmor. Dans cette section nous présentons des mesures effectuées à une fréquence de Larmor de 470 kHz

Nous décrirons d'abord un phénomène spectaculaire que nous avons été les premiers à mettre en évidence: l'apparition d'une dynamique de spin non-linéaire que nous avons observée à $0.2 T_c$. En particulier, nous étudierons comment elle évolue avec l'amplitude du champ radiofréquence appliqué et nous examinerons l'effet de la température sur ce signal. Puis, nous montrerons que dans certains cas, le modèle d'un oscillateur anharmonique permet de rendre compte de ces observations.

4.2.1 Description de la non-linéarité observée

A des températures de l'ordre de $0.2 T_c$, le signal de RMN dû aux modes d'ondes de spin devient non-linéaire. La figure 4.5 représente la figure de RMN d'un mode d'ondes de spin situé près de la fréquence de Larmor, à $0.4 T_c$ (a) et à $0.2 T_c$ (b).

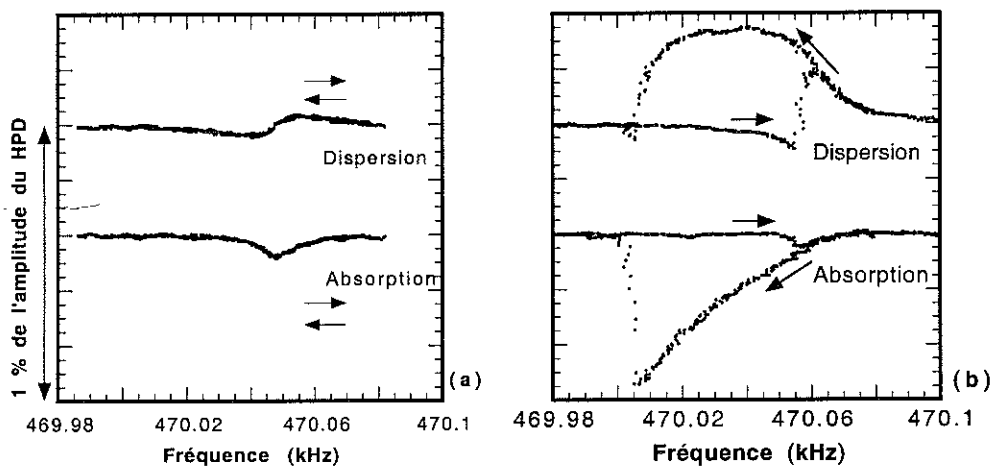


Figure 4.5: Pic de résonance en absorption et dispersion d'un mode d'ondes de spin à $0.4 T_c$ (a) et $0.2 T_c$ (b). Les flèches indiquent le sens de balayage en fréquence. Le gradient de champ magnétique est de -2.10^{-5} Tesla.cm $^{-1}$, l'amplitude du champ radiofréquence 3 μ Tesla.

On remarque que, à $0.4 T_c$, la raie de RMN ne présente aucune anomalie. Par contre, à $0.2 T_c$, la raie change qualitativement et dépend fortement du sens de balayage en fréquence. En effet, lorsqu'on balaie en diminuant la fréquence, le signal persiste jusqu'à des fréquences beaucoup plus basses, et l'amplitude du signal, à la fois en absorption et en dispersion, augmente considérablement à mesure que la fréquence diminue. Lorsqu'on atteint une fréquence critique, le signal disparaît brusquement. Lors du balayage en sens inverse, le signal n'apparaît que à la fréquence de résonance "normale", c'est-à-dire la fréquence de résonance de ce mode d'ondes de spin à $0.4 T_c$. La figure 4.6 représente l'amplitude des trois pics de résonance des modes d'ondes de spin les plus proches de la fréquence de Larmor lorsqu'on effectue un balayage dans le sens des fréquences décroissantes à $0.22 T_c$ et sous un gradient de champ magnétique de $-2.10^{-5} \text{ Tesla.cm}^{-1}$ pour différents niveaux d'excitation radiofréquence. L'étude de la texture nous permet d'affirmer que les pics à plus basse et à plus haute fréquence correspondent aux premier et deuxième états du mode d'ondes de spin situé en haut de la cellule, intitulés respectivement *haut(1)* et *haut(2)*, alors que le pic intermédiaire correspond au premier état du mode d'ondes de spin situé en bas de la cellule, intitulé *bas(1)*.

On constate sur cette figure que l'amplitude et l'écart en fréquence du signal non-linéaire augmentent avec le champ radiofréquence. Pour le mode d'ondes de spin *haut(1)*, à faibles amplitudes de champ radiofréquence, le signal a une courbure négative. A partir de $11 \mu\text{Tesla}$ d'amplitude radiofréquence, la courbure devient positive. Le mode *bas(1)* a une courbure positive quelle que soit l'amplitude d'excitation radiofréquence.

La figure 4.7 représente le signal de dispersion en fonction du signal d'absorption pour un mode d'onde de spins et différents niveaux d'excitation radiofréquence. Dans le cas d'un oscillateur linéaire, la courbe dispersion vs. absorption est un cercle. Une première constatation est que nous n'observons jamais la partie du cercle correspondant à une dispersion négative. Il semble que ce soit dû au fait que l'augmentation du signal d'absorption est très rapide, c'est-à-dire que le système est très dissipatif. Le signal meurt donc avant qu'on

parvienne à avoir un signal en dispersion négatif.

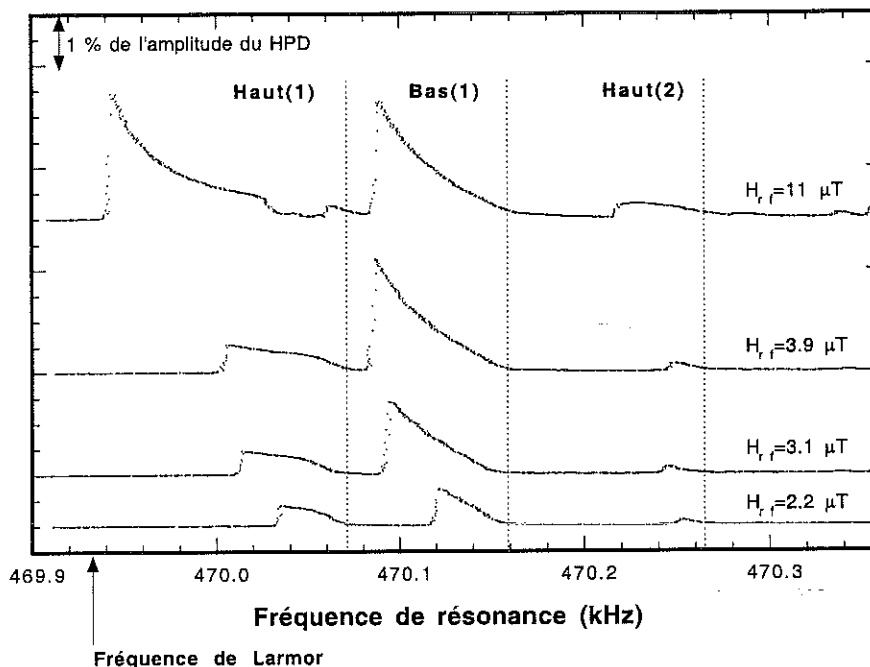


Figure 4.6: Début de la raie de RMN: amplitude du signal pour différents niveaux d'excitation du champ radiofréquence, sous un gradient de champ magnétique de -2.10^{-5} Tesla.cm $^{-1}$.

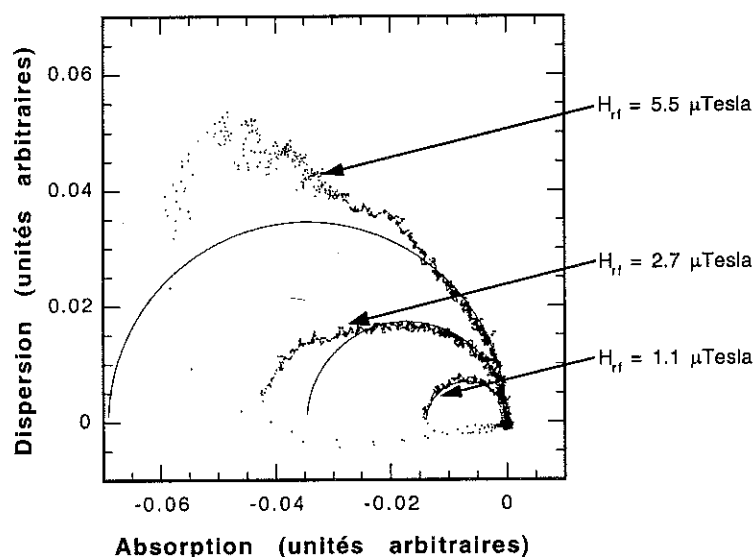


Figure 4.7: Signal non-linéaire de RMN: Dispersion en fonction de l'absorption pour différents niveaux d'excitation radiofréquence.

Néanmoins, nous pouvons remarquer que, pour le plus faible niveau d'excitation radiofréquence ($1.1 \mu\text{Tesla}$), nous obtenons un demi-cercle. Nous avons ensuite tracé les demi-cercles avec un rayon augmentant proportionnellement avec le champ radiofréquence appliqué. Pour une excitation de $2.7 \mu\text{Tesla}$, l'absorption devient très importante, alors que la dispersion évolue "normalement". Pour une excitation plus élevée ($5.5 \mu\text{Tesla}$), l'absorption et la dispersion croissent toutes deux beaucoup plus rapidement qu'indiqué par le cercle.

4.2.2 Importance du gradient

La figure 4.8 représente le début de la raie de RMN pour différents gradients de champ magnétique et une excitation radiofréquence de fréquence 470 kHz , d'amplitude $1.5 \mu\text{T}$. Le

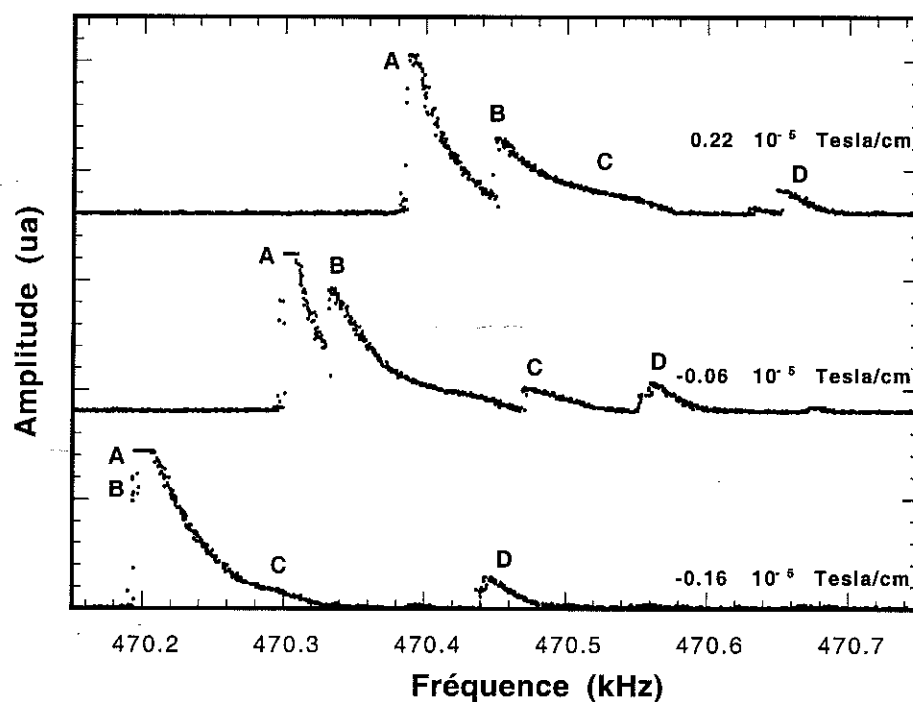


Figure 4.8: Raie de RMN à 0.2 T_c , pour un champ radiofréquence de fréquence 700 kHz , d'amplitude $1.5 \mu\text{T}$, sous 3 gradients de champ magnétique différents. Notons que le plateau observé pour le pic de plus grande amplitude est dû à une saturation de la détection synchrone.

nombre de pics discernables dépend fortement du gradient de champ magnétique: pour le gradient négatif ($-0.016 \text{ Gauss.cm}^{-1}$) on distingue deux pics, pour le gradient nul on en

distingue quatre et pour le gradient positif trois. En mesurant la raie sur une large gamme de gradient, nous pouvons montrer qu'elle contient 4 résonances de modes d'ondes de spin que nous notons A, B, C et D sur le graphe. L'étude de la texture effectuée précédemment nous permet de savoir où ces modes sont localisés et donc comment leur position doit évoluer avec le gradient de champ. Ceci nous permet d'affirmer que, pour le gradient de $-0.016 \text{ Gauss.cm}^{-1}$, le pic de plus basse fréquence résulte des modes A, B et C, et que pour $0.022 \text{ Gauss.cm}^{-1}$, le pic de fréquence intermédiaire résulte des modes B et C dont les fréquences de résonance se confondent à cause du gradient. Cette étude montre donc que les signaux de grande amplitude qui se décalent fortement en fréquence risquent d'être contaminés par ceux des modes de fréquence voisine.

4.2.3 Influence de la température

Nous avons effectué des mesures en changeant la température. La courbe 4.9 représente l'amplitude du signal non-linéaire d'un mode d'ondes de spin à deux températures différentes: 0.18 T_c et 0.23 T_c . Il faut noter que le plateau observé pour le pic à 0.23 T_c est dû à une

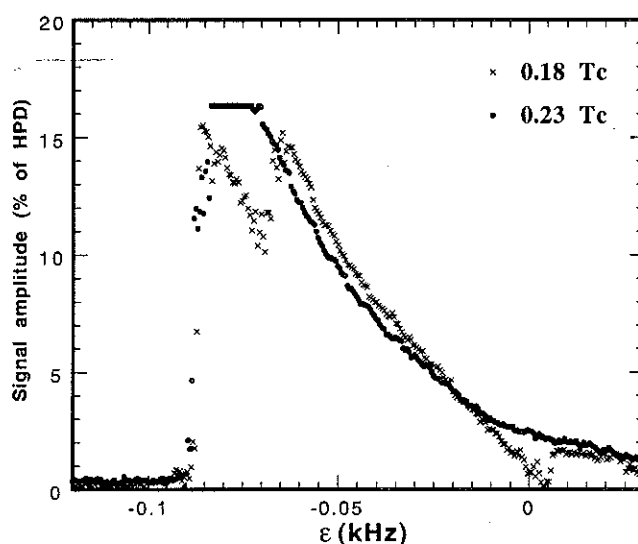


Figure 4.9: Signal non-linéaire de RMN en amplitude pour deux basses températures: 0.18 T_c et 0.23 T_c .

saturation de la détection synchrone et le double pic observé à $0.18 T_c$ est probablement dû à une superposition de modes, comme expliqué dans la section précédente. Néanmoins, le comportement non-linéaire semble peu affecté par le changement de température: l'amplitude, ainsi que l'écart en fréquence sont sensiblement les mêmes. Ceci est surprenant. En effet, le comportement non-hydrodynamique de l'aimantation change considérablement entre ces deux températures. Le paramètre pertinent est le coefficient $\omega\tau$ où ω est la fréquence de Larmor et τ le temps de vie des quasi-particules. Entre 0.23 et $0.18 T_c$, $\omega\tau$ varie de la valeur 1340 à 11263 , soit un facteur environ dix. Si la non-linéarité était due aux propriétés de l'aimantation à basse température, le caractère non-linéaire des modes d'ondes de spin aurait dû augmenter du même ordre de grandeur, ce qui n'est pas le cas. Le comportement non-linéaire des modes d'ondes de spin ne peut donc pas être expliqué par la non-hydrodynamicité de l'aimantation. Ceci nous amène à croire que la non-linéarité peut avoir comme origine le mouvement du moment orbital dont les caractéristiques à basse températures sont peu connues. Nous savons que c'est l'orientation du moment orbital qui crée le puits de potentiel à l'origine des modes d'ondes de spin. Une des causes de la non-linéarité pourrait donc être une modification de la forme du puits de potentiel due à un changement d'orientation du moment orbital. Le puits ne pourrait donc plus être considéré comme harmonique, approximation habituellement utilisée jusqu'à présent. Une telle déformation du puits de potentiel devrait être possible quelle que soit la température. Cependant, elle reste négligeable aux hautes températures ($0.4 T_c$) pour lesquelles le mouvement du moment orbital est figé à cause des interactions avec les quasi-particules. L'hypothèse d'un déblocage du moment orbital en-dessous de T_{cat} que nous avons émise lors de l'étude du HPD permet de rendre compte qualitativement des résultats.

4.2.4 Déformation du puits de potentiel

Modèle de l'oscillateur anharmonique

Les modes d'ondes de spins sont générés dans un puits de potentiel de la forme $\sin^2 \beta(\vec{r})$ où $\beta(\vec{r})$ est l'angle entre le vecteur du paramètre d'ordre et le champ magnétique. Généralement, on suppose que le puits de potentiel peut être assimilé à un puits de potentiel harmonique, et l'aimantation M dans le puits a le comportement d'un oscillateur harmonique forcé à la fréquence γ (équation 4.1) dont l'amplitude A est régie par l'équation 4.2.

$$\ddot{M} + 2\frac{\lambda}{m}\dot{M} + \omega_0^2 M = \frac{f}{m} \cos(\gamma t) \quad (4.1)$$

$$A^2(\epsilon^2 + (\frac{\lambda}{m})^2) = (\frac{f}{2m\omega_0})^2 \quad (4.2)$$

où λ représente le terme de dissipation qui est indépendant de la forme du puits de potentiel, m la masse de l'oscillateur, $\omega_0^2 = k/m$ la fréquence de résonance, k la raideur qui dépend de la forme du puits et $\epsilon = \gamma - \omega_0$. Nous avons appliqué ce calcul pour ajuster l'amplitude des signaux observés à des températures de l'ordre de $0.4 T_c$. La figure 4.10 représente le signal mesuré à $0.4 T_c$ et l'ajustement effectué (trait continu) grâce à l'équation d'un oscillateur harmonique.

Pour décrire le signal non-linéaire, nous tiendrons compte des corrections anharmoniques au modèle utilisé précédemment en considérant une non-linéarité au troisième ordre décrite par l'équation 4.3.

$$\ddot{M} + 2\frac{\lambda}{m}\dot{M} + \omega_0^2 M = \frac{f}{m} \cos(\gamma t) - \alpha M^2 - \beta M^3 \quad (4.3)$$

Pour trouver l'équation d'amplitude, il faut d'abord trouver les solutions de 4.4. On pose[28] $M(t) = M^{(1)}(t) + M^{(2)}(t) + M^{(3)}(t)$, avec $M^{(1)}(t) = m_1 \cos(\omega t)$ et $\omega = \omega_0 + \omega^{(1)} + \omega^{(2)}$

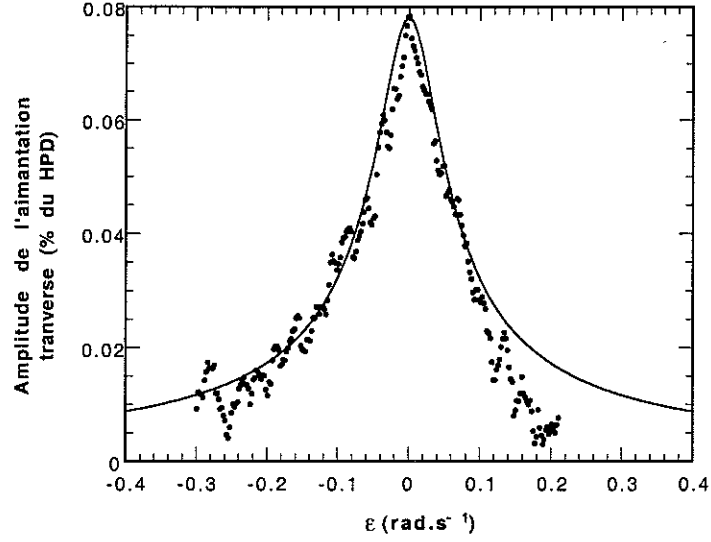


Figure 4.10: Amplitude du signal mesuré à 0.4 T_c pour un gradient de champ de $-2.10^{-5} \text{ Tesla.cm}^{-1}$ et une excitation radiofréquence de $1.98 \mu\text{Tesla}$ et ajustement obtenu avec le modèle d'un oscillateur harmonique. Les coefficients sont: $\frac{\lambda}{m}=0.0072$, $\omega_0=400$ et $\frac{f}{m}=0.45$.

$$\frac{\omega_0^2}{\omega^2} \ddot{M} + \omega_0^2 M = -\alpha M^2 - \beta M^3 - \left(1 - \frac{\omega_0^2}{\omega^2}\right) \ddot{M} \quad (4.4)$$

On obtient alors une relation liant la fréquence de résonance à l'amplitude au carré:

$$\omega = \omega_0 + \chi A^2 \quad (4.5)$$

où la non-linéarité s'exprime dans le coefficient χ :

$$\chi = \frac{3\beta}{8\omega_0} - \frac{7\alpha^2}{12\omega_0^3} \quad (4.6)$$

Pour trouver l'amplitude de l'aimantation transverse à la résonance 4.7, on pose: $\gamma = \omega_0 + \epsilon$, et on remplace ω_0 par $\omega_0 + \chi A^2$ dans l'équation d'amplitude obtenue dans le cas linéaire 4.2.

$$A^2((\epsilon - \chi A^2)^2 + (\frac{\lambda}{m})^2) = (\frac{f}{2m\omega_0})^2 \quad (4.7)$$

L'équation 4.7 est d'ordre 6 en A . Les solutions qui nous intéressent sont les solutions réelles et positives, et il est possible de montrer que pour $f > f_c$, avec $f_c = \frac{32\omega_0^2\lambda^3}{3\sqrt{3}|\chi|}$, il existe un domaine de fréquences pour lequel on aura trois solutions.

Grâce à ce modèle, nous avons ajusté le signal non-linéaire mesuré à $0.2 T_c$ pour les niveaux excités donnant lieu à des résonances de faible amplitude et de courbure négative. Typiquement, il s'agit de modes du type *haut*(2) représenté sur la figure 4.6.

Nous allons maintenant déterminer les différents paramètres de l'équation 4.7 pour trouver des solutions qui s'ajustent à nos données expérimentales. Nous savons que la fréquence de résonance dans le cas linéaire correspond à $\omega_0 = 400$, puis, nous trouvons $\frac{\lambda}{m} = 0.001$ et $\frac{f}{m} = 0.45$ pour avoir les mêmes largeur et amplitude maximale que pour nos données. Enfin, le coefficient d'anharmonicité $\chi = -0.17$ donne la bonne courbure de la partie 1 – 2. La figure 4.11 représente cet ajustement. Comme on le voit sur cette figure, lorsqu'on diminue la fréquence, l'amplitude suit la partie 1 – 2 puis retombe à zéro, alors que lorsqu'on augmente la fréquence, elle reste égale à zéro jusqu'au point 3, puis augmente jusqu'au point 4 avant de redescendre à zéro.

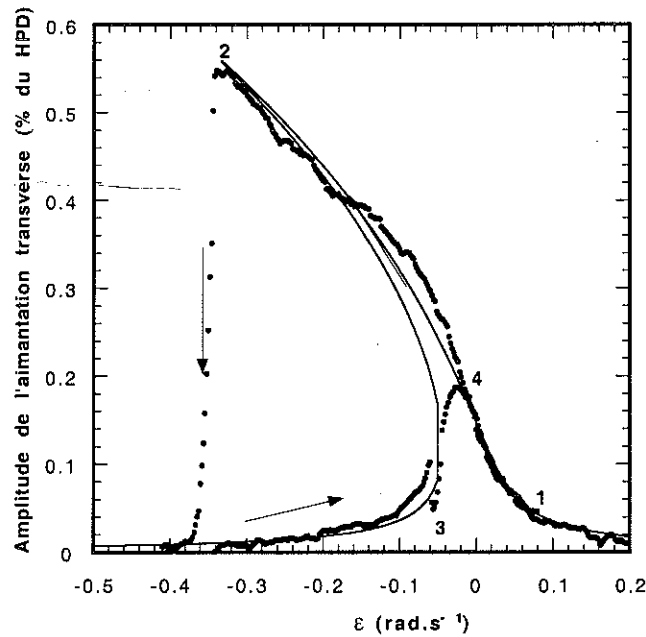


Figure 4.11: Amplitude du signal mesuré à $0.2 T_c$ pour un gradient de champ de -2.10^{-5} Tesla.cm $^{-1}$ et une excitation radiofréquence de 1.98μ Tesla et ajustement obtenu avec le modèle d'un oscillateur anharmonique.

Il faut remarquer que ce type de modèle donne toujours la courbure observée sur la figure 4.11 et ne suffit pas pour rendre compte de la forme de la raie obtenue pour des

niveaux d'excitation radiofréquence élevés (figure 4.6).

Déformation "dynamique" du puits de potentiel

Nous avons envisagé la possibilité d'avoir un puits de potentiel dont la forme change lorsque l'aimantation augmente de telle façon que le nombre de spins qui contribue au signal augmente. Cet effet s'ajoutant à celui de l'oscillateur anharmonique pourrait provoquer le changement de courbure.

Un tel processus est représenté qualitativement sur la figure 4.12. Lorsqu'on applique un champ radiofréquence, l'aimantation est défléchie et entraîne une variation de l'orientation du moment orbital, via la matrice de rotation du paramètre d'ordre $\hat{R}_{\vec{L}\vec{M}}(\vec{n}, \theta)$, de telle sorte que le puits de potentiel $\sin^2 \beta(\vec{r})$ s'aplatit. On passe alors de la configuration initiale du puits de potentiel (en pointillés sur la figure 4.12) à la configuration obtenue à cause du changement d'orientation du moment orbital (trait plein). La fréquence de résonance diminue progressivement en se rapprochant de la fréquence de Larmor. En même temps, le nombre de spins situé dans le puits de potentiel augmente, d'où l'augmentation de l'amplitude.

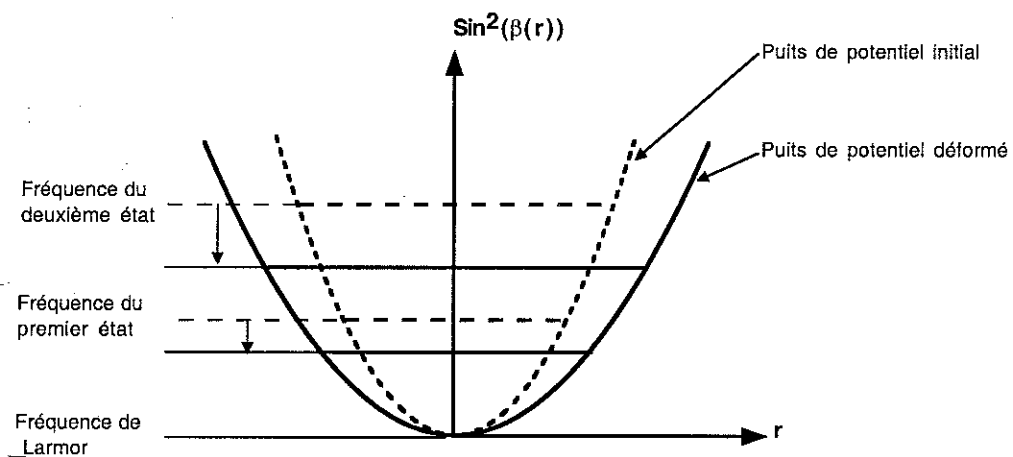


Figure 4.12: Représentation schématisée du changement du puits de potentiel $\sin^2 \beta(\vec{r})$.

4.3 Mesures de RMN pulsée

Des mesures antérieures à cette thèse ont montré que, en-dessous de la température T_{col} définie dans le chapitre 3, alors que le HPD ne peut plus se former, il est possible d'observer en RMN pulsée un signal d'induction d'une durée de vie importante dont la fréquence augmente au cours du temps. Ce signal avait été nommé *signal persistant* [16]. Son origine n'était pas claire, mais il avait été suggéré qu'elle était liée à une déformation de la texture. Nous avons

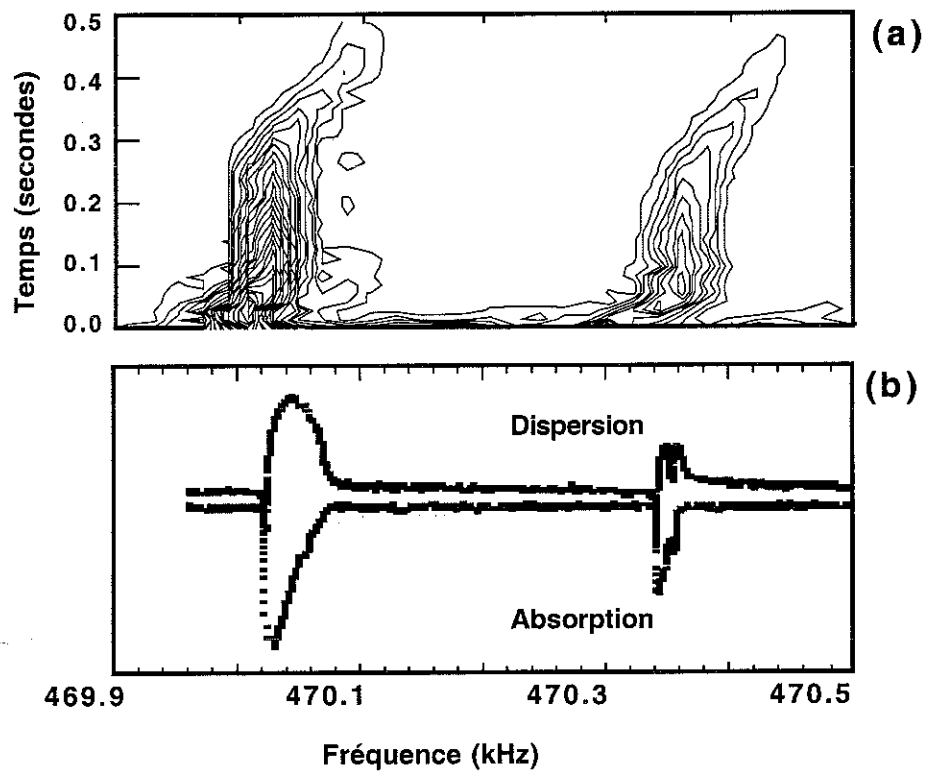


Figure 4.13: Mesures à $0.2 T_c$ sous un gradient de champ de $0.7 \mu\text{Tesla.cm}^{-1}$: *signal persistant* observé en RMN pulsée (a), Signal non-linéaire observé en RMN continue (b).

représenté sur la figure 4.13 la transformée de Fourier du signal obtenu par des mesures de RMN pulsée (a) et le signal des ondes de spins mesuré par RMN continue dans les mêmes conditions (b).

Par RMN continue, nous observons deux modes d'ondes de spin non-linéaires, le pre-

mier entre 470 et 471 kHz, le second entre 470.3 et 470.4 kHz. Par RMN pulsée, nous voyons deux *signaux persistants* qui résonnent aux mêmes fréquences que les modes d'ondes de spin. Au cours du temps, leur fréquence augmente, et leur amplitude diminue. Nous remarquons que la fréquence à laquelle l'amplitude d'un *signal persistant* est maximale est la même que celle du modes d'ondes de spin et que leurs largeurs en fréquence sont sensiblement égales.

Il est clair que par ces deux techniques de RMN nous observons le même phénomène. Cette expérience contribue donc à expliquer l'origine du *signal persistant*. Il est généré par les modes d'ondes de spin, et l'évolution de sa fréquence de résonance en fonction du temps est due au processus de changement de la texture expliqué dans la section précédente.

4.4 Rayonnement au sein de la cellule

Dans cette section, nous allons décrire des résultats obtenus dans des conditions inhabituelles de RMN continue. En effet, nous avons appliqué un champ d'excitation radiofréquence à une fréquence nettement supérieure à la fréquence de résonance des modes d'ondes de spin localisés en haut et en bas de notre cellule, la détection étant par contre effectuée à la fréquence de résonance de ces modes. Ces mesures étaient motivées par l'observation à Lancaster d'une absorption radiofréquence décalée par rapport à la fréquence d'excitation[29]. Bénéficiant d'une parfaite caractérisation des modes d'ondes de spin dans notre cellule, ainsi que de techniques de RMN plus performantes, nous avons étudié ce phénomène dans une situation bien contrôlée expérimentalement. La figure 4.14 représente l'amplitude du signal émis par les ondes de spin. La courbe du bas montre le signal non-linéaire lorsque les fréquences d'excitation et de mesure sont les mêmes et égales à 470 kHz (conditions usuelles de RMN). Nous voyons bien deux signaux non-linéaires émis par le mode d'ondes de spin situé en haut de la cellule et résonnant à 470.0 kHz et celui situé en bas de la cellule et résonnant à 470.1 kHz.

Les autres raies de RMN ont été obtenues en injectant une excitation radiofréquence à 472 kHz et en mesurant à une fréquence de 470.0 kHz. Cet écart en fréquence est impor-

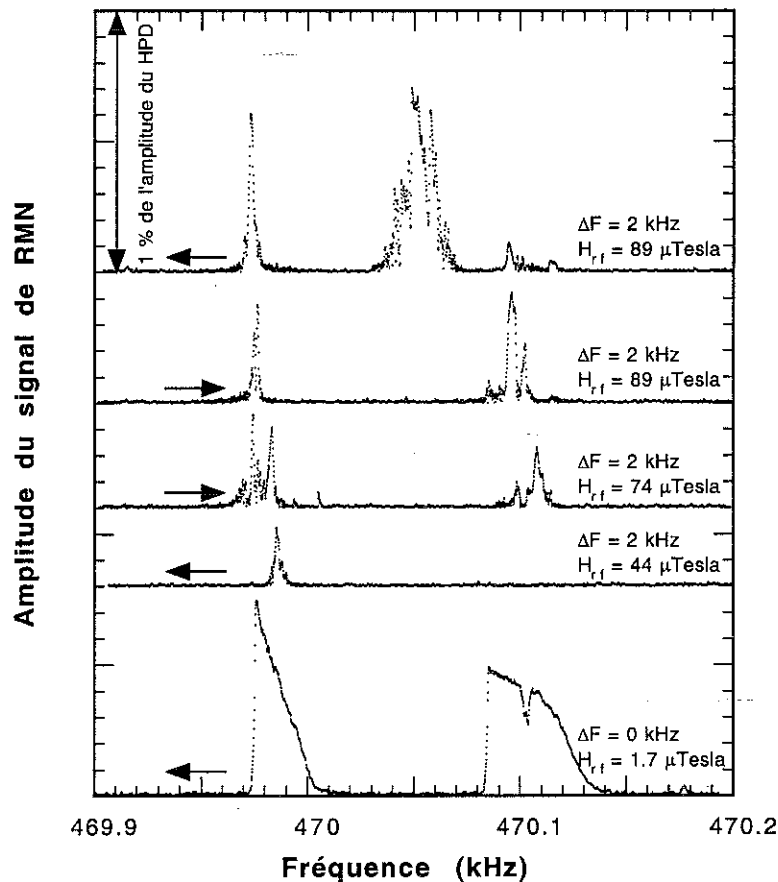


Figure 4.14: Amplitude du signal émis par les modes d'ondes de spin localisés en haut et en bas de la cellule pour une fréquence d'excitation différente sous un gradient de champ de $4.8 \mu\text{Tesla.cm}^{-1}$.

tant puisque, si on regarde la raie de RMN obtenue dans les conditions usuelles, pour 472 kHz, nous n'avons plus de modes d'ondes de spin localisés. Les flèches indiquent le sens de balayage en fréquence. Nous remarquons que le signal émis augmente lorsqu'on augmente l'amplitude du champ d'excitation radiofréquence. Par ailleurs, pour un niveau d'excitation radiofréquence très élevé ($89 \mu\text{Tesla}$) et lorsqu'on balaie dans le sens de la non-linéarité, on peut observer un signal émis à une fréquence de 470.05 kHz qui ne correspond pas à un mode d'ondes de spin et dont, pour l'instant, n'avons pas pu identifier l'origine.

Il est remarquable que l'on arrive à exciter les modes d'ondes de spin localisés de cette manière. Ceci signifie qu'il existe un "couplage" important au sein de notre cellule. En effet, le champ radiofréquence permet de dévier l'aimantation des paires de Cooper qui résonnent

à 472 kHz. L'étude de la texture nous avait indiqué que, à cette fréquence, nous excitons dans la cellule des modes d'ondes de spin non localisés. Nous pensons que la déviation de l'aimantation de ces modes peut se propager par supercourant de spin jusqu'aux modes localisés en haut et en bas de la cellule. C'est la raison pour laquelle nous observons un signal émis aux fréquences de résonance des modes d'ondes de spin localisés.

Cette expérience montre clairement le rapport entre l'absorption inhabituelle observée et les modes d'ondes de spin associés aux textures. Elles dévoile un aspect encore inconnu des supercourants de spin: la stimulation d'un mode par pompage à une fréquence correspondant à un autre mode.

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons exposé les résultats de notre étude des modes d'ondes de spin aux ultra basses températures. Pour des niveaux d'excitation radiofréquence qui donnaient lieu à la création du HPD à plus haute température, nous observons un comportement fortement non-linéaire des modes d'ondes de spin. Un modèle simple de potentiel anharmonique nous permet de rendre compte de la forme des raies dans un régime d'excitations radiofréquences intermédiaires. Pour décrire les résultats obtenus aux plus forts niveaux d'excitation, nous avons envisagé une explication qualitative consistant en un processus de rétroaction entre l'aimantation et le moment orbital. Celui-ci ne devient possible que lorsque le moment orbital n'est plus figé par les interactions avec les quasiparticules, c'est-à-dire en-dessous de T_{cat} , température caractérisant l'instabilité du HPD. Nos mesures ont également permis de montrer que le *signal persistant* observé par RMN pulsée a pour origine l'excitation des modes d'ondes de spin non-linéaires. Enfin, nous avons observé un effet de RMN non locale où la fréquence d'excitation est différente de la fréquence de mesure causé par l'excitation d'ondes de spin en présence de supercourants de spin.

Chapitre 5

Aérogel

5.1 Introduction

Nous présentons dans ce chapitre des mesures préliminaires effectuées par RMN continue sur ^3He confiné dans l'Aérogel. Nous avons mesuré l'évolution du signal de RMN avec la température pour des pressions allant de 0 à 21.5 Bar.

Nous avons réalisé deux expériences, la première avec la cellule $C_{2,c}$ sous un champ magnétique de 20.5 mTesla ($f_{Larmor}=664$ kHz), la deuxième avec la cellule C_3 sous un champ magnétique de 31.3 mTesla ($f_{Larmor}=1016$ kHz). Rappelons que ces cellules sont constituées d'une cellule externe en Stycast, d'une cellule interne en papier imbibé de Stycast et d'un échantillon d'Aérogel. Dans la cellule $C_{2,c}$ le volume d'Aérogel correspond à 80% du volume de la cellule interne, et dans la cellule C_3 à 89 %.

Le signal de RMN de ^3He attendu a donc trois contributions: celle du solide adsorbé sur l'Aérogel, celle du liquide confiné dans l'Aérogel et celle du liquide massif situé entre l'Aérogel et la paroi de la cellule interne, la contribution de ^3He liquide contenu dans la cellule externe étant supposée négligeable.

Nous représentons les raies de RMN mesurées à 0 Bar et 31.3 mTesla pour différentes

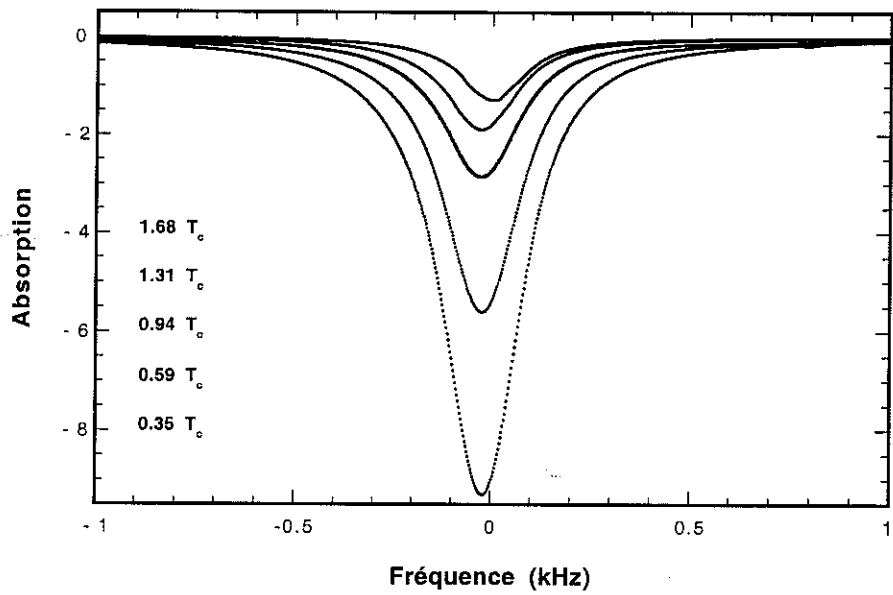


Figure 5.1: Signal d'absorption de RMN pour une pression de 0 Bar et un champ magnétique de 31.3 mTesla: 0 kHz sur le graphe correspond à la fréquence de Larmor (1016 kHz). Les températures sont, de la raie de plus grande amplitude à celle de plus faible amplitude: 0.35, 0.59, 0.94, 1.31 et 1.68 T_c .

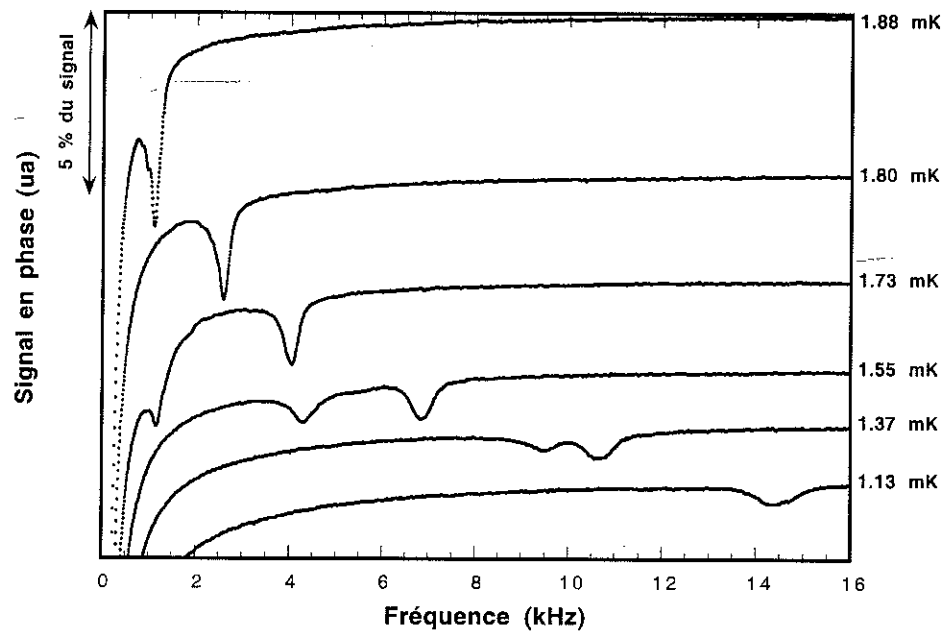


Figure 5.2: Agrandissement de la raie de RMN pour une pression de 12 Bar et un champ magnétique de 31.3 mTesla pour différentes températures.

températures sur la figure 5.1. Nous obtenons une raie unique due au signal du liquide confiné et du solide en échange rapide, ce qui est en accord avec les mesures effectuées par d'autres groupes [21] [20]. Nous remarquons que l'amplitude et la largeur de la raie augmentent lorsque la température diminue, alors que la fréquence diminue. Nous verrons par la suite que ces effets découlent des propriétés magnétiques du solide adsorbé et du liquide confiné en échange rapide. Si nous effectuons un agrandissement de la raie à des températures inférieures à T_c , température de transition superfluide de l' ^3He massif, nous voyons qu'il existe deux pics satellites de faible amplitude dont la fréquence augmente très rapidement lorsque la température diminue (figure 5.2). Nous discuterons de l'origine de ces signaux dans la section 3.

Dans une première partie, nous étudierons l'évolution de l'aimantation avec la température, en particulier nous verrons que celle-ci a un comportement dont la description est plus complexe que celle qui avait été suggérée préalablement sur la base d'expériences réalisées dans une gamme de température plus restreinte. Puis nous présenterons les mesures effectuées sur le signal satellite, et nous étudierons la transition superfluide dans l'Aérogel.

5.2 Etude de l'aimantation

Nous avons mesuré l'aimantation lorsqu'on augmente la température pour différentes pressions allant de 0 à 17 Bar. Nous pouvons faire l'approximation que la contribution des signaux satellites est négligeable et que l'aimantation mesurée est due au solide adsorbé et au liquide confiné dans l'Aérogel en échange rapide.

Dans une première partie, nous avons réalisé une analyse similaire à celle effectuée par Halperin et al.[20] dans une gamme de température allant de 1 à 12 mK.

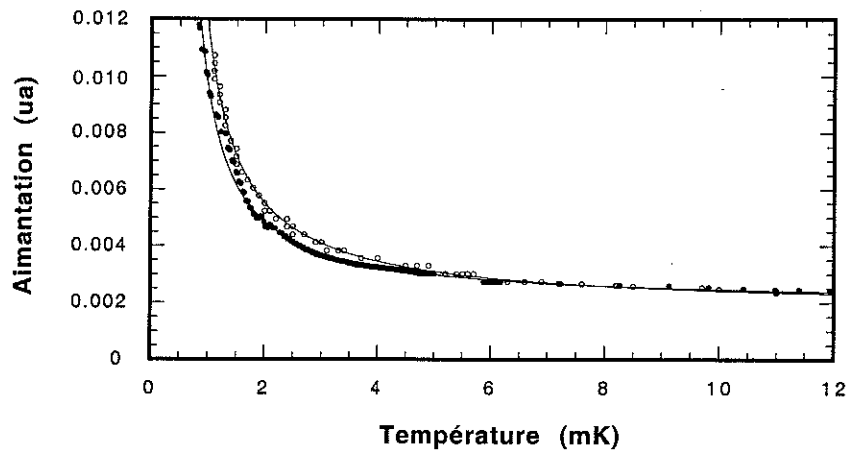


Figure 5.3: Aimantation en fonction de la température, les symboles ouverts sont les données obtenues par Halperin et al., les symboles fermés les données que nous obtenons à 17 Bar. Les traits continus représentent l'ajustement de type Curie-Weiss avec $\theta = 0.4$ mK.

Nous considérons que le signal du liquide est constant (susceptibilité de Pauli de l' ^3He liquide massif) et que le solide suit une loi de type Curie-Weiss classique pour un solide magnétique avec une température de Curie θ de 0.4 mK[20]. Nous présentons sur la figure 5.3 nos données à 17 Bar et celles de Halperin et al. à 28.6 Bar ainsi que les ajustements obtenus.

Ce type d'ajustement semble convaincant dans cette gamme de température. Toutefois, si nous regardons maintenant l'aimantation sur une gamme de température plus large, nous voyons apparaître un comportement plus complexe (figure 5.4). En effet, à basse température, l'augmentation du signal du solide est plus faible que celle décrite par la loi de type Curie-Weiss avec $\theta=0.4\text{mK}$ et semble plutôt tendre vers un comportement de type Heisenberg ferromagnétique. Un tel comportement pouvait être attendu d'après les mesures effectuées sur des monocouches d' ^3He adsorbé sur graphite[30].

De plus, dans la gamme des ultra-basses températures, nous observons un début de saturation de l'aimantation. La dépendance en température de l'aimantation a un comportement similaire à celui observé sur les systèmes bidimensionnels constitués d' ^3He solide adsorbé sur un substrat de graphite[31]. Dans ces systèmes, les calculs d'ondes de spin pour

des tailles finies, et sous l'effet d'un champ magnétique, montrent que l'aimantation est réduite par rapport à la valeur à saturation M_{sat} de la façon suivante [30]:

$$M = M_{sat} \left[1 - \frac{T^*}{2\pi J\sqrt{3}} \left[1 - \left(\frac{T}{T^*} \right) \ln \left(\exp \left(\frac{T^*}{T} \right) - 1 \right) \right] - \frac{2}{N \cdot [\exp(T_B/T) - 1]} \right] \quad (5.1)$$

où $T_B = 2\mu B/k_B$ et $T^* = T_0 + T_B$ correspond à l'énergie associée à l'onde de spin de plus grande longueur d'onde qui peut être créée dans un système de taille finie. $T_0 = 8\pi^2 J/N$ où N correspond au nombre de spins ferromagnétiques par domaine.

Nous avons réalisé des ajustements de ce type dans la gamme des basses températures, et nous obtenons un nombre de spins par domaine de l'ordre de 80, indépendant de la pression. Notons que les expériences réalisées sur les systèmes bidimensionnels donnaient des valeurs de N beaucoup plus élevées, de l'ordre de 500 à 1000 spins par plaquette de graphite. Il semble raisonnable de penser que le nombre de spins corrélés sur un substrat hétérogène (Aérogel) doit être fortement réduit par rapport à celui observé sur des graphites exfoliés de très grande qualité.

D'autre part, la valeur à saturation M_{sat} est réduite d'un facteur 2 par rapport à celle attendue d'après la quantité de solide déterminée par l'ajustement de type Heisenberg des données à haute température. Ceci peut s'expliquer soit par le fait que tous les spins ne sont pas couplés ferromagnétiquement (par exemple la première couche solide pourrait être paramagnétique comme dans le cas des films bidimensionnels), soit par le fait que le système n'obéit pas à une loi purement Heisenberg ferromagnétique mais qu'il existe des contributions d'échange multiple.

Nous présentons sur la figure 5.4 nos données à 17 Bar ainsi que les ajustements effectués pour les différents régimes en température. Nous pouvons retenir de cette étude préliminaire que le comportement de l'aimantation de l' ^3He confiné dans l'Aérogel est similaire à celui observé pour les films bidimensionnels d' ^3He adsorbés sur graphite [30]. Dans la gamme de température étudiée, la contribution du liquide est constante, et le solide suit un comportement ferromagnétique de type Heisenberg avec une constante d'échange J égale

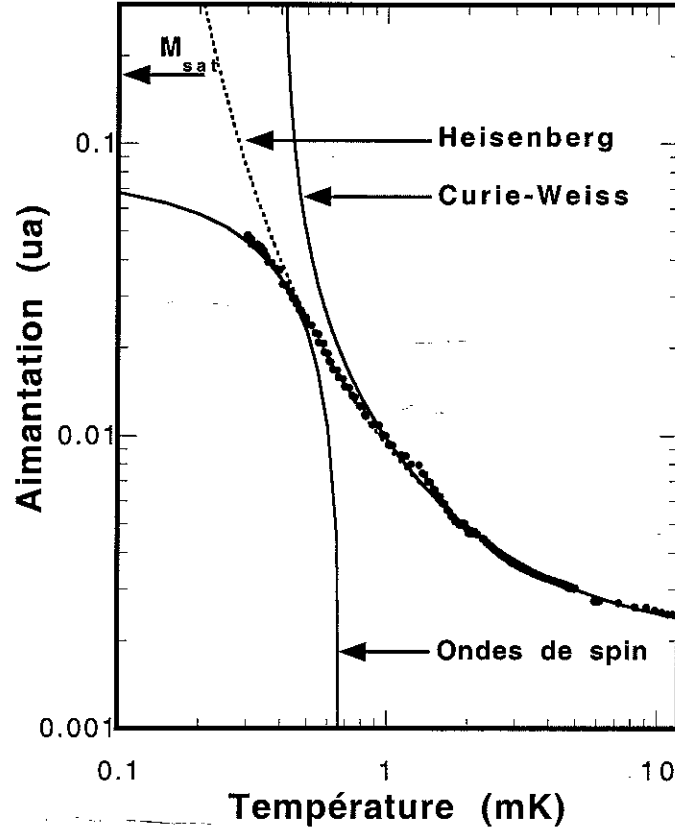


Figure 5.4: Aimantation en fonction de la température pour 17 Bar et ajustements dans les différents régimes de températures.

à 0.13 mK, de l'ordre de celles obtenues lors de l'étude des couches solides adsorbées sur graphite en contact avec le liquide. A basse température, le comportement observé peut être ajusté grâce à un modèle d'ondes de spin thermiques en taille finie, la valeur à saturation de l'aimantation étant réduite d'un facteur deux par rapport à celle attendue.

5.3 Signal satellite

Dans cette partie, nous nous intéresserons aux pics satellites que nous avons montrés sur la figure 5.2. Ceux-ci sont de faible amplitude et résonnent à des fréquences supérieures à

celle du pic principal. Ceci signifie que dans notre cellule, une partie de l' ^3He liquide n'est pas en échange rapide avec le solide. Notons que sous 20.5 mTesla, les pics satellites sont beaucoup plus larges en fréquence et que pour cette raison, il est difficile de les discerner l'un de l'autre. Nous présenterons donc dans cette section les résultats obtenus à partir de l'expérience réalisée sous un champ magnétique de 31.3 mTesla. Nous présentons sur la figure

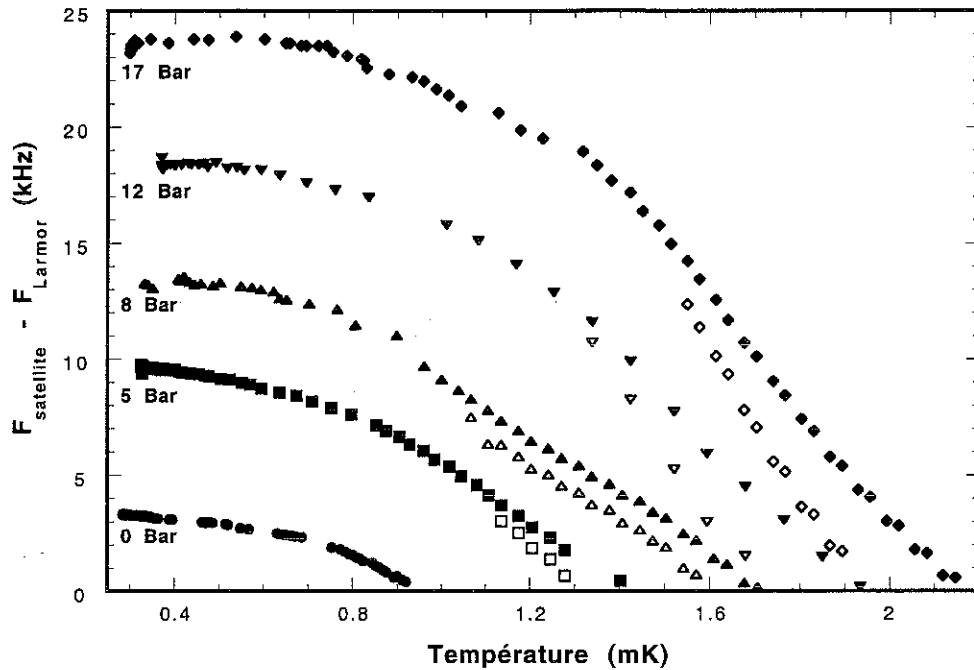


Figure 5.5: Ecart à la fréquence de Larmor des pics satellites en fonction de la température dans la cellule C_3 . Les symboles pleins correspondent au premier pic satellite et les symboles ouverts au deuxième.

5.5 la fréquence de résonance des pics satellites en fonction de la température pour différentes pressions. Nous remarquons que le premier pic satellite apparaît à T_c et le deuxième à une température légèrement inférieure que nous noterons T_{sat2} .

Lorsque la température diminue, la fréquence du premier pic satellite augmente sensiblement de la même façon que dans le cas de l' $^3\text{He-B}$ lorsque le moment orbital est normal au champ magnétique:

$$\Delta F = \frac{F_{Leggett}^2}{2.F_{Larmor}} . 2 \sin^2 \beta \quad (5.2)$$

où $\beta \approx 63^\circ$ est l'angle entre le champ magnétique et le vecteur du paramètre d'ordre. La

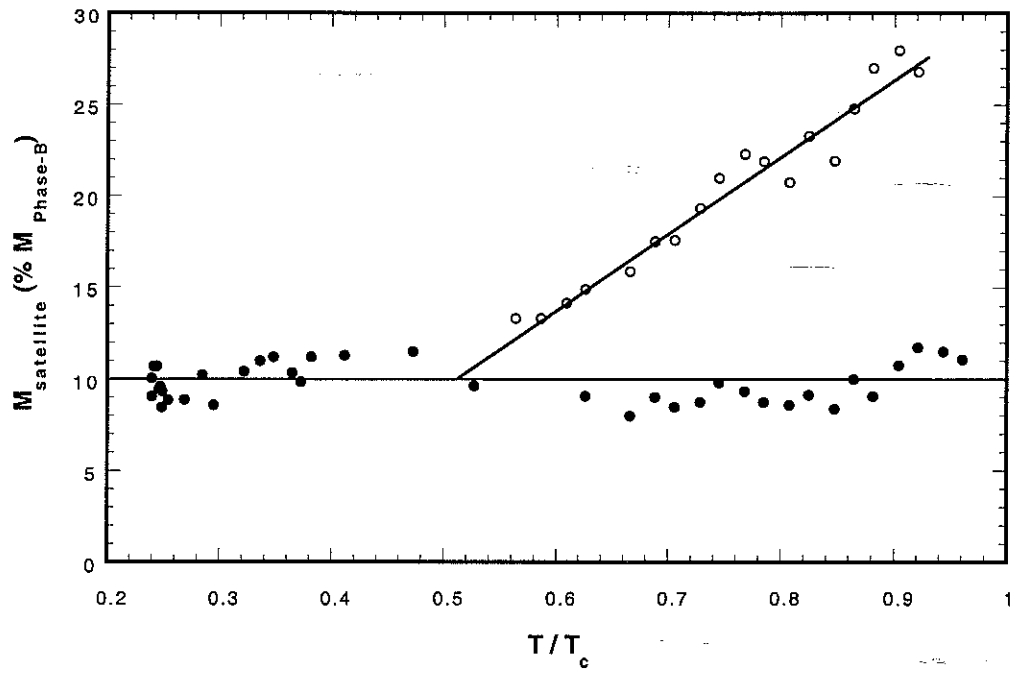


Figure 5.6: Aimantation des pics satellites à 8 Bar en pourcentage de l'aimantation qu'on obtiendrait si toute la cellule était remplie d' $^3\text{He-B}$.

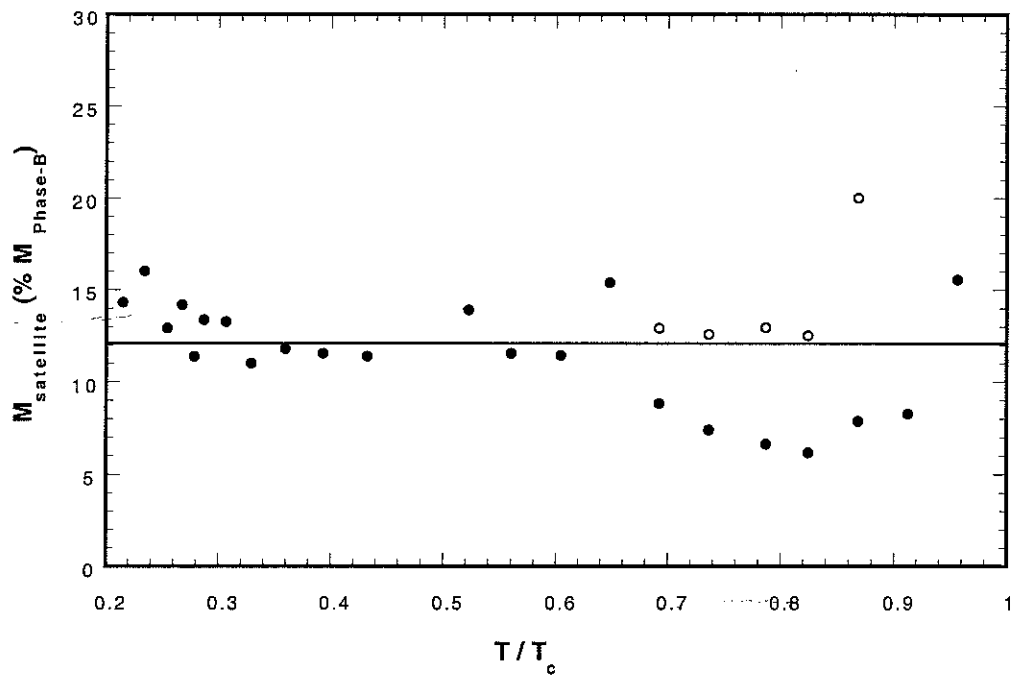


Figure 5.7: Aimantation des pics satellites à 12 Bar en pourcentage de l'aimantation qu'on obtiendrait si toute la cellule était remplie d' $^3\text{He-B}$.

fréquence du deuxième pic satellite augmente plus rapidement, et nous considérons que le deuxième pic disparaît lorsque sa fréquence se confond avec celle du premier pic. Nous remarquons que la disparition du deuxième pic a lieu à la température de transition superfluide dans l'Aérogel dont nous détaillerons la détermination dans la section suivante.

La nature du premier pic satellite semble claire: il s'agit du signal de l' ^3He massif superfluide compris entre l'Aérogel et les parois de la cellule. Nous avons donc évalué l'aimantation des pics satellites en pourcentage de ce que serait l'aimantation si toute la cellule était remplie d' ^3He -B massif. Notons que la surface des pics satellites est difficile à mesurer à haute température (près de T_c): le pic satellite résonne à une fréquence proche de celle du pic principal et il est difficile de soustraire le signal du pic principal de celui du pic satellite. Nous présentons l'évolution de l'aimantation des deux pics satellites en fonction de la température pour 8 et 12 Bar sur les figures 5.6 et 5.7.

L'aimantation du premier pic satellite, représenté en ronds pleins, varie comme celle de la phase B de l' ^3He massif et correspond à 10 % du volume de la cellule. Ceci nous permet d'identifier ce pic satellite comme le signal provenant de l' ^3He massif compris entre l'Aérogel et les parois de la cellule.

L'évolution de l'aimantation du deuxième pic satellite, représenté en ronds vides, est différente pour les deux pressions. Nous avons constaté que sous 5 et 8 Bar, elle était maximale à T_{sat2} et diminuait quasiment de façon linéaire avec la température jusqu'à T_c , alors que pour 12 et 17 Bar elle semblait rester sensiblement constante.

L'origine du deuxième pic reste donc incertaine, en particulier l'évolution de son aimantation à 5 et 8 Bar est surprenante. Nous avons envisagé deux hypothèses. La première est qu'il pourrait s'agir d' ^3He superfluide dans les cavités macroscopiques de l'Aérogel. Dans ce cas, nous sommes tentés de supposer que la structure dans chaque cavité est indépendante des autres, et on s'attendrait donc à observer un pic satellite plus large. De plus, étant donné la distribution de tailles des cavités, nous devrions observer une distribution de la température

de transition T_{sat2} . La deuxième hypothèse est que le pic satellite est dû à l' ^3He superfluide au niveau de la paroi de l'échantillon-d'Aérogel, mais dans ce cas, il reste à expliquer pour quelle raison nous observons une transition à une température inférieure à T_c .

5.4 Etude de la transition superfluide

Nous présentons sur les figures 5.8 et 5.9 la fréquence de résonance mesurée ainsi que la largeur à mi-hauteur de l'aimantation à 17 Bar sous 31.3 mTesla.

Nous nous intéresserons dans un premier temps à l'évolution de la fréquence mesurée. Celle-ci résulte de la moyenne pondérée de la fréquence de résonance du solide et de celle du liquide en échange rapide [20] selon la formule[33]:

$$\Delta F_{mes} \cdot M_{mes} = \Delta F_{liq} \cdot M_{liq} + \Delta F_{sol} \cdot M_{sol} \quad (5.3)$$

Au-dessus de 1.6 mK, la fréquence mesurée diminue lorsque la température diminue. En effet, dans cette gamme de température, le liquide et le solide résonnent à des fréquences constantes, et l'aimantation du solide augmente. La diminution de la fréquence mesurée résulte donc de l'augmentation de M_{sol} , sachant que la fréquence du solide est inférieure à celle du liquide.

La transition superfluide dans l'Aérogel est caractérisée par une soudaine augmentation de la fréquence de résonance due à l'augmentation de la fréquence du liquide lorsque celui-ci devient superfluide[21]. Elle est représentée par des pointillés fins sur le graphe 5.8 et a lieu à $T_{c,Aér}$ qui est de 1.6 mK à 17 Bar.

Nous avons déterminé l'écart à la fréquence de Larmor du superfluide en nous plaçant dans l'hypothèse d'un échange rapide entre le solide et le superfluide (équation 5.3). Nous supposons que la fréquence de résonance du solide reste constante et que l'aimantation du superfluide varie comme dans le cas de l' ^3He -B massif. Nous présentons sur la figure 5.10 le résultat obtenu pour 17-Bar-et 31.3 mTesla ainsi que celui obtenu par Osheroff pour 32 Bar

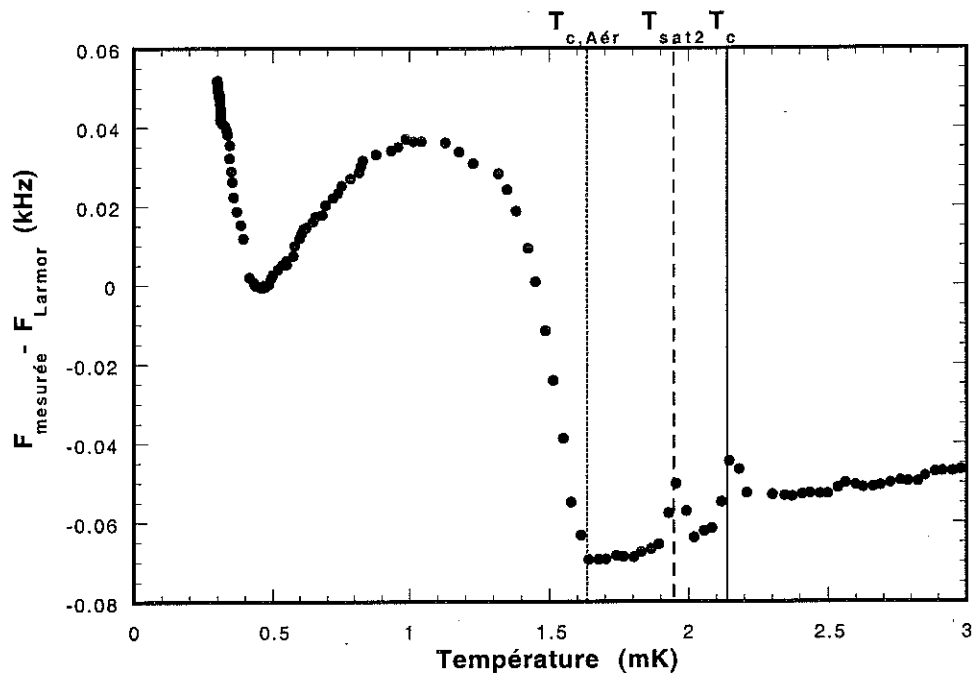


Figure 5.8: Ecart à la fréquence de Larmor de la raie à 17 Bar. Le trait continu indique T_c , les grands pointillés T_{sat2} et les pointillés fins $T_{c,Aér}$.

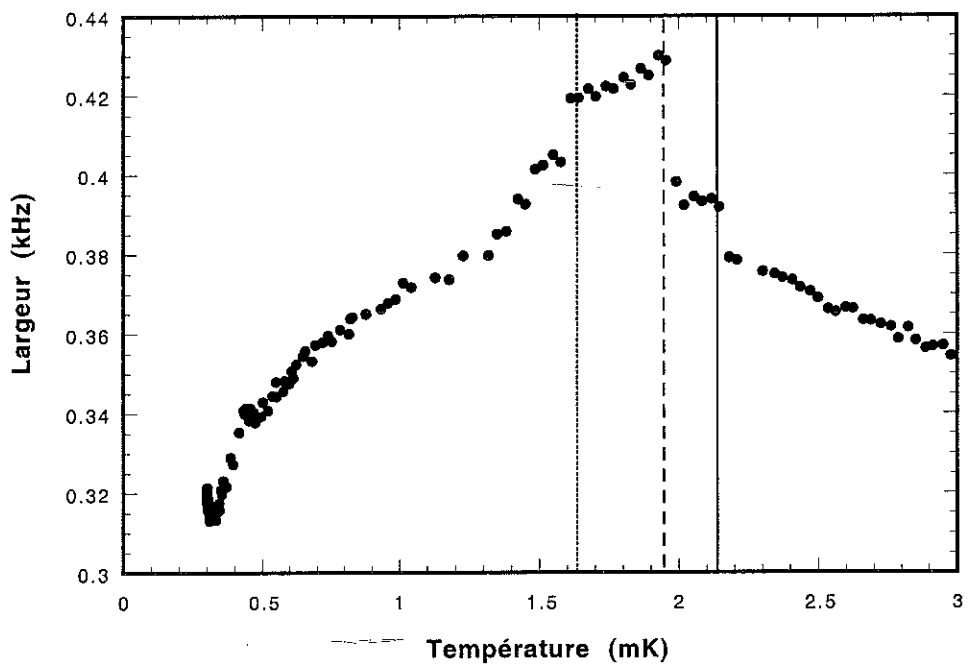


Figure 5.9: Largeur à mi-hauteur de la raie à 17 Bar. Le trait continu indique T_c , les grands pointillés T_{sat2} et les pointillés fins $T_{c,Aér}$.

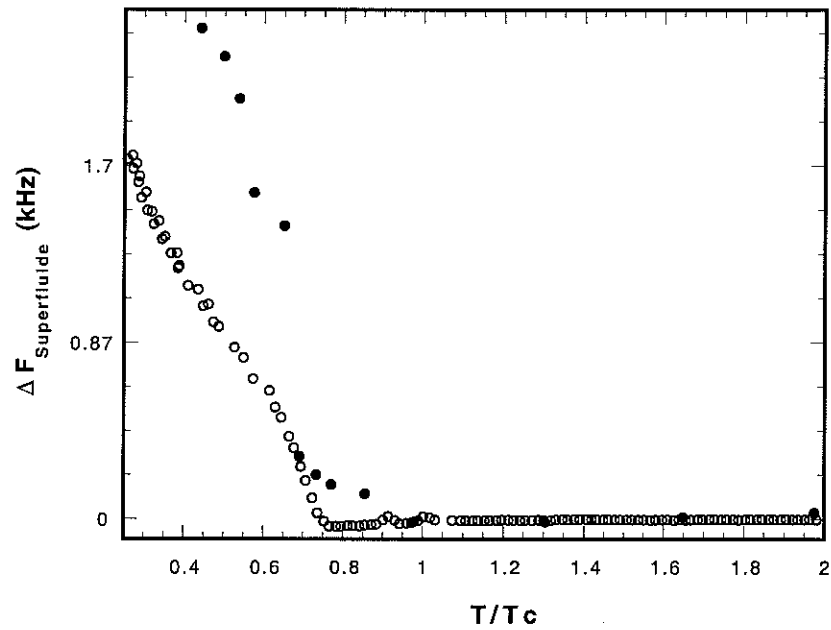


Figure 5.10: Décalage en fréquence du superfluide dans l'Aérogel à 17 Bar et 31.3 mTesla (ronds ouverts) et données de Osheroff à 32 Bar et 28.4 mTesla (ronds pleins).

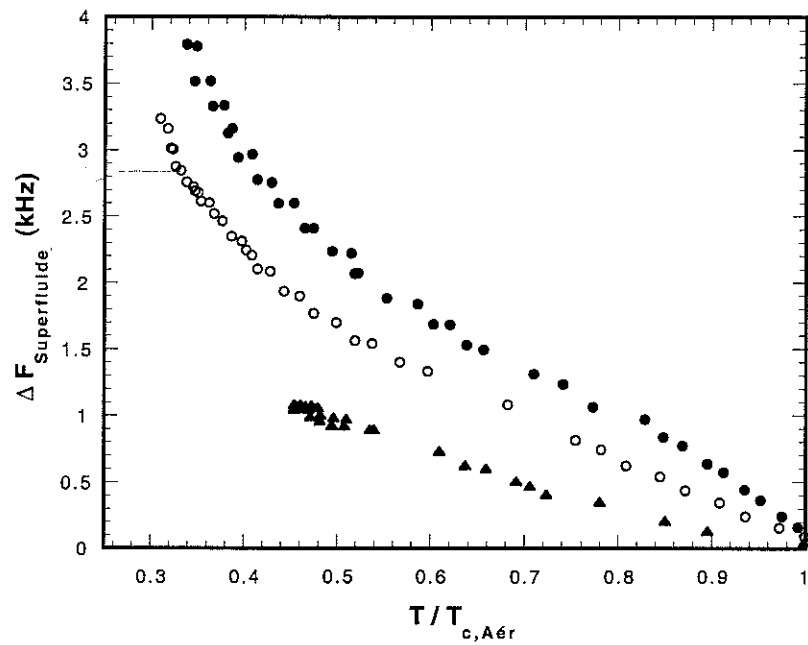


Figure 5.11: Décalage en fréquence du superfluide dans l'Aérogel à 31.3 mTesla pour 8 (triangles), 12 (ronds ouverts) et 17 Bar (ronds pleins).

et 28.4 mTesla[21]. Nos résultats sont comparables si l'on tient compte de la différence de pression. Ceci peut être observé sur la figure 5.11 où nous avons représenté le décalage en fréquence du superfluide obtenu pour 8, 12 et 17 Bar.

Nous observons que l'écart en fréquence du superfluide augmente lorsque la température diminue, et qu'il est d'autant plus important que la pression est élevée. D'autre part, ce décalage est inférieur d'un facteur 10 environ à celui qu'on obtiendrait dans le cas de la phase B superfluide. Il permet de rendre compte de l'allure de la fréquence en fonction de la température entre 0.6 et 1.6 mK observée sur la figure 5.8. Dans une première partie, l'aimantation du superfluide est du même ordre de grandeur que celle du solide, et le superfluide impose son comportement en fréquence, alors qu'à plus basse température, l'aimantation du solide devient très grande devant celle du liquide et la fréquence mesurée tend à se rapprocher de celle du solide.

Enfin, en-dessous de 0.5 mK, et uniquement pour 17 et 21 Bar, la fréquence mesurée augmente à nouveau, comportement dont l'explication reste incertaine.

Dans un deuxième temps, nous pouvons nous intéresser à l'évolution de la largeur de la raie (figure 5.9). Dans la gamme des basses températures, le signal de RMN est dominé par la contribution du solide. En principe, lorsque le solide adsorbé est polarisé, on observe une augmentation de la largeur de raie associée à la distribution d'orientation des surfaces[30]. Dans notre cas, nous observons un effet inverse qui ne peut s'expliquer que par un processus de rétrécissement par le mouvement impliquant le superfluide.

Nous observons trois sauts dans la largeur de raie qui correspondent aux différentes transitions. Les déterminations des températures de transition par les discontinuités de la largeur de raie (figure 5.9) et par les sauts en fréquence (figure 5.8) fournissent des valeurs en bon accord.

Nous représentons ces températures de transition mesurées dans la cellule C₃ sur la figure 5.12.

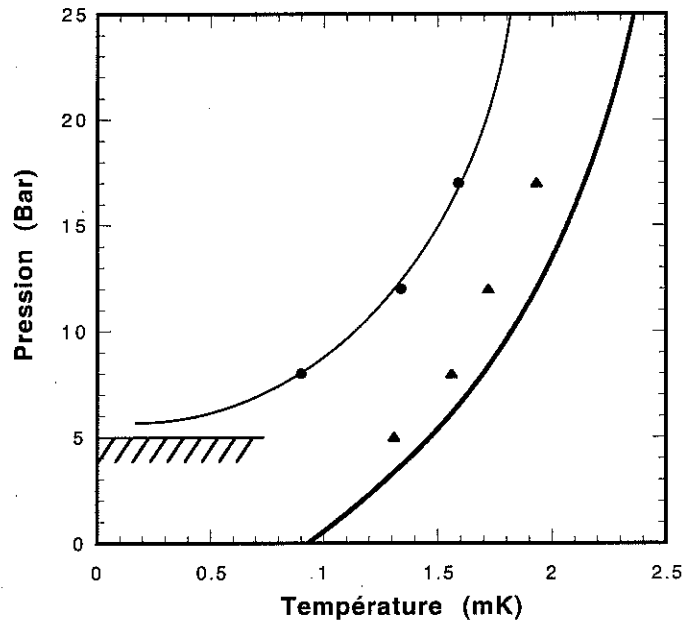


Figure 5.12: Températures de transition dans la cellule C_3 : le trait gras indique T_c , les triangles T_{sat2} est les ronds $T_{c,Aér}$. Le trait continu est un guide pour les yeux.

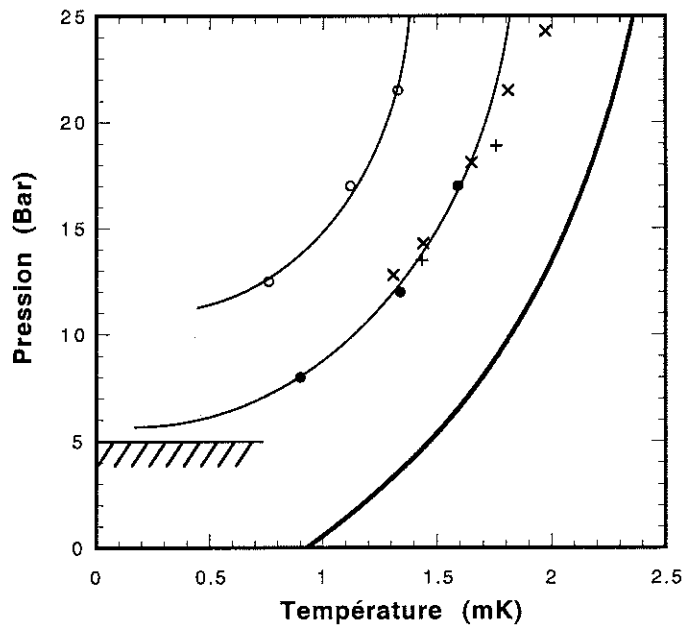


Figure 5.13: Diagramme de phases obtenu pour nos échantillons d'Aérogel: le trait gras indique T_c , et les ronds $T_{c,Aér}$ (ronds pleins: cellule C_3 , 31.3 mTesla et ronds vides: cellule $C_{2,c}$, 20.5 mTesla). Les données de Halperin pour $T_{c,Aér}$ sont représentées par des croix (+ à 38 mTesla et x à 110 mTesla). Les traits continus sont des guides pour les yeux.

Sur la figure 5.13, nous représentons l'ensemble des données obtenues par des techniques de RMN correspondant au diagramme de phases. Le trait continu gras correspond à T_c , transition superfluide de l' ^3He -B massif. Les ronds correspondent à nos mesures de $T_{c,Aér}$ (ronds pleins: C_3 , 31.3 mTesla, ronds vides: $C_{2,c}$, 20.5 mTesla) et les croix à celles de Halperin. Dans la gamme de température que nous avons pu atteindre, nous n'observons pas de transition superfluide dans l'Aérogel pour les pressions les plus faibles (0 et 5 Bar). D'autre part, nos mesures effectuées dans la cellule C_3 sont en accord avec celles de Halperin. Par contre, dans la cellule $C_{2,c}$, nous obtenons des valeurs de $T_{c,Aér}$ nettement inférieures.

Ceci s'explique par la différence de nature des deux échantillons que nous avons utilisés. En effet, l'Aérogel peut être considéré comme une impureté diluée et la réduction de la température de transition superfluide dépend du libre parcours moyen dans l'Aérogel, et donc de la porosité de l'Aérogel [36].

Nous présentons sur la figure 5.14 les valeurs des températures de transition superfluide de l' ^3He confiné dans des Aérogels de différente porosité en fonction de la longueur de cohérence de l' ^3He massif, $\xi_0(P)$:

$$\xi_0(P) = \frac{\hbar v_F(P)}{2\pi k_B T_c(P)} \quad (5.4)$$

Les ronds correspondent à nos mesures dans les cellules $C_{2,c}$ (ronds vides) et C_3 (ronds pleins), les croix aux mesures de Halperin et al. à 38 mTesla (+) et 110 mTesla (x), les triangles pleins et vides aux mesures de Porto[34] et Matsumoto[35] par oscillateur de torsion.

Les traits continus gras correspondent aux températures de la transition superfluide calculées par Alles et al. [37] pour différentes valeurs du libre parcours moyen. Leurs mesures indiquent que des porosités de 99 et 98 % correspondent respectivement à un libre parcours moyen de 338 et 244 nm. Nous remarquons que la réduction de la température de transition superfluide dépend très fortement de la nature de l'échantillon d'Aérogel. Nos mesures dans la cellule C_3 sont en accord avec celles de Halperin et de Matsumoto obtenues pour un échantillon de porosité 98 %, alors que l'Aérogel utilisé dans la cellule $C_{2,c}$ correspond à un

libre parcours moyen nettement inférieur.

D'autre part, la forte suppression de $T_{c,Aér}$ que nous avons observée dans le domaine des basses pressions (ξ_0 élevé) correspond bien aux valeurs obtenues par les mesures d'oscillateur de torsion effectuées dans des Aérögels de 98 et 99 % de porosité. Ainsi, la nature superfluide de la nouvelle phase présente dans l'Aérögel est bien confirmée par l'utilisation de techniques différentes.

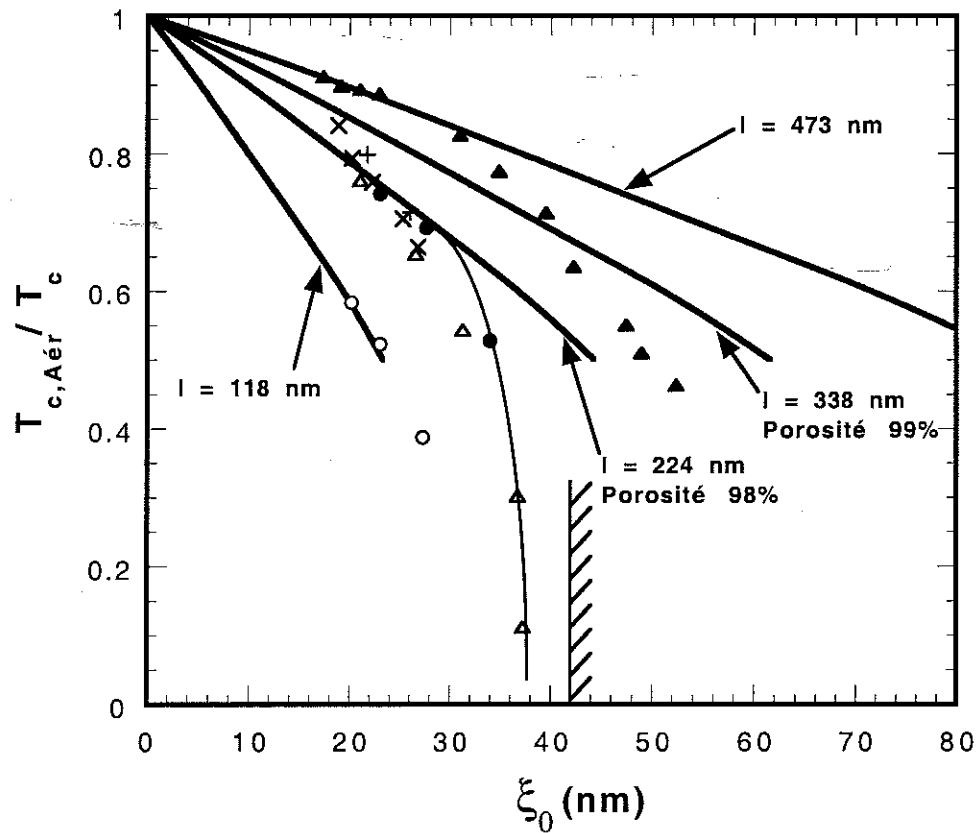


Figure 5.14: Réduction de la température de transition superfluide pour différents échantillons d'Aérögel. Les ronds correspondent à nos mesures, les croix à celles de Halperin, les triangles à des mesures d'oscillateur de torsion. Les traits gras indiquent l'ajustement calculé par Alles et al. pour différentes valeurs du libre parcours moyen.

5.5 Conclusion

Nos mesures d'aimantation nous ont permis de mettre en évidence que le solide adsorbé sur l'Aérogel a un comportement similaire à celui observé pour les films bidimensionnels. Entre 0.4 et 12 mK, le solide obéit à un comportement ferromagnétique de type Heisenberg avec des constantes d'échange de l'ordre de 0.13 mK. Aux plus basses températures nous accédons au régime où l'aimantation est proche de la saturation et est bien décrite par un modèle d'Heisenberg en taille finie.

L'étude des largeurs de raie et des fréquences de résonance, effectuée sur une très large de température et de pression, nous a permis de préciser le diagramme de phases de l' ^3He superfluide confiné, en particulier dans la région des basses pressions où la possibilité d'atteindre des températures de l'ordre de 250 μK nous a permis d'observer une suppression très importante de la température de transition.

La nature de la phase superfluide présente dans l'Aérogel demeure incertaine. La dépendance de la fréquence de résonance du superfluide confiné que nous avons déterminée en fonction de la température et pour différentes pressions est du même ordre de grandeur que celle observée par Osheroff dans une expérience réalisée à une pression plus élevée. Ces valeurs restent très inférieures à celles de l' ^3He massif.

Enfin nous avons observé la présence de pics satellites dont l'un au moins correspond au signal provenant de l' ^3He -B massif compris entre l'Aérogel et les parois. Ce signal fournit une méthode pratique pour la détermination de la température de transition de l' ^3He massif dans les conditions de l'expérience.

Chapitre 6

Conclusions et perspectives

Au cours de ce travail de thèse nous avons effectué des mesures de RMN continue et pulsée sur ^3He jusqu'à des températures de l'ordre de $200\ \mu\text{K}$ grâce à un cryostat à désaimantation nucléaire.

Nous avons développé des thermomètres permettant la mesure de la température sur une très large gamme, en particulier, les thermomètre à fil vibrant qui présentent l'avantage de mesurer directement la température de ^3He superfluide.

L'étude de la puissance dissipée par le HPD a permis de mettre en évidence que le processus de *relaxation catastrophique* n'est pas dû uniquement au champ moléculaire de Landau, mais semble être lié à une dynamique du moment orbital dont l'effet est visible en dessous d'une température caractéristique T_{cat} que nous avons déterminée pour différentes conditions de pression et champ magnétique à la fois par des techniques de RMN pulsée et de RMN continue.

En-dessous de T_{cat} , seules des mesures de RMN pulsée avaient été réalisées jusqu'à présent. Elles avaient montré qu'on observait un signal d'induction de longue durée de vie qui avait été nommé *signal persistant*. Nos mesures de RMN pulsée et continue, réalisées dans les mêmes conditions expérimentales ont prouvé que le *signal persistant* était généré

par les modes d'ondes de spin. Par RMN continue, nous avons montré que celles-ci ont un comportement non-linéaire en-dessous de T_{cat} , indépendant de la température. Nous avons expliqué qualitativement la non-linéarité par la déformation dynamique du puits de potentiel dans lequel les ondes de spin sont générées, c'est-à-dire par le mouvement du moment orbital.

Les expériences réalisées sur ^3He massif au cours de cette thèse font partie des premières études sur la dynamique du moment orbital à ultra basse température. Elles apportent un début de compréhension sur la théorie de ^3He superfluide dans un régime où la densité de quasi-particules est très faible, et indiquent que dans ce régime, les approximations faites habituellement pour les équations de Leggett-Takagi ne sont plus valables, et en particulier que le mouvement du moment orbital n'est plus amorti par les quasi-particules. Elles montrent en effet que le comportement de ^3He massif change radicalement en-dessous de la température T_{cat} et que cet effet se manifeste par une très forte dissipation du HPD qui devient rapidement instable et par l'apparition d'un comportement non-linéaire des modes d'ondes de spin.

Les mesures réalisées sur ^3He confiné dans l'Aérogel ouvrent également de nombreuses perspectives. Nous avons pu rendre compte de l'évolution de l'aimantation du solide avec la température en utilisant les modèles proposés lors de l'étude des films d' ^3He adsorbé sur graphite. Une étude systématique avec la pression devrait permettre de déterminer l'évolution du nombre de couches solides ainsi que celle des constantes d'échange. D'autre part, la nature de la phase superfluide confinée reste incertaine. Les expériences actuelles ont cependant permis de caractériser certains paramètres importants comme le décalage en fréquence et l'effet du désordre sur le diagramme de phases.

Il semble indispensable d'effectuer des expériences permettant de découpler l'étude du solide adsorbé de celle du liquide confiné. Ceci peut être effectué en recouvrant la surface de l'Aérogel de deux ou trois couches atomiques d' ^4He afin de supprimer les contributions ferromagnétiques à l'aimantation. Par ailleurs il serait souhaité de poursuivre l'étude de ^3He massif à ultra basse température dans d'autres géométries afin de jouer sur l'orientation

relative du moment orbital et du champ magnétique.

Les expériences proposées devraient permettre de mieux comprendre la dynamique du moment orbital dans l' ^3He superfluide massif et l'effet du désordre induit par l'Aérogel soulevées lors de cette thèse. Elles devraient également motiver la réalisation de nouvelles études théoriques de l' ^3He superfluide dans le régime des températures inférieures à la température de la *relaxation catastrophique* et sous l'influence du désordre.

Bibliographie

- [1] D. D. Osheroff, R. C. Richardson, and D. M. Lee, *Phys. Rev. Lett.* **29** 920 (1972b)
- [2] J. Bardeen, L. N. Cooper, and J. R. Schrieffer, *Phys. Rev.* **108** 1175 (1957)
- [3] D. Vollhardt, and P. Wölfe, *The Superfluid Phases of Helium 3*, ed. Taylor & Francis (1990)
- [4] A. J. Leggett, *Rev. Mod. Phys.* **47** No.2, 331 (1975)
- [5] G. Barton, and M. A. Moore, *J. Phys. C* **7** 4220 (1974)
- [6] P. W. Anderson and P. Morel, *Phys. Rev.* **123** 1911 (1961)
- [7] R. Balian and N. R. Werthamer, *Phys. Rev.* **131** 1553 (1963)
- [8] Yu. M. Bunkov, *Progress in Low Temp. Physics*, **14** 69, ed. W. Halperin, Elsevier (1995).
- [9] P.J. Hakonen and G.E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **42**, 503 (1981)
- [10] D.D. Osheroff, *Physica* **90B**, 20-30 (1977)
- [11] P.J. Hakonen et al. *J. Low Temp. Phys.* **76**, 225 (1989)
- [12] Yu.M. Bunkov and G.E. Volovik, *JETP* **76** 5, 794 (1993)
- [13] I. A. Fomin, *JETP Lett.* **40** 1037 (1984)
- [14] A.S. Borovik-Romanov et al., *JETP Lett.* **69**, 628 (1989)

- [15] A. J. Leggett and S. Takagi, *Annals of Physics*, **106** 79 (1977).
- [16] Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, A. M. Guénault and G. R. Pickett, *Phys. Rev. Lett.*, **69** 3092 (1992).
- [17] Yu. M. Bunkov, *Czechoslovak J. Phys.* **46**, **S1** 231 (1996).
- [18] Yu. M. Bunkov, S. N. Fisher, A. M. Guénault, C. J. Kennedy and G. R. Pickett, *Phys. Rev. Lett.* **68** 600 (1992).
- [19] Chan et al., *Phys. Today*, August 1996
- [20] D. T. Sprague et al., *JLTP* **101** 1/2 (1995)
- [21] B. I. Barker et al., *JLTP* **113** 5/6 (1998)
- [22] O. V. Lounasmaa, *Experimental Properties and Methods below 1 K*, Academic Press London and New York, 1974.
- [23] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures*, Springer Verlag, Berlin, 1992.
- [24] S. N. Fisher, thèse (1991)
- [25] M. A. Black, H. E. Hall, and K. Thompson, *J. Phys C* **4** (1971)
- [26] D. C. Carless, H. E. Hall, and J. R. Hook, *J. Low Temp. Phys.* **50**, 583 (1983)
- [27] D. C. Carless, H. E. Hall, and J. R. Hook, *J. Low Temp. Phys.* **50**, 605 (1983)
- [28] L. D. Landau and E. M. Lifchitz, *Physique Théorique Mécanique*, Editions de Moscou, Mir, 1966.
- [29] D. J. Cousins, S. N. Fisher, A. I. Gregory, G. R. Pickett, and N. S. Shaw, *Phys. Rev. Lett.* **82** 22, 4484 (1999)
- [30] H. Godfrin and R. E. Rapp, *Advances in Physics* **44** 2, 113 (1995)
- [31] C. Bäuerle, thèse (1996)

- [32] B. L. Al'tsuler et al., *Sov. Phys. JETP* **57**, 4 (1983)
- [33] A. Abragam, *Principles of Nuclear Magnetism* (Oxford Univ. Press, London, 1961), Chap. 10
- [34] J. V. Porto, and J. M. Parpia, *Phys. Rev. Lett.* **74** 4667 (1995)
- [35] K. Matsumoto, J. V. Porto, L. Pollack, E. N. Smith, T. L. Ho, and J. M. Parpia, *Phys. Rev. Lett.* **79** 2, 253 (1997)
- [36] E. V. Thuneberg, S. K. Yip, M. Fogelström, and J. A. Sauls, *Phys. Rev. Lett.* **80** 13, 2861 (1998)
- [37] H. Alles, J. J. Kaplinsky, P. S. Wootton, J. D. Reppy, and J. R. Hook, preprint

Liste des publications

- M. Roger, C. Bäuerle, Yu. M. Bunkov, A. S. Chen, H. Godfrin:
Multiple-spin-exchange on a triangular lattice: a quantitative interpretation of thermodynamic properties of two-dimensional solid ^3He ,
Phys. Rev. Lett. **80**, 6, p. 1308 (1998).
- A. S. Chen, Yu. M. Bunkov, H. Godfrin, R. Schanen, F. Scheffler:
Non-linear spin waves on topological defects of texture in superfluid $^3\text{He-B}$,
J. Low Temp. Phys. **110**, 1-2, p. 51 (1998).
- C. Bäuerle, Yu. M. Bunkov, A. S. Chen, S.N. Fisher, H. Godfrin:
Ultra-low temperature magnetic properties of liquid ^3He films,
J. Low Temp. Phys. **110**, 1-2, p. 333 (1998).
- C. Bäuerle, J. Bossy, Yu. M. Bunkov, A. S. Chen, H. Godfrin:
Thermodynamic properties of multilayer ^3He films described by high temperature series expansions of multiple spin exchange hamiltonien,
J. Low Temp. Phys. **110**, 1-2, p. 345 (1998).
- C. Bäuerle, A. S. Chen, S. Triquenaux, Yu. M. Bunkov, H. Godfrin, M. Roger:
Structure and magnetism of second-layer solid ^3He films in the intermediate regime,
J. Low Temp. Phys. **113**, 3-4, p. 259 (1998).
- C. Bäuerle, A. S. Chen, Yu. M. Bunkov, H. Godfrin, M. Roger:
Ultra-low temperature susceptibility of a highly frustrated two-dimensional solid ^3He magnet,
J. Low Temp. Phys. **113**, 3-4, p. 289 (1998).
- A. S. Chen, Yu. M. Bunkov, H. Godfrin, R. Schanen, F. Scheffler:
Non-linear stationary spin-waves in superfluid $^3\text{He-B}$ at ultra-low temperatures,
J. Low Temp. Phys. **113**, 5-6, p. 693 (1998).
- C. Bäuerle, Yu. M. Bunkov, A. S. Chen, D. J. Cousins, H. Godfrin, M. Roger, S. Triquenaux:
The origin of nuclear magnetism in solid ^3He films: determination of multi-spin exchange frequencies,
papier invité à LT 22.

Résumé

Dans cette thèse nous présentons des mesures effectuées sur l' ^3He -B superfluide par Résonance Magnétique Nucléaire à des températures de l'ordre de 0.2 mK. La richesse des propriétés observées est liée à la symétrie du paramètre d'ordre qui peut être décrit par une matrice de rotation entre le spin et le moment orbital des paires de Cooper. Les études préalables avaient été effectuées sur une gamme de température dans laquelle la dynamique du moment orbital est amortie par les interactions avec les quasi-particules. Nous présentons dans ce manuscrit l'étude de nouvelles propriétés de l' ^3He dans la limite des ultra-basses températures. Les résultats obtenus suggèrent que dans ce nouveau domaine de température le mouvement du moment orbital est possible, et de ce fait la dynamique des spins nucléaires présente une extraordinaire richesse.

Nous avons étudié la précession homogène de domaines macroscopiques quantiques. L'aimantation de cet état excité de l' ^3He superfluide devient instable en-dessous d'une température caractéristique nommée T_{cat} (température de relaxation catastrophique). Nous avons montré que le processus de relaxation dominant à cette température est associé à la dynamique du moment orbital.

Pour des températures inférieures, nous avons étudié les excitations magnétiques de type ondes de spins. Nous observons pour la première fois un comportement non-linéaire que nous attribuons à une déformation spatiale dynamique du paramètre d'ordre.

La dernière partie de notre étude a porté sur l'influence des impuretés sur le paramètre d'ordre du superfluide, qui peut être observée en confinant le superfluide dans un matériau de forte porosité, l'Aérogel. Nos mesures de RMN continue, effectuées dans une large gamme de température et de pression, nous ont permis de compléter le diagramme de phases de l' ^3He dans ce régime où le libre parcours moyen est déterminé par les impuretés.

Abstract

In this thesis we present NMR measurements on superfluid ^3He -B at temperatures down to 0.2 mK. The properties observed are linked to the order parameter that can be described by a rotation matrix between the spin and the orbital momentum of Cooper pairs. In the temperature range studied previously the orbital momentum was damped by quasi-particles. We present in this thesis the investigation of new properties in the ultra-low temperature regime where the orbital momentum is no longer damped.

We have studied the Homogeneously Precessing Domain of magnetization that becomes non-stable below a characteristic temperature called T_{cat} (catastrophic relaxation). We have observed that the main relaxation process at this temperature is linked to the orbital momentum dynamics.

At lower temperatures, we have studied stationary spin waves. We have observed for the first time a non-linear behavior that we explain as a dynamical distortion of the order parameter.

The last part of our study deals with the effect of impurities on the order parameter. Such impurities can be introduced into ^3He by using a highly porous material such as Aerogel. Our continuous wave measurements, done in a large range of pressures and temperatures, allow us to complete the phase diagram of ^3He confined in Aerogel.

