

THESE

présentée par

Grégoire BONFAIT

pour obtenir le grade de

DOCTEUR ès sciences physiques
de

**L'UNIVERSITE SCIENTIFIQUE,
TECHNOLOGIQUE ET MEDICALE
DE GRENOBLE**

Sujet

^3He LIQUIDE POLARISE :

approche expérimentale .

Soutenu le 30 Mars 1987 devant la commission d'examen :

Président : J. JOFFRIN

Examineurs : C. LHUILLIER

M. CHAPPELLIER

B. CASTAING

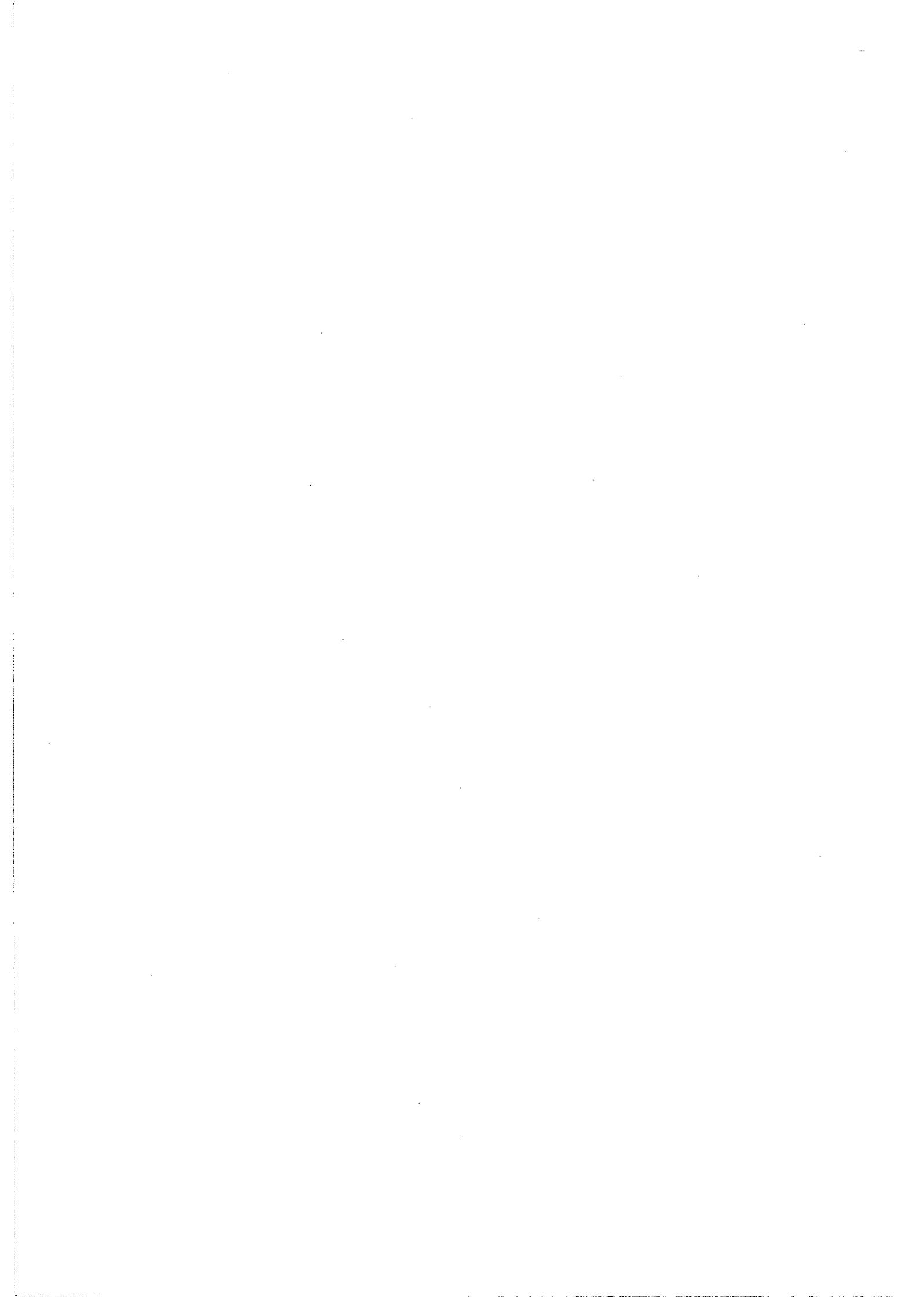
J. FLOUQUET

R. LEMAIRE

D. THOULOZE

A Remmal
qui m'a
tout appris !





Je remercie Jacques JOFFRIN d'avoir accepté la présidence du jury de cette thèse et de s'être intéressé à nos expériences et à leur évolution.

L'intérêt qu'a porté Claire LHUILLIER à la lecture de ce mémoire n'a eu d'égal que celui qu'elle a eu pour nos résultats avant qu'ils ne soient rassemblés dans cette thèse. Je l'en remercie.

Les discussions avec Maurice CHAPPELLIER sont toujours animées et intéressantes : son esprit critique et sa compétence nous aident à voir les défauts et les qualités de nos expériences et de nos analyses. Ceci nous est bien utile. Je le remercie aussi de m'avoir toujours accueilli à Orsay avec bienveillance.

Remy LEMAIRE a accepté de participer au jury et il a fallu qu'il "digère" la spécificité et des termes et des techniques utilisés par ceux qui travaillent sur l'³He. Je lui en suis reconnaissant.

J'ai toujours entendu Jacques FLOUQUET insister sur la ressemblance entre l'³He et les électrons. Pour moi, ça ne pouvait être vrai que dans les livres ! C'est aussi pour tous les encouragements qu'il nous a prodigués que je tenais à sa présence lors de la soutenance de cette thèse. Il est aussi un digne représentant du "HALL des B.T.". Merci.

Daniel THOULOZE a poussé et suivi ce travail de très près. Son expérience des basses températures et de l'³He, ainsi que sa vigilance expérimentale, nous ont beaucoup aidés. Je l'en remercie.

Bernard CASTAING a été mon directeur de thèse et ça n'a pas dû toujours être drôle ! Son sens de la physique ainsi que sa façon d'aborder les problèmes m'ont été très précieux. C'est en grande partie grâce à son intuition et à sa persévérance dans l'analyse que les points expérimentaux se sont transformés en résultats. D'autre part, il est, avec P. NOZIERES, un instigateur de ce sujet qu'est l'³He liquide polarisé. Leur idée nous a permis de nous promener le long de la courbe de fusion de l'³He avec amusement et émerveillement !

Si je dis "nous", c'est que cette thèse est le fruit d'une collaboration intense avec Laurent PUECH. Son apport, tant théorique qu'expérimental, m'a été capital tout au long de ce travail. Son enthousiasme et sa clairvoyance ont rendu ces expériences moins longues et arides qu'elles n'auraient pu être. Je lui adresse mes sincères remerciements.

Les discussions à batons rompus que j'ai eues avec Alain SCHUHL ont abouti sur autant d'idées d'expériences : j'espère qu'elles se réaliseront un jour.

J'ai bénéficié, lors de la rédaction de cette thèse, de nombreux conseils. Je remercie en particulier Bernard HEBRAL qui a su me faire comprendre que ce que j'écris peut être écrit en bon français. Le manque de rigueur ainsi que les tournures un peu lourdes ou alambiquées qui lui ont résisté ne sont donc dus qu'à ma mauvaise foi.

Il est évident que tout le personnel du CRTBT doit être remercié. C'est à eux tous que l'on doit cette ambiance où il fait bon vivre et travailler.

Le traitement de texte, c'est une chose. Donner une vie à un clavier, à un écran ou à une imprimante en est une autre. C'est Danièle DEVILLERS qui s'en est chargée et les velléités d'indépendance de ces objets ont été matées par Bernard WAKSMANN. Je les remercie.

TABLE DES MATIERES

	Pages
<u>INTRODUCTION</u>	1
<u>CHAPITRE I : L'³He LIQUIDE</u>	7
INTRODUCTION	9
I-A - THEORIE DE LANDAU DES LIQUIDES DE FERMII	10
1 - Le gaz de fermions	10
2 - Le modèle de Landau	12
a) Construction de l'état fondamental - Les quasiparticules	12
b) Développement de l'énergie libre et coefficient de Landau	16
c) Renormalisation des propriétés thermodynamiques	17
d) Insuffisance du modèle	22
I-B - AUTRES DESCRIPTIONS DE L'³He	23
1 - Position du problème	23
2 - Les paramagnons	26
a) Le modèle de Stoner	26
b) Conséquence du "presque ferromagnétique" : les paramagnons	28
c) Lois de variations en température	31
3 - Le modèle du liquide ³ He presque localisé	35
4 - Conclusion	39
<u>CHAPITRE II : ³He LIQUIDE POLARISE : DE LA THEORIE A L'EXPERIENCE</u>	41
II-A - ³He POLARISE : QUELQUES PREDICTIONS	43
1 - Intérêt général de l'étude de ³ He polarisé	43
2 - Paramagnons et presque solide - Influence du champ magnétique	45
3 - Autres prédictions	52
II-B - LES PARAMETRES EXPERIMENTAUX IMPORTANTS	56
1 - Obtention de ³ He polarisé	56
2 - Le solide	57
3 - Courbe de fusion	62
a) Champ magnétique nul	62
b) Effet du champ magnétique	64
4 - Définition du champ effectif	67

5 - Temps de relaxation de l'aimantation nucléaire de ^3He	68
a) Solide	69
b) Liquide	73
<u>CHAPITRE III : TECHNIQUES EXPERIMENTALES USUELLES</u>	75
INTRODUCTION	77
III-A - REFRIGERATEUR A DILUTION	77
1 - Principe	77
2 - Boîte à mélange et thermométrie	82
III-B - CELLULE POMERANCHUK	85
1 - Construction et caractéristiques	85
2 - Thermalisation - Capillaires - Apport de chaleur parasite	90
III-C - SONDAS	94
1 - Mesures de pression	94
2 - Thermométrie	100
CONCLUSION	103
<u>CHAPITRE IV : RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE ET MESURES</u>	
<u>ULTRASONORES</u>	105
INTRODUCTION	107
IV-A - RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE	107
1 - Principe de la mesure	107
2 - Détection	109
3 - Mesure de l'aimantation : intégration	114
4 - Mise en oeuvre : expérience "courbe de fusion"	115
5 - Mise en oeuvre : expérience "vitesse du son"	118
IV-B - MESURE ULTRASONORE	123
1 - Principe de la mesure	123
2 - Montage et détection	126
3 - Test : mesure de la vitesse du son en fonction de la pression	131
CONCLUSION DES CHAPITRES EXPERIMENTAUX	134
<u>CHAPITRE V : COURBE DE FUSION DE ^3He POLARISE</u>	137
INTRODUCTION	139
V-A - MESURE DE L'ABAISSMENT DE LA COURBE DE FUSION	140
1 - Quelle est la quantité mesurée ?	140
2 - Comment mesure-t-on les différentes pressions ?	141

3 - Constantes de temps	143
4 - Préparation de l'échantillon	145
5 - Décompression et analyse expérimentale des résultats	146
V-B - DE $\Delta P(m)$ A $\chi(H)$	154
1 - Comportement de ΔP à basse aimantation	154
a) Champ effectif et courbe de fusion	154
b) Fusion dendritique	157
c) Interface quasiplane	162
2 - Mesure de la susceptibilité du liquide	167
3 - Comparaison avec une autre expérience	177
CONCLUSION	183
<u>CHAPITRE VI : VITESSE DU SON DANS ^3He LIQUIDE POLARISE</u>	185
INTRODUCTION	187
VI-A - RESULTATS EXPERIMENTAUX	187
1 - Procédure expérimentale	187
a) Scénario d'une décompression	187
b) Mesure de $\Delta c/c(m)$	189
2 - Résultats et discussions	192
VI-B - ANALYSE $\Delta c/c(m)$	200
1 - Thermodynamique	200
2 - Effets non linéaires	208
a) Dans la théorie des paramagnons	208
b) Métamagnétisme ?	210
3 - Conclusion	211
<u>CONCLUSION</u>	215
APPENDICE A : PROPRIETES DE ^3He LIQUIDE	221
APPENDICE B : FUSION DENDRITIQUE	251
<u>BIBLIOGRAPHIE ET REFERENCES</u>	257



L'Hélium condensé (liquide ou solide) est un matériau quasi idéal pour étudier les effets spécifiquement liés à la mécanique quantique. En particulier, les deux isotopes stables (^3He , $S = 1/2$ et ^4He , $S = 0$) obéissent à des statistiques fondamentalement différentes dont leur différenciation à basse température est spectaculaire. De plus, leur unique couche électronique étant complète ($1s^2$), les effets d'interaction semblent réduits à l'interaction des "coeurs durs" et des spins (pour ^3He) : on peut considérer ces deux systèmes (^3He et ^4He) comme une des plus simples matérialisations du problème à N corps.

^4He est un boson. Dans son état liquide, il transite vers un état superfluide et l'étude théorique et expérimentale de cet état a sans doute été d'un apport primordial pour expliquer la supraconductivité des métaux. Signalons en outre que l'interface liquide-solide de ^4He a été très étudiée afin d'approfondir la connaissance sur l'"état interface" et sur la cinétique de croissance et de fusion des cristaux quantiques.

Les atomes d' ^3He sont soumis au principe de Pauli. L' ^3He solide a constitué pendant longtemps la preuve expérimentale du modèle de Heisenberg jusqu'à ce que les études à très basse température le réfute peu à peu. Les travaux théoriques et expérimentaux ont alors convergés rapidement ($\cong 1980$) pour apporter une description satisfaisante du solide ^3He .

Dans sa phase liquide, l' ^3He constitue un exemple de **fermions en interaction**, au même titre que les électrons dans les métaux. Le modèle de gaz de fermions dégénérés donne une bonne description **qualitative** de tels systèmes (chaleur spécifique, paramagnétisme de Pauli). Une description phénoménologique en fut donnée par la théorie des liquides de Fermi développée par L. Landau.

La spécificité des expériences portant sur l'hélium ne se retrouve pas dans les théories :

- i) La théorie du magnétisme itinérant développée pour expliquer les propriétés des métaux de transition s'utilise aussi pour comprendre certaines des propriétés de l' ^3He liquide. Elle permet d'étudier l' ^3He comme un liquide presque-ferromagnétique.
- ii) Les caractéristiques physiques de l' ^3He liquide sont très proches de celles du solide ^3He (la compressibilité du liquide peut être inférieure à celle du solide !). Il serait presque facile de décrire les propriétés des phases condensées de l' ^3He en ne faisant

référence qu'à deux phases "solides" – l'une basse pression (liquide), l'autre haute pression (solide)–. Une théorie reprenant la description de la transition métal-isolant dans les métaux à bande étroite (localisation due aux effets de corrélations) a été développée pour l' ^3He liquide : c'est la théorie de l' ^3He presque-solide et ses résultats s'accordent bien à la réalité.

On retrouve ces deux modèles dans le problème très actuel des composés dits à "fermions lourds".

Les variations des propriétés du liquide ^3He avec le champ magnétique n'ont été que peu étudiées car les effets sont faibles dans les champs magnétiques disponibles actuellement. Ce sont pourtant elles qui permettraient de trancher entre les théories en présence. Ceci justifie l'intérêt de l'étude de l' ^3He liquide fortement polarisé.

CASTAING et NOZIERES (1978) ont proposé d'obtenir un tel liquide par fusion rapide du solide qui est facilement polarisable ; ceci rendrait alors possible l'investigation des propriétés du liquide fortement aimanté.

Le bien fondé de cette astuce a rapidement été démontré (1979) expérimentalement : du liquide polarisé (de façon **transitoire**) a été obtenu, le champ magnétique **statique** nécessaire pour atteindre de telles polarisations ($m \cong 20\%$) étant de 120 Tesla !

La courbe de fusion de ^3He avait été proposée par CASTAING et NOZIERES comme une caractéristique très sensible aux effets de polarisation et c'est sur ce thème que l'étude de l' ^3He polarisé a commencé. Nous montrerons, entre autres, comment nous avons été amenés à découvrir un comportement spectaculaire de l' ^3He liquide sous très forte polarisation (métamagnétisme), l' ^3He liquide réaffirmant ainsi sa proche "parenté" avec certains composés à fermions lourds.

Notre analyse conduisant au métamagnétisme a nécessité une hypothèse sur la distribution spatiale de l'aimantation à l'interface liquide-solide lors de la fusion. Bien que cette hypothèse ait été justifiée par un modèle, nous avons voulu nous affranchir de tout problème lié à l'interface en étudiant une propriété du liquide massif : la mesure de la variation de la vitesse du son, par sa très bonne sensibilité et son temps de réponse court comparé au temps de relaxation de l'aimantation, nous a paru bien adaptée à nos exigences.

Le chapitre I de cette thèse résumera les trois théories **presque-gaz** de Fermi, **presque-ferromagnétique**, **presque-solide**. Le concept de quasiparticules dégagé par la théorie de Landau est très souvent utilisé pour les images simples qu'il procure. C'est pourquoi celle-ci sera plus largement développée.

Hormis ces 3 théories, il en existe d'autres dont je ne parlerai pas car, d'une part elles sont moins présentes dans le monde de l'expérimentateur et, d'autre part, une revue exhaustive des modèles décrivant l' ^3He déborderait le cadre de cette thèse.

Le chapitre II sera spécifiquement consacré à l' ^3He polarisé. Nous y verrons quelques prédictions théoriques ainsi que les propriétés de l' ^3He qui permettent la mise en oeuvre de l'idée de CASTAING et NOZIERES.

Les chapitres III et IV seront réservés aux techniques expérimentales utilisées pour obtenir du liquide polarisé et pour mesurer ses propriétés.

Dans les deux derniers chapitres, nous exposerons nos conditions expérimentales, nos résultats et nos analyses concernant nos mesures de la courbe de fusion (chapitre V) et de la vitesse du son (chapitre VI). Dans nos analyses apparaîtra une dichotomie entre le comportement du liquide à basse aimantation, régime dans lequel les propriétés déjà connues permettent certaines prédictions, et le comportement à forte aimantation où tout était à découvrir.

CHAPITRE I

L³He LIQUIDE

INTRODUCTION

L'étude expérimentale de l' ^3He polarisé ($^3\text{He}\uparrow$) nécessite une très bonne connaissance des propriétés physiques du liquide ^3He . Le but de ce chapitre est donc de récapituler celles-ci dans la gamme de température de nos expériences qui s'étend de 3 mK à 300 mK environ.

C'est à dessein que la limite inférieure est 3 mK : en dessous de cette température, l' ^3He devient superfluide et acquiert alors des propriétés spectaculaires mais celles-ci nécessitent une description bien différente de celle utilisée à plus haute température.

Les propriétés physiques de l' ^3He liquide ont été exhaustivement étudiées et ce liquide de Fermi est sans conteste le mieux connu et le plus "propre" dans la mesure où un seul type d'atome intervient dans une structure liquide, évitant ainsi les modèles à bandes multiples caractéristiques de la physique du solide. De plus, la neutralité électrique des fermions considérés conduit à une description où ne rentrent que des interactions à courte portée, contrairement aux cas des électrons où la longue portée du potentiel électrostatique complique singulièrement le problème.

Décrit ainsi, le problème paraît simple. Les interactions à prendre en compte (ainsi que leur énergie caractéristique) sont :

- i) "interaction statistique" (principe de Pauli)
- ii) interaction entre atomes indépendante du spin (interaction de coeur dur : $\theta \sim 20$ K)
- iii) interaction entre atomes dépendante du spin (couplage spin orbite : $T \sim$ mK)
- iv) interaction magnétique (interaction spin-spin : couplage dipolaire : $T \sim$ μ K)

Mais ces interactions ne sont pas simples à découpler, le rôle du spin y étant primordial.

Cependant, aux plus basses températures, la distribution imposée par la statistique de Fermi-Dirac semble prépondérante et la théorie du gaz de fermions sans interaction est usuellement l'étape zéro pour la description de l' ^3He liquide.

A partir de cet état fondamental, les théories divergent sur la façon d'introduire les interactions. La théorie de Landau des liquides de Fermi a introduit le concept de quasi-

particules. Celui-ci est largement utilisé quand il s'agit d'avoir des images simples du liquide ^3He . Je décrirai brièvement la méthodologie employée dans cette théorie, ses réussites et ses insuffisances.

Moins phénoménologique est la théorie des paramagnons. J'en montrerai succinctement ses fondements et ses succès.

D'un autre point de vue, l' ^3He liquide a des propriétés physiques proches de celles d'un solide ! A partir de cette constatation, un modèle de gaz sur réseau a été développé et il permet de décrire et d'expliquer de jolie manière bon nombre des caractéristiques de l' ^3He à température nulle.

Ces deux dernières théories permettent de revenir sur l'interprétation physique des paramètres introduits par la théorie de Landau.

Les résultats expérimentaux pour les températures excédant 100 mK sont en général assez mal compris. C'est pourquoi ni les théories, ni les résultats expérimentaux pour $T \gg 100$ mK n'apparaîtront dans ce chapitre. Par contre, nous avons essayé de regrouper dans l'appendice A les propriétés connues expérimentalement de l' ^3He liquide de 3 mK à 1 K.

I-A - THEORIE DE LANDAU DES LIQUIDES DE FERMI

La théorie de Landau [LANDAU, 1957 ; ABRIKOSOV, 1959] a été reprise par différents auteurs, tant du point de vue théorique [PINES, 1966 ; RON, 1975] que du point de vue expérimental (appliqué à ^3He liquide) [WHEATLEY, 1975 ; LEVIN, 1983]. J'en rappelle brièvement ses tenants et ses aboutissants.

1 - Le gaz de fermions

La théorie de LANDAU utilise comme point de départ l'état fondamental des fermions sans interaction décrit par l'hamiltonien H_0 des particules libres ($H_0 = \sum_{\text{particules}} \frac{p^2}{2m}$, p et m représentent la quantité de mouvement et la masse des particules). Dans ce cas, cet état est décrit entièrement par des particules auxquelles sont associés de façon univoque un vecteur d'onde k et un spin σ (k et σ sont de "bons nombres quantiques". Ces

particules remplissent une bande d'énergie $E(k)$ parabolique. La probabilité d'occupation de l'état (\mathbf{k}, σ) est fixée par la fonction de Fermi-Dirac $n(\mathbf{k}, \sigma)$:

$$n(\mathbf{k}, \sigma) = \frac{1}{1 + \exp\left[\frac{\varepsilon(\mathbf{k}, \sigma) - \varepsilon_F}{k_B T}\right]}$$

$$\varepsilon(\mathbf{k}, \sigma) = \frac{\hbar^2 k^2}{2m}, \quad \varepsilon_F : \text{potentiel chimique}$$

A température nulle, le dernier état occupé a pour énergie ε_F . Les caractéristiques de cet état fondamental sont alors :

$\{n(\mathbf{k}, \sigma)\}$: distribution des particules dans l'espace réciproque

$$k_F = \left(3\pi^2 \frac{N}{V}\right)^{1/3} : \text{vecteur d'onde de Fermi}$$

$$\varepsilon_F = \frac{\hbar^2}{2m} k_F^2 = \frac{\hbar^2}{2m} \left(3\pi^2 \frac{N}{V}\right)^{2/3} : \text{énergie de Fermi}$$

$$\rho(k_F) = 4\pi k_F^2 : \text{densité d'état en vecteur d'onde}$$

$$\rho(\varepsilon_F) = \frac{V}{2\pi^2} \left(\frac{2m}{\hbar^2}\right)^{3/2} \varepsilon_F^{1/2} : \text{densité d'état en énergie}$$

Ce modèle définit *une seule* échelle d'énergie (ε_F) ou de *température* ($T_F = \varepsilon_F/k_B$) et *une seule* échelle de longueur (k_F^{-1}).

L'état fondamental de ce système $\{n_{\mathbf{k}\sigma}^0\}$ est donc caractérisé dans l'espace réciproque par une sphère de Fermi de rayon k_F : pour $k < k_F$ tous les états sont occupés, pour $k > k_F$ aucun n'est occupé. Les excitations élémentaires sont alors des *particules* (atome d' ^3He) au-dehors de la surface de Fermi et sont caractérisées par leur vecteur d'onde \mathbf{k} et leur énergie $\varepsilon = (\hbar^2 k^2 / 2m)$: *En l'absence d'interactions, les excitations élémentaires sont des excitations à une particule.* L'état excité du système est entièrement déterminé par $\{n_{\mathbf{k}\sigma}\}$ ou plus simplement par $\{\delta n_{\mathbf{k}\sigma}\}$ où $\delta n_{\mathbf{k}\sigma} = n_{\mathbf{k}\sigma} - n_{\mathbf{k}\sigma}^0$.

Pour une température bien inférieure à T_F , le gaz est nettement dégénéré : seules les particules proches de la surface de Fermi peuvent changer d'énergie. La densité d'état au niveau de Fermi devient le paramètre important. Les grandeurs thermodynamiques sont alors facilement calculables :

$$S_0 = \frac{\pi^2}{3} \rho(\epsilon_F) k_B^2 T = \frac{\pi^2}{3} N k_B \frac{T}{T_F}$$

$$C_{V,0} = T \frac{\partial S_0}{\partial T} = S_0$$

$$\chi_0 = \mu^2 \rho(\epsilon_F) = \frac{3}{2} \frac{N \mu^2}{k_B T_F}$$

ainsi que la dépendance en température des coefficients de transport :

$$\kappa \propto \frac{1}{T}, D \propto \frac{1}{T^2}, \eta \propto \frac{1}{T^2} \text{ (resp.: conductivité thermique, diffusivité thermique, viscosité)}$$

Qualitativement, ces dépendances en température décrivent bien la réalité de l' ^3He liquide malgré l'extrême simplicité du modèle (fig. I-1,2,3,4,5). Le désaccord quantitatif est notoire quant à la température au-dessous de laquelle ces lois devraient s'appliquer. Les températures caractérisant le régime dégénéré pour ces différentes grandeurs sont bien inférieures (fig. I-6) à la seule température de ce modèle : T_F (calculée à partir de la densité N/V , T_F variant de 5 K à la pression de vapeur saturante à 6.3 K juste avant la solidification à 0 Kelvin).

Ce que l'on peut demander en particulier aux théories décrivant l' ^3He est d'introduire, via les interactions, d'autres températures caractéristiques.

2 - Le modèle de Landau

a) Construction de l'état fondamental - Les quasiparticules

L'idée initiale du modèle de Landau est conceptuellement simple. Elle consiste à supposer que la structure des niveaux d'énergie du système (fermions en interactions) est similaire à celle du gaz : l'état fondamental est décrit par un vecteur d'onde k_F définissant

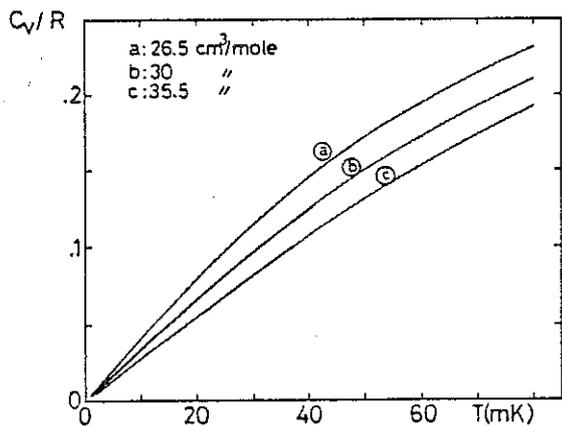


Figure I-1 : Chaleur spécifique [GREYWALL, 1983]

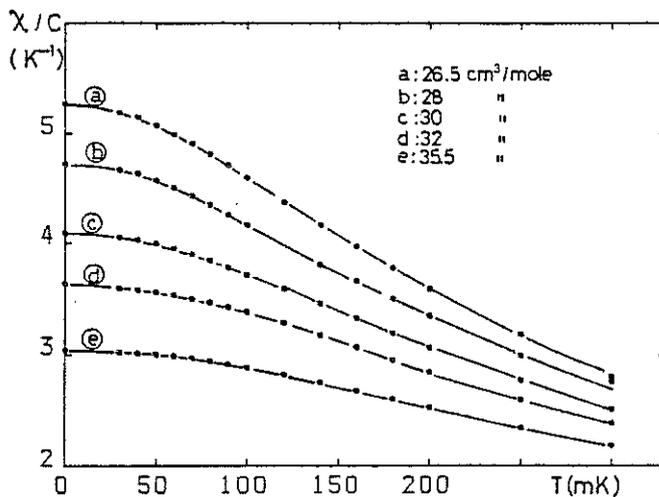


Figure I-2 : Susceptibilité magnétique [RAMM, 1970]

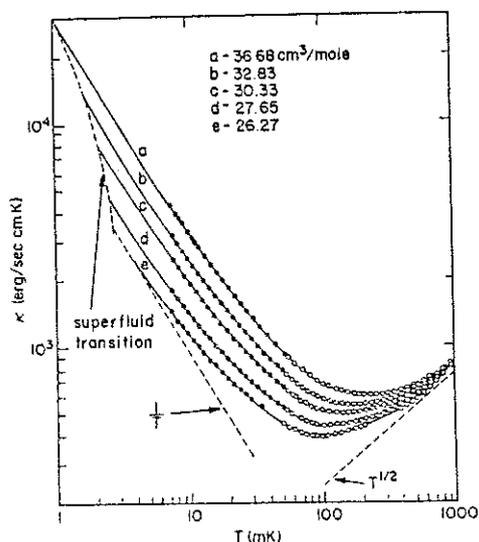


Figure I-3 : Conductivité thermique [GREYWALL, 1984]

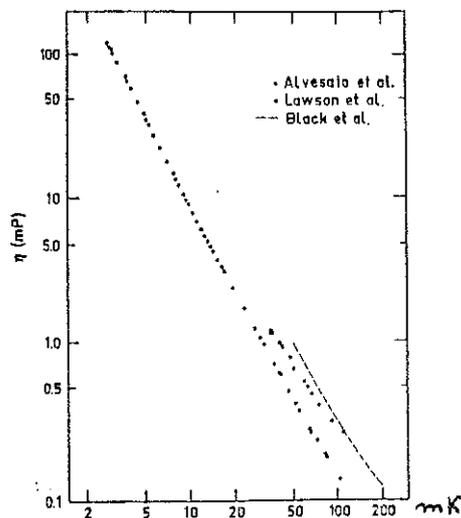


Figure I-4 : Viscosité [WHEATLEY, 1975]

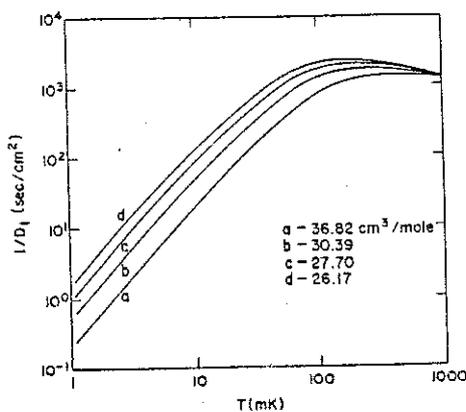
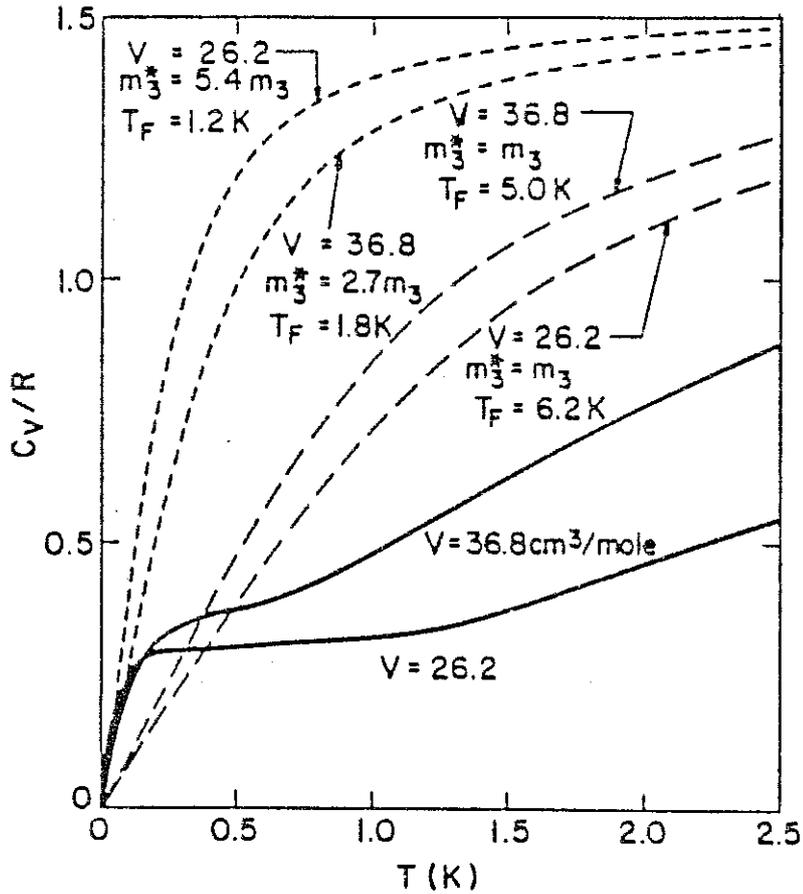


Figure I-5 : Diffusivité thermique [GREYWALL, 1984]



Smoothed results for the ^3He specific heat (in units of the gas constant R) measured at molar volumes corresponding to nominal sample pressures of 0 and 29 bar. For comparison, long-dashed curves show the ideal-Fermi-gas specific heat at the same two densities. Short-dashed curves were also computed using the ideal-gas relations but with the particle mass adjusted to give the correct limiting slopes at $T=0$.

Figure I-6 : Chaleur spécifique d'un gaz de Fermi comparée à celle de l' ^3He liquide.

une sphère de Fermi. La fonction d'occupation des états est du même type que celle du gaz [PINES, 1966].

Les excitations élémentaires du système sont aussi obtenues à partir de celles du gaz : elles sont décrites par un vecteur d'onde \mathbf{k} mais l'énergie de la particule $\epsilon(\mathbf{k})$ n'est plus simplement *cinétique* mais augmentée de l'*énergie d'interaction avec les autres particules*. Ceci conduit à définir une nouvelle entité appelée *quasiparticule* consistant en une particule plus son "habillage" dû aux interactions avec les autres particules.

L'état du système est alors décrit par une assemblée de quasiparticules de spin 1/2 obéissant à la statistique de Fermi-Dirac, et son état fondamental par $\{n^0(\mathbf{k})\}$.

L'état d'excitation est caractérisé par l'écart $\{\delta n(\mathbf{k})\}$ à la distribution d'équilibre à $T = 0$.

La densité d'état des quasiparticules est modifiée par les interactions : ceci conduit à une nouvelle énergie de Fermi ϵ_F^* différente de celle calculée par la densité ϵ_F . Une telle construction conduit aux résultats suivants :

- Dépendance qualitative en température des grandeurs thermodynamiques identique à celle du gaz. Ceci est dû à l'existence d'une surface de Fermi dans les deux modèles.
- Introduction d'une nouvelle échelle de température $T_F^*(\epsilon_F^*/k_B)$.

Avant d'aller plus loin dans les résultats dus à cette construction, deux remarques s'imposent :

- i) *L'affirmation que l'état ainsi construit est l'état fondamental est à vérifier. Ceci est faux, en particulier dans le cas de la superfluidité de ^3He où il y a discontinuité des états accessibles à la surface de Fermi (existence d'un gap).
Il faut rappeler que dans un tel modèle –similaire au gaz de Fermi– la structure de l'état fondamental n'est importante qu'au voisinage de la surface de Fermi si on ne s'intéresse qu'aux propriétés à basse température ($T \ll T_F$) du liquide.*
- ii) *Le terme d'excitation élémentaire est d'habitude utilisé pour désigner les états propres d'énergie supérieure à celle du fondamental. Dans la théorie de Landau, les excitations sont caractérisées par le vecteur d'onde \mathbf{k} de la quasiparticule qui n'est plus un "bon nombre quantique" (les interactions brisent la symétrie de translation).*

Ceci a pour conséquence d'élargir le niveau d'énergie $\varepsilon(k)$. On ne pourra considérer une quasiparticule dans l'état $k > k_F$ comme une excitation élémentaire que si son temps de vie τ est grand devant le temps de la mesure. Ce temps τ est inversement proportionnel au carré de l'énergie de l'excitation.

$$\tau \propto \frac{1}{(\varepsilon(k, \sigma) - \varepsilon_F)^2}$$

Le concept de quasiparticule est d'autant mieux défini que la quasiparticule reste proche de la surface de Fermi, ce qui est le cas si la température est basse par rapport à la température de dégénérescence.

b) Développement de l'énergie libre et coefficient de Landau

La limitation aux basses températures de ce modèle ($T \ll T_F^*$) implique un faible nombre δn ($\delta n = \sum_k \delta n_k$) de quasiparticules excitées. L'énergie libre peut être alors développée de la manière suivante :

$$F - F_0 = \sum_{k, \sigma} [\varepsilon(k, \sigma) - \varepsilon_F] \delta n(k, \sigma) + \sum_{\substack{k, k' \\ \sigma, \sigma'}} \varepsilon_F^* f(k, k'; \sigma, \sigma') \delta n(k, \sigma) \delta n(k', \sigma') \quad (I-(a))$$

Le premier terme du développement est l'accroissement d'énergie dû aux quasiparticules à l'extérieur de la surface de Fermi, le second décrit l'interaction entre deux quasiparticules (k, σ) et (k', σ') . On montre que ces deux termes sont du même ordre et l'on peut se demander si le problème initial a avancé. La réponse est dans le schéma suivant.

MODELE DE LANDAU

REALITE

- N particules en interaction
- Masse m
- Principe de Pauli,
Statistique de Fermi-Dirac
- Pas de petits paramètres

Nouveau problème

- ΔN ($\ll N$) quasiparticules en interaction
- Masse m^*
- Principe de Pauli,
Statistique de Fermi-Dirac
- Développement limité de l'énergie libre

L'étape suivante est alors une simplification du terme d'interaction.

Le développement limité précédent conduit à utiliser la valeur de $f(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ sur la surface de Fermi. Dans le cas d'un système isotrope, $f(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$ ne dépend que de l'orientation relative $\theta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'}$ de \mathbf{k} et \mathbf{k}' et est donc décomposable en polynôme de Legendre P_l . De même, l'interaction spin-spin sera simplifiée en ne tenant compte que de leurs orientations relatives (parallèle ou antiparallèle).

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \sigma, \sigma') = \sum_{l=0}^{\infty} (f_l^s \pm f_l^a) P_l(\cos \theta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'})$$

+(-) : interaction entre spins de même (opposé) signe.

Il est pratique d'utiliser les coefficients sans dimension $F_l^{s,a}$ définis par :

$$\rho(\epsilon_F^*) f(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \sigma, \sigma') = \sum_{l=0}^{\infty} (F_l^s \pm F_l^a) P_l(\cos \theta_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'})$$

Les coefficients $\{F_l^s\}$ ($\{F_l^a\}$) mesurent alors le rapport de l'énergie d'interaction indépendante du spin (dépendante du spin) à l'énergie caractérisant la sphère de Fermi (ϵ_F^*). Ces coefficients sont appelés coefficients de Landau et cette réécriture de la fonction d'interaction permet d'exprimer simplement les grandeurs thermodynamiques.

c) Renormalisation des propriétés thermodynamiques

L'énergie d'interaction peut s'écrire sous la forme [WHEATLEY, 1975] :

$$E_{\text{int}} = \frac{1}{\rho(\epsilon_F^*)} [F_0^s (\delta N)^2 + 4F_0^a (S^2) + \frac{F_1^s}{P_F} (Q^2) + \frac{4F_1^a}{P_F} (J_M)^2 + \dots]$$

où

$$\delta N = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \delta n(\mathbf{k}, \sigma)$$

$$S = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \sigma \delta n(\mathbf{k}, \sigma) : \text{le moment angulaire de spin du système}$$

$$Q = \sum_{\mathbf{k}, \sigma} \hbar \mathbf{k} \delta n(\mathbf{k}, \sigma) : \text{la quantité de mouvement du système}$$

$J_M = \sum_{k,\sigma} \hbar k \sigma \delta n(k,\sigma)$: le courant d'aimantation porté par les quasi particules

La chaleur spécifique C_V , la vitesse du son c , la susceptibilité χ sont alors données par les expressions suivantes :

$$C_V = \frac{\pi^2}{3} \rho(\epsilon_F^*) k_B T$$

$$c^2 = \frac{1}{3} \frac{p_F^2}{m^2} \frac{1+F_0^s}{1+\frac{F_1^s}{3}}$$

$$\chi = \mu^2 \rho(\epsilon_F^*) \frac{1}{1+F_0^a} \quad \mu : \text{moment magnétique de la } \textit{particule}$$

La modification de la densité d'état $n(\epsilon_F^*)$ au niveau de Fermi conduit à l'introduction de la masse effective m^* et d'une nouvelle température de Fermi T_F^* définies par :

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\rho(\epsilon_F^*)}{\rho(\epsilon_F)} ; \quad T_F^* = T_F \frac{m}{m^*}$$

Dans le cas d'un système isotrope, l'invariance galiléenne implique :

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \frac{F_1^s}{3}$$

Les propriétés thermodynamiques du *liquide* de Fermi s'expriment en fonction de celles du *gaz de Fermi* (indicées 0) de la manière suivante :

chaleur spécifique :
$$C_V = \frac{m^*}{m} C_{v,0} = \left(1 + \frac{F_1^s}{3}\right) C_{v,0}$$

$$\text{son hydrodynamique : } c_1^2 = \frac{m}{m^*} (1+F_0) c_{1,0}^2 = \frac{1 + F_0^s}{F_1^s} c_{1,0}^2$$

$$\text{susceptibilité magnétique : } \chi = \frac{m^*}{m} \frac{1}{1+F_0^a} \chi_0 = \frac{1 + \frac{F_1^s}{3}}{1 + F_0^a} \chi_0$$

Dans le cas de l'³He les rapports (propriété du liquide)/(propriété du gaz ³He à la même densité) en fonction de la pression sont montrés dans le tableau I-1. Les coefficients de Landau s'en déduisent et figurent dans le tableau I-2.

P(T≅0)	$C_v/C_{v,0} = \frac{m^*}{m}$	$c_1^2/c_{1,0}^2 = \frac{K_0}{K}$	χ/χ_0
Vapeur saturante	2.75	3.6	9.2
10	3.73	8.5	15
20	5.40	9.9	22.5
34	5.76	15.3	24

TABLEAU I-1 (K : compressibilité)

P [bar]	F_1^s	F_0^s	F_0^a
V.P	5.27	9.15	-7
10	8.42	30.7	-75
20	10.9	52.3	-76
34	14.28	87.1	-76

TABLEAU I-2

Ces deux tableaux montrent l'importance des interactions dans le cas de ${}^3\text{He}$ liquide. Nous verrons que l'importance de χ/χ_0 et de K/K_0 ainsi que la forte dépendance en pression de certains coefficients sont la source de théories cherchant à expliquer ces très fortes renormalisations.

Les coefficients de transport sont déterminés par la résolution de l'équation de Boltzmann ; celle-ci nécessite la connaissance de l'intégrale de collision W [PINES, 1966]. A basse température (régime dégénéré), le terme prépondérant est donné par les collisions à deux particules. De plus, comme toujours dans ce modèle, une bonne approximation est obtenue en considérant que, pour les quasiparticules près de la surface de Fermi, l'intégrale de collision n'est plus alors fonction que des angles respectifs (θ, φ) des deux vecteurs d'onde des deux quasiparticules considérées.

Malgré ces approximations, connaissant mal $W(\theta, \varphi)$, "les efforts ne paient guère" [NOZIERES, 1983].

Cependant, la réduction de l'espace des phases à celle proche de la surface de Fermi donne la bonne dépendance en température de ces coefficients qui est la même que celle d'un gaz de Fermi :

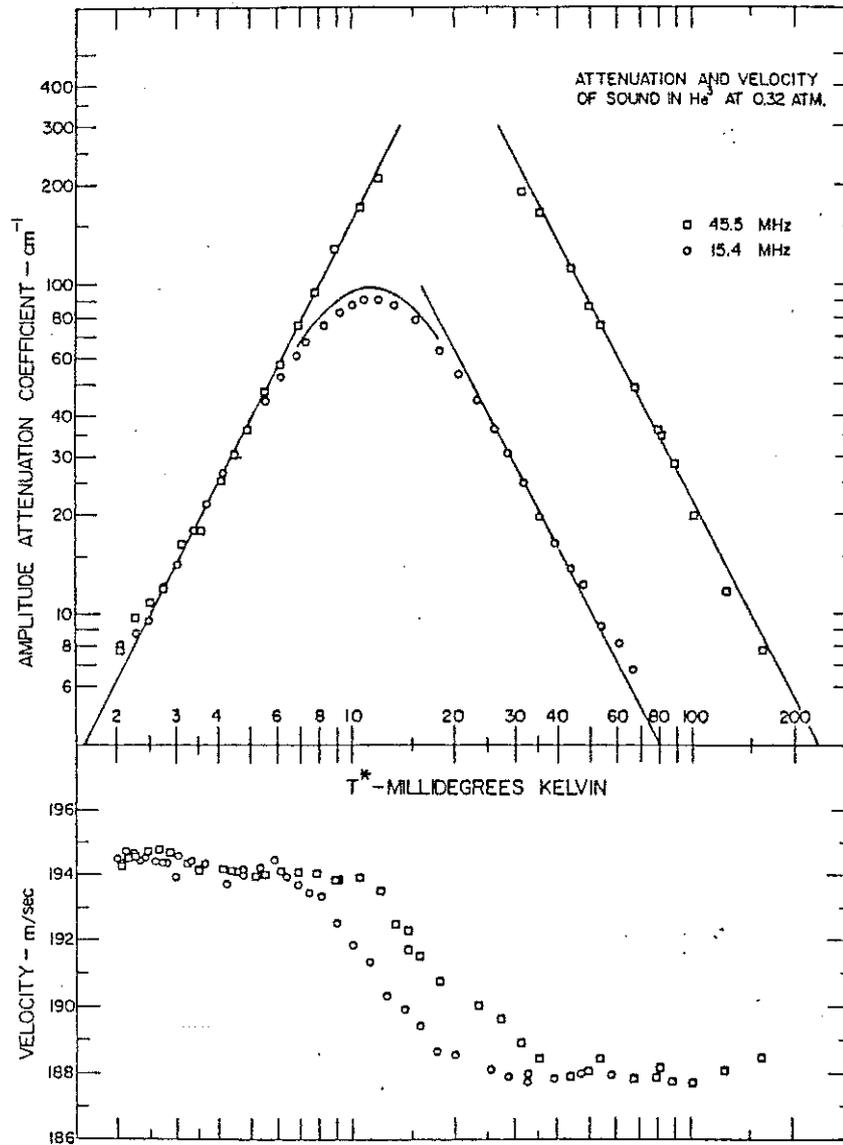
$$\eta \propto 1/T^2, D \propto 1/T^2, K \propto 1/T \quad (\text{Fig. I-3-4-5})$$

Nous avons remarqué qu'en l'absence d'interaction, les excitations élémentaires sont des excitations à une particule. Dans le cas où les particules interagissent, des états excités caractérisés par la cohérence entre quasiparticules sont alors possibles (excitations collectives). Leur domaine d'existence est paramétré par les coefficients de Landau [PINES, 1966].

Dans le cas de ${}^3\text{He}$, l'excitation collective de densité a été mise en évidence [KEEN, 1963 ; ABEL, 1966], ce mode collectif porte le nom de son zéro et ses caractéristiques apparaissent sur la figure (I-7).

d) Insuffisance du modèle

Nous avons décrit dans cette première partie comment le modèle de Landau tient compte des interactions et nous avons vu que, dans le cas de ${}^3\text{He}$, les dépendances en température des coefficients thermodynamiques sont bien décrites par ce modèle : la



Amplitude attenuation coefficient and sound propagation velocity versus CMN magnetic temperature T^* in pure liquid He³ at 0.32 atm and for frequencies of 15.4 and 45.5 MHz. (After Abel *et al.*, Ref. 13.)

Figure I-7 : Transition "son zéro" - son hydrodynamique [ABEL, 1966]

structure de l'état fondamental ($T = 0$) ainsi que celle des états faiblement excités ($T \ll T_F$) semblent bien similaires à celle d'un gaz de Fermi.

Nous avons relevé, avant d'aborder la théorie de Landau, que la seule température définie par le modèle du gaz de Fermi T_F (déterminée à partir de la densité) n'était pas appropriée à l' ^3He . Le modèle de Landau introduit une nouvelle température T_F^* plus basse que T_F obtenue par la renormalisation de la densité d'état au niveau de Fermi.

$$T_F^* = T_F \frac{\rho(\epsilon_F)}{\rho(\epsilon_F^*)}$$

C'est ce même rapport qui définit la masse effective :

$$\frac{m^*}{m} = \frac{\rho(\epsilon_F^*)}{\rho(\epsilon_F)}$$

La détermination m^* est faite à partir du coefficient de proportionnalité γ de la chaleur spécifique avec la température à basse température, fig. (I-1). Encore une fois T_F^* semble trop grand pour caractériser la sortie du régime dégénéré (fig. I-6). Le tableau I-3 donne pour quelques volumes molaires T_F , T_F^* , alors que la température qui semblerait plus appropriée à délimiter le régime très basse température serait plutôt de l'ordre de 100 mK (cf. I-1,2,3,4,5).

P (bar)	v (cm ³ /mole)	$T_F = 54.91 V^{-2/3}$ (K)	T_F^* (K)
34.4	25.54	6.33	1.1
24	27.06	6.1	1.23
12	29.71	5.72	1.44
0	36.84	4.96	1.8

TABLEAU I-3

Dans le cadre du modèle de Landau, les corrections, même qualitatives, apportées aux propriétés du gaz de Fermi peuvent être très importantes pour l' ^3He : l'énergie de Fermi du *liquide* ^3He augmente avec le volume molaire, contrairement au cas du *gaz* !

De plus, et c'est là où l'adjectif phénoménologique attribué à la théorie de Landau prend tout son sens, les interactions entre fermions apparaissent sous forme de coefficients qui ne peuvent être déterminés qu'expérimentalement.

Les deux théories que nous allons décrire dans la suite de ce chapitre ont l'avantage de ne nécessiter qu'un seul paramètre (ou presque !).

I-B - AUTRES DESCRIPTIONS DE L' ^3He

1 - Position du problème

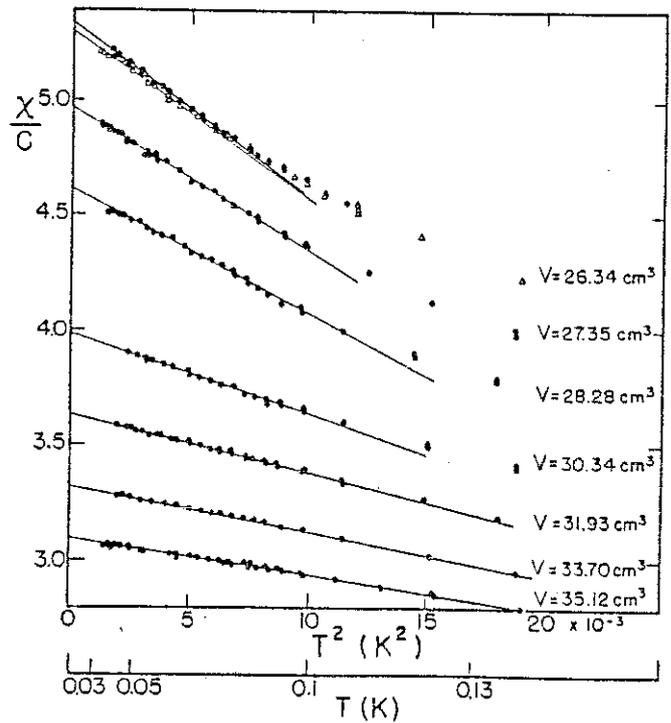
La théorie de Landau prévoit une susceptibilité constante pour le liquide ^3He à très basse température. La première correction en température dans le cadre de ce modèle est proportionnelle au carré de la température. Ces deux résultats sont mis en évidence par RAMM et al. [RAMM, 1970] (fig. (I-2) et (I-8)). La structure de l'espace des phases est responsable de ces dépendances. De la même manière, on peut montrer que la première correction en champ magnétique pour la susceptibilité est en $(\mu\text{H}/k_B T_F)^2$, mais comme il est souvent plus facile d'augmenter la température que le champ, la dépendance en H^2 de la susceptibilité n'a pas encore été mise en évidence (il faut rappeler que l'aimantation à mesurer est une aimantation nucléaire, donc, toutes choses égales par ailleurs, 2000 fois plus faible qu'une aimantation électronique).

Nous avons vu (TAB I-1) que les interactions augmentent très fortement la susceptibilité ($\chi/\chi_0 \cong 24$ à haute pression). Ce renforcement dans la théorie de Landau est dû à *deux effets* qui dans le cas de l' ^3He sont *du même ordre* :

$$\frac{\chi}{\chi_0} = \frac{m^*}{m} \frac{1}{1 + F_0^a} : \quad \frac{m^*}{m} \cong 6 \quad \frac{1}{1 + F_0^a} \cong 4 \quad \text{à } 34 \text{ bar}$$

$$\frac{m^*}{m} \cong 3 \quad \frac{1}{1 + F_0^a} \cong 3 \quad \text{à } 0 \text{ bar}$$

Figure I-8 : Variation en température de la susceptibilité magnétique [RAMM, 1970]



The nuclear susceptibility of liquid He³ at various molar volumes as a function of T² below T = 0.15°K. The solid lines are the limiting slopes, which are used to obtain the value χ₀/C.

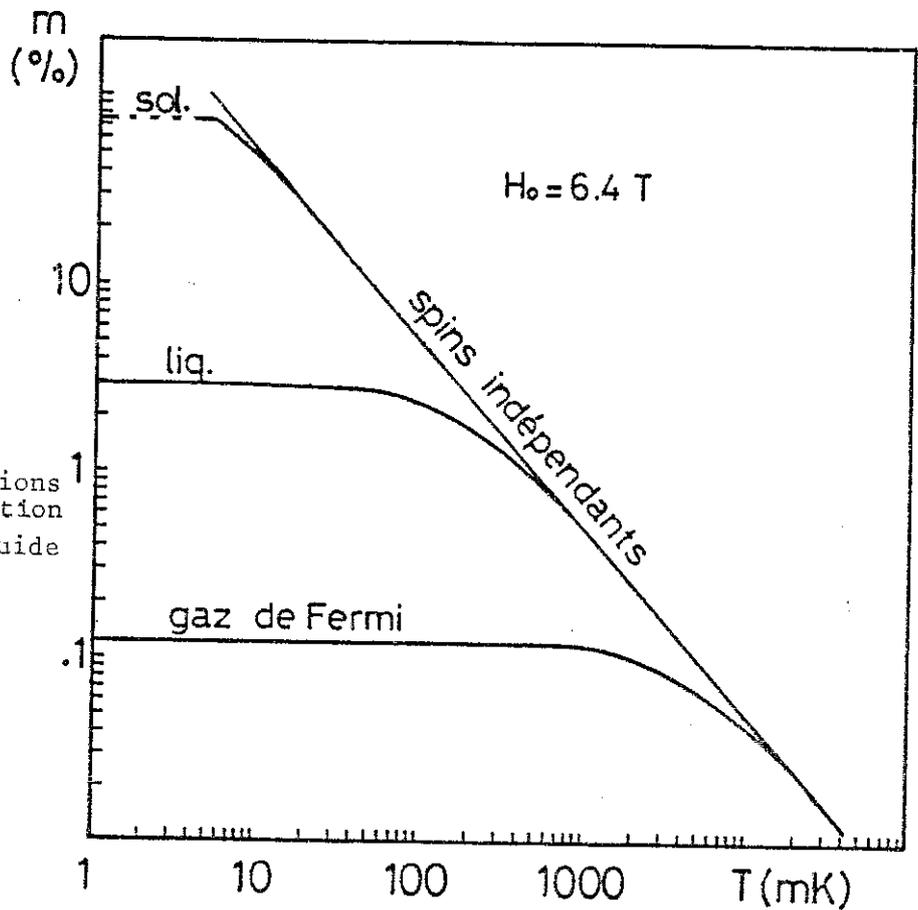


Figure I-9 : Schéma des variations en température de l'aimantation d'un gaz et d'un liquide de Fermi et du solide ³He

Nous allons à présent voir comment deux théories bien différentes rendent compte d'un tel renforcement en limitant le nombre de paramètres.

La figure (I-9) montre l'évolution de l'aimantation avec la température pour le solide, le gaz et le liquide. A haute température, l'agitation thermique est prépondérante par rapport à tous les couplages. Les spins sont indépendants et l'aimantation inversement proportionnelle à la température. A plus basse température ($\cong 5$ K), la statistique de Fermi-Dirac gèle les spins du gaz. Son aimantation est $\chi_0 H$.

Expérimentalement, c'est à plus basse température que cet arrangement arrive pour le liquide ^3He [RAMM, 1970].

Nous verrons dans le chapitre suivant que le solide ^3He , après un comportement paramagnétique classique, s'ordonne vers quelques milliKelvin, son aimantation ne variant plus que lentement avec le champ magnétique (70 % à 7 Tesla).

Le comportement de l'aimantation du liquide ^3He est aussi éloigné (ou proche) de celui d'un gaz que de celui d'un solide ! Ce sont ces deux points de vue qui sont la base des deux théories suivantes.

2 - Les paramagnons

a) Le modèle de Stoner

Le modèle des paramagnons, appliqué à l' ^3He liquide au milieu des années 60 [DONIACH, 1966 ; BEAL-MONOD, 1968], est le prolongement du modèle de Stoner dans le cas d'un liquide de Fermi "presque ferromagnétique".

L'hamiltonien de départ est celui des particules libres auquel est ajoutée une interaction de contact U entre 2 particules de spins opposés :

$$H = \sum_i \frac{p_i^2}{2m} + \frac{U}{2} \sum_{i \neq j} \delta(r_i - r_j) \delta(\sigma_i, \sigma_j) \quad \text{I-(b)}$$

où i désigne les particules.

L'approximation utilisée pour résoudre ce problème à N corps est celle de Hartree-Fock, utilisant l'état fondamental du gaz de Fermi non perturbé. L'énergie libre peut alors s'écrire :

$$F-F_0 = \sum_{k\sigma} (\epsilon_{k\sigma} - \epsilon_F) \delta n_{k\sigma} + \frac{U}{N} \sum_{\substack{k,k' \\ \sigma,\sigma'}} (1 - \delta(\sigma,\sigma')) \delta n_{k\sigma} \delta n_{k'\sigma'}$$

où $\delta n_{k\sigma}$ caractérise l'écart de la distribution par rapport à celle de l'état fondamental non perturbé.

Ce développement est similaire à celui du modèle de Landau, cependant les différences suivantes apparaissent :

- Pas de modification de la densité d'état : ϵ_F reste celle du gaz de Fermi.
- Seules les interactions indépendantes de l'angle (k,k') apparaissent : ceci est dû au caractère isotrope de l'interaction de contact $\delta(r,r')$.

L'analogie avec la formule (I-(a)) conduit à :

$$F_0^s = \frac{1}{2} \rho(\epsilon_F) \frac{U}{N} \quad F_0^a = - \frac{1}{2} \rho(\epsilon_F) \frac{U}{N}$$

Dans la suite, nous utiliserons $\bar{I} = + \frac{1}{2} \rho(\epsilon_F) \frac{U}{N}$

Ce modèle revient à modéliser $f(k,k';\sigma,\sigma')$ grâce à une seule interaction faisant intervenir le seul paramètre U.

A ce point du calcul, on peut déduire à partir des expressions fournies par la théorie de Landau la chaleur spécifique *des particules*, la susceptibilité et la compressibilité exprimées en fonction de celles du gaz de Fermi (indicées 0) :

$$C_V = C_{V,0}; \quad \chi = \frac{\chi_0}{1 - \bar{I}}, \quad K = \frac{K_0}{1 + \bar{I}}$$

Les lois de variation en température sont identiques à celles données par la statistique de Fermi-Dirac.

Contrairement au modèle de Landau, le renforcement de la susceptibilité n'est dû qu'à un seul paramètre (\bar{I}). Le critère de Stoner détermine la condition d'apparition du ferromagnétisme dans ce modèle :

$\bar{I} \geq 1$: liquide ferromagnétique

$\bar{I} \leq 1$: aimantation nulle pour $H = 0$

Le tableau I-4 montre les valeurs de \bar{I} déduites des mesures d'aimantation, ainsi que le renforcement de Stoner défini par $S = 1/1-\bar{I}$:

P (bar)	0	10	20	34
\bar{I}	.89	.94	.955	.958
S	9	15	22.5	24

TABLEAU I-4

Les valeurs de \bar{I} comprises entre 0.89 et 0.96 montrent que le liquide est *proche d'une instabilité ferromagnétique*, d'où le nom de liquide presque ferromagnétique souvent donné à l'³He liquide.

b) Conséquence du "presque ferromagnétisme" : les paramagnons

Dans un ferromagnétique ($\bar{I} > 1$), les excitations magnétiques à basse énergie et petit vecteur d'onde ne sont plus des excitations trous-particules (fig. (I-10a)), mais des ondes de spins (magnons) dont la relation de dispersion est :

$$\omega = Dq^2 \text{ pour } q \ll 2k_F \quad \text{fig. (I-10a)}$$

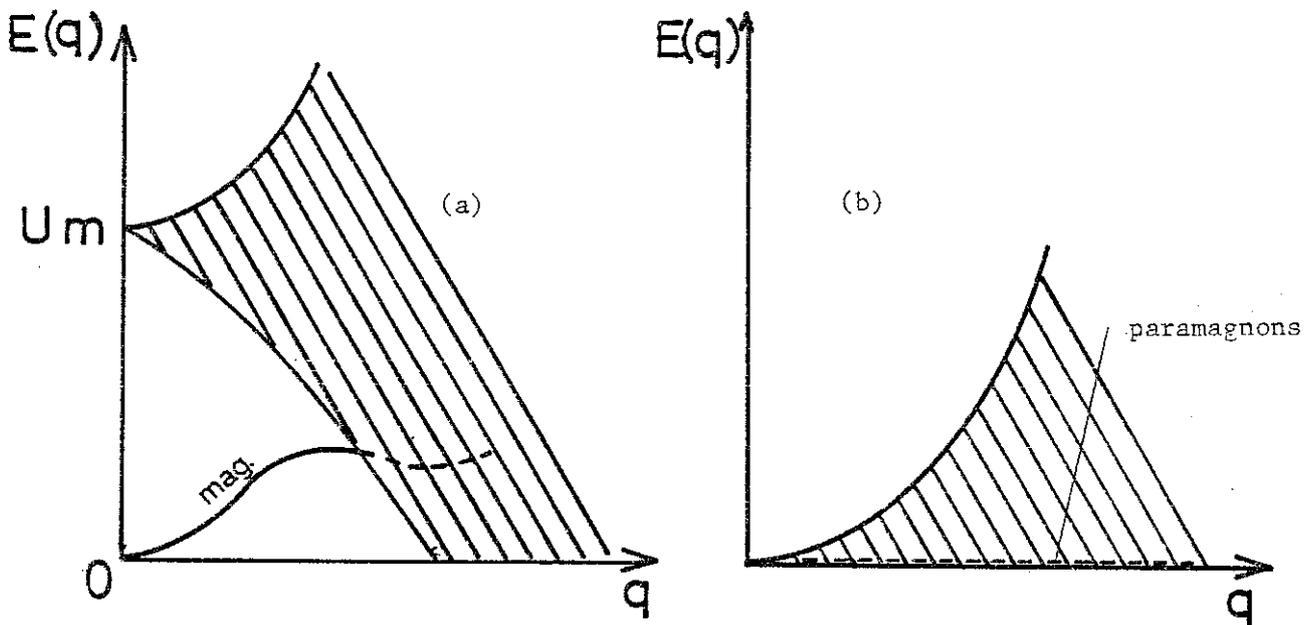


Figure I-10 : Excitations magnétiques

Pour \bar{I} tendant vers 1 (par valeur supérieure), la courbure de cette branche d'excitation diminue pour s'annuler (au 1er ordre en $q/2k_F$ et ω/qv_F) à $\bar{I} = 1$ en même temps que le gap des excitations trous-particules à $q = 0$:

Dans le cas $\bar{I} < 1$, les magnons sont suramortis [BLANDIN, 1979], ils prennent le nom de paramagnons (fig. I-10b). C'est par l'existence de ces fluctuations collectives fortement amorties que la théorie des paramagnons explique certaines propriétés de l' ^3He liquide.

La susceptibilité magnétique du gaz se calcule par la méthode d'approximation de la phase aléatoire (RPA). Elle s'exprime en fonction de la susceptibilité dynamique du gaz de Fermi $\chi_0(q, \omega)$:

$$\chi^{\text{RPA}}(q, \omega) = \frac{\chi_0(q, \omega)}{1 - U\chi_0(q, \omega)}$$

$\chi_0(q, \omega)$ a été calculé par Lindhart (on trouvera son expression dans [BEAL-MONOD, 1979]). La partie imaginaire de $\chi^{\text{RPA}}(q, \omega)$ a un maximum pour $\omega/2qV_F = 1-\bar{I}$ et y prend une valeur proportionnelle à $1/1-\bar{I}$ (fig. I-11a).

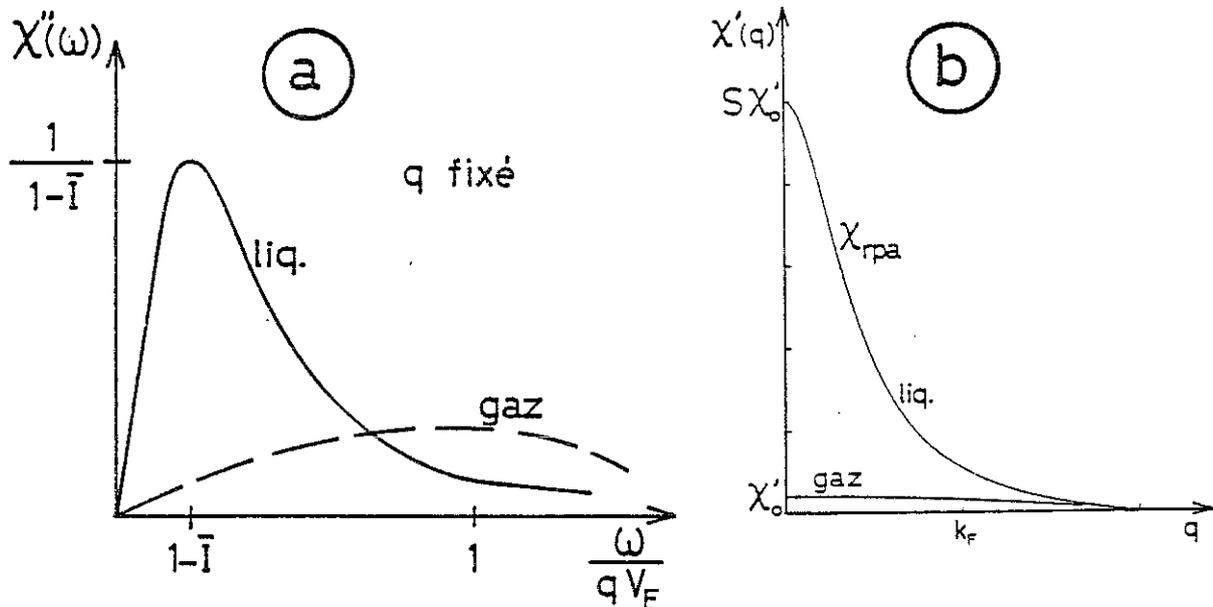


Figure I-11

Le maximum prononcé de $\text{Im}(\chi(q, \omega))$ reflète l'importance des fluctuations de spin. Celles-ci définissent une nouvelle échelle d'énergie $T_{\text{SF}} (= T_F/S)$ bien inférieure à l'énergie de Fermi :

$$P = 34 \text{ bar} \quad T_F = 6,2 \text{ K}; \quad T_{\text{SF}} = \frac{T_F}{S} = 0,3 \text{ K}$$

Les paramagnons ont pour effet de recentrer $\chi(q, \omega)$ autour de $q = 0$, (fig. I-11b) : la corrélation à grande distance est augmentée. Les résultats de diffraction neutronique montrent un comportement de $\text{Im}\chi(q, \omega)$ semblable à celui prévu par ce modèle (fig. I-12) [SKÖLD, 1976, 1978 ; BEAL-MONOD, 1979].

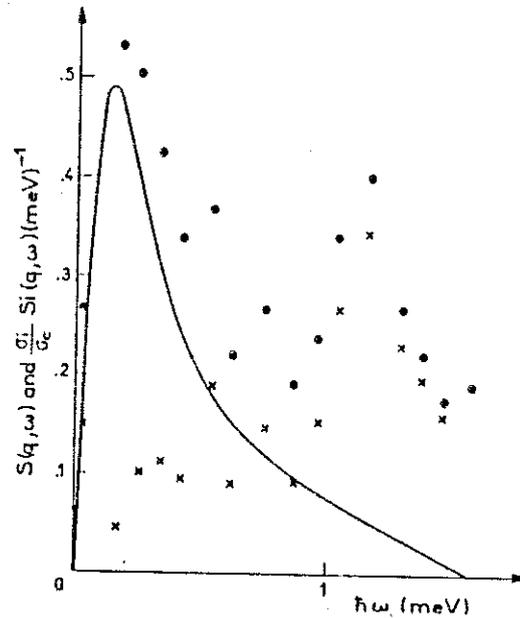


Figure I-12 : ligne continue : prédiction du modèle des paramagnons
[BEAL-MONOD, 1979]

Ces pseudoexcitations –pseudo dans le sens où elles correspondent à des pôles de $\chi(q, \omega)$ dont la partie imaginaire est bien supérieure à la partie réelle– ont une chaleur spécifique propre, linéaire au premier ordre en température [DONIACH, 1966 ; BLANDIN, 1978].

$$C_V(\text{paramagnons}) \propto T \log S$$

L'ajout de ce terme à celui dû aux excitations à une particule a pour conséquence d'augmenter le coefficient linéaire en température de la chaleur spécifique d'un gaz de Fermi. Ceci se traduit par l'introduction d'une masse effective m^* :

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \frac{9}{2} \bar{I} \log\left(1 + \bar{q}_c \frac{\bar{I}}{12(1 - \bar{I})}\right) \quad [\text{BEAL-MONOD, 1979}]$$

$$\text{où } \bar{q}_c = \frac{q_c}{k_F}$$

q_c est introduit pour éviter la divergence à grand vecteur d'onde dans le calcul de la chaleur spécifique, qui est due au fait que le développement utilisé pour $\chi^o(q, \omega)$ n'est vrai que pour $q \ll 2k_F$.

Ce paramètre nécessaire au calcul devient un autre *paramètre ajustable*. Il semble cependant relativement insensible à la pression (variant de 1.28 à 1.3 entre 0 et 34 bar) [BEAL-MONOD, 1979].

L'introduction de ce "vecteur d'onde de coupure" q_c modifie en fait l'hamiltonien de départ I-(b) : l'interaction n'est plus purement de contact ($\delta(\mathbf{r}-\mathbf{r}')$) mais *s'étend sur une longueur caractérisée par q_c^{-1}* .

c) Lois de variations en température

Le développement au premier ordre en température ne fait pas apparaître de comportements spécifiques à la théorie des paramagnons. C'est à l'ordre suivant qu'ils apparaissent :

$$C_v = \gamma T + \beta \left(\frac{T}{T_{SF}} \right)^3 \log \frac{T}{T_{SF}} \quad [\text{DONIACH, 1966}]$$

où γ contient la masse effective définie plus haut.

Dans cette expression, la *nouvelle échelle de température* est celle des paramagnons T_{SF} . De fait, elle paraît mieux adaptée à décrire la chaleur spécifique à basse température que T_F ou même que T_F^* (cf. fig. I-1,2,3,4,5). La figure (I-13) montre les résultats de chaleur spécifique de Greywall [GREYWALL, 1983] analysés de façon à faire ressortir la dépendance en $\log T$.

Pour $T < 100$ mK, les écarts entre les valeurs mesurées et les droites de la figure (I-13) sont de l'ordre de 1 %. Une telle loi pour la chaleur spécifique :

$$C_v = \gamma T + \Gamma T^3 \log \frac{T}{\theta_c}$$

est bien en accord avec les mesures mais nécessite 3 paramètres (γ, Γ, θ_c) (Tableau I-5).

P (bar)	v (cm ³ /mole)	γ (K ⁻¹)	Γ (K ⁻³)	θ_c (K)
.06	36.75	2.78	35.4	.458
5.04	32.48	3.11	63.5	.347
17	28.37	3.70	136.7	.243
29.3	26.27	4.24	200.9	.226

TABLEAU I-5 [GREYWALL, 1983]

Il semble qu'un fit polynomial à 3 paramètres du type

$$C_v(T) = \gamma T + bT^3 + cT^5$$

décrit aussi bien la variation de la chaleur spécifique entre 7 mK et 100 mK, les masses effectives traduisant la linéarité en température déduites de ces expressions $C_v(T)$

étant similaires $\left(\frac{m^*(\text{paramagnons}) - m^*(\text{fit deg. 5})}{m^*} \cong 1\% \right)$ [GREYWALL, 1983].

La mesure de la chaleur spécifique n'est donc pas LE test déterminant pour la théorie des paramagnons.

La dépendance en température de la susceptibilité magnétique est semblable à celle prévue par le modèle de Landau :

$$\chi(\text{Landau}) = \chi(T=0) \left(1 - b \left(\frac{T}{T_F} \right)^2 \right); \quad b = \frac{\pi^2}{12} = .82$$

Le coefficient b est modifiée dans la théorie des paramagnons et n'est fonction que de S (ou de I).

$$\chi = S \cdot \chi_0 \left[1 - \beta \left(\frac{T}{T_F/S} \right)^2 \right]; \quad \beta = \frac{3.2 \pi^2}{24} \cdot \frac{4}{9} = .58$$

χ_0 étant la susceptibilité du gaz de Fermi au même volume molaire.

Figure I-13 : Dépendance en $T^3 \log T$ de la chaleur spécifique de ^3He liquide [GREYWALL, 1983]

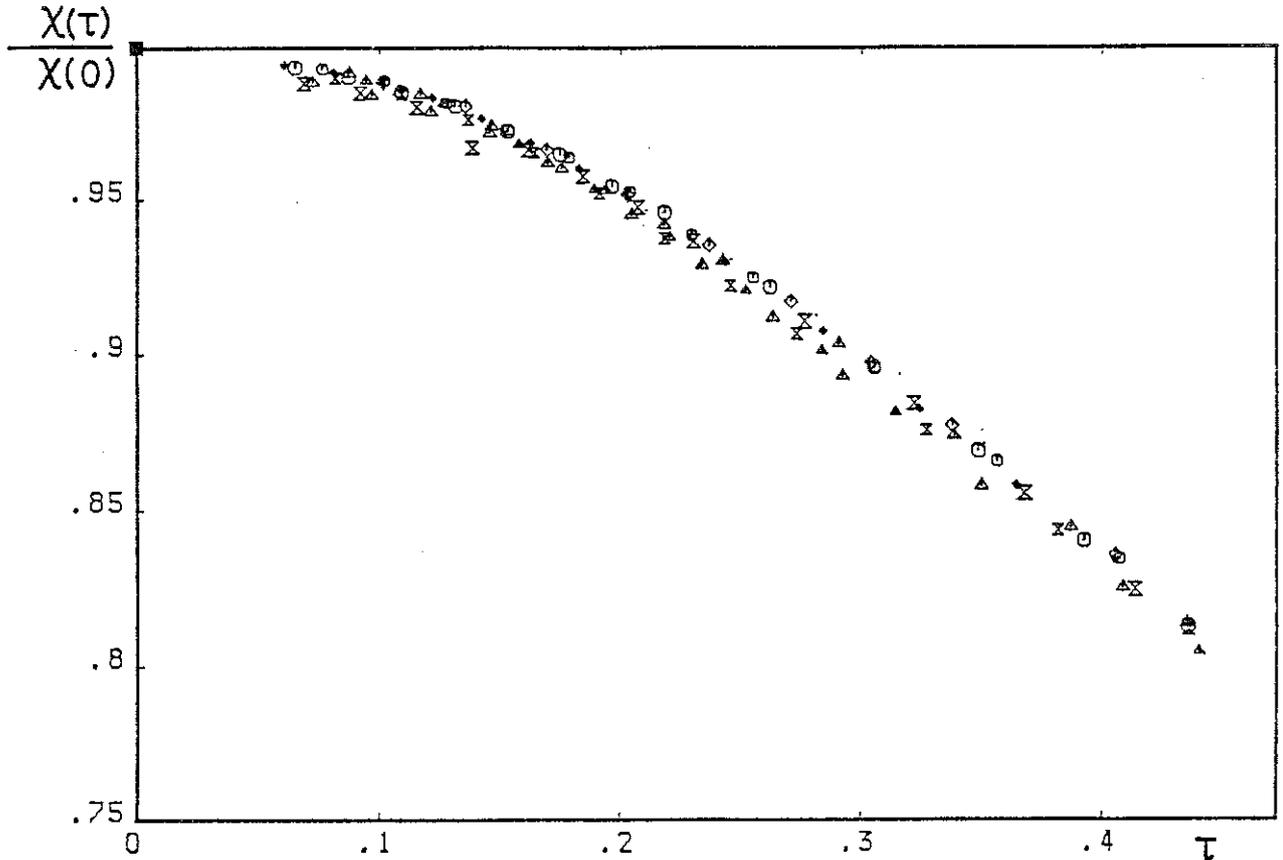
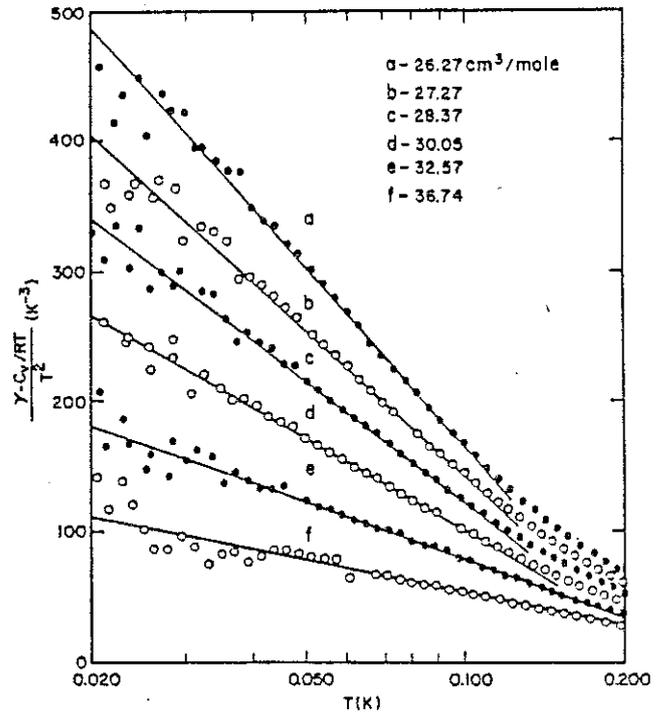


Figure I-14 : Loi d'échelle pour la susceptibilité, $\tau = ST/T_F$ (7 volumes molaires différents)

Cette expression s'écrit souvent sous la forme :

$$\chi = \chi(T=0) \cdot \left(1 - \beta \left(\frac{T}{T_{SF}}\right)^2\right)$$

qui fait ressortir la loi d'échelle :

$$\frac{\chi(T)}{\chi(T=0)} = (1 - \beta \tau^2) \quad \text{où} \quad \tau = \frac{T}{T_{SF}}$$

Celle-ci correspond bien aux résultats expérimentaux pour $\tau \leq 0,2$ fig. (I-14), et les valeurs de β sont très proches :

β (paramagnons) $\cong .58$

β (expérimental) : de .50 à .55

Cet accord entre les mesures de susceptibilité et la loi $\chi(T)/\chi(T=0)$ déduite de la théorie des paramagnons est certainement le point le plus fort de ce modèle. Plus récemment, BEAL-MONOD et DANIEL [BEAL-MONOD, 1983] ont calculé le premier terme de la susceptibilité dépendant du champ magnétique et un des objectifs de l'étude de l' ^3He polarisé sera de vérifier si l'agrément entre celui-ci et celui trouvé expérimentalement est aussi bon que le premier ordre en température de la susceptibilité (cf. chap. II).

Si les propriétés magnétiques et thermiques sont bien décrites par le modèle des paramagnons, il en va autrement des propriétés élastiques. Pour exemple, les valeurs de compressibilité :

$$\frac{K}{K_0}(\text{paramagnon}) = \frac{1}{1 + I} \cong 0,52 \text{ à toute pression}$$

$$\frac{K}{K_0}(\text{expérimental}) = 0,28 \text{ à } 0 \text{ bar et } 0,06 \text{ à } 34 \text{ bar}$$

Ni la valeur K/K_0 , ni surtout sa variation avec la pression ne sont respectées. Ceci est le point faible de la théorie des paramagnons.

3 - Le modèle du liquide ^3He presque localisé

L'effet de la pression est important sur m^*/m tandis qu'il reste faible sur $1/1+F_0^a$. Ceci a conduit ANDERSON et BRINKMAN [1975, 1978] à suggérer que le magnétisme du liquide ^3He est dominé par la masse effective. De plus, la compressibilité de ce liquide est très faible et comparable à celle du solide ^3He . Un modèle de fermions presque localisé, basé sur celui de MOTT décrivant les électrons dans les métaux à bandes étroites, a été appliqué à l' ^3He liquide par ANDERSON et al. et repris récemment par VOLLHARDT [VOLLHARDT, 1984].

On trouvera dans cette dernière référence l'historique de cette démarche ainsi que tous les résultats intermédiaires qui déborderaient le cadre de cette thèse.

L'hamiltonien utilisé est du type hamiltonien de liaison forte, auquel est ajouté un terme d'interaction ponctuelle :

$$H = \sum_{\substack{ij \\ \sigma}} t_{ij} C_{i\sigma}^+ C_{j\sigma} + U \sum_i n_{i\uparrow} n_{i\downarrow}$$

C'est le rapport entre l'énergie cinétique ($\sim t$) et l'énergie d'interaction ($\sim U$) qui gouverne le passage du système de l'état conducteur (liquide), $t/U \gg 1$, à l'état isolant (solide), $t/U \ll 1$.

La résolution approchée à $T = 0$ de cet hamiltonien passe par une méthode variationnelle [GUTZWILLER, 1965] dont les paramètres importants sont les proportions de spin up (n_+), down (n_-) et le nombre de sites doublement occupés (d). Ce dernier, égal à $1/4$ sans interaction ($U = 0$), va décroître en "branchant" l'interaction : l'énergie potentielle est alors $U.d$. Contrairement au précédent modèle, ici c'est le terme d'énergie cinétique qui est difficile à calculer [GUTZWILLER, 1965].

Pour une bande à demi remplie à aimantation nulle ($n_+ = n_- = 1/2$), l'énergie du système E , le nombre de sites doublement occupés d , et la discontinuité du nombre d'occupation à la surface de Fermi q sont donnés par les expressions suivantes :

$$E = - |\epsilon_0| \left(1 - \frac{U}{U_c}\right)^2 \quad \text{avec} \quad U_c = 8 |\epsilon_0| \quad \left| \epsilon_0 \right| = \sum_{k,\sigma} \epsilon(k)$$

$$d = \frac{1}{4} \left(1 - \frac{U}{U_c}\right)$$

$$q = 8d(1-2d)$$

Pour une *valeur critique de l'interaction* U_c , le nombre de sites doublement occupés *s'annule*, laissant *chaque site* simplement occupé : le système est localisé (\equiv transition métal-isolant).

Le paramètre q caractérise le nombre de porteurs effectif (nombre de porteurs à la surface de Fermi). Il est directement relié à la masse effective :

$$q = m/m^*$$

Une augmentation de la masse effective traduit la diminution du nombre effectif de porteurs.

De la même façon que dans la théorie des paramagnons, on peut faire le parallèle avec le formalisme de la théorie de Landau. L'énergie du système prend une forme similaire à celle de l'expression I--(a).

Les coefficients de Landau s'expriment alors de la façon suivante en fonction du rapport $I = U/U_c$:

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \frac{F_1^s}{3} = [1 - (I)^2]^{-1}$$

$$F_0^a = -p \left[1 - \frac{1}{(1+I)^2}\right]$$

$$F_0^s = p \left[\frac{1}{(1-I)^2} - 1\right]$$

où $p = 2 |\epsilon_0| n(\epsilon_F)$.

p dépend *faiblement* du modèle utilisé pour calculer la densité d'état (1 pour une densité d'état rectangulaire, 1.08 pour une densité d'état elliptique).

Tous les coefficients de Landau s'expriment en fonction des paramètres I et p .

On voit apparaître sur ces coefficients la différence entre la théorie des paramagnons et celle-ci : Pour la valeur critique de l'interaction, $U = (1/\chi_0)$ dans le cas du modèle des paramagnons, $U = U_c$ dans le modèle de localisation, ce sont respectivement la *susceptibilité* ou la *masse effective* qui divergent.

La valeur de F_0^a dans ce dernier modèle est limitée pour $U = U_c$ à $-3p/4$, ce qui s'accorde particulièrement bien avec les valeurs expérimentales pour $p = 1.08$ (cf. TAB I-2).

La valeur de I et sa variation avec la pression (fig. I-15) peuvent être déterminées à partir de $(m^*/m)(P)$ [fig. I-16 ; $p = 1.08$] et réinjectées dans les expressions donnant F_0^s et K/K_0 (fig. I-17a,b) et F_0^a et χ/χ_0 (fig. I-18a,b). Ces figures montrent le très bon accord qualitatif et quantitatif entre ce modèle et les valeurs expérimentales. Les courbes $(U/U_c)(P)$, $F_0^s(P)$ et $F_0^a(P)$ mettent clairement en évidence la remarque de BRINKMAN montrant la forte dépendance avec l'interaction ou avec la pression des "coefficients mécaniques" (F_1^s , F_0^s) comparés au coefficient magnétique de F_0^a .

La détermination de I par la variation de m^*/m en fonction de la pression montre que ^3He n'est pas loin d'une transition de localisation en champ magnétique nul : U/U_c varie de 0,8 à basse pression à 0,91 à la solidification.

Il faut cependant noter que cette localisation n'arrive à U_c fini que dans le cas pathologique d'une bande à demi remplie. Ce choix, qui semble naturel dans le cas d'un liquide, n'est toutefois pas impératif.

Le bon agrément de ce modèle à $T = 0$ conduit à une étude des propriétés de ^3He avec la polarisation : Ces résultats seront donnés dans le chapitre suivant où nous verrons que le champ magnétique réduisant le nombre de sites doublement occupés aide à la localisation.

4 - Conclusion

La théorie de Landau, grâce à l'introduction de paramètres phénoménologiques, décrit bien le comportement très basse température de ^3He sans toutefois donner les échelles de températures adéquates. Trois de ces coefficients de Landau sont

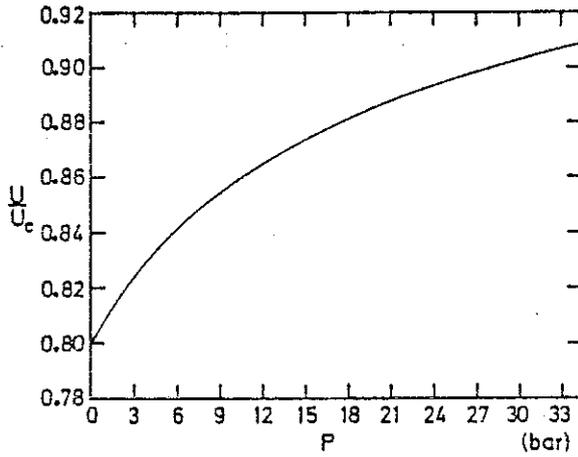


Figure I-15 : I(P)

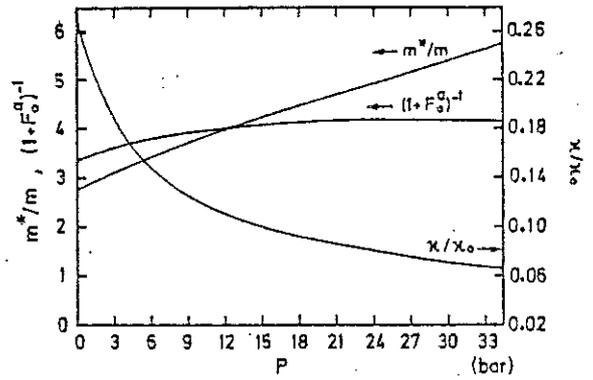


Figure I-16

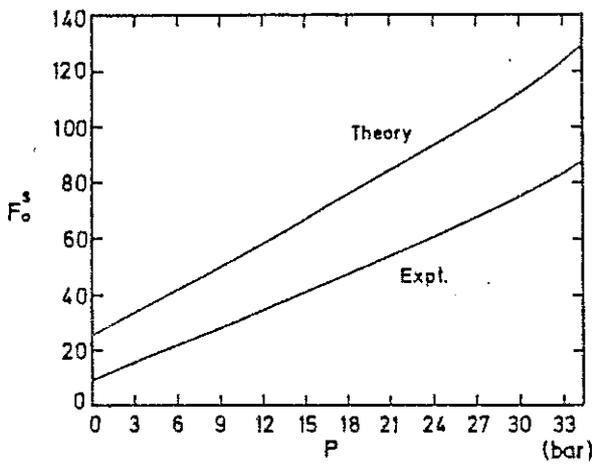


Figure I-17-a

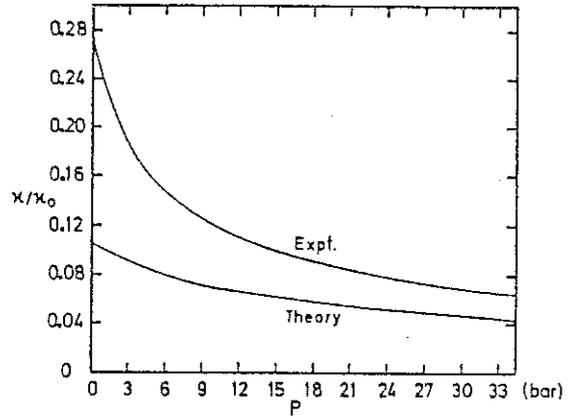


Figure I-17-b : Compressibilité

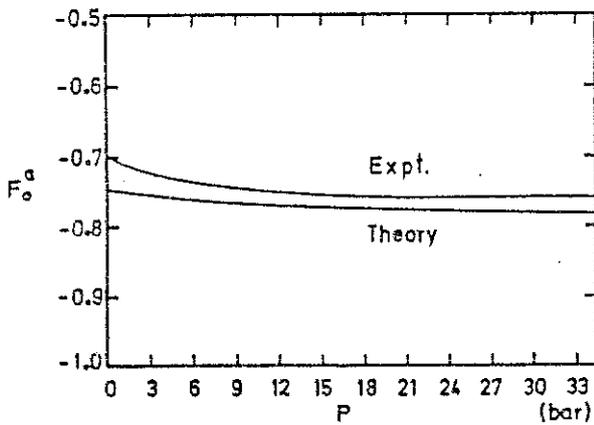


Figure I-18-a

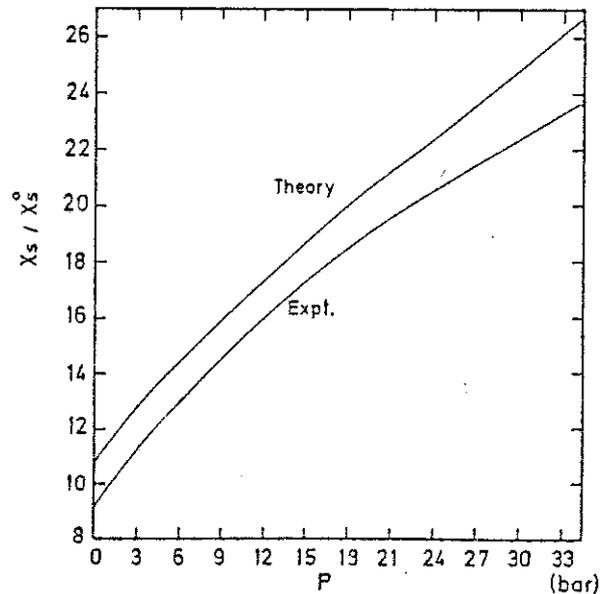


Figure I-18-b : Susceptibilité

expérimentalement accessibles (F_0^s , F_1^s , F_0^a). La théorie des paramagnons ainsi que celle décrivant l' ^3He comme un liquide presque localisé réduisent à deux le nombre de paramètres (dont 1 est souvent caché !). Leurs réussites sont diverses. Il est cependant clair que les dépendances en température sont très bien décrites par l'effet des paramagnons, fig. (I-13) et (I-14), les valeurs à $T = 0$ des grandeurs thermodynamiques étant déterminées par ajustement des paramètres (\bar{I} , q_c).

C'est le cas opposé pour le modèle "presque solide" :

A température nulle, les valeurs de la compressibilité ainsi que la susceptibilité magnétique s'accordent bien avec les données expérimentales –aussi bien en valeur absolue qu'en évolution avec la pression—. Ce modèle a été repris récemment par SEILER et al. [SEILER, 1986] pour expliquer la variation en température des propriétés thermodynamiques de l' ^3He : l'introduction d'une deuxième bande d'énergie rend ce modèle plus compliqué donc moins agréable pour l'expérimentateur malgré le bon accord de ces calculs avec les résultats expérimentaux sur ^3He liquide de 3 mK à 2,5 K. Il est curieux de constater qu'un modèle à deux bandes est souvent la solution pour décrire le passage du régime de Fermi au régime classique [SEILER, 1986 ; RANNINGER, 1986].

Les dépendances en champ magnétique prévues par ces deux modèles sont différentes. Le chapitre suivant montrera pourquoi et comment l'étude de l' ^3He polarisé est un bon test pour départager ces deux théories.

CHAPITRE II

*³He LIQUIDE POLARISE :
DE LA THEORIE A L'EXPERIENCE*

Les trois théories brièvement décrites dans le chapitre précédent ont chacune leur prolongement dans le cas de l' ^3He fortement polarisé. Je voudrais maintenant montrer que leur confrontation à l'expérience semble nécessiter de très forts champs magnétiques qui n'existent pas à l'heure actuelle. Des méthodes diverses permettent cependant d'obtenir de l' ^3He dont l'aimantation dépasse largement celle obtenue par les méthodes classiques. J'expliquerai pourquoi la fusion rapide du solide polarisé est une technique bien appropriée à l'étude du liquide ^3He fortement polarisé.

II-A - ^3He POLARISE - QUELQUES PREDICTIONS

1 - Intérêt général de l'étude de ^3He polarisé

Malgré le spectaculaire renforcement de la susceptibilité de l' ^3He liquide à basse température (cf. Chap. I), l'aimantation m reste faible dans le sens où les pourcentages n_+ de spin + (parallèle au champ magnétique) et n_- de spin - (antiparallèle) sont peu différents :

$$T \leq 50 \text{ mK}, \quad H = 7 \text{ T}, \quad P = 34 \text{ bar}, \quad m = n_+ - n_- = 3 \% \\ n_+ = 51,5 \% \quad n_- = 48,5 \%$$

Dans ces conditions, l'effet du champ magnétique sur les propriétés de l' ^3He liquide est faible car elles sont, dans le régime dégénéré, essentiellement contrôlées par les effets dus à la coexistence de particules de spins différents.

En effet, dans le cas extrême de l' ^3He liquide polarisé à 100 %, le modèle des paramagnons qui n'a de réalité que dans la mesure où des fluctuations locales de polarisations sont possibles, n'aurait plus de sens. Dans le cas du modèle d' ^3He presque solide, le nombre de sites doublement occupés s'annulerait et l' ^3He liquide serait effectivement localisé. D'autre part, BASHKIN et MEYEROVICH [BASHKIN, 1980] ont montré l'importance de la polarisation sur les coefficients de transport : pour de l' ^3He polarisé ($m = 1$) dilué dans l' ^4He , l'impossibilité pour un spin + d'être diffusé par un spin - accroît la viscosité d'un facteur 10^5 .

Sans aller jusqu'à des aimantations aussi grandes, certaines estimations théoriques [BEDELL, 1986] annonceraient des effets importants pour des polarisations de 20 à 40 %.

Les modèles, développés dans le chapitre précédent sont aussi utilisés pour décrire les propriétés des électrons dans les métaux [BEAL-MONOD, 1982] mais l'existence du réseau a pour conséquence de mélanger les effets purement "fermioniques" avec ceux dus aux interactions fermions-réseau. La structure des niveaux d'énergie dans l'espace réciproque est a priori simple pour le liquide ^3He puisqu'elle consiste en *une* bande parabolique. On aurait donc accès avec l' ^3He polarisé au premier liquide de Fermi polarisé "simple".

Cependant, les excitations de ce liquide ne sont pas aussi triviales qu'on pourrait le supposer puisque les propriétés aux températures intermédiaires ($100 \text{ mK} < T < 1 \text{ K}$) sont mal décrites par la théorie de Landau [Fig. I-6]. Leur explication nécessite souvent l'introduction d'une deuxième bande [SEILER, 1986] [RANNINGER, 1987].

A ces températures, les excitations à 1 particule dont l'énergie est de l'ordre de l'énergie de Fermi commencent à exister de façon notable (fig. II-1).

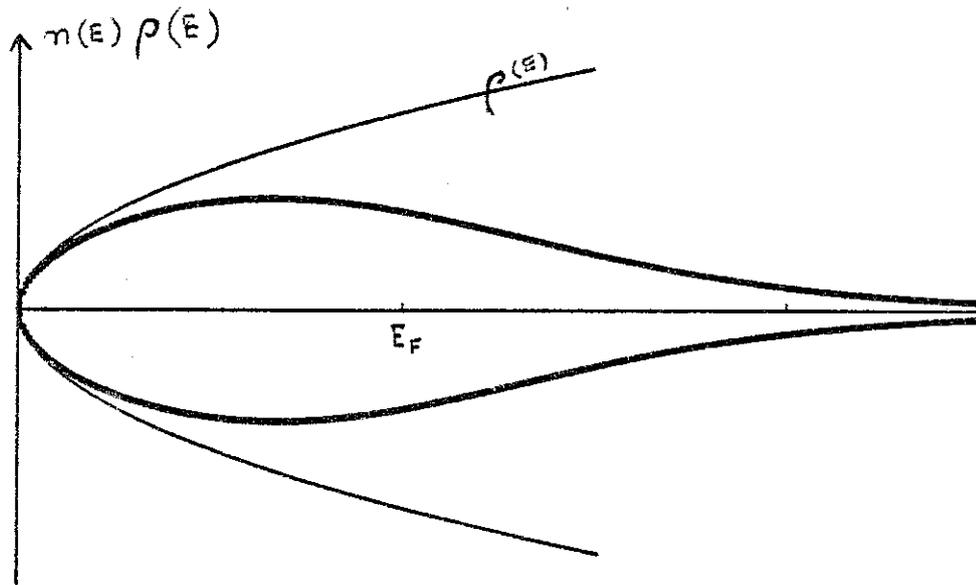


Figure II-1 : Distribution des (quasi-) particules pour une bande parabolique ($T_F = 1,2 \text{ K}$; $T = 0,5 \text{ K}$; $m = 0$).

Or, leur spectre est mal connu et difficile à explorer. La polarisation des atomes d' ^3He permettrait l'exploration de la bande d'énergie d'une façon plus sélective que la température ne le permet, cette sélectivité s'améliorant d'autant plus que la température est basse :

$$\varepsilon_F(T=0, m=1) \cong 1,6 \varepsilon_F(T=0, m=0)$$

pour une bande parabolique.

Cette remarque s'applique aussi bien pour les hautes énergies (bande +) que pour les basses énergies (bande -) (Fig. II-2).

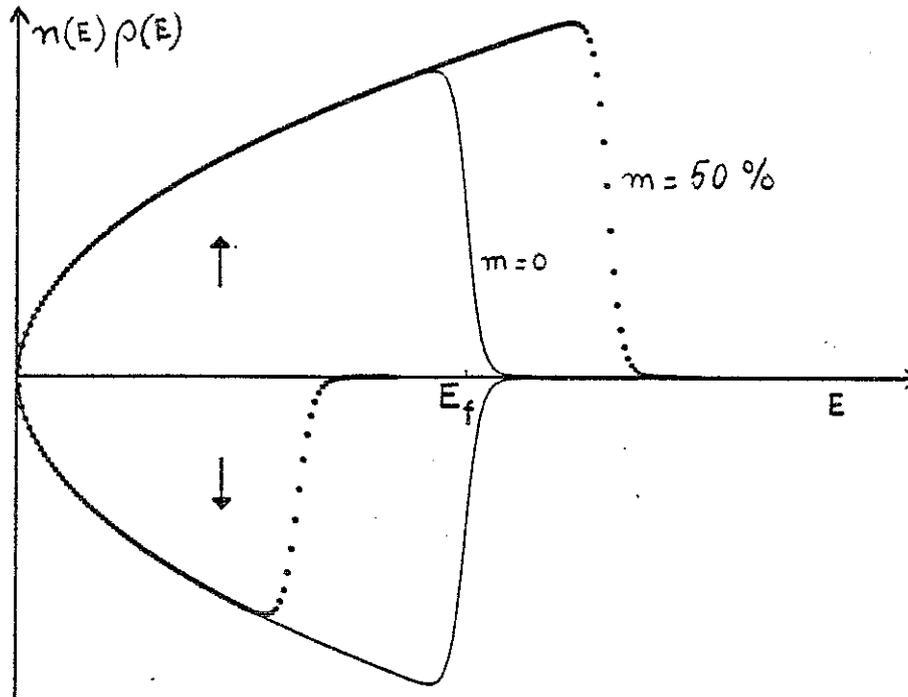


Figure II-2 : Bande parabolique : $T_F = 1,2 \text{ K}$; $T = 20 \text{ mK}$; $m = 50 \%$

L'étude de ^3He polarisé pourrait bien être un test crucial pour les modèles à 2 bandes et devrait permettre de déterminer la structure des excitations du liquide ^3He .

2 - Paramagnons et presque solide - Influence du champ magnétique

Nous avons décrit dans le chapitre I comment les fluctuations de spins –reliques des ondes de spins dans le cas ferromagnétique– pouvaient influencer sur les propriétés de ^3He à très basse température. L'application d'un champ magnétique a pour effet d'augmenter l'énergie d'une telle fluctuation et, par diminution du pourcentage de spins antiparallèles, d'en réduire le nombre. Ceci a donc pour conséquence de ramener le liquide ^3He vers un comportement plus proche de celui du gaz de Fermi. En particulier, *la susceptibilité de ^3He fortement renforcée à aimantation nulle va diminuer par*

augmentation du champ magnétique et ceci d'autant plus que le renforcement est grand. Ce comportement est le résultat qualitatif principal du modèle des paramagnons.

BEAL-MONOD et DANIEL [BEAL-MONOD, 1983] ont calculé cette susceptibilité dans le cas où les énergies des excitations thermiques et magnétiques individuelles sont bien inférieures à celles des paramagnons ($\mu H, kT \ll kT_F/S$)

$$\chi = \frac{M}{H} = S\chi_0 \left(1 - \alpha_1 S^2 \frac{T^2}{T_F^2} - \beta_0 S^3 \frac{H^2}{T_F^2} + \alpha_2 \frac{S^2 T^2}{T_F^2} \frac{S^3 H^2}{T_F^2} \right)$$

avec $\alpha_1 = \pi^2/6$, $\beta_0 = 1/6$, $\alpha_2 \cong 1,5$ pour une bande parabolique.

(Dans cette expression, le champ magnétique et la température ont les mêmes dimensions : 1 Tesla = 0,78 mK).

A température nulle, ce résultat ne diffère pas de celui obtenu par le modèle de STONER [BEAL-MONOD, 1976] [HERTZ, 1976] :

$$\chi(\text{Stoner}) = S\chi_0 \left(1 + \frac{1}{6} \left(\frac{\rho''}{\rho} - 3 \left(\frac{\rho'}{\rho} \right)^2 \right) S^3 H^2 \right)$$

où ρ' et ρ'' sont les dérivées premières et secondes de la densité d'état, prises au niveau de Fermi.

L'évolution de l'aimantation m en fonction du champ magnétique H à température nulle est donnée par la figure II-3.

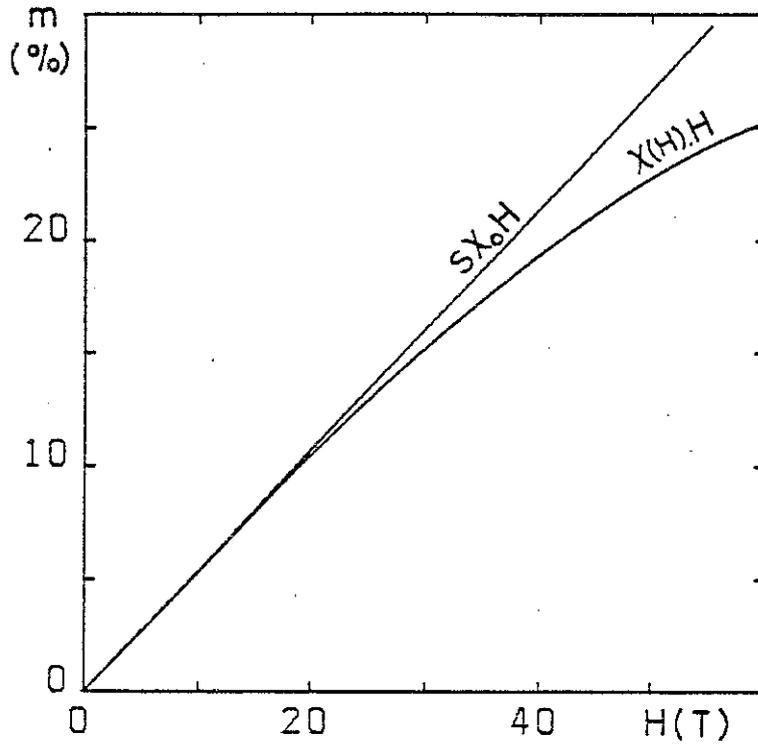


Figure II-3 : Prédiction $m(H)$ pour le modèle des paramagnons ($T=0$).

La déviation à la linéarité $m = \chi H$ est d'autant plus faible que la température augmente : ceci traduit l'augmentation du nombre de paramagnons excités avec la température.

Pour les champs magnétiques accessibles expérimentalement, l'écart à $S\chi_0 H$ reste encore faible comme le montre le tableau suivant II-1.

H (Tesla)	$S\chi_0 H$ (%)	m (paramagnons)	$\frac{m - S\chi_0 H}{S\chi_0 H}$
5	2,216	2,214	0,1 %
10	4,432	4,416	0,4 %
20	8,66	8,54	1,4 %
30	13,39	12,9	3,2 %
100	44	28,9	35 %

Tableau II-1 T = 0 mK, P = 34 bar

Ces écarts semblent à la limite de ce qui est mesurable et c'est seulement pour des polarisations importantes ($m \cong 40$ %) qu'ils semblent plus facilement accessibles.

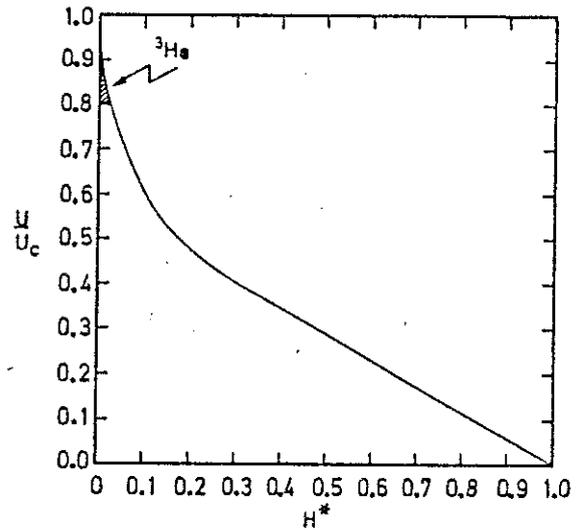
On peut essayer de se tourner vers le modèle de ^3He presque localisé (cf. I-B-3) pour trouver un comportement plus franc de l'aimantation avec le champ magnétique. L'accord de cette théorie avec les résultats expérimentaux à température nulle est important et nous permet d'accorder un certain poids aux prédictions touchant le comportement magnétique de ^3He liquide. De plus, celles-ci ne sont pas limitées aux faibles champs ou aux faibles aimantations.

Dans le chapitre I, nous avons insisté sur le fait que l'une des quantités importantes de ce modèle est le nombre d de sites doublement occupés. Le champ magnétique diminue ce nombre, agissant ainsi comme un potentiel répulsif supplémentaire : pour la même interaction U de répulsion sur un site, le champ magnétique va augmenter le caractère localisé du système jusqu'à annuler le nombre de sites deux fois occupés pour un champ critique H_c (fig. II-4).

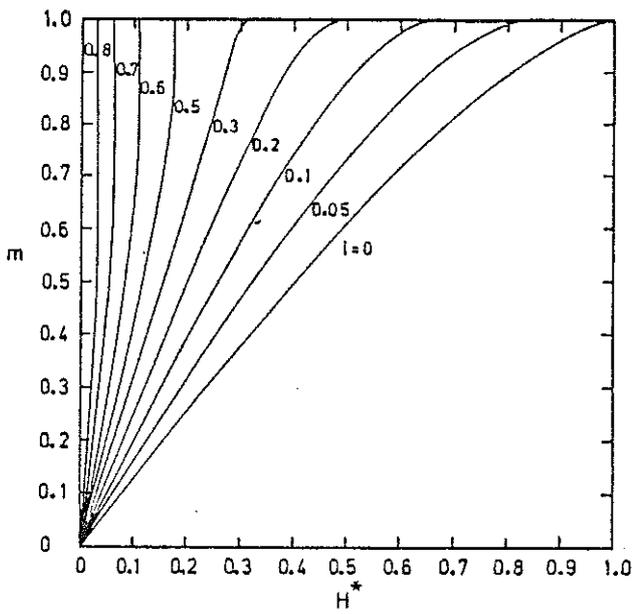
Dans le cas où l'interaction U est déjà importante ($U/U_c > 0,44$), le champ magnétique a pour conséquence de faire transiter le système vers un état complètement polarisé (fig. II-5).

Ce passage du paramagnétisme au ferromagnétisme induit par l'application d'un champ magnétique est couramment appelé métamagnétisme [WOHLFARTH, 1962]. La

Figure II-4



The critical line U/U_c vs H^* where d vanishes. The shaded area applies to normal ^3He .



The magnetization curves m as a function of the magnetic field H^* for constant interaction I .

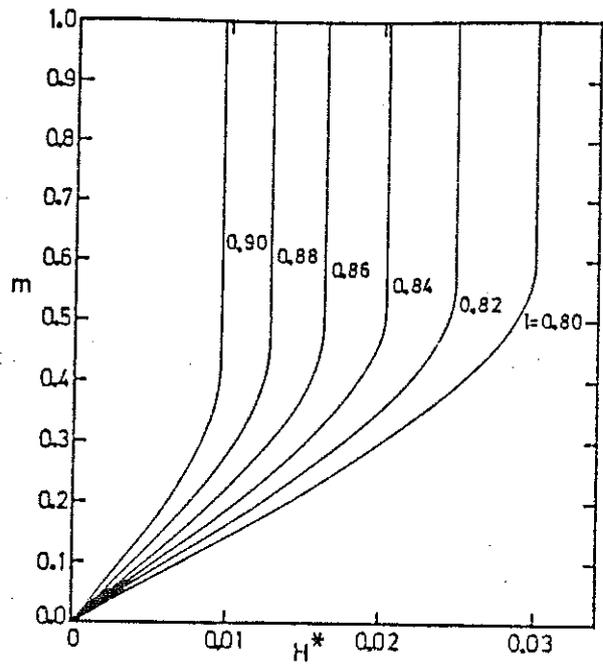


Figure II-5 :

$$H = \frac{\epsilon_F}{\mu_3} = \begin{matrix} 8.10^3 \text{ tesla à } 34 \text{ bar} \\ 6.4 \cdot 10^3 \text{ tesla à } 0 \text{ bar} \end{matrix}$$

condition $U/U_c > 0,44$ est satisfaite pour l' ^3He (fig. I-17). L'aimantation croît alors *plus vite* que la loi $m = \chi H$ (fig. II-5). Ce résultat est qualitativement bien différent de celui prédit par le modèle des paramagnons (diminution de χ avec H). Pour les faibles champs, la susceptibilité se met sous la forme :

$$\chi(H) = \chi(H=0) \left[1 + \alpha \left(\frac{m^*}{m} \right)^4 \left(\frac{1}{1 + F_0^a} \right)^3 H^2 \right], \quad \alpha > 0$$

ou s'écrit en fonction des coefficients de Landau (cf. I-B-3) :

$$\chi(H) = \chi(H=0) \left[1 + \alpha \left(\frac{m^*}{m} \right)^4 \left(\frac{1}{1 + F_0^a} \right)^3 H^2 \right], \quad \alpha > 0$$

Afin de pouvoir comparer ce résultat avec celui obtenu par le modèle des paramagnons, nous allons calculer

$$\frac{\Delta\chi}{\chi} = \frac{\chi(H) - \chi(H=0)}{\chi(H=0)}$$

en fonction de l'aimantation pour les deux théories :

$$\text{Paramagnons :} \quad \frac{\Delta\chi}{\chi} \Big|_{\text{paraM.}} = - \frac{4}{9} \beta_0 S m^2$$

$$\text{Presque Solide :} \quad \frac{\Delta\chi}{\chi} \Big|_{\text{P.S.}} = \alpha \left(\frac{m^*}{m} \right) m^2$$

La différence entre ces deux modèles apparaît formellement dans ces expressions : alors que c'est le facteur de Stoner S , lié au *magnétisme*, qui apparaît dans $\Delta\chi/\chi|_{\text{paraM.}}$, c'est l'augmentation de la masse effective m^*/m lié au déplacement des atomes qui est important dans $\Delta\chi/\chi|_{\text{P.S.}}$.

A part le signe qui sépare nettement ces deux résultats, le rapport entre ces deux termes est loin d'être aussi important que ne l'affirment leurs auteurs :

$$P = 34 \text{ bar}; \quad S \cong 24 : \quad \frac{m^*}{m} \sim 6 \quad \frac{\Delta\chi}{\chi}|_{\text{ParaM.}} = -1.8 \text{ m}^2$$

$$\frac{\Delta\chi}{\chi}|_{\text{P.S.}} \cong \alpha.6 \text{ m}^2$$

où α est de l'ordre de l'unité.

L'étude de l' ^3He polarisé devrait, grâce à la variation qualitativement différente de χ avec l'aimantation, être à même de discerner entre un comportement de type presque solide $-\chi$ augmentant avec m ou presque ferromagnétique $-\chi$ diminuant avec m .

Les prédictions de ces modèles pour γ —coefficient de linéarité entre la chaleur spécifique et la température— appellent les mêmes remarques.

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma} = \frac{\gamma(H) - \gamma(H=0)}{\gamma(H=0)}$$

$$\frac{\Delta\gamma}{\gamma}|_{\text{paraM.}} \propto -\frac{S}{\left(\frac{m^*}{m}\right)} \text{ m}^2; \quad \frac{\Delta\gamma}{\gamma}|_{\text{P.S.}} \propto \alpha\left(\frac{m^*}{m}\right) \text{ m}^2$$

Les signes diffèrent, mais le rapport de ces deux termes est fortement dépendant des préfacteurs.

L'utilisation de la relation de Maxwell $\partial M / \partial T|_H = \partial S / \partial H|_T$ permet, à partir du calcul de la chaleur spécifique, de déterminer la variation de la susceptibilité avec la température :

$$\frac{\partial^2 \chi}{\partial T^2}|_H = \frac{1}{H} \frac{\partial \gamma}{\partial H}|_T$$

L'accroissement de $\gamma(H)$ avec le champ magnétique (pour $U/U_c > 0.4$) tel que le calcule VOLLHARDT est alors en contradiction avec $\partial^2 \chi / \partial T^2|_H$ (négatif) déterminé expérimentalement [RAMM, 1970] (VOLLHARDT ne calcule pas $\chi(T)$). Au contraire, le résultat de la théorie des paramagnons pour $\gamma(H)$ s'accorde avec les résultats expérimentaux concernant la dépendance en température de la susceptibilité du liquide

^3He , ceci n'étant pas très étonnant car $\gamma(H)$ est obtenu par l'intégration de la relation de Maxwell, la susceptibilité étant bien décrite par le modèle des paramagnons. La variation de la chaleur spécifique avec le champ magnétique semble cependant être le sujet d'une polémique [BEDELL, 1985] [Appendice B de SEILER, 1986] dont les résultats ne sont pas limpides. *Expérimentalement*, il semble même y avoir quelques problèmes avec la relation de Maxwell [BEAL-MONOD, 1982] !

En tout état de cause, il est bon de préciser que la dépendance de la chaleur spécifique en champ magnétique pour l' ^3He est faible :

$$\begin{array}{ll} H = 17 \text{ T} & \delta C_v / C_v \sim 0,7 \% \\ H = 23 \text{ T} & \delta C_v / C_v \sim 1,4 \% \end{array}$$

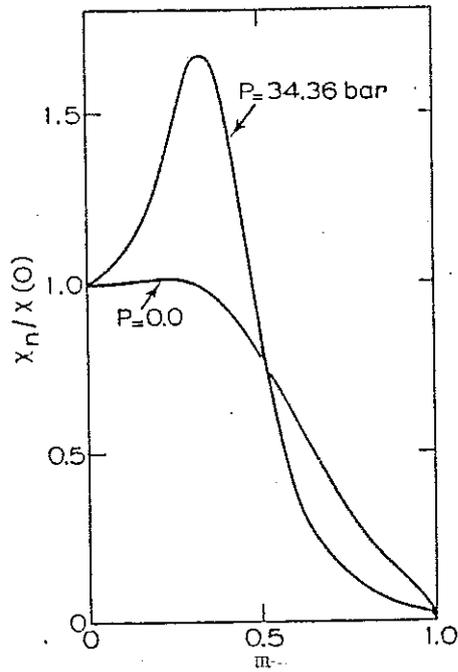
La mesure de cette grandeur n'atteindrait, dans de telles conditions expérimentales, que difficilement ces précisions [ARCHIE, 1984]. Par contre $\delta C_v / C_v$ vaut 10 % pour $m \cong 25$ % et nous verrons que de telles polarisations sont facilement atteintes dans nos expériences.

Nous avons montré dans cette partie que les deux modèles phares pour l' ^3He liquide se différencieraient facilement si des champs supérieurs à 50 Tesla étaient accessibles. Avant de regarder comment ceux-ci peuvent effectivement être obtenus, nous allons regarder les autres comportements prédits pour l' ^3He sous champ magnétique.

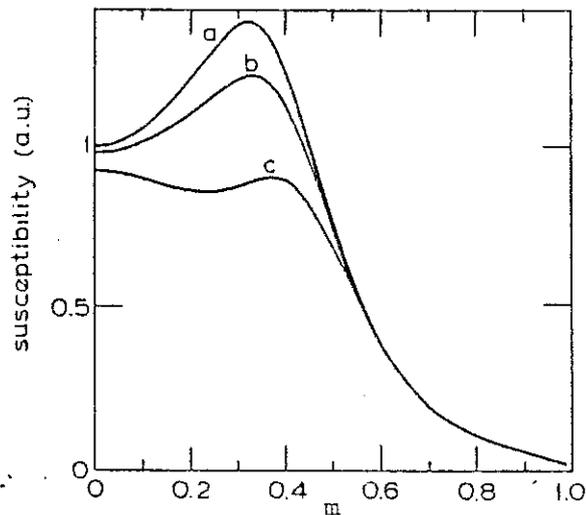
3 - Autres prédictions

Il existe des modèles microscopiques applicables à l' ^3He [LHUILIER, 1981 ; GLYDE, 1983 ; MANOUSAKIS, 1983]. A l'heure actuelle, leurs résultats ne semblent pouvoir se rapprocher de la réalité que dans le cas où les excitations thermiques et magnétiques sont interdites : leurs prédictions à température nulle et dans l'état complètement polarisé ne sont donc que peu motivantes pour l'expérimentateur. Cependant, parmi tous ces modèles, il en est un [BEDELL, 1986] dont les paramètres aimantation et température sont tout à fait dans les gammes expérimentales puisque ces prédictions valent de $m = 0$ à $m = 1$. Il permet le calcul de la susceptibilité, de la compressibilité et de la variation de volume molaire à température finie.

Ce modèle est une extension du développement de Landau de l'énergie libre, les coefficients $\{F_l\}$ étant fonction de l'aimantation. Ce développement est tronqué à $l = 1$ et



The ratio of the susceptibility to the zero-field susceptibility at two pressures.



The susceptibility of liquid ^3He at a pressure of 35 bar at $T=0$ (a), $T=50$ mK (b) and $T=100$ mK (c) as a function of polarization [24].

La figure II-7 montre la sensibilité des résultats obtenus par Stringari à la valeur de l'énergie du fondamental : un changement de 5 % de celle-ci change radicalement le comportement de la susceptibilité.

La figure (II-5a) montre que l'augmentation de la susceptibilité avec le champ magnétique n'est pas une conséquence générale du modèle "presque solide".

La figure II-7 est un défi aux expérimentateurs : une différence entre toutes ces prédictions ne peut apparaître qu'en augmentant substantiellement la précision des mesures d'aimantation ou par l'obtention de très fortes polarisations. C'est cette dernière voie que nous avons choisie –elle pourrait permettre, de plus, de différencier nettement les prédictions de BEDELL, VOLLHARDT et STRINGARI !!–.

Nous allons décrire à présent les propriétés de l' ^3He qui permettent de détourner les méthodes classiques et lourdes d'obtention de champs magnétiques intenses.

II-B - LES PARAMETRES EXPERIMENTAUX IMPORTANTS

1 - Obtention d' ^3He polarisé

Il existe à l'heure actuelle plusieurs façons d'obtenir des polarisations plus importantes que celles obtenues par l'application d'un champ magnétique statique. Classiques sont celles qui "polarisent dans le référentiel tournant" grâce à des séquences de pulses radiofréquence : une impulsion à $\pi/2$ fait basculer l'aimantation de 90° par rapport au champ statique H_0 [ABRAGAM, 1961] et produit donc une polarisation dans le plan perpendiculaire à H_0 sans rapport avec le champ radiofréquence h_1 ; cette méthode a cependant l'inconvénient majeur de ne pas polariser le système plus qu'en champ statique. Par contre, une autre technique (polarisation dynamique nucléaire) permet dans certains systèmes le transfert de l'aimantation d'un système fortement polarisable (paramagnétique électronique) à un système qui l'est moins (paramagnétique nucléaire) [ABRAGAM, 1978]. Cette méthode a récemment été utilisée avec succès pour polariser l' ^3He liquide [SCHUHL, 1986 ; 1987] mais pour l'instant, les aimantations obtenues sont faibles et ceci dans une géométrie restreinte due à la nécessité d'une grande surface d'échange d'aimantation.

D'autre part, des taux de polarisation atteignant 60 % ont été atteints dans le gaz ^3He par la méthode de pompage optique proposée par C. LHUILLIER et F. LALOE [LHUILLIER, 1979]. Celle-ci est très efficace pour l'étude du gaz polarisé. Celui-ci peut être condensé et de fortes aimantations ont été ainsi obtenues [NACHER, 1986]. L'inconvénient de cette technique est qu'il semble difficile d'obtenir du liquide massif à haute pression et basse température.

La méthode proposée par CASTAING et NOZIERES [CASTAING, 1971] est de fondre du solide, "facilement polarisable", en un temps court afin de permettre la transformation du solide en liquide à aimantation constante. C'est cette technique que nous avons utilisée et nous allons décrire les propriétés importantes de l' ^3He solide et liquide qui autorisent son exploitation.

2 - Le solide ^3He

Les caractéristiques du solide ^3He sont en général bien connues. Pour certaines de ces propriétés, il peut être considéré comme un solide diélectrique de spins nucléaires indépendants :

- i) La chaleur spécifique des phonons [HEBRAL, 1979] ainsi que la conduction thermique [ARMSTRONG, 1978] sont en T^3 . Ces propriétés sont bien décrites par le modèle de DEBYE ($\theta_D \cong 20 \text{ K}$).
- ii) Jusqu'à 20 mK, l'aimantation nucléaire suit correctement une loi linéaire avec l'inverse de la température.

D'autre part, la faible masse atomique de l'hélium conduit à un mouvement de point zéro dont l'amplitude atteint le tiers de la longueur de la maille du réseau (4.3 Å). Cette agitation devient vite prépondérante par rapport à celle d'origine thermique et a pour conséquence 3 effets anormaux qui sont, en grande partie, la cause de l'intérêt physique de l' ^3He solide et de son diagramme de phase :

- i) Le solide n'existe pas à pression nulle, l'énergie de délocalisation étant trop forte.
- ii) Avec des lacunes classiques, activées thermiquement, il pourrait exister des lacunes de point zéro, encore présentes à température nulle [ANDREEV, 1969, 1977].

iii) A cause de la grande délocalisation des atomes, ils ne sont en fait pas indépendants mais peuvent s'échanger tant du point de vue mécaniste (permutation de 2, 3, 4 atomes) que du point de vue de la mécanique quantique (recouvrement de leur fonction d'onde).

On connaît l'importance que confèrent ces deux derniers points sur le magnétisme en général. Dans le cas de l' ^3He solide, apparaît à faible champ ($H < 0,45 \text{ T}$) et à très basse température ($T < 1,1 \text{ mK}$) une phase antiferromagnétique dont la structure est constituée de l'alternance de deux plans de polarisation "up" et de deux plans de polarisation "down" (structure uudd) [BENOIT, 1986].

Pour les champs plus intenses ($H > 0,4 \text{ T}$), une autre phase magnétique existe ; son aimantation semble peu dépendante du champ magnétique et égale à 70 % à 7 Tesla [GODFRIN, 1980] ; sa structure n'est pas pour l'instant déterminée. Les théories [ROGER, 1983] prédisent actuellement que le solide retrouve un comportement paramagnétique pour des champs supérieurs à 15 Tesla. Le diagramme de phase magnétique apparaît sur la figure II-8 et est bien expliqué dans un modèle où l'importance de l'échange à 3 et 4 spins est prépondérant.

Hors des régions ordonnées, l'effet de l'échange se traduit par une saturation de l'aimantation à basse température. La variation de l'aimantation m_s est bien décrite par une loi de type Brillouin avec une température de Néel θ égale à 3 mK [GODFRIN, 1981] :

$$m_s = \text{th}\left(\frac{\mu_3 H}{k_B T + \theta}\right) \quad (\text{Fig. II-9})$$

Ayant fixé l'évolution des possibilités maximales de polarisation du solide en fonction de la température et du champ magnétique, l'intérêt des basses températures est alors évident puisque à 7 T, une température de 3 mK confère au solide une aimantation de 70 % (fig. II-9).

Mais, pour refroidir le solide, encore faut-il lui enlever de la chaleur !

Et ceci n'est pas toujours très facile. En effet, si la conduction thermique est très bonne à "haute" température —égale à celle du cuivre à 300 mK—, sa variation en T^3 la rend rapidement très faible (fig. II-10), seuls les phonons transportant de la chaleur.

Figure II-8 : Schéma du diagramme de phase magnétique du solide ^3He [ROGER, 1983]

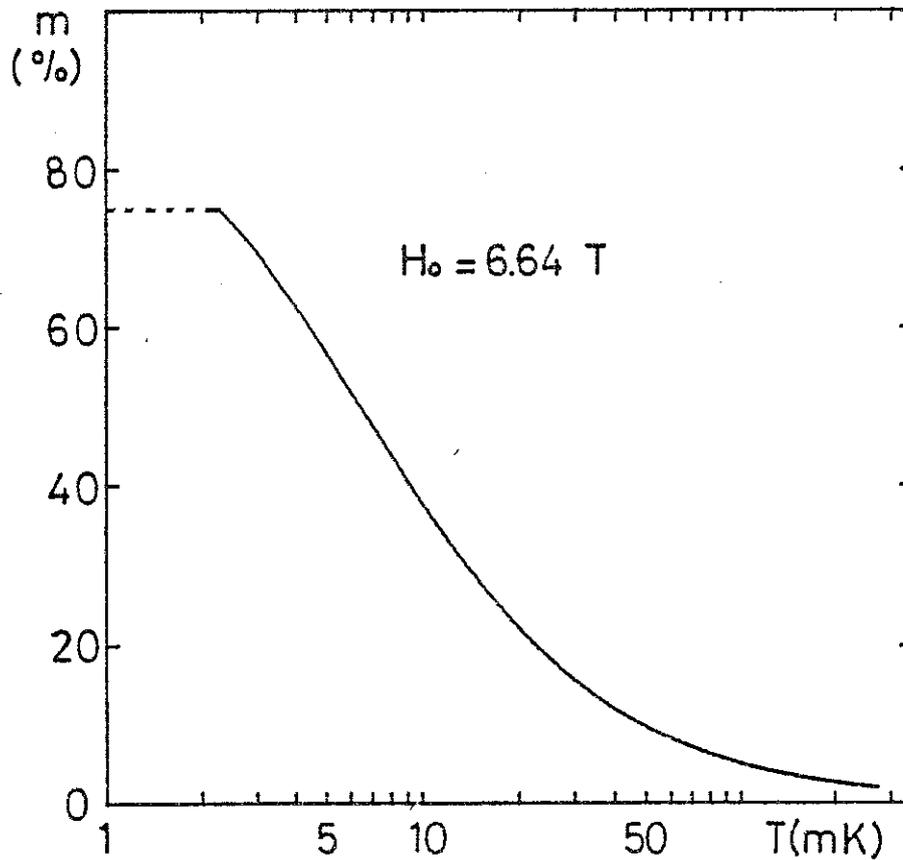
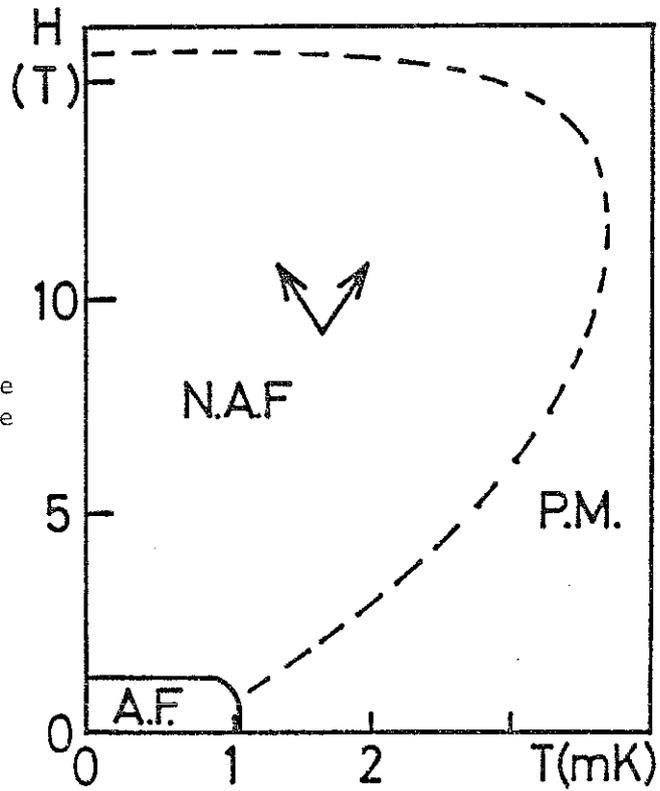


Figure II-9 : aimantation du solide

Ceci est d'autant plus critique que, au terme de réseau ($C_V \cong .4 T^3 \text{ J/mole.K}^4$), se rajoute une chaleur spécifique due à l'énergie d'échange. Cette dernière, de type Schottky, est inversement proportionnelle au carré de la température ($C_V \cong 1.5 \cdot 10^{-5} T^{-2} \text{ JK/mole}$) et devient dominante au-dessous de 100 mK (fig. II-11). Ceci conduit à une diffusivité proportionnelle à T^5 pour $T < 100 \text{ mK}$. Celle-ci est alors très bonne à haute température mais faible à quelques millikelvins. Sur 1 cm, le temps de diffusion thermique τ_{th} vaut :

$$\tau_{th} = 10^{-9}/T^5 \text{ (1 h à 3 mK, 3 ms à 50 mK)}$$

Ceci ne s'arrange pas sous champ magnétique où la chaleur spécifique Zeeman ($C_V = R(\mu_3 H/k_B T)^2$) est égale à celle de l'échange pour H de l'ordre de 2 Tesla et 20 fois supérieure à 7 Tesla (fig. II-11).

Le solide massif devient donc difficile à refroidir en dessous de 5 mK ($\tau_{th} = 2$ heures pour 1 cm sous 7 Tesla à 5 mK). Et le problème n'est pas tout à fait clos :

Pour le liquide, la diffusion thermique est égale à celle de spin –les excitations thermiques (quasiparticules) portant elles-même le spin–, ceci n'est pas le cas pour le solide où la diffusion de spin est gouvernée par l'échange atomique : elle est constante dans la gamme de température qui nous intéresse et vaut $1,5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$ [PREWITT, 1977]. Elle peut donc être relativement rapide dans des grains de solide ($\tau = 1 \text{ s}$ pour $1 \mu\text{m}$) mais elle atteint des valeurs déraisonnables pour le solide massif : un spin met 3 mois à diffuser sur 1 cm.

Ces constantes de temps souvent très longues conduisent l'expérimentateur à *former* le solide à basse température, la courbe de fusion de ^3He étant bien adaptée à cette technique.

3 - Courbe de fusion

a) Champ magnétique nul

Le fait que les spins se comportent jusqu'à quelques milliKelvins comme des spins indépendants confère au solide une forte entropie $S_S (\cong k \text{Log} 2/\text{atome})$. Celle-ci

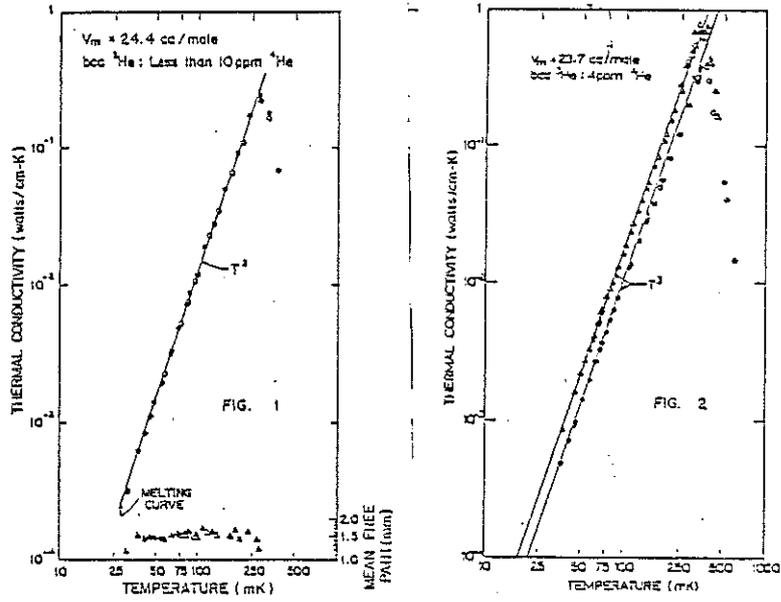


Figure II-10 : Conductivité thermique [ARMSTRONG, 1978]

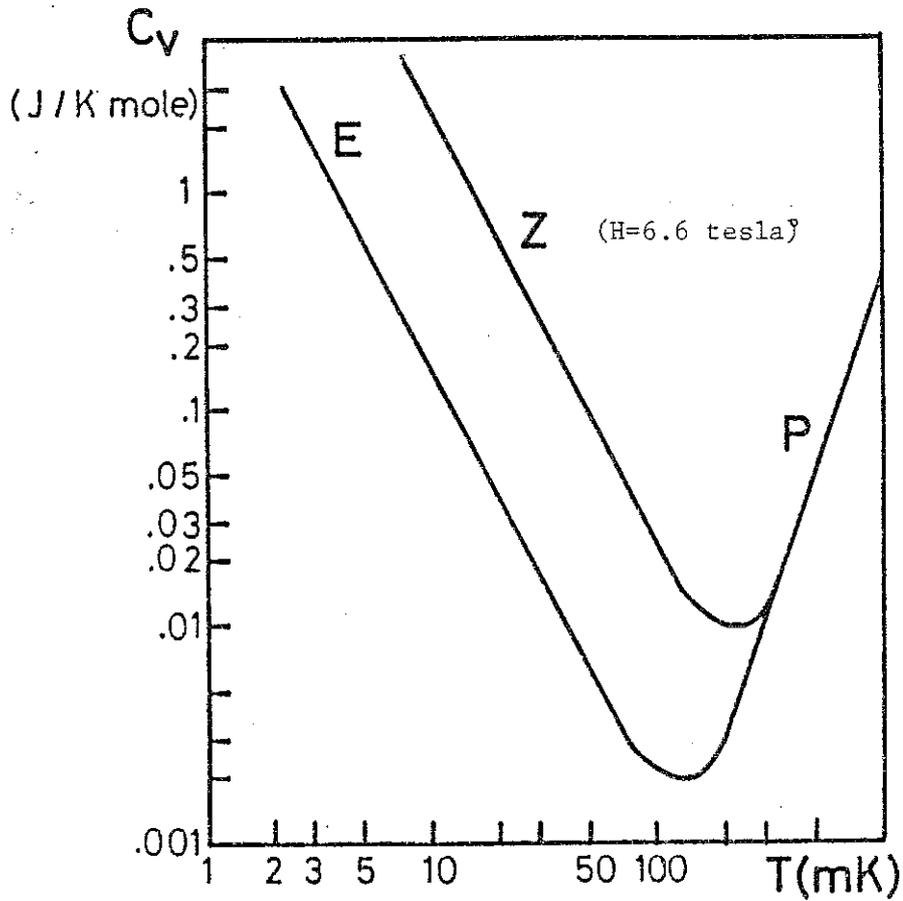


Figure II-11 : Chaleur spécifique
 P : phonons, E : échange ; Z : Zeeman

devient supérieure à celle du liquide S_L pour $T < 320$ mK (fig. II-12). La relation de Clausius-Clapeyron

$$\left. \frac{dP}{dT} \right|_{CF} = \frac{S_S - S_L}{v_S - v_L}$$

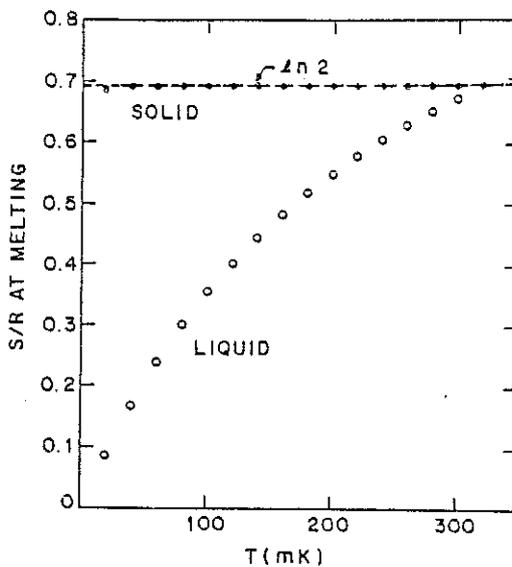
conduit à un changement de pente de la courbe de fusion à cette température. C'est effectivement ce qui est observé (fig. II-13).

Cette caractéristique ($S_S > S_L$) procure au mélange liquide-solide des propriétés inhabituelles. La phase liquide étant la phase à basse entropie, former du solide de façon adiabatique refroidit ce mélange (effet Pomeranchuk). La formation de solide est alors une source froide très efficace à basse température : vers 5 mK la transformation de 1 % du volume en solide peut abaisser la température de 1,5 mK. Inversement, fondre adiabatiquement réchauffe ce mélange de phases, ou encore, un apport de chaleur conduit à la formation de solide.

Toutes ces propriétés spectaculaires ont été largement utilisées pour étudier l' ^3He dans tous ces états sur la courbe de fusion (phases superfluides, phases magnétiques bas et haut champs) [HALPERIN, 1976 ; GODFRIN, 1981].

Signalons enfin une autre conséquence de la forme de la courbe de fusion : on ne peut pas faire croître le solide à basse température ($T < 320$ mK) par augmentation du nombre d'atomes, le minimum de la courbe de fusion conduisant à la formation d'un bouchon de solide à cette température et à cette pression (29 bar). Ce bouchon est très efficace et les expérimentateurs peuvent compter dessus et pour ses avantages ("vanne froide") et pour ses inconvénients (glissement ou fusion intempestive). Il empêche néanmoins l'ajout d'atomes dans la cellule expérimentale, la formation de solide est alors obtenue par une *variation de son volume* (cellule Pomeranchuk). Ceci est possible grâce à de multiples astuces dont on trouvera un résumé dans la thèse de FROSSATI [FROSSATI, 1978] ou dans [LOUNASMAA, 1974]. La cellule Pomeranchuk, dont nous nous sommes servis sera décrite dans le chapitre suivant.

Figure II-12 : Entropie sur la courbe de fusion [GREYWALL, 1983]



Entropy of liquid and solid ³He along the melting curve determined using the measured liquid specific heat and Eqs. (12) and (13).

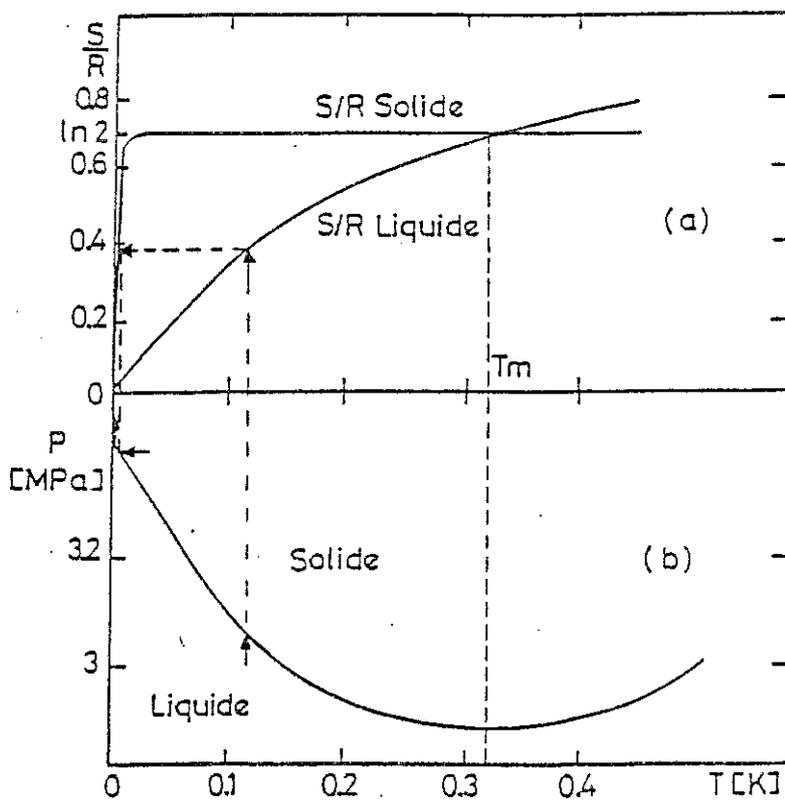


Figure II-13 : Entropie et courbe de fusion

b) Effet du champ magnétique

A partir des considérations faites sur les entropies respectives du solide et du liquide, on peut dresser le comportement qualitatif de cette courbe de fusion avec le champ magnétique.

Celui-ci a pour effet d'ordonner les spins du solide de manière efficace ($m_S \propto 1/T$), donc de diminuer son entropie ; par contre, à cause du principe de Pauli, il a peu d'effet sur l'ordonnement des spins du liquide : la différence d'entropie $S_S - S_L$ diminue donc avec le champ magnétique. La relation de Clausius-Clapeyron indique alors un affaiblissement de la pente $dP/dT|_{CF}$ avec H : la courbe de fusion de l' ^3He s'abaisse sous champ magnétique.

La thermodynamique nous permet de calculer cet abaissement en fonction des aimantations, des susceptibilités et du champ magnétique.

L'équation de Gibbs-Duhem s'écrit pour chaque phase :

$$n_+^i d\mu_+^i + n_-^i d\mu_-^i = s_i dT - v_i dP + m_i dH_0 \quad \text{II-(a)}$$

- i : liquide ou solide
 μ_{\pm} : potentiel chimique des atomes de spins + ou -
 s_i, v_i, m_i : entropie, volume, aimantation molaire des deux phases
 H_0 : champ magnétique appliqué

La coexistence des phases liquide et solide conduit à :

$$\mu_+^S = \mu_+^L ; \quad \mu_-^S = \mu_-^L$$

A l'équilibre thermodynamique, on a

$$\mu_+^i = \mu_-^i$$

On obtient alors :

$$s_S dT - v_S dP + m_S dH_0 = s_L dT - v_L dP + m_L dH_0$$

Pour $H_0 = 0$, on retrouve la relation de Clausius-Clapeyron reliant la pente de la courbe de fusion aux différences d'entropie et de volume molaire. A température constante, on obtient une relation similaire reliant la variation de pression de fusion avec le champ magnétique aux aimantations ou aux susceptibilités :

$$\left. \frac{dP}{dH} \right|_{C.F.} = - \frac{m_S(H_0, T) - m_L(H_0, T)}{\Delta v(H_0, T)} \quad (\Delta v = v_L - v_S ; \Delta v > 0)$$

d'où :

$$\Delta P(H_0, T) = P(H_0=0, T) - P(H_0, T) = \int_0^{H_0} \frac{\chi_S(H, T) - \chi_L(H, T)}{2\Delta v(H, T)} dH^2$$

avec $m_i(H, T) = \chi_i(H, T)H$.

Cette expression de $\Delta P(H_0, T)$ met en avant la dépendance de la courbe de fusion avec les susceptibilités des deux phases.

Aussi loin que la variation de χ_S ou χ_L avec H_0 est négligeable (ainsi que celle de Δv [CASTAING, 1979])

$$\Delta P = \frac{1}{2\Delta v} (\chi_S - \chi_L) H^2 \quad \text{II-(b)}$$

$$= \frac{1}{2\Delta v} (m_S - m_L) H \quad \text{II-(c)}$$

$$= \frac{1}{2\Delta v} \frac{\chi_S - \chi_L}{2} m_S^2 \quad \text{II-(d)}$$

$$= \frac{1}{2\Delta v} \frac{\chi_S - \chi_L}{2} m_L^2 \quad \text{II-(e)}$$

Remarque :

L'utilisation de ces expressions en unités SI n'est pas très pratique. Par la suite, nous utiliserons pour l'aimantation m la grandeur sans dimension $n_+ - n_- / n_+ + n_-$, le champ magnétique est alors exprimé en (Joule/mole) et la susceptibilité en (Joule/mole)⁻¹. Cette dernière prend alors une forme plus agréable à utiliser :

* Pour le solide à haute température (loi de Curie) :

$$M = \frac{N_A \mu_3^2}{k_B T} H$$

N_A : Nombre d'Avogadro

μ_3 : Moment magnétique de ³He (1,0746 10⁻²⁶ J/Tesla)

$$m = \frac{M}{N_A \mu_3} = \frac{1}{RT} (N_A \mu_3 H)$$

d'où $\chi_S = 1/RT$, et $H(\text{Joule/mole}) = 6.47 \cdot 10^{-3} H(\text{Tesla})$.

* Pour le liquide, on peut définir une température magnétique T_M :

$$T_M(T) = \frac{C}{\chi(T)} \quad (C : \text{constante de Curie}) \quad (\text{Appendice A})$$

On a alors :

$$\chi_L = \frac{1}{RT_M}$$

Pour $H = 6,6$ Tesla, le tableau II-2 donne l'abaissement de la courbe de fusion calculé par II-(c).

T(mK)	$P_F(H=0)$ (bar)	Δv (cm ³ /mole)	m_S	v_L (cm ³ /mole)	m_L	ΔP (mb)	$\frac{dP}{dT} _{H=0}$
5	34.257	1.314	55	25.55	2.95	85	40mb/mK
10	34.056	1.314	35	25.57	2.95	52	"
20	33.662	1.314	22	25.62	2.83	31	38
50	32.622	1.311	10.9	25.75	2.62	7	31
100	31.313	1.301	5	25.93	2.36	4.4	22
200	29.821	1.26	2.6	26	1.7	1.53	-
320	29.320	1.24	1.6	26.18	1.44	<1	0

Tableau II-2 $H = 6.6$ Tesla.

Celui-ci reste faible dans les champs magnétiques de quelques Tesla mais peut atteindre plusieurs bars pour les très fortes polarisations [CASTAING, 1979]. C'est ce fort abaissement que nous avons mesuré (chapitre V) grâce à l'obtention de très forts champs effectifs, quantité que nous définissons dans le paragraphe suivant.

4 - Définition du champ effectif

La fusion rapide du solide polarisé produit un liquide dont l'aimantation n'est pas celle d'équilibre au sens thermodynamique : le potentiel chimique des atomes + (μ_+) est différent de celui des atomes - (μ_-).

Si on bloque le processus de relaxation, ou, autrement dit, si on ne s'intéresse qu'à des phénomènes ayant lieu en des temps beaucoup plus courts que T_1 , il n'y a pas de "transmutation" d'atomes + en atomes - et vice versa et les deux espèces de spin (+ et -) peuvent être considérées comme des espèces chimiques différentes.

Dans ces conditions, on peut écrire la différentielle de l'énergie libre dF comme :

$$dF = -sdT - Pdv + H_0 dm + \mu_+ dn_+ + \mu_- dn_-$$

$$dF = -sdT - Pdv + \bar{\mu} dn + \frac{\mu_+ - \mu_-}{2} dm + H_0 dm \quad (\bar{\mu} = \frac{1}{2}(\mu_+ + \mu_-), n = n_+ + n_-)$$

Cette équation définit un champ magnétique effectif H :

$$H = \frac{\partial F}{\partial m} \Big|_{T,v,N} = \frac{1}{2}(\mu_+ - \mu_-) + H_0 \text{ (Joule/mole)}$$

$$H(\text{Tesla}) = \frac{1}{2\mu_3}(\mu_+ - \mu_-) + H_0 = \frac{1}{2\mu_3}\Delta\mu + H_0 \quad (\text{Fig. II-14b})$$

A l'équilibre thermodynamique $\mu_+ = \mu_-$ et $H = H_0$.

La valeur du champ effectif H est rigoureusement celle du champ statique qu'il faudrait appliquer pour obtenir la polarisation m de façon statique (Fig. II-14c).

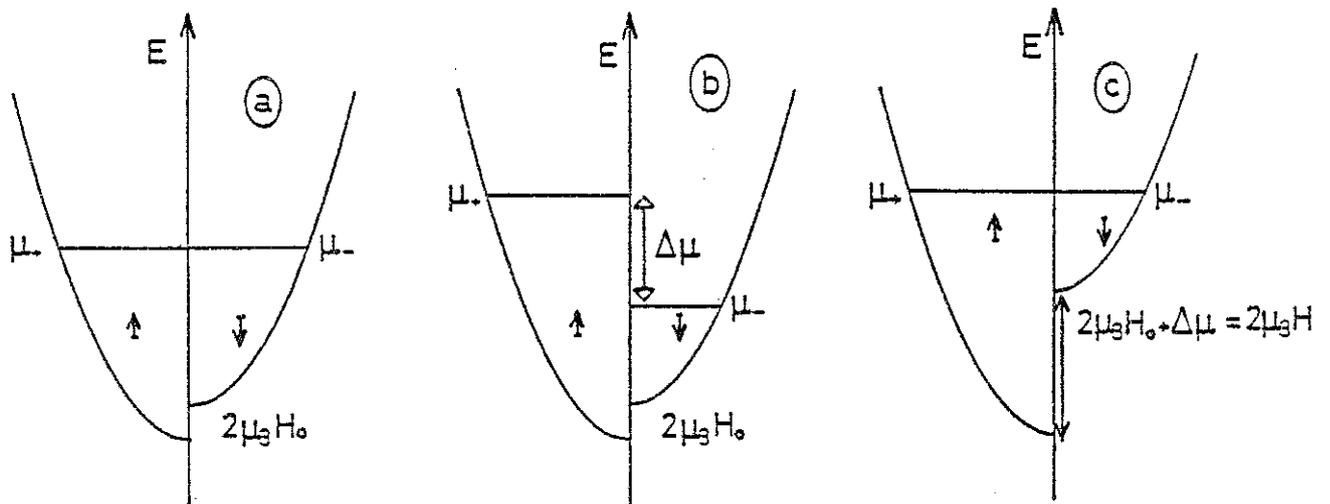


Figure II-14 : H_0 : champ statique ; H : champ effectif

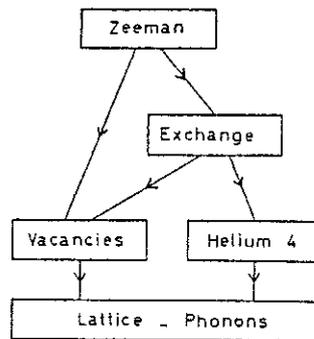
5 - Temps de relaxation de l'aimantation nucléaire de l' ^3He

De fortes aimantations dans le liquide peuvent être obtenues par la fusion rapide de solide polarisé [SCHUMACHER, 1979 ; CHAPPELLIER, 1979]. L'obtention de ce

dernier nécessite de le refroidir à quelques mK sous champ magnétique. Nous avons vu que les constantes de temps thermiques n'y sont pas forcément très favorables mais que l'utilisation adéquate de la courbe de fusion permet la formation de solide directement à partir de celle du liquide. Il reste maintenant à regarder comment se crée l'aimantation du solide ou tout au moins quels sont ses temps de formation (T_1 du solide) et en combien de temps l'aimantation du liquide, augmentée par rapport à celle à l'équilibre, retrouvera sa valeur statique (T_1 du liquide).

a) *Solide*

Le temps de relaxation T_1 du solide a été exhaustivement étudié car il fournit des renseignements importants sur les couplages entre le "bain d'énergie" Zeeman et les autres réservoirs (Fig. II-15) [BERNIER, 1983] [CHAPELLIER, 1985].



Schematic diagram of the various systems of excitation in solid ^3He . The lines figure the couplings responsible for the spin lattice relaxation.

Figure II-15 : Bains d'énergie dans l' ^3He solide

La variation de T_1 avec la température est caractérisée par différents régimes (fig. II-16) montrant l'évolution de l'efficacité des différents couplages.

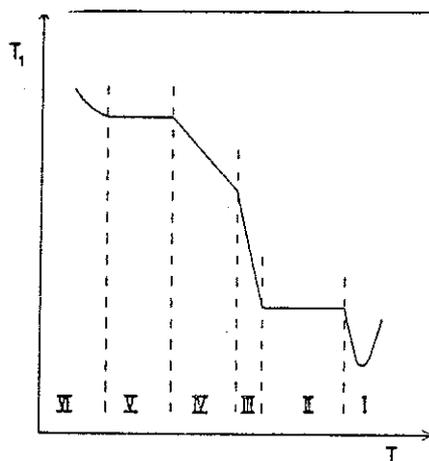
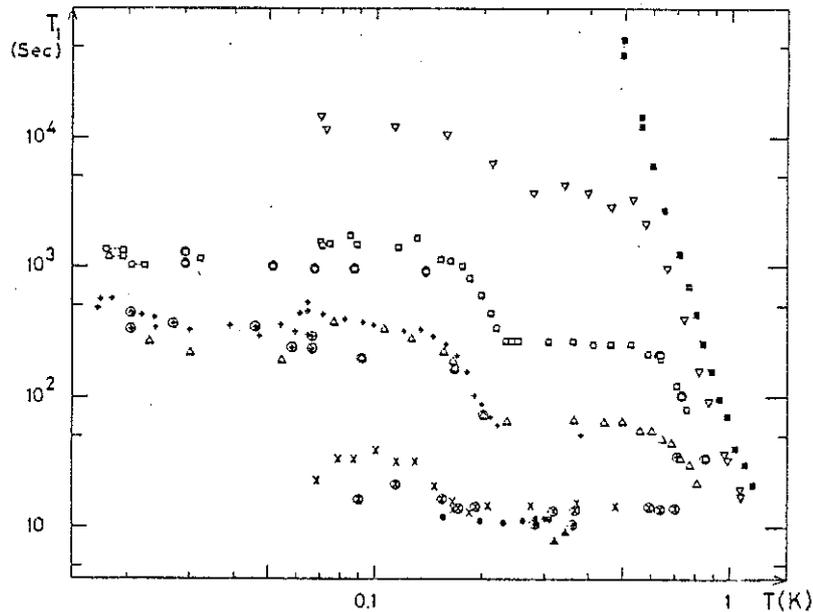
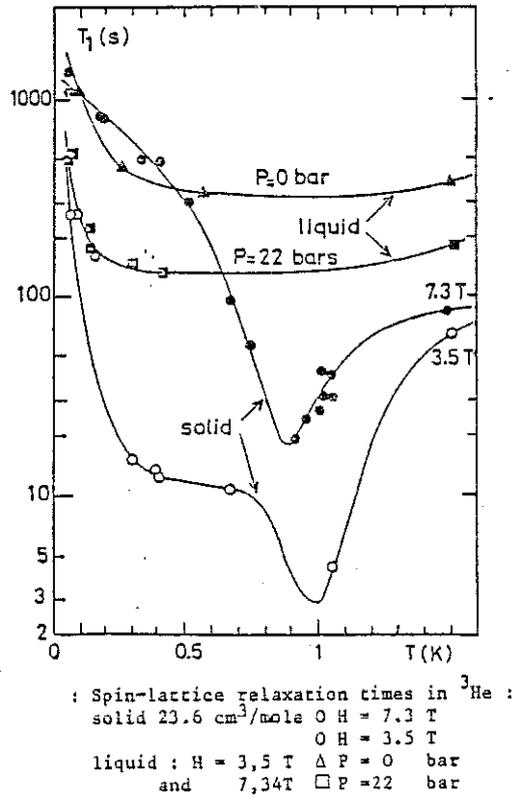


Figure II-16 : Variation schématique de T_1 avec la température

A haute température (régime I) (fig. II-17), la relaxation de l'aimantation est due à la modulation du champ dipolaire par les lacunes thermiques (\equiv couplage direct au réseau cristallin). A plus basse température (régime II), leur nombre diminue, la modulation de l'interaction dipolaire est alors assurée par l'échange d'atomes, le bain d'échange relaxant son énergie vers le réseau. Cette dernière relaxation est encore suffisamment efficace pour que la relaxation de l'aimantation soit dominée par le T_1 Zeeman-échange, indépendant de la température (fig. II-18). Cela n'est plus le cas en dessous de 200 mK environ où le temps de relaxation échange-réseau est le plus long, celui-ci dépendant de la température (régimes III et IV) par des processus divers (effet Raman à 2 phonons, couplage avec les impuretés). A encore plus basse température (régime V) (Fig. II-18), un régime où T_1 est presque indépendant de la température apparaît : la relaxation n'est plus simplement exponentielle et semble due aux défauts cristallins [BERNIER, 1983].

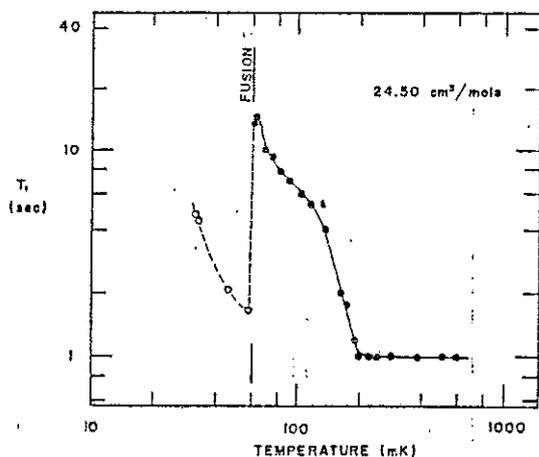
Les déterminations expérimentales de T_1 sont effectuées sur des échantillons massifs dont la préparation est un paramètre important [BERNIER, 1983 ; BASSOU, 1981 ; CHAPPELLIER, 1985], le recuit du cristal augmentant le temps de relaxation. A contrario, l'augmentation du nombre de défauts diminue T_1 , c'est sans doute ce qui explique la soudaine diminution du temps de relaxation lors d'une fusion partielle de solide (Fig. II-19). Les résultats de cette dernière figure sont obtenus à 1,5 Tesla et ne peuvent que difficilement être utilisés pour calculer T_1 à haut champ sur la courbe de fusion où il serait intéressant de vérifier qu'il retrouve les valeurs atteintes dans le solide seul (Fig. II-18).

Figure II-17 : [THOULOZE, 1980]

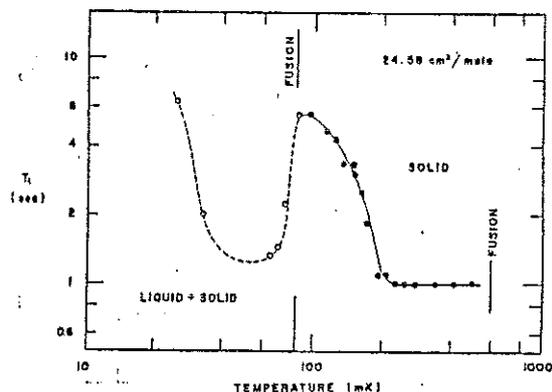


Spin lattice relaxation time T_1 as a function of the temperature for several molar volumes. The samples are labeled I to VIII. The simple symbols correspond to measurements taken during cooling, the same symbols inside a circle correspond to measurements taken during warming: (I) \blacktriangle $V = 24.94 \text{ cm}^3$; (II) \bullet $V = 24.83 \text{ cm}^3$; (III) \times $V = 24.59 \text{ cm}^3$; (IV) \triangle $V = 23.91 \text{ cm}^3$; (V) \circ $V = 23.91 \text{ cm}^3$; (VI) \square $V = 23.52 \text{ cm}^3$; (VII) ∇ $V = 23.05 \text{ cm}^3$; (VIII) \blacksquare $V = 22.67 \text{ cm}^3$. At low temperature, whenever the relaxation was analysed as a sum of two exponentials we plotted only the shortest characteristic time which was also responsible for most of the relaxation.

Figure II-18 : [BERNIER, 1983]

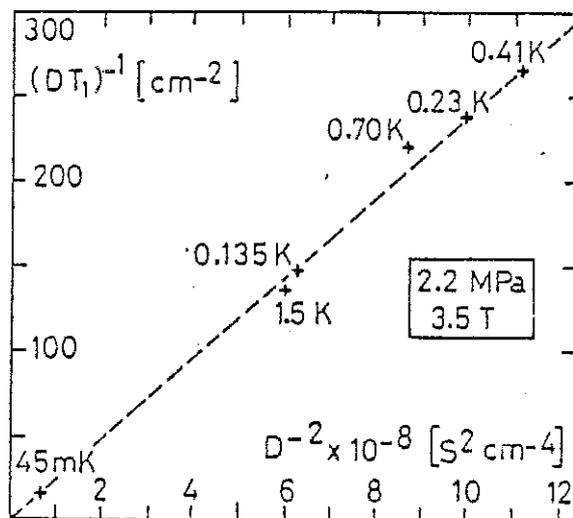


Observed temperature dependence of the nuclear spin-lattice relaxation time T_1 in BCC ^3He at 50 MHz for a molar volume $V_m = 24.50 \text{ cm}^3/\text{mole}$. The solid line represents an attempt to fit the data assuming a linear dependence for $60 < T < 135 \text{ mK}$ and an exponential dependence for $135 < T < 180 \text{ mK}$.



Observed temperature dependence of the nuclear spin-lattice relaxation time T_1 in BCC ^3He at 50 MHz for a molar volume $V_m = 24.58 \text{ cm}^3/\text{mole}$. Although the distinction between regimes III and IV is not as clear as that of Figs. 6-10, two different trends are visible for $0.1 < T < 0.16 \text{ K}$ and $0.16 < T < 0.19 \text{ K}$. The solid line for $0.1 < T < 0.19 \text{ K}$ represents the best fit for the two competing relaxation modes assuming that the temperature dependence is respectively linear and exponential for these ranges.

Figure II-19 : $H = 1,5 \text{ T}$ [CHAPELLIER, 1985]



T_1 in bulk liquid ^3He at 2.2 MPa, 3.5 T and various temperatures, analysed with formula [1] (see text).

Figure II-20

b) Liquide

Dans le liquide massif, le T_1 a principalement pour origine la modulation du champ dipolaire dû aux mouvements des atomes et est par conséquent directement relié au coefficient de diffusion (fig. II-20) [BLOEMBERGEN, 1948]. Ceci explique alors le régime $T_1 \propto 1/T^2$ obtenu à basse température (régime de Fermi $D \propto 1/T^2$, cf. Chap. I) ainsi que le plateau $-T_1$ indépendant de T (fig. II-17) où le coefficient de diffusion quitte le régime dégénéré pour rejoindre la loi en \sqrt{T} propre aux gaz (fig. I-5).

L'effet des surfaces sur le T_1 du liquide semble maintenant bien compris [HAMMEL, 1985] et est négligeable dans les géométries ouvertes que nous avons utilisées.

Pour le liquide massif, le T_1 est indépendant du champ magnétique mais varie substantiellement avec la pression (fig. II-17) passant de 2 mn à haute pression à 5 mn à 0 bar vers 200 mK.

La variation en T^{-2} de T_1 conduit à des temps de relaxation qui peuvent être longs à basse température atteignant 30 mn à 50 mK [VERMEULEN, 1986] : de si longs T_1 permettent l'étude de ^3He polarisé de façon presque similaire (préparation de l'échantillon mise à part !) à une méthode où la polarisation serait permanente.

Si le T_1 des phases massives est bien connu, celui à l'interface liquide-solide est une inconnue totale. Les premières expériences ont montré que la méthode de polarisation du liquide par fusion rapide du solide polarisé est efficace, on peut alors penser que le T_1 d'interface n'est pas si court pour gêner la pleine exploitation de cette technique.

Nous avons montré dans ce chapitre que le magnétisme du liquide ^3He est pour l'instant mal connu, même les plus forts champs magnétiques utilisables aujourd'hui, trop faibles par rapport aux températures magnétiques caractéristiques :

$$\begin{aligned} \mu H &= 24 \text{ mK à } 30 \text{ Tesla} \\ T_F/S &\cong 180 \text{ mK à } 34 \text{ bar} \end{aligned}$$

La fusion rapide du solide polarisé a permis d'atteindre des aimantations de 20 % (celles-ci nécessiteraient un champ de plus de 50 Tesla pour les obtenir de façon

statique). Cette méthode semble donc appropriée à l'étude de ^3He liquide polarisé. Nous avons donné dans ce chapitre les caractéristiques et les paramètres physiques importants pour son utilisation. Nous verrons dans les chapitres suivants comment cette méthode est mise en oeuvre.

CHAPITRE III

TECHNIQUES EXPERIMENTALES USUELLES

INTRODUCTION

Le chapitre précédent a montré que l'étude de l' ^3He liquide polarisé nécessite une température minimum très basse afin d'obtenir des forts taux de polarisation pour le solide. De plus, l'aimantation du liquide étant obtenue de manière transitoire, de nombreuses décompressions sont nécessaires et autant de refroidissements. Le choix de la source froide est alors limité : le cryostat à dilution s'impose. Cette méthode de réfrigération est maintenant bien connue et bien décrite. Je me contenterai d'en rappeler les principes et je donnerai les caractéristiques du cryostat utilisé. Je décrirai la cellule expérimentale –cellule Pomeranchuk– et les sondes utilisées pour nos mesures : leur principe est simple mais avec les méthodes un peu brutales utilisées pour polariser le liquide, chaque détail peut avoir son importance. Les spectromètres utilisés pour la résonance magnétique nucléaire et pour la mesure de la vitesse du son, techniques plus spécifiques, justifient un chapitre à eux seuls.

Ce chapitre est donc destiné à décrire l'environnement expérimental couramment utilisé dans nos expériences sur l' $^3\text{He}\uparrow$.

III-A - REFRIGERATEUR A DILUTION [LOUNASMAA, 1979]

1) Principe

L'obtention de basses températures de façon continue repose sur l'absorption de la chaleur latente (L) lors du changement de phase, phase dense (liquide) - phase gazeuse. Un cryostat fonctionnant sur ce principe atteint environ 1 K avec de l' ^4He et 0,3 K avec de l' ^3He . La pression de vapeur saturante P_S diminue rapidement ($P_S \propto \exp(-L/k_B T)$) avec la température (TAB.III-1), limitant ainsi le débit d'évaporation et donc la puissance frigorifique.

T(K)	P ₄ (Torr)	P ₃ (Torr)
2	24	151
1	0,12	8,8
0,5	1.6 10 ⁻⁵	0,16
0,2		1.2 10 ⁻⁵

TABLEAU III-1

La solution à ce problème est d'évaporer l'³He dense (liquide) non plus en phase gazeuse mais en phase diluée dans l'⁴He. Le diagramme de phase (T,x₃) (fig. III-1) montre qu'il existe une concentration limite *non nulle* d'³He dans l'⁴He à température nulle.

Celle-ci, dans un modèle où l'⁴He superfluide serait assimilé à un "vide mécanique", joue le rôle de tension de vapeur et assure donc *un débit à toute température*. En fait, l'⁴He n'est pas aussi inoffensif : les propriétés de ce gaz d'³He dilué sont décrites par la théorie de Landau, les interactions ³He-³He ou ³He-⁴He étant la cause de cette renormalisation (cf. Chap. I, [EBNER, 1971]). A très basse température (T_F* (x₃ = 6 %) = 0,38 K), la chaleur spécifique varie linéairement en température (m*/m ≅ 2.5), la conductivité thermique en 1/T et la viscosité en 1/T² [WHEATLEY, 1970].

Le passage de n moles de l'état liquide concentré à l'état dilué absorbe une quantité de chaleur proportionnelle à la différence d'enthalpie ΔH des deux phases. Leur comportement liquide de Fermi conduit à des enthalpies proportionnelles à T² à basse température :

$$H(\text{conc}) = H_C(T=0) + 12,5 T^2 \quad (\text{J/mole ; } T \text{ en Kelvin})$$

$$H(\text{dilué}) = H_D(T=0) + 94,5 T^2$$

Le pouvoir frigorifique est alors donné par :

$$\dot{Q} = \dot{n}_3(94.5 T_D^2 - 12.5 T_C^2) \quad (\text{MKS})$$

Figure III-1 : Diagramme de phase ^3He - ^4He à pression nulle

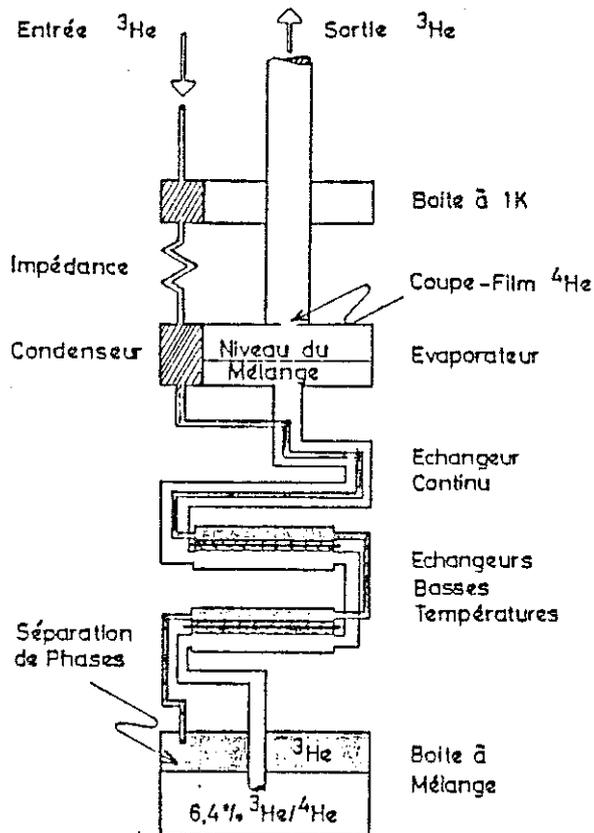
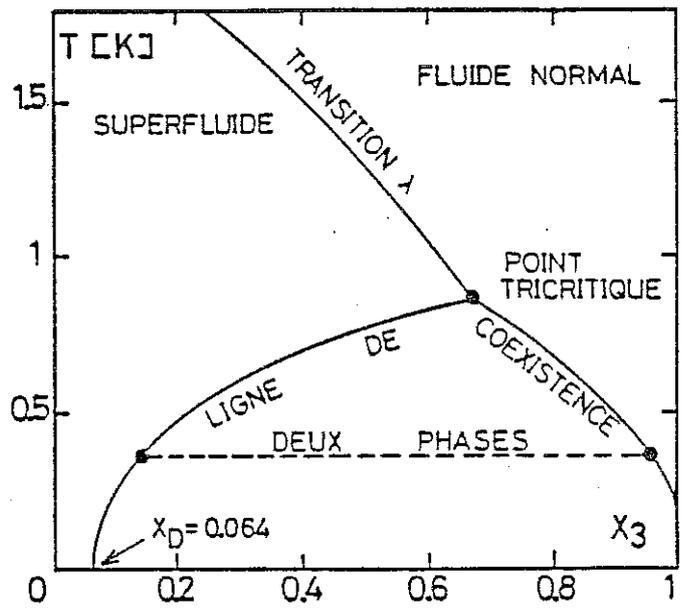


Figure III-2 : Schéma d'un réfrigérateur à dilution

T_D : température de la phase diluée

T_C : température de la phase concentrée

\dot{n}_3 : nombre de moles passant de la phase concentrée à la phase diluée par seconde

La circulation d' ^3He est assurée au niveau de l'évaporateur (fig. III-2). Celui-ci contient un mélange $^3\text{He}-^4\text{He}$ ($x_3 \cong 1\%$ à 0,5 K), mais la tension de vapeur de l' ^3He est bien supérieure à celle de l' ^4He , et le pompage à la surface liquide-gaz permet une extraction des atomes d' ^3He du liquide très efficace : le gaz pompé peut contenir jusqu'à 99 % d' ^3He . Celui-ci est réinjecté dans la boîte à mélange après condensation vers 1 K (fig. III-2). Le débit d' ^3He est fixé par la température de l'évaporateur, les capacités du groupe de pompage et le coupe-film dont le but est d'empêcher l'aspiration d' ^4He lors de l'évaporation du film superfluide.

La température minimale T_m de la phase diluée est atteinte quand cette puissance frigorifique est égale aux apports de chaleurs Q_p dans le dilué :

$$T_m^2 = \frac{\dot{Q}}{\dot{n}_3} \frac{1}{94,5} + \frac{12,5}{94,5} T_C^2$$

Quand les apports de chaleurs sont très importants ($T_D \cong T_C$) ou pour des forts débits, le pouvoir frigorifique devient

$$\dot{Q} = 82 \dot{n}_3 T_D^2$$

et diminue avec la température.

Dans le cas contraire ($\dot{Q}_p \cong 0$), on obtient pour la température minimale :

$$T_m \sim 1/3 T_C$$

Celle-ci est donc fortement reliée à la température de l' ^3He concentré qui est injecté dans la boîte à mélange. C'est le rôle des échangeurs de chaleur de refroidir cet ^3He le plus efficacement possible jusqu'à sa réinjection. Pour ce faire, il est thermalisé grâce à un échangeur thermique à partir de l'évaporateur à la phase diluée dont la forte enthalpie assure un ballast thermique suffisant, le problème résidant dans le transfert de

chaleur entre ces deux phases qui est limité par la résistance de Kapitza [HEBRAL, 1978 ; FROSSATI, 1978 ; LOUNASMAA, 1974].

Entre 0,5 K et 50 mK, l'échange thermique est assuré par un échangeur tubulaire à contre courant (TAB. III-2).

Concentré		Dilué		σ_{ech}
L(m)	$\phi_{ext}-\phi_{int}$ (mm)	L(m)	$\phi_{ext}-\phi_{int}$ (mm)	cm ²
1,5	0,3 × 0,5	0,3	3,5 × 4	14
1,5	0,5 × 1	0,3	3,5 × 4	23
4	1 × 1,5	0,8	4 × 4,5	125
4	1 × 1,5	0,8	4,5 × 5	125

TAB. III-2 : Caractéristiques de l'échangeur continu.

La variation en $1/T^3$ de la résistance de Kapitza limite l'efficacité d'un tel échangeur. Entre 50 mK et la boîte à mélange, il est nécessaire d'accroître considérablement la surface d'échange, ceci est rendu possible par l'utilisation de poudres d'argent. On trouvera la méthode de fabrication de ces "échangeurs discrets" dans les thèses de FROSSATI, GODFRIN et VERMEULEN [FROSSATI, 1978 ; GODFRIN, 1981 ; VERMEULEN, 1986]. Une optimisation de leur diamètre est nécessaire afin de minimiser les pertes par conduction thermique ($\dot{Q}_{cond} \propto \text{surface}/\text{température}$) et celles par viscosité ($\dot{Q}_{visc} \propto [(\text{surface}) \cdot (\text{température})^2]^{-1}$).

Les caractéristiques des échangeurs que nous avons utilisés sont le sujet du tableau suivant (TAB. III-3).

ϕ_{int} dilué (mm)	ϕ_{int} concentré (mm)	L	$\sigma_{\text{dil}} = \sigma_{\text{conc}}$
(2x) 4	1,5		4 m ²
.7	2,5	27 cm	67 m ²
8,5	3		
10	3,5		
11,5	4		

TABLEAU III-3 : Caractéristiques des échangeurs à poudre d'argent

Le cryostat que nous avons utilisé pour nos expériences a été construit par G. SCHUMACHER [SCHUMACHER, 1978] et on trouvera dans sa thèse ses principales caractéristiques. Les échangeurs et la boîte à mélange ont été changés depuis. La température minimale que nous avons atteinte est de 3 mK à un débit de 150 $\mu\text{mole/s}$.

2 - Boîte à mélange et thermométrie

Le corps de la boîte à mélange est tourné dans un barreau d'araldite et deux bouchons coniques permettent d'une part l'introduction des différentes sondes destinées au contrôle de la dilution, d'autre part de supporter la cellule expérimentale (fig. III-3).

L'araldite est utilisée pour éviter les courants de Foucault générés par d'éventuelles vibrations de la boîte à mélange dans le champ magnétique ($H \cong 7$ Tesla) ou ceux créés par l'utilisation de radio-fréquences. Elle possède en outre l'avantage d'être usinée facilement et des modifications de la boîte à mélange peuvent être apportées par simple collage, ce qui évite toute soudure délicate et l'étanchéité est garantie pour peu que les pièces soient bien ajustées et les portées bien nettoyées.

Le travail des bouchons coniques est un peu plus délicat. Il requiert que les parties mâles et femelles du cône soient très bien ajustées dès l'usinage. Pour plus de précautions, elles seront rodées l'une dans l'autre avec de la pâte diamant (30 μ , 10 μ , 3 μ). Mécaniquement, il est nécessaire de tourner ces deux parties sans modification de la position de la tourelle du tour. Nous avons adopté une solution moins contraignante

qui consiste à usiner avec ces précautions un gabarit male et un gabarit femelle (Dural) et de s'y recalcrer lors de la fabrication d'une des deux parties du bouchon. Ceci permet leur *fabrication à la demande* et donc d'éviter de reconstruire en partie la boîte à mélange lors d'un changement d'expérience ou de modification du bouchon. Cette technique a été utilisée pour fabriquer 3 parties males différentes en gardant la même partie femelle, sans problème d'étanchéité. Le rodage reste cependant une sécurité nécessaire mais, avec cette méthode, il peut s'effectuer dans le gabarit opposé très facilement et ne nécessite donc pas la dépose de la boîte à mélange.

Le bouchon conique du haut de la boîte à mélange supporte les tubes d'arrivée du concentré (cuivre-nickel (CuNi) ; $\phi = 5$ mm) et de départ du dilué (CuNi $\phi = 8.5$ mm). Sur ce dernier est collé une "jupe" en kapton forçant la circulation du liquide froid (dilué) autour de la cellule et facilitant le refroidissement de l' ^3He "échantillon". La température de la boîte à mélange est déterminée par deux moyens différents : une mesure de la susceptibilité alternative d'un sel de cérium-magnésium-nitrate (CMN : $\text{Ce}_2\text{Mg}_3(\text{NO}_3)_{12}(\text{H}_2\text{O})_{24}$) et de la résistance électrique d'une résistance du type de celles utilisées en électronique (Matsushita 68 Ω).

Les ions de cérium du CMN suivent une loi de Curie-Weiss entre 5 mK et 2 K environ. Sa température d'ordre est de 1.9 mK. La susceptibilité de ce sel est obtenue par la mesure du coefficient de mutuelle entre le circuit primaire produisant un champ alternatif (83 Hz) et le circuit secondaire. La tension induite sur ce dernier par le primaire est proportionnelle à la susceptibilité du sel. L'électronique de mesure est un pont d'inductance mutuelle à détection synchrone développé au laboratoire et maintenant commercialisé [Barras-Provence]. Afin de faciliter la thermalisation du sel et de rendre sa susceptibilité isotrope, celui-ci est réduit en poudre dont la taille des grains est inférieure à 40 μ .

Ce thermomètre est étalonné entre 2,17 K et 1,3 K, température obtenue par pompage d'un bain d' ^4He , sa pression de vapeur nous donnant la température absolue. La mesure de la mutuelle nous donne le coefficient de variation de la susceptibilité du sel ainsi que les termes correctifs dus aux mutuelles parasites :

$$M = A/T + M_0$$

Sous champ magnétique, les moments de cérium sont saturés à basse température et ceci même dans le champ rémanent ($I_{\text{bobine}} = 0$) de la bobine supraconductrice utilisée

Figure III-3 : Boîte à mélange

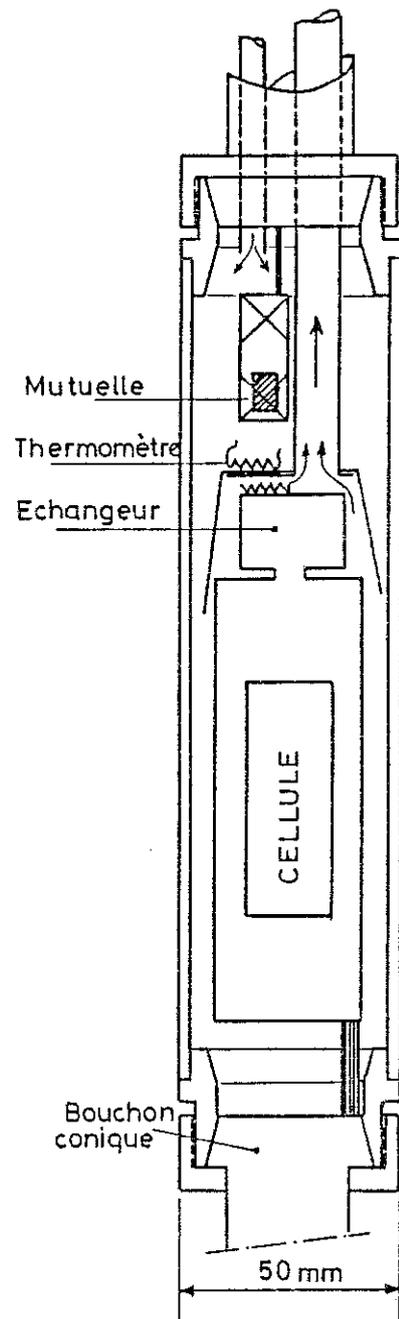
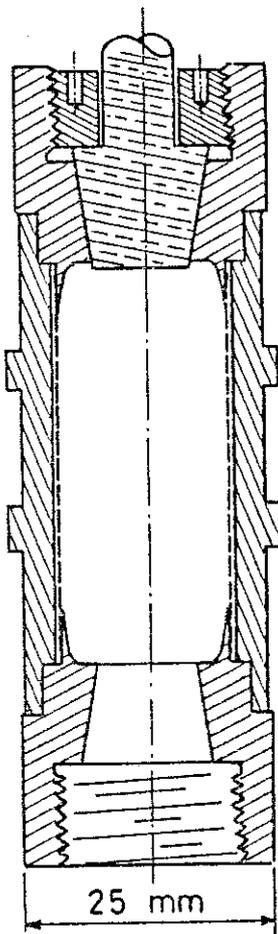


Figure III-4 : Cellule Pomeranchuk

pour polariser l' ^3He échantillon (7 Tesla). Dans notre cas, cette mutuelle n'est donc utilisée que pour vérifier la bonne marche du réfrigérateur (température minimale, débit optimal) au début de l'expérience. Ce thermomètre est doublé d'une résistance de carbone Matsushita (68Ω) dont l'étalonnage, après quelques cyclages thermiques est fiable. Notre étude sur l' ^3He permet en fait d'utiliser sa courbe de fusion en thermométrie, celle-ci est alors plus directe et les thermomètres décrits ci-dessus se sont avérés suffisants.

L'ensemble cryogénique décrit ici brièvement a été fidèle et de bonnes performances ont pu être maintenues durant deux cycles d'expériences de 15 mois. La réfrigération dans ces conditions devient presque de la routine ... presque.

III-B - CELLULE POMERANCHUK

1 - Construction et caractéristiques

L'étude de la courbe de fusion de l' ^3He en dessous de 320 mK est compliquée par son minimum prononcé (cf. Chap. II-B-3) à tel point que les premières tentatives montrent une courbe de fusion plate à basse température. En effet, un bouchon de solide se forme à 29 bar et 320 mK empêchant la variation de pression par augmentation du nombre d'atomes. Il est très efficace et peut supporter facilement des différences de pression de 5 bars. Cette caractéristique permet l'étude de l' ^3He sur la courbe de fusion à nombre d'atomes fixé. Son inconvénient est qu'il devient difficile de contrôler les quantités respectives de liquide et de solide. Cet inconvénient est évité par la construction de cellules à volume variable par action extérieure (cellule Pomeranchuk) et de telles cellules ont grandement apporté à la connaissance de l' ^3He tant solide que liquide.

On trouvera dans [FROSSATI, 1978] une revue des cellules utilisées couramment ainsi que la thermodynamique détaillée des différentes possibilités expérimentales qu'elles offrent. Pendant longtemps, la variation de volume était produite par le changement de longueur d'un soufflet métallique. L'évolution vers les études sous hauts champs magnétiques et l'utilisation de radiofréquences ont rendu cette technique souvent inadaptée. G. FROSSATI a développé un modèle de cellule tout en plastique. Une étude plus systématique pour améliorer leur fiabilité a été effectuée par GODFRIN [GODFRIN, 1981]. Celle que nous avons utilisée a été construite par A. GREENBERG suivant la méthode décrite par FROSSATI [FROSSATI, 1980]. Les figures III-4 montrent le plan de la cellule utilisée.

Ses avantages sont :

- un gros volume expérimental ($\phi = 2$ cm, $L \cong 4$ cm, $V \cong 12$ cm³),
- 2 bouchons coniques ($\phi \cong 1$ cm) permettant un démontage et un remontage relativement aisé (la même cellule a été utilisée pour les expériences sur la courbe de fusion et pour les mesures ultra-sonores).

Ces bouchons coniques sont construits de la même façon que ceux de la boîte à mélange montrant ainsi que, même sur des bouchons fortement sollicités –une force de 40 kg y est couramment appliquée lors des expériences–, cette technique est fiable.

La partie cylindrique séparant les compartiments ³He et ⁴He est une membrane constituée de 10 tours de feuilles de kapton d'épaisseur 14 microns [GODFRIN, 1981]. L'élasticité de cette membrane permet, par augmentation de la pression d'⁴He, une diminution du volume δV de la cellule. Ce δV peut atteindre 0,3 cm³ dans notre cas ($\delta V/V \cong 2,5$ %). La diminution de volume conduit à la formation de solide (c'est de cette façon que nous fabriquerons à très basse température du solide polarisé).

Le pourcentage de liquide x_L ou de solide x_S dans la cellule peut être déterminé à tout moment pourvu que l'on connaisse un point (P_3, P_4, x_S) sur la courbe de fusion et la compressibilité de la cellule k définie par

$$\delta V/V = k\delta(P_3 - P_4) \quad (\text{domaine élastique})$$

Cette constante est déterminée expérimentalement :

En opérant à nombre d'atomes fixé ($P > 29$ bar, $T < 300$ mK), la cellule étant remplie d'une seule phase (liquide ou solide), on fait varier la pression d'⁴He (P_4). Ceci conduit à un changement de pression à l'intérieur de la cellule dP_3 :

$$dV/V = -KdP_3$$

(K : compressibilité de la phase remplissant la cellule).

La pente de la courbe $P_3 - P_4$ en fonction de P_3 donne le coefficient K/k (fig. III-5), la compressibilité étant connue par ailleurs [HALPERIN, 1976].

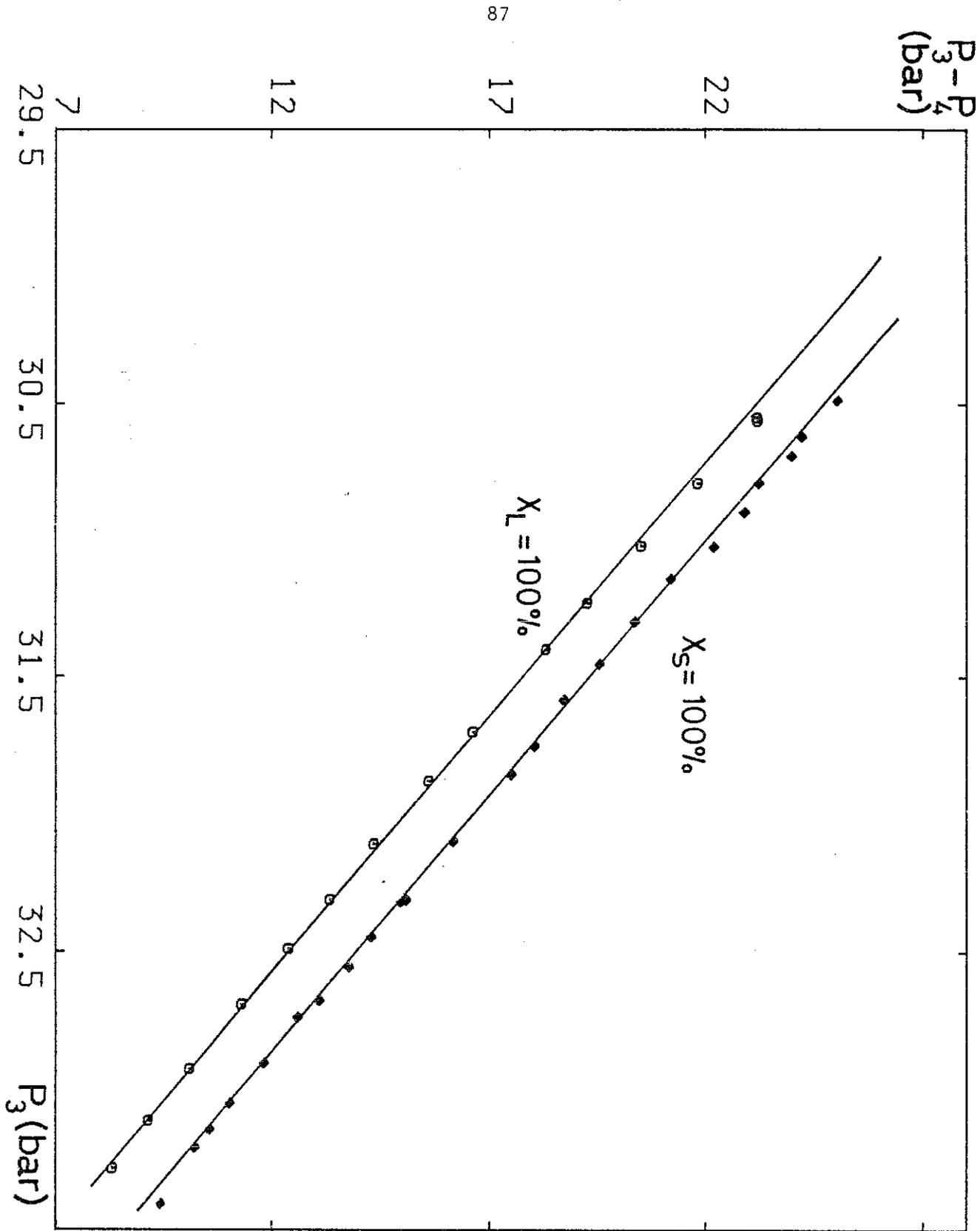


Figure III-5 : Etalonnage de K/k

La valeur de k de notre cellule est de l'ordre de 10^{-3} bar^{-1} et sa relative petitesse s'explique par le grand volume mort V_0 de la cellule.

Le calcul de la quantité de solide se conduit de la manière suivante en prenant comme exemple le chemin décrit par la figure III-6.

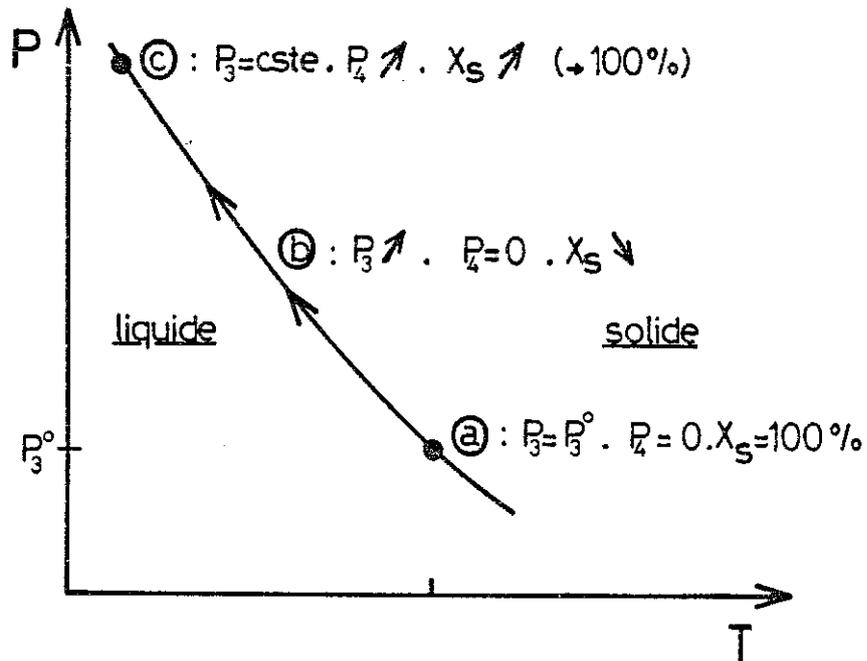


Figure III-6

a) Point de départ le long de la courbe de fusion

à $P_3^0, T_0, x_S = 100 \%$

$$V_0 = N v_S^0$$

V : volume de la cellule

N : nombre de moles enfermées

v_S^0 : volume molaire du solide à P_0, T_0

b) Refroidissement ; P_3 augmente ($\delta P_3 ; \delta P_4 = 0$)

à $P_3, T, (\delta P_3 = P_3 - P_3^0)$

$$V_1 = N_S v_S + N_L v_L$$

$$\begin{aligned}
 V_1/N &= x_S v_S + x_L v_L && (x_S, x_L : \text{pourcentage atomique des 2 phases}) \\
 &= x_S v_S + (1-x_S) v_L \\
 &= v_S^0 (1+k\delta P_3) && (P_4 = \text{cste})
 \end{aligned}$$

$$v_S = v_S^0 (1-K_S \delta P_3); \quad v_L = v_L^0 (1-K_L \delta P_3)$$

on obtient :

$$x_S \cong 1 - \delta P_3 (K_S + k) (v_L^0 / \Delta v - 1) \quad \Delta v = v_L - v_S$$

$$x_S \cong 1 - (K_S + k) (v_L^0 / \Delta v) \delta P_3$$

* Entre 100 mK et 3 mK, le coefficient $v_L^0 / \Delta v$ est quasiment constant et, en négligeant la variation de K_S avec la pression (34 bar, $K_S = 5,31 \cdot 10^{-3} \text{ bar}^{-1}$, 31 bar, $K_S = 5,98 \cdot 10^{-3} \text{ bar}^{-1}$), pour une entrée sur la courbe de fusion à 100 mK ($P = 31,312 \text{ bar}$, $v_L^0 = 25,93 \text{ cm}^3/\text{mole}$)

$$x_S = 1 - 0,13 \delta P_3 \quad (\delta x_S / \delta P_3 = -13 \text{ \%/bar})$$

* Pour $T = 5 \text{ mK}$, $P_3 = 34,257$, la quantité de solide restante est alors 62 %.

c) Compression d'⁴He à température constante ($\delta P_3 = 0$, δP_4)

De la même façon qu'en (b) on trouve

$$\delta x_S = k (v_L^0 / \Delta v) (1 - x_S \Delta v / v_L^0) \delta P_4$$

$$\delta x_S / \delta P_4 \cong 1,8 \text{ \%/bar}$$

De 0 à 22 bar la quantité de solide augmente de 38 %. La cellule est à nouveau rempli de solide.

Ces formules nous permettront de déterminer la pression de rentrée sur la courbe de fusion (P_0) afin de solidifier tout le liquide à basse température et de déterminer la quantité de solide dans la cellule lors d'une décompression rapide (Chap. V). Nous verrons que le fait qu'on ne puisse former "que" 45 % de solide ($\delta P_4 = 25 \text{ bar}$) à très basse température n'a pas été gênant dans nos expériences.

2 - Thermalisation - capillaires - apports chaleur parasites

La cellule Pomeranchuk est fixée sur un bouchon conique de la boîte à mélange (fig. III-3) et immergée dans la phase diluée ^3He - ^4He . La thermalisation de ^3He expérimental est assurée par un échangeur faisant partie intégrante d'un bouchon conique de la cellule (fig. III-7).

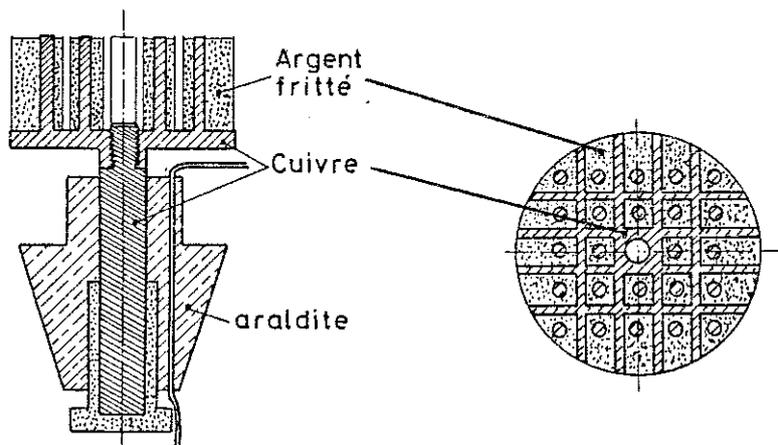


Figure III-7 : Bouchon conique et échangeur

Cet échangeur nous a permis de refroidir ^3He jusqu'à 5,5 mK lors de l'expérience portant sur la courbe de fusion et 8 mK pour celle destinée aux mesures ultrasonores. Ces températures restent un peu trop importantes vis à vis de celles souhaitées (3-4 mK). Si dans le cas où seulement 5,5 mK était atteint nous n'avons pu trouver de raisons évidentes pour expliquer cet écart ΔT important entre la température de la boîte à mélange (3 mK) et celle de la cellule, l'expérience destinée à mesurer la vitesse du son dans ^3He polarisé (Chap. VI) nous a conduit à utiliser des capillaires de gros diamètre qui peuvent expliquer une température d' ^3He assez élevée comme je vais le montrer à présent, ceci me semblant un exemple typique montrant que les très basses températures et les méthodes un peu violentes (décompression rapide) peuvent être quelquefois difficilement compatibles.

Cette expérience nécessitait de transformer 100 % de solide en liquide, ceci en un temps inférieur à la seconde. Les caractéristiques décrites ci-dessus de la cellule ainsi que les expériences faites sur la courbe de fusion montrent que la décompression du seul compartiment ^4He était loin d'être suffisante : la fusion du bouchon ($P = 29$ bar, $T = 320$ mK) était nécessaire afin d'évacuer les atomes par le capillaire d' ^3He .

Nous avons estimé les diamètres nécessaires de ces capillaires pour les deux hypothèses suivantes :

- a) fusion en 1 seconde de 100 % de solide à 29 bar en liquide à 24 bar : $\dot{m}_a = 8.10^{-2}$ g/s
 b) fusion en 1 seconde de 100 % de solide à 29 bar en liquide à 2 bar : $\dot{m}_b = 0,3$ g/s

Nous avons utilisé les formules suivantes pour calculer les pertes de charges :

$$\Delta P = .81 (\psi_L / \rho D^5) \dot{m}^2 \quad (\text{MKS}) \quad L, D : \text{longueur et diamètre du capillaire}$$

ρ : masse volumique

flot laminaire	$\psi = 64/R_e$	$R_e < 2000$
flot turbulent	$\psi = 0,31/R_e^{1/4}$	$R_e > 2000$

$$R_e = 4\dot{m} / \eta \pi D \quad (\text{nombre de Reynolds})$$

Le tableau III-4 donne les caractéristiques des capillaires CuNi utilisées ainsi que les pertes de charges estimées entre les différentes parties du cryostat dans les hypothèses (a) et (b).

Il va de soi que ces calculs ne peuvent fournir qu'une évaluation grossière de ces ΔP (la viscosité varie de 3 ordres de grandeur entre 5 mK et 200 mK !). Cependant, ils montrent l'obligation que nous avons d'utiliser des capillaires de sections inhabituelles pour des expériences à très basse température. On va voir que de telles sections permettent des transports de chaleur par conduction thermique très importantes et la dépendance en $1/D^5$ de ΔP ne nous permet pas de réduire le diamètre afin de diminuer ces apports parasites.

Il faut alors trouver un compromis entre la longueur (encombrement et disponibilité) et les thermalisations sur les différents points froids du cryostat. D'autre part, la dépendance en T^{-3} de la résistance de Kapitza rend l'estimation des flux de chaleur évacués assez délicate.

Les capillaires sont thermalisés à 4,2 K par simple passage dans le bain d' ^4He , à 0,4 K sur l'évaporateur par un poral de 4 dm² et à 60 mK sur la plaque froide par deux porals du même type.

	Température estimée Viscosité (MKS)	diamètre intérieur (mm)	longueur (m)	R_e (a) (b)	ΔP (bar) (a) (b)
Cellule : 5 mK	100 mK			5000	1
		1	2	-----	-----
Plaque froide : 60 mK	$2 \cdot 10^{-5}$			20000	16
Plaque froide : 60 mK	300 mK			13000	1,3
		0,4	2	-----	-----
Evaporateur : 0,6 K	$8 \cdot 10^{-6}$			50000	17
Evaporateur : 0,6 K	0,6			25000	0,015
		1	1,5	-----	-----
Boîte à 1 K : 1,2 K	$4 \cdot 10^{-6}$			10^5	0,380
Boîte à 1 K : 1 K	1 K			17000	$\cong 0$
		2	1	-----	-----
4 K : 4 K	$3 \cdot 10^{-6}$			68000	$\cong 0,02$
Traversée du bain ^4He	gaz à 5 K			68000	0,02
		1	2	-----	-----
4 K	$1,5 \cdot 10^{-6}$			10^5	0,3
Sortie cryostat				$7 \cdot 10^3$	1
300 K	$1,6 \cdot 10^{-5}$	1,5	3	-----	-----
Réserve ^3He				$2 \cdot 10^4$	1

TABLEAU III-4

La thermalisation sur la boîte à 1 K a été supprimée pour éviter son réchauffement lors des décompressions car sur cet étage sont fixées les capacités de références des ponts (cf. III-C).

Une différence de 5 mK entre la boîte à mélange ($T = 3$ mK) et la cellule (8 mK) ne peut être expliquée que par une importante arrivée de chaleur : la surface d'échange thermique à 3 mK et de 5 m^2 de poudre 700 \AA ($\rho_K T^3 \cong 5 \cdot 10^{-2}$ à 3 mK [GODFRIN, 1981]).

$$\Delta T^4 \cong 4T^3 \Delta T \cong 4T^3 R_K \dot{Q} \quad R_K = \rho_K / S$$

d'où $\dot{Q} = \Delta T^4 / 4T^3 R_K \cong 100 \text{ nW}$ qui arrivent dans la cellule.

Nous allons tenter d'expliquer un si fort apport de chaleur :

Hypothèse 1

La thermalisation sur la plaque froide ($T = 60$ mK) de ^3He est parfaite ($T_{^3\text{He}} = 60$ mK), la quantité de chaleur qui vient par les capillaires de la plaque froide (P.F.) à la cellule (cell.) vaut

$$\dot{Q} = \frac{L}{S} \int_{\text{B.M.}}^{\text{Cell.}} K(T) dT \quad K(\text{solide}) \cong 10^3 T^3 \text{ W/mK}^4 \quad [\text{ARMSTRONG, 1978}]$$

$$L = 2 \text{ m} \quad S = 0,8 \text{ mm}^2 \quad (\text{TABIII-4}).$$

$$\dot{Q} = 1 \text{ nW} \quad (\text{thermalisation parfaite})$$

Hypothèse 2

La thermalisation sur la plaque froide est totalement inefficace, la chaleur passe directement de l'évaporateur (evap. : 0,5 K) à la cellule.

$$\dot{Q} = \left(\frac{L}{S}\right)_{\text{evap.PF}} \int_{\text{evap.}}^{\text{PF}} K(T)dT + \left(\frac{L}{S}\right)_{\text{PF.Cell.}} \int_{\text{PF}}^{\text{Cell.}} K(T)dT$$

$$= 2 \mu\text{W}$$

La conclusion de ces calculs, menés dans les hypothèses extrêmes, semble être une *thermalisation insuffisante sur la plaque froide*. C'est en effet entre 0,6 K et 50 mK que le problème est délicat à cause de la *très haute conductivité du solide* (fig. II-10) qui permet des flux de chaleur importants difficiles à évacuer par les porals.

Les marges de sécurité nécessaires aux très basses températures n'ont pu être respectées dans cette expérience et une thermalisation insuffisante –le calcul montre que 100 nW arrivant dans la cellule correspond à une température d'³He sur la plaque froide de 100 mK– devient vite critique, malgré une température de boîte à mélange très basse.

La résolution de ce problème passe par des porals plus efficaces (surfaces d'échange plus importantes) par des cellules plus petites nécessitant des flux atomiques lors de la décompression beaucoup plus faibles ou encore par des cellules Pomeranchuk à très faible volume mort ($\Delta V/V \sim 1$) permettant la fusion du solide par simple décompression d'⁴He [HALPERIN, 1976 ; KOPIETZ, 1986 ; VERMEULEN, 1986].

Après avoir décrit le réfrigérateur à dilution et la cellule Pomeranchuk, nous décrivons maintenant les différentes sondes utilisées dans nos expériences.

III-C - SONDES

Toute étude thermodynamique sur l'³He nécessite la connaissance de la pression (ou du volume) et de la température. Cette partie est donc destinée à la description des différents capteurs utilisés.

1 - Mesures de pression

Le bouchon de solide dû au minimum de la courbe de fusion nous oblige à installer un capteur de pression *dans* la cellule. La mesure de la pression est très importante pour plusieurs raisons : les propriétés de l'³He en sont fortement dépendantes d'une part (Chap. I,II,VI) et, d'autre part, la pression de fusion est un très bon thermomètre en champ magnétique nul (Chap. II). On connaît en première approximation

de quelle façon elle se modifie sous faible champ magnétique (cf. II-B-3), elle restera donc un bon thermomètre dans le champ que nous avons utilisé ($\cong 6,6$ Tesla) et, de fait, la courbe de fusion a été pour nous le seul thermomètre primaire dont nous disposions dans la cellule.

La jauge de pression est une capacité dont les électrodes sont solidaires de diaphragmes en alliage de bronze et de beryllium connu pour ses bonnes propriétés élastiques (fig. III-8).

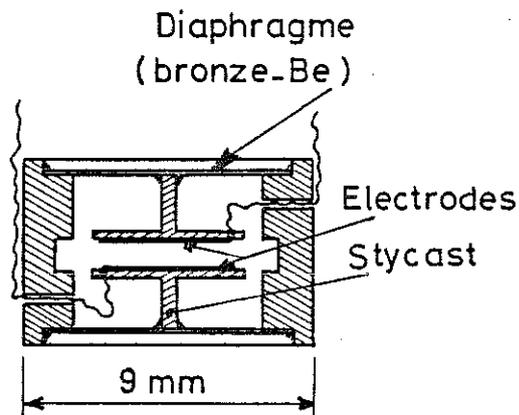


Figure III-8 : Jauge de pression

Cette disposition éloigne les électrodes

- de l'araldite, diminuant ainsi les variations de capacité dues à la variation thermique de sa constante diélectrique,
- de l' ^3He , évitant ainsi le changement de capacité dû à la différence de constante diélectrique entre le liquide et le solide ($\epsilon_S - \epsilon_L / \epsilon \cong 2 \cdot 10^{-3}$).

Cette capacité est mesurée par un pont fonctionnant à 3 kHz dont le schéma de principe est représenté sur la figure III-9.

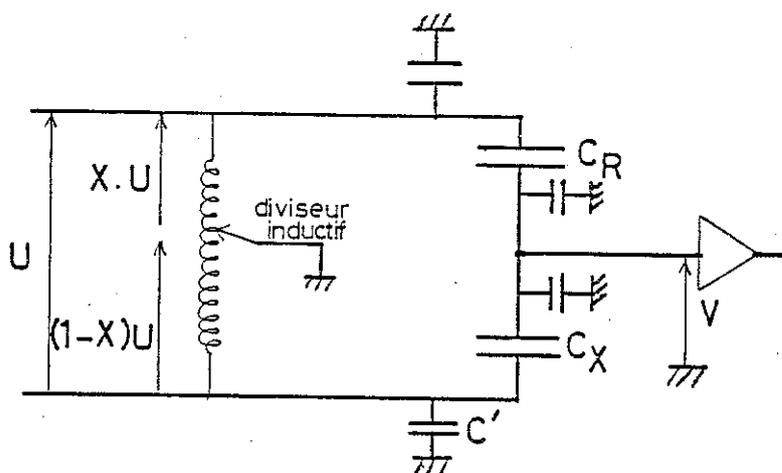


Figure III-9 : Schéma du pont de capacité

On trouvera dans [PUECH, 1983] une discussion détaillée du fonctionnement d'un tel pont.

Les capacités de références que nous avons utilisées sont de deux types. L'une est constituée d'un sandwich cuivre-teflon-cuivre, noyé dans de la paraffine pour éviter les vibrations. Cette capacité est plongée dans un vase d'azote liquide en dehors du cryostat. La seconde consiste en un disque de saphir ($l = 1 \text{ mm}$, $\phi = 1 \text{ cm}$, $C \cong 3 \text{ pF}$) sur lequel sont évaporées les électrodes. Cette capacité est thermalisée sur la boîte à 1 K. L'avantage d'un tel emplacement est de raccourcir la branche bas niveau du pont de détection. On diminue ainsi les capacités parasites vers la masse, dues aux câbles coaxiaux (100 pF/m), qui sont la cause de l'atténuation du signal avant amplification.

Il n'a pas été possible de discerner une différence notable de qualité (bruit, stabilité) entre ces deux capacités de références, ceci à cause d'un bruit important provoqué par les câbles coaxiaux traversant le bain d'hélium à 4,2 K. En effet, le teflon qui leur sert de diélectrique se contracte plus que l'âme extérieure (inox) et la rigidité mécanique interne de ces câbles n'est plus respectée ; de plus, le teflon subit plusieurs transitions de phase entre 4,2 K et 77 K. La sensibilité du pont qui dépend des capacités parasites C' (fig. III-9) est alors fonction du niveau du bain d'hélium. La résolution de ce problème passe par une amplification du signal à basse température (4,2 K). Nous avons essayé, indépendamment des expériences, un tel montage constitué d'un transistor à effet de champ placé à 4,2 K. Celui-ci est noyé dans du sylastène afin de respecter sa température minimale de fonctionnement ($\cong 120 \text{ K}$). Un tel montage associé à une

capacité de référence placée à basse température améliore le rapport signal/bruit d'un facteur supérieur à 10.

L'étalonnage de la capacité de pression se fait dans le liquide ^3He à une température de 1,2 K, ceci afin de prévenir tout bouchage par formation de solide. On peut alors calibrer la capacité de 0 à 35 bar en fonction de la pression qui est mesurée par un manomètre de précision de classe 0,2, ou avec un capteur piézo-résistif de même classe. Ces deux mesures de pression ont la même précision, la dernière présentant l'avantage d'une sortie analogique facilement lisible par micro-ordinateur (Apple II). Cet étalonnage a pour but de mesurer la *sensibilité* de la jauge capacitive (PF/bar ou X/bar, X : rapport de division du transformateur inductif). La valeur absolue de la pression étant donnée par les différents points fixes (P,T) existant sur la courbe de fusion :

- minimum courbe de fusion	$P_m = 29,316 \text{ bar}$	$T_m = 318 \text{ mK}$
- point A (transition normale \leftrightarrow superfluide A)	$P_A = 34,342 \text{ bar}$	$T_A = 2,75 \text{ mK}$
- point B' (superfluide B \rightarrow superfluide A)	$P_{B'} = 34,362 \text{ bar}$	$T_{B'} = 2,18 \text{ mK}$
- point S (solide paramagnétique-antiferro.)	$P_S = 34,394 \text{ bar}$	$T_S = 1,1 \text{ mK}$

La figure III-10 montre la courbe d'étalonnage donnant la valeur X du diviseur inductif en fonction de la pression.

Pour les *faibles excursions* en pression, la simple loi $P = \alpha X + P_0$ décrit bien cette variation. Les mesures de pression faites sur la courbe de fusion de l' ^3He polarisé sont obtenues de cette manière.

Pour de grandes variations, une expression du type $C = A/P - P_c + B$ doit être utilisée, P_c représentant la pression qui amène les deux électrodes en contact (fig. II-11).

$$X(P) = \frac{A \cdot P - B}{C \cdot P - D}$$

Notre capacité de pression est court-circuitée pour une pression P_c de 86 bar, assez élevée par rapport aux pressions à mesurer (≤ 35 bar). On obtient ainsi un domaine linéaire P(X) étendu mais au détriment de la sensibilité dP/dX .

La stabilité du système utilisé est de 0,5 mbar sur une journée et de 8 mbar sur plusieurs mois. Nous avons insisté sur l'importance de la courbe de fusion pour la thermométrie : cette stabilité correspond à [HALPERIN, 1976] :

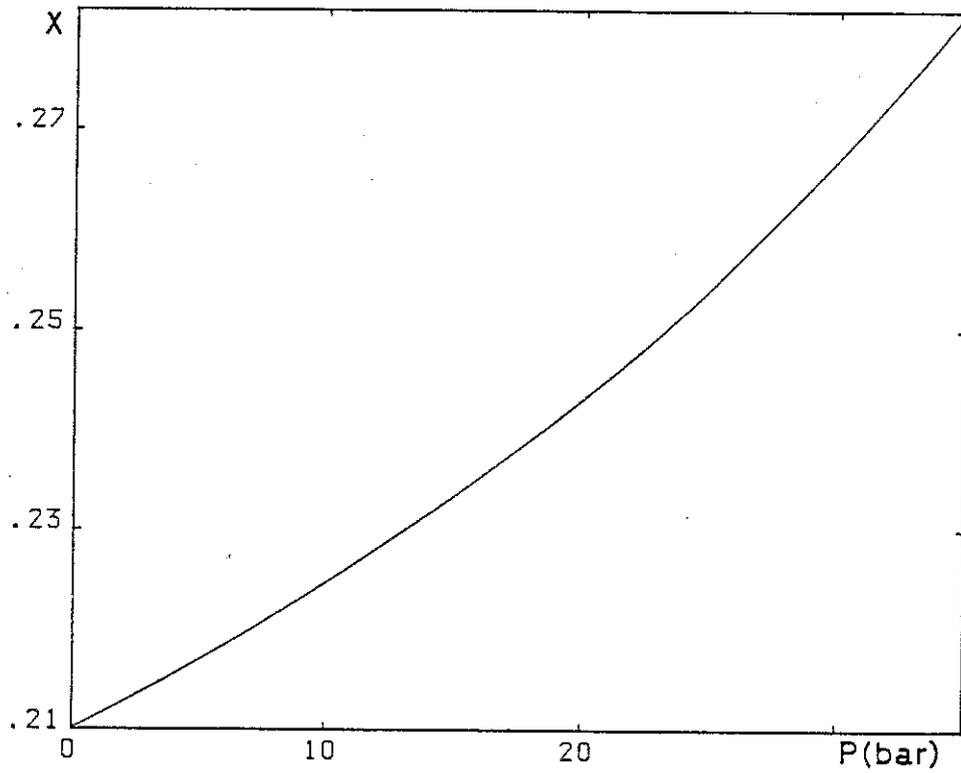


Figure III-10

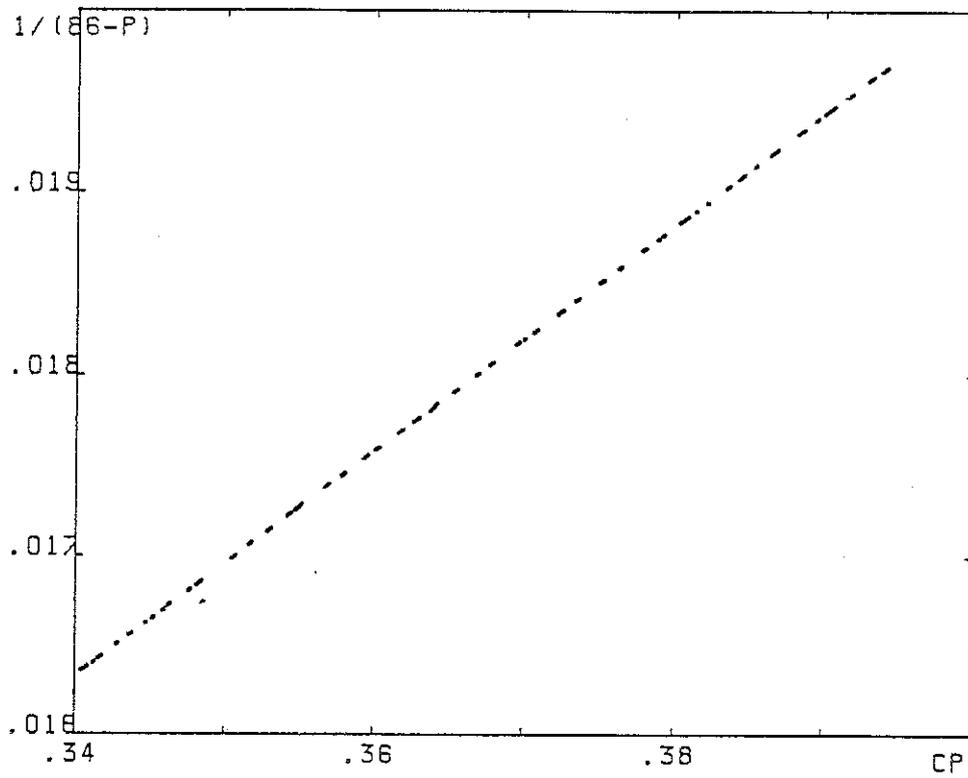


Figure III-11

- T = 5 mK	$\delta P = 0,5 \text{ mb}$	$\delta T = 10 \mu\text{K}$
	$\delta P = 8 \text{ mb}$	$\delta T = 0,2 \text{ mK}$
- T = 100 mK	$\delta P = 0,5 \text{ mb}$	$\delta T = 20 \mu\text{K}$
	$\delta P = 8 \text{ mb}$	$\delta T = 0,4 \text{ mK}$

Ces chiffres montrent clairement d'une part que la courbe de fusion est vraiment un thermomètre de choix, d'autre part que les problèmes de thermométrie que nous avons pu avoir (Chap. V) ne semblent pas être causés par nos mesures de pression. Cependant, cette stabilité n'est respectée que pour des excursions en pression limitée ($\Delta P \leq 5 \text{ bar}$), la reproductibilité (hystérésis) se dégradant terriblement pour le cas contraire. La figure III-12 montre les écarts obtenus lors d'une montée et une descente de 0 à 35 bar.

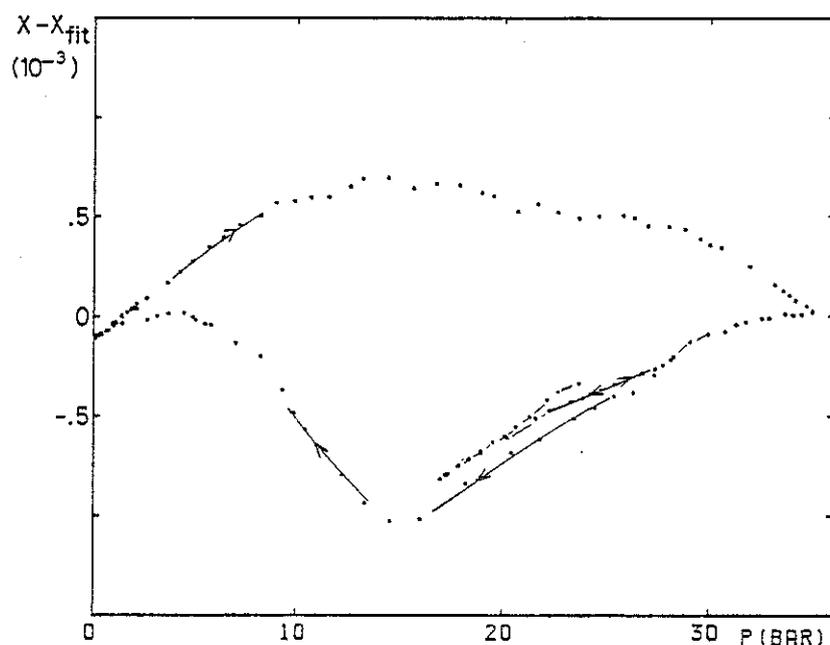


Figure III-12 : Hystérésis de la capacité de pression

Cet hystérésis s'avèrera particulièrement gênant pour les mesures de vitesse du son (Chap. VI) où la pression variera de 34 bar à 10 bar. Par contre, les mesures faites sur la courbe de fusion n'ont pas semblé être affectées par ce problème.

2 - Thermométrie

Notre mesure de pression nous a permis d'étalonner grâce à la courbe de fusion deux types de thermomètre.

L'application des résistances de carbone de type composants électroniques a été abondamment décrite, discutée et améliorée. Nous avons utilisé exclusivement des "MATSUSHITA 68 Ω " amincies à 0,4 mm environ. Celles-ci baignent directement dans ^3He dont nous voulons connaître la température.

Elles ont été étalonnées par rapport à la courbe de fusion aussi bien en champ nul qu'en fort champ (6,6 Tesla) (fig. II-13). Leur reproductibilité à long terme s'est avérée moyenne (cf. Chap. V), sans doute à cause des variations de contrainte et de température qu'elles subissent pendant nos décompressions. En particulier, elles semblent sujettes à une relaxation lente que nous suspectons être de type mécanique et que nous discuterons dans le chapitre V.

La mesure de la variation de la constante diélectrique des matériaux amorphes a souvent été proposée comme un moyen de thermométrie indépendant du champ magnétique. Nous avons monté dans notre cellule deux capacités en verre de microscope ($\phi = 8$ mm, $e = 0,17$ mm, $C \cong 30$ pF) dont les caractéristiques à basse température avaient déjà été étudiées par FROSSATI et GODFRIN [GODFRIN, 1981]. Elles sont mesurées par un pont identique à celui utilisé pour la capacité de pression et étalonnées par rapport à la courbe de fusion en champ nul (fig. II-14). Pour $T < 10$ mK, la pente dX/dT est de $3 \cdot 10^{-5}$ mK, ce qui donne pour un bruit de 10^{-6} sur X une résolution de 30 μK .

Le problème de ces thermomètres est lié à l'état même de la matière utilisée : les systèmes désordonnés sont connus pour avoir des relaxations importantes s'atténuant en $\text{Log}(t)$. Le temps de mise à l'équilibre interne peut être très long, donc la cause d'hystérésis dans le cas de cycles thermiques trop rapides dont nous verrons un exemple dans le chapitre IV.

Nous avons cependant tenté de mesurer l'abaissement δP de la courbe de fusion sous champ magnétique *statique* de 7 T. La valeur de δP ainsi que l'explication de cet effet a été donné dans le chapitre II (II-B-3).

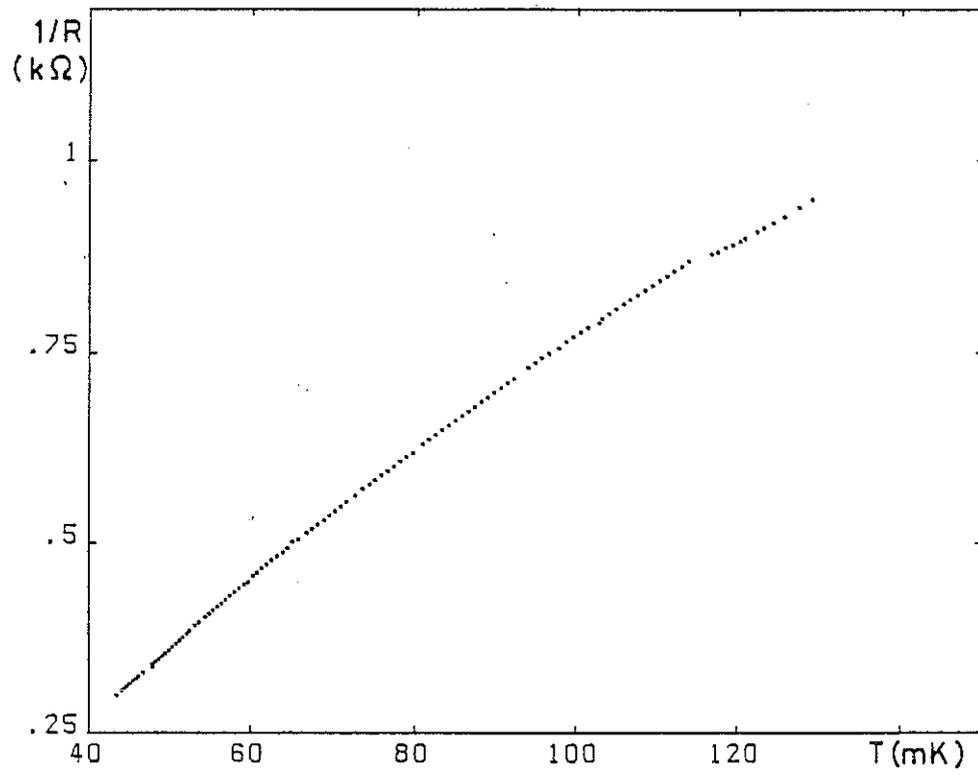


Figure III-13 : Etalonnage sous 6,6 T

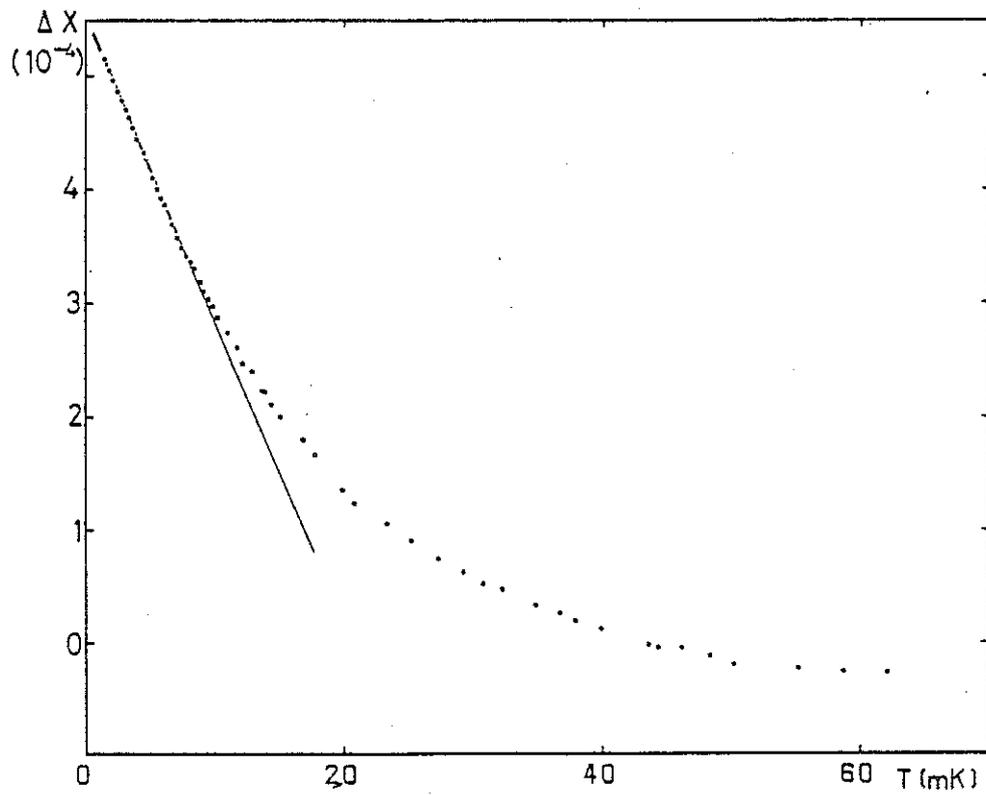


Figure III-14 : Etalonnage capacité en verre

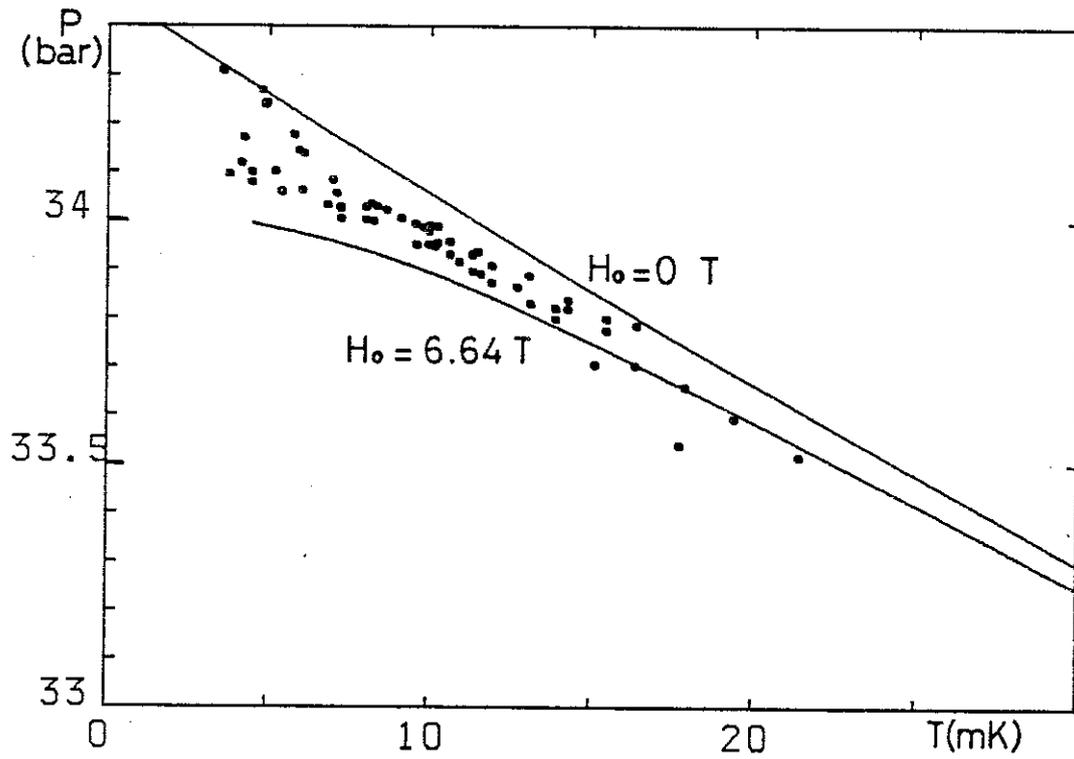
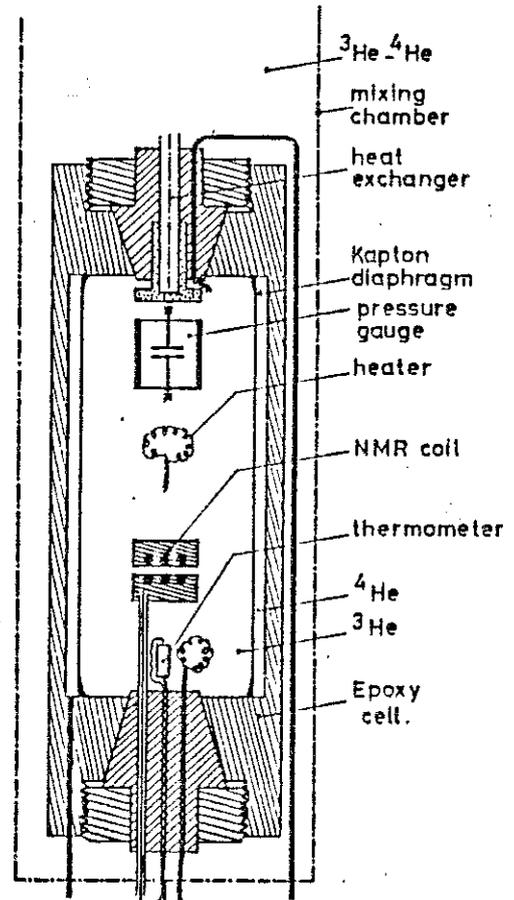


Figure III-17 : Raté !

Figure III-18 : Cellule



Les mesures de ces capacités se sont avérées dépendantes de la quantité de solide existant dans la cellule à cause d'un défaut de blindage des fils de tension. Pour contourner ce problème, nous avons opéré de deux manières différentes :

- montée du champ magnétique très lente afin de conserver la température constante : la quantité de solide s'en trouve alors peu modifiée ($\delta P \sim 50 \text{ mb}$, $\delta x_S \cong 0,5 \%$),
- mesure à quantité de solide nulle : le point (P,T) est pris quand, lors d'une compression de la cellule avec $x_L = 1$, on entre sur la courbe de fusion ($x_S = \varepsilon$).

Malgré ces précautions expérimentales, les résultats restent bizarrement très bruyants et en tout état de cause incohérents (fig. III-15). Cette expérience infructueuse pose le problème de l'indépendance de ces thermomètres avec le champ magnétique ou montre que leur usage n'est pas aussi simple qu'il n'y paraît. Ceci nous semble corroboré par le faible nombre d'expériences utilisant cette thermométrie.

CONCLUSION

J'ai voulu dans ce chapitre décrire l'appareillage et les sondes utilisées dans nos expériences de façon que le lecteur puisse avoir en main toutes les données du problème pendant la description des expériences effectuées. Cet ensemble (fig. III-16) n'a en lui même que peu d'originalité et se retrouve communément dans les cellules Pomeranchuk. Ce qui est moins courant, c'est de lui demander de satisfaire à nos exigences expérimentales un peu exceptionnelles (dP/dt , dT/dt très importantes). On verra dans les chapitres V et VI que ceci se réalise un peu au détriment de la précision et de la reproductibilité. De fait, un étalonnage est souvent nécessaire *après chaque décompression* et les effets parasites (hystérésis, irréproductibilité) dus à notre "brutalité" expérimentale devront être étudiés en champ magnétique nul.

Nous avons introduit dans le chapitre II la notion de champ magnétique effectif et nous verrons alors que notre méthode de polarisation a un avantage énorme pour les expérimentateurs : elle nous procure des thermomètres indépendants du champ entre 6,6 Tesla et 120 Tesla (mais fortement dépendants entre 0 et 6,6 Tesla !), le paragraphe sur la capacité en verre montrant bien les problèmes qui existeraient dans le cas contraire !

CHAPITRE IV
RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE
ET
MESURES ULTRASONORES

INTRODUCTION

Ce chapitre est consacré à deux techniques de mesures moins usuelles au laboratoire. Elles sont toutes les deux fondées sur le même principe consistant à mesurer la variation du facteur de qualité d'un circuit résonant couplé à la grandeur physique à mesurer.

La résonance magnétique nucléaire (RMN) est commune aux deux expériences qui seront décrites dans les chapitres suivants (Ch. V et VI) : elle nous permet de mesurer l'aimantation de l' ^3He . Je décrirai brièvement le principe physique utilisé ainsi que la méthode de détection ; le montage et les caractéristiques seront détaillées en différenciant les deux expériences.

La technique utilisée pour mesurer la vitesse du son est plus originale et nous donnerons ses principales caractéristiques.

IV-A - RESONANCE MAGNETIQUE NUCLEAIRE

1 - Principe de la mesure de l'aimantation [ABRAGAM, 1961; SLICHTER, 1963]

En présence d'un champ magnétique statique H_0 parallèle à Oz et d'un champ radiofréquence H_1 de pulsation ω , polarisé suivant l'axe x ($H_x(t) = 2H_1 \cos \omega t$), l'évolution d'un système de spins est bien décrite par les équations de Bloch. Leur résolution, une fois les régimes transitoires disparus, conduit à :

$$M_z = \frac{M_0}{\mu_0} \frac{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2}{1 + (\omega_0 - \omega)^2 T_2^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \quad \text{IV-(a)}$$

$$M_x = \frac{2H_1}{\omega_0} (\chi' \cos \omega t + \chi'' \sin \omega t) \quad \text{IV-(b)}$$

$$\chi' = \frac{1}{2} \gamma M_0 \frac{T_2^2 (\omega - \omega_0)}{1 + T_2^2 (\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \propto M_0 \quad \text{IV-(c)}$$

$$\chi'' = \frac{1}{2} \gamma M_0 \frac{T_2}{1 + T_2^2(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2 H_1^2 T_1 T_2} \propto M_0 \quad \text{IV-(d)}$$

où

χ : Susceptibilité statique ($M_0(\omega=0) = \chi H_0$).

γ : Rapport gyromagnétique reliant le moment magnétique et le spin du noyau S :
 $\mu = \gamma \hbar S$.

ω_0 : Fréquence de précession de Larmor ($\omega_0 = \gamma H_0$).

T_1, T_2 : Constantes de temps caractéristiques de la dynamique de l'aimantation.

T_1 est associé au retour de l'aimantation à sa position d'équilibre : c'est un temps de relaxation pour l'énergie magnétique. Il est donc fonction du couplage entre l'énergie Zeeman et les énergies des autres réservoirs (II-B-5).

T_2 est associé à la perte de cohérence des spins entre eux dans le plan perpendiculaire à M_0 : il est fonction des interactions spin-spin sans modification de l'énergie Zeeman.

Sous irradiation continue, l'absorption d'énergie \dot{Q} du système de spins soumis au champ radiofréquence H_1 est donnée par :

$$\begin{aligned} \dot{Q}(\omega) &= -\langle \mathbf{M}(t) \cdot \frac{d\mathbf{H}}{dt} \rangle \quad (\text{moyennée sur une période}) \\ &= -2\omega H_1^2 \chi'' \end{aligned}$$

L'absorption d'énergie est proportionnelle à χ'' , donc à M_0 .

Contrairement aux méthodes de RMN pulsée [ABRAGAM, 1961], en RMN continue, on veut mesurer M_0 tout en gardant $M_Z \equiv M_0$. Ceci conduit, d'après les équations (a), (c) et (d) à la condition de non saturation :

$$\gamma^2 H_1^2 T_1 T_2 \ll 1$$

qui donne la puissance maximale à utiliser pour le champ radiofréquence H_1 .

Cette condition étant respectée, la courbe d'absorption de la puissance envoyée au système de spin en fonction de la pulsation ω pour un champ H_0 fixé (raie d'absorption) est :

$$\dot{Q}(\omega) \cong M_0 \frac{\gamma \omega H_1^2 T_2}{1 + (\omega - \omega_0)^2 T_2^2}$$

Cette expression est obtenue dans le cas idéal où H_0 et H_1 sont constants sur les dimensions de l'échantillon. Si tel n'est pas le cas, à l'élargissement "homogène" ($\Delta\omega \propto 1/T_2$) s'ajoute un élargissement inhomogène dû à la distribution de ω_0 ($\propto H_0$) et la hauteur de la raie est modulée par l'intensité de $H_1(\omega_0)$.

Dans le cas de nos mesures,

- i) l'inhomogénéité spatiale de H_0 et de ses fluctuations temporelles ($\Delta\omega_0/\omega_0 \cong 10^{-4}$)
- ii) des formes de raies très irrégulières pouvant contenir des pics très étroits

rendent nécessaire la mesure de l'intégrale :

$$\int_{\omega_m}^{\omega_M} d\omega \dot{Q}(\omega)$$

Celle-ci est aussi proportionnelle à l'aimantation M_0 . Les bornes de l'intégration ω_m et ω_M sont déterminées expérimentalement et correspondent aux fréquences où l'effet de la résonance magnétique n'est plus détectée.

2 - Détection

La variation de la fonction de réponse $\chi(\omega)$ de l'aimantation M_0 à un champ H peut être vue comme une variation de la perméabilité magnétique avec la fréquence.

La mesure de l'inductance d'une bobine contenant les moments magnétiques est alors un moyen de mesurer $\chi(\omega)$ et donc leur aimantation. C'est cette méthode que nous avons utilisée pour mesurer la polarisation de ^3He (liquide ou solide).

La self inductance L d'une bobine est donnée par :

$$L = L_0(1+\chi) \quad L_0 : \text{inductance à vide}$$

Cette bobine est en série avec une capacité telle que le circuit ainsi formé résonne à la fréquence ν_0 correspondant à la fréquence de Larmor du champ H_0 utilisé (pour ${}^3\text{He}$: $\nu/H = 32,345 \text{ MHz/T}$). L'impédance Z d'un tel circuit est :

$$Z = r + i(L\omega - 1/C\omega) \quad r : \text{résistance série}$$

$$\text{avec } L = L_0 + L_0\chi(\omega)$$

Pour des valeurs de pulsation ω proches de ω_0 :

$$Z(\omega) = r + i[2L_0\delta\omega + L_0\chi(\omega)\omega] \quad \delta\omega = \omega - \omega_0$$

La partie réelle $Z'(\omega)$ de l'impédance électrique vaut :

$$Z' = r - L_0\omega\chi''(\omega)$$

$$Z'(\omega) = r(1 - Q\chi''(\omega))$$

où Q est le facteur de qualité du circuit résonant ($Q = L_0\omega_0/r$).

On voit sur cette dernière expression l'avantage de l'utilisation d'une bobine d'un circuit accordé : l'effet de la résonance nucléaire $\chi''(\omega)$ est multiplié par le facteur de qualité Q , celui-ci pouvant atteindre quelques dizaines dans nos conditions expérimentales.

La mesure de $Z'(\omega)$ se fait alors grâce à une détection synchrone [Fig. IV-1] :

Une tension radiofréquence de niveau constant v est envoyée sur le circuit résonant, le courant i qui y circule est détecté par un pré-amplificateur (Fig. IV-2). La branche de référence est constituée d'un atténuateur variable destiné à envoyer le niveau nécessaire ($\cong 7 \text{ dBm}$) au mélangeur M et d'un "trombone" pour ajuster la phase. La commodité de ce trombone est malheureusement compensée par une microphonie très importante et il sera avantageusement remplacé par des cables coaxiaux dont la longueur sera déterminée expérimentalement de façon à obtenir un signal d'absorption pur

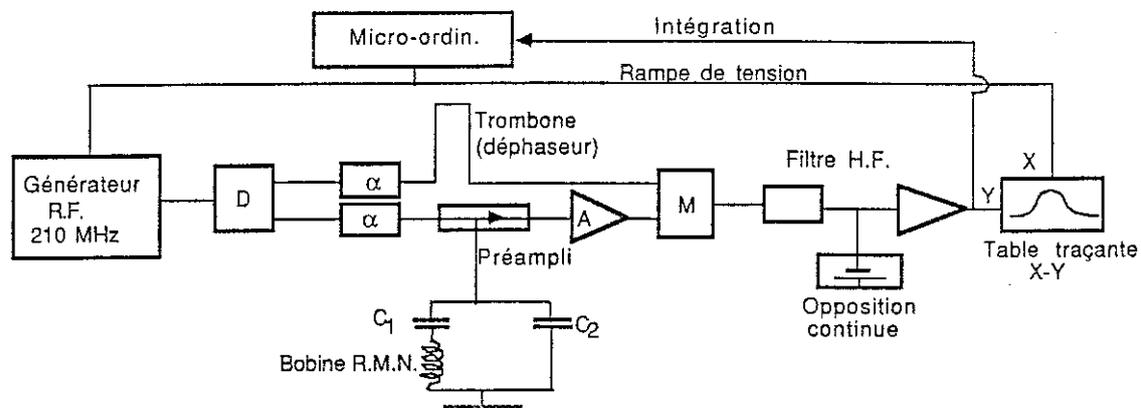


Figure IV-1 : Schéma de la détection

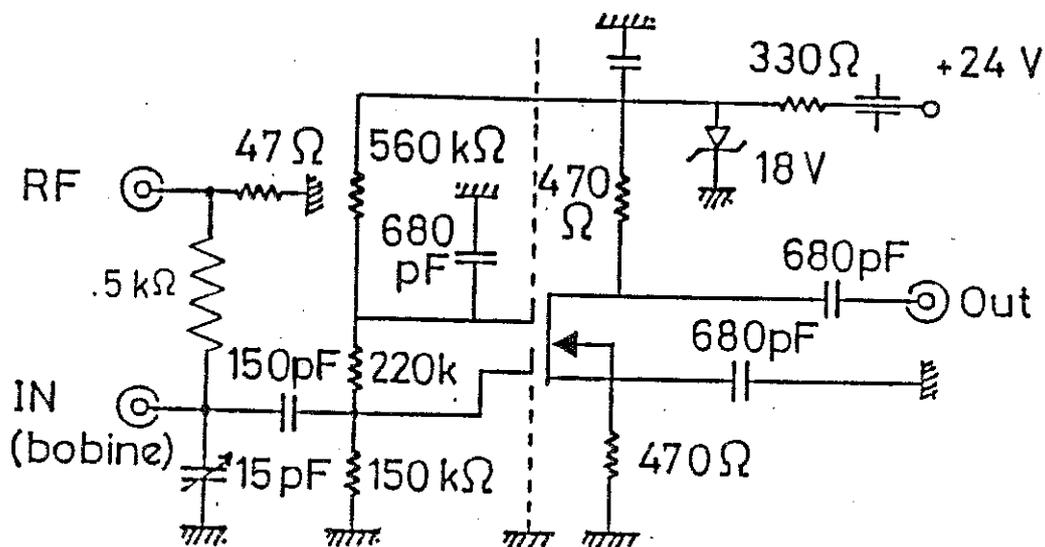


Figure IV-2 : Schéma du préampli

($\propto \chi''(\omega)$). A la sortie du mélangeur M, après élimination de la composante à 2ω , le signal continu V_{DC} est proportionnel à l'intensité du courant dans le circuit résonant :

$$V_{DC} \propto \frac{v}{Z(\omega)}$$

Par un réglage adéquate de la phase, on peut ne mesurer que la partie réelle de $Z(\omega)$:

$$V_{DC}(\omega) \propto \frac{v}{Z'(\omega)} = \frac{v}{r} \frac{1}{1 - Q\chi''}$$

$$V_{DC}(\omega) \cong \frac{v}{r} (1 + Q\chi''(\omega)) \quad \text{pour } Q\chi'' \ll 1$$

A un signal continu d'amplitude constante V_{DC}^0 avec la fréquence ($\propto v/r$) se superpose l'effet de la résonance magnétique : $\delta V_{DC} \propto (v/r) Q\chi''(\omega)$ (Fig. IV-3). C'est ce signal $\delta V_{DC}(\omega)$ qui est intégré pour mesurer l'aimantation.

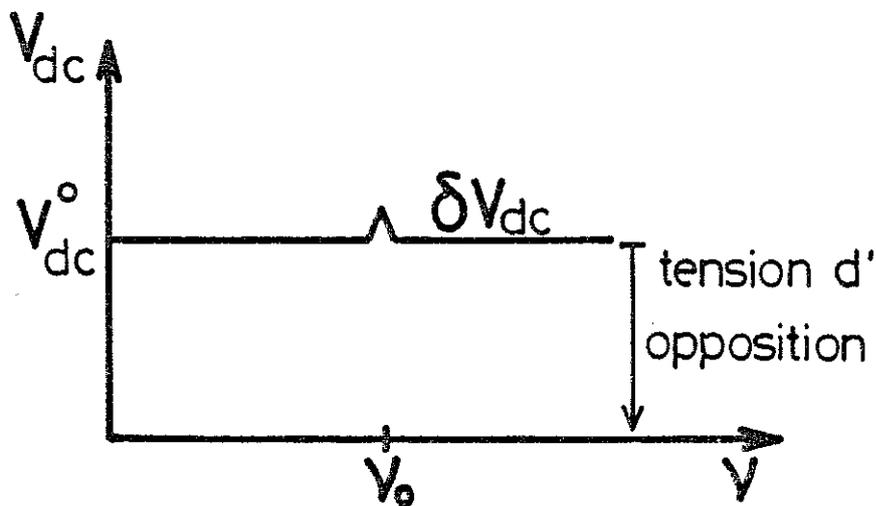


Figure IV-3

Pour ce faire, une tension continue d'opposition est ajoutée après le mélangeur M, destinée à ramener à des valeurs faibles le signal continu V_{DC} . Nous avons pu alors amplifier δV_{DC} d'un facteur 1000 environ (Fig. IV-4).

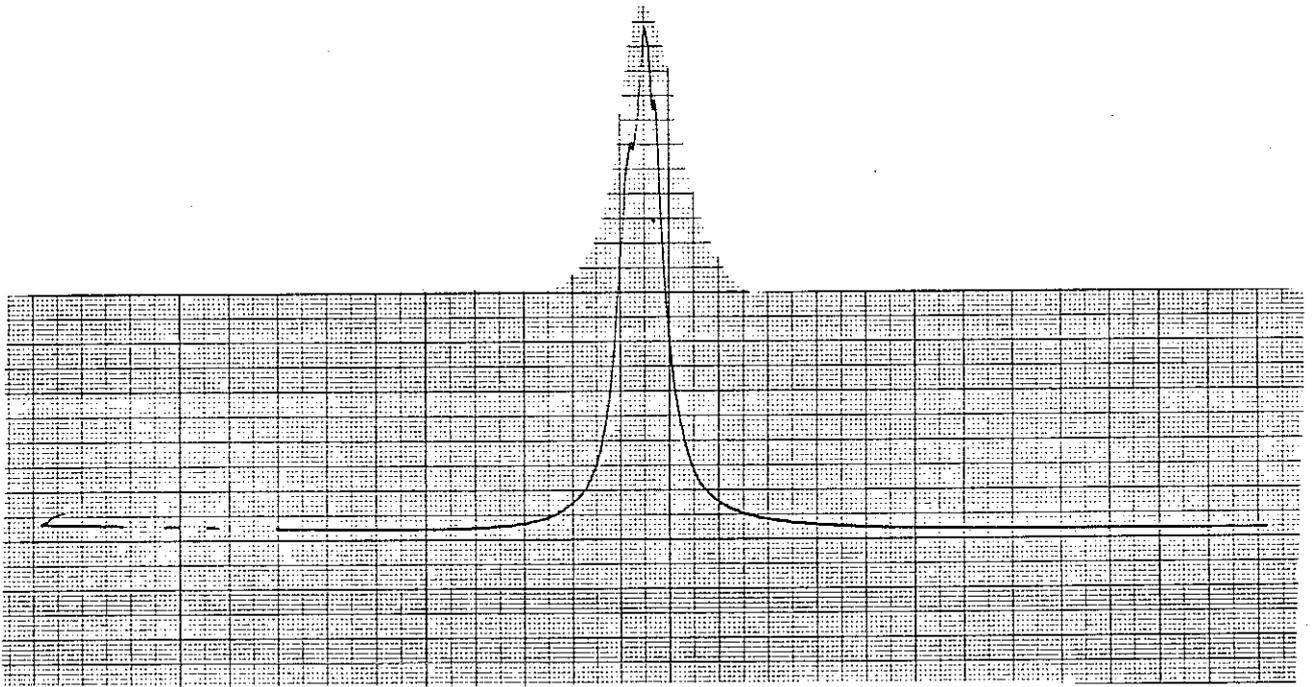


Figure IV-4 : Raie RMN du liquide $T \sim 10$ mK

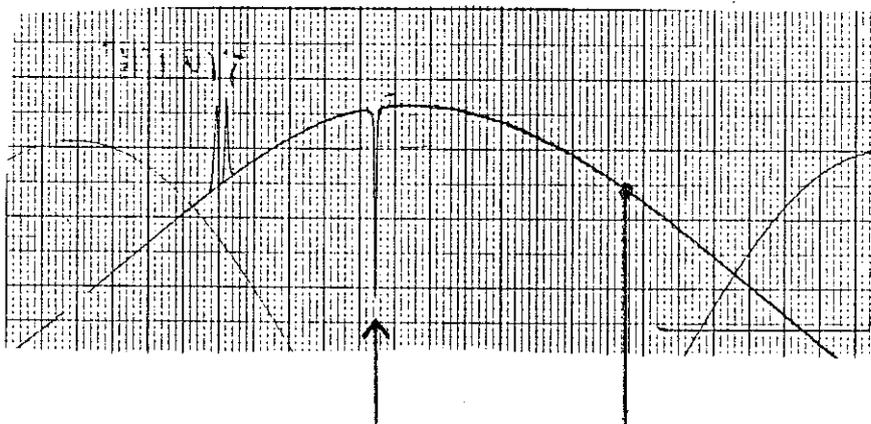


Figure IV-5 : Raie RMN + absorption du circuit

3 - Mesure de l'aimantation : intégration

Les équations IV-(a)(b)(c)(d) montrent que la fréquence et le champ jouent des rôles symétriques. Il est alors plus facile de balayer le champ magnétique à fréquence constante, la tension v/r n'étant pas modifiée par le champ magnétique. La "ligne de base" (V_{DC}^0) est alors plate.

Dans nos expériences où l'aimantation décroît avec le temps ($T_1 \cong 15$ s pour les expériences sur la courbe de fusion) nous avons besoin de balayer la raie de résonance rapidement (taux de répétition $\cong 1$ s). Un balayage si rapide du champ magnétique est alors prohibé, d'une part à cause des courants de Foucault ($\dot{Q} \propto (dH/dt)^2$), d'autre part à cause de la trop grande tension qui serait nécessaire aux bornes de la bobine supraconductrice créant le champ magnétique H_0 ($L = 12$ H ; $H/I = 6$ T/A) (l'ajout d'une bobine de cuivre pour effectuer ce balayage a été étudié mais aurait été très encombrant).

Le balayage de fréquence est alors nécessaire et s'effectue grâce à une rampe de tension continue (512 incréments) générée par un micro-ordinateur (Apple II) et envoyée sur un synthétiseur vobulable (Wavetek 3000, $\Delta v_{\max} = 1$ MHz, fréquence de vobulation externe : DC-1 kHz).

Les largeurs de raie que nous avons obtenues nous ont obligé à balayer sur une plage de fréquence Δv atteignant le mégahertz pour une fréquence centrale de 210 MHz. Une telle excursion Δv n'est plus négligeable devant la fonction de réponse du système électrique (résonance du circuit accordé + résonance dues aux désadaptations d'impédance lors des différents raccords entre les câbles coaxiaux) : la ligne de base n'est plus plate (tension constante) mais présente une certaine courbure (Fig. IV-5), l'intégration doit tenir compte de cet effet. Ceci est réalisé en approximant cette ligne de base à une parabole dont les coefficients sont déterminés à *chaque balayage* (à partir des 32 derniers et 32 premiers points) pour tenir compte des variations de tension continue ou de la modification de sa forme lors de décompression. A chaque fréquence (512 pas) correspond alors deux tensions : celle effectivement mesurée V_{DC} et celle calculée de la ligne de base. La somme des différences de ces deux tensions est proportionnelle à la surface de la raie donc à l'aimantation. Cette surface est convertie en valeur d'aimantation en la rapportant à la valeur de celle du liquide à très basse température [RAMM, 1970] ou de celle du solide [GODFRIN, 1981], cette dernière ayant l'avantage d'offrir une dynamique suffisante et utile pour vérifier la linéarité surface-aimantation.

La durée du cycle balayage-intégration était de 1,6 s pour les expériences sur la courbe de fusion, contre 0,6 s pour celles concernant la vitesse du son.

4 - Mise en oeuvre : expérience "courbe de fusion"

La bobine de résonance magnétique (3 tours, $\phi = 5$ mm) est enrobée d'araldite et est logée dans la cellule Pomeranchuk précédemment décrite (Ch. III-B). Les capacités d'accord sont placées à la sortie du bouchon conique fermant la cellule (Fig. IV-6).

La ligne haute fréquence remonte du circuit accordé jusqu'à 4,2 K en câble coaxial supraconducteur et de cette température jusqu'au haut du cryostat où est installé le pré-amplificateur, en câble coaxial rigide ($\phi = 2.2$ mm). La fréquence de résonance de ce circuit est de 215 MHz correspondant à un champ magnétique de 6,6 Teslas, son facteur de qualité est de 25 environ.

Le large enrobage d'araldite de cette bobine a pour but d'éviter à l' ^3He d'être dans les régions de très fort champ radiofréquence H_1 (cf. paragraphe suivant). Dans notre géométrie l' ^3He vu par ce champ RF est principalement celui qui se trouve à l'intérieur de la bobine. C'est donc principalement l'aimantation à l'intérieur de celle-ci qui sera mesurée (volume intérieur bobine $\cong 36$ mm³, volume cellule $\cong 12$ cm³).

La figure IV-7 montre la forme de la raie obtenue dans cette bobine dans le cas d' ^3He liquide à très basse température (5 mK).

Cette allure de raie est un peu inhabituelle pour celle d'un liquide ! Nous allons pourtant tenter de lui trouver une explication : l'aimantation du liquide M_0 étant homogène, le grand pic est caractéristique d'une région de fort H_1 correspondant au centre de la bobine. Elle n'est pas modifiée lors de la formation des premières petites quantités de solide, alors que la bosse apparaissant aux fréquences plus hautes ($\Delta\nu \cong 16$ kHz) y est, par contre, très sensible (Fig. IV-8). On a toutes les raisons de penser que le solide se forme ou tombe au fond de la cellule (gravité, gradient thermique).

Et de fait, ces deux raies n'évoluent plus lors de la formation des derniers 40 % de solide, seule l'aile basse-fréquence de la raie principale augmentant dans ce cas.

FIGURE IV-6:

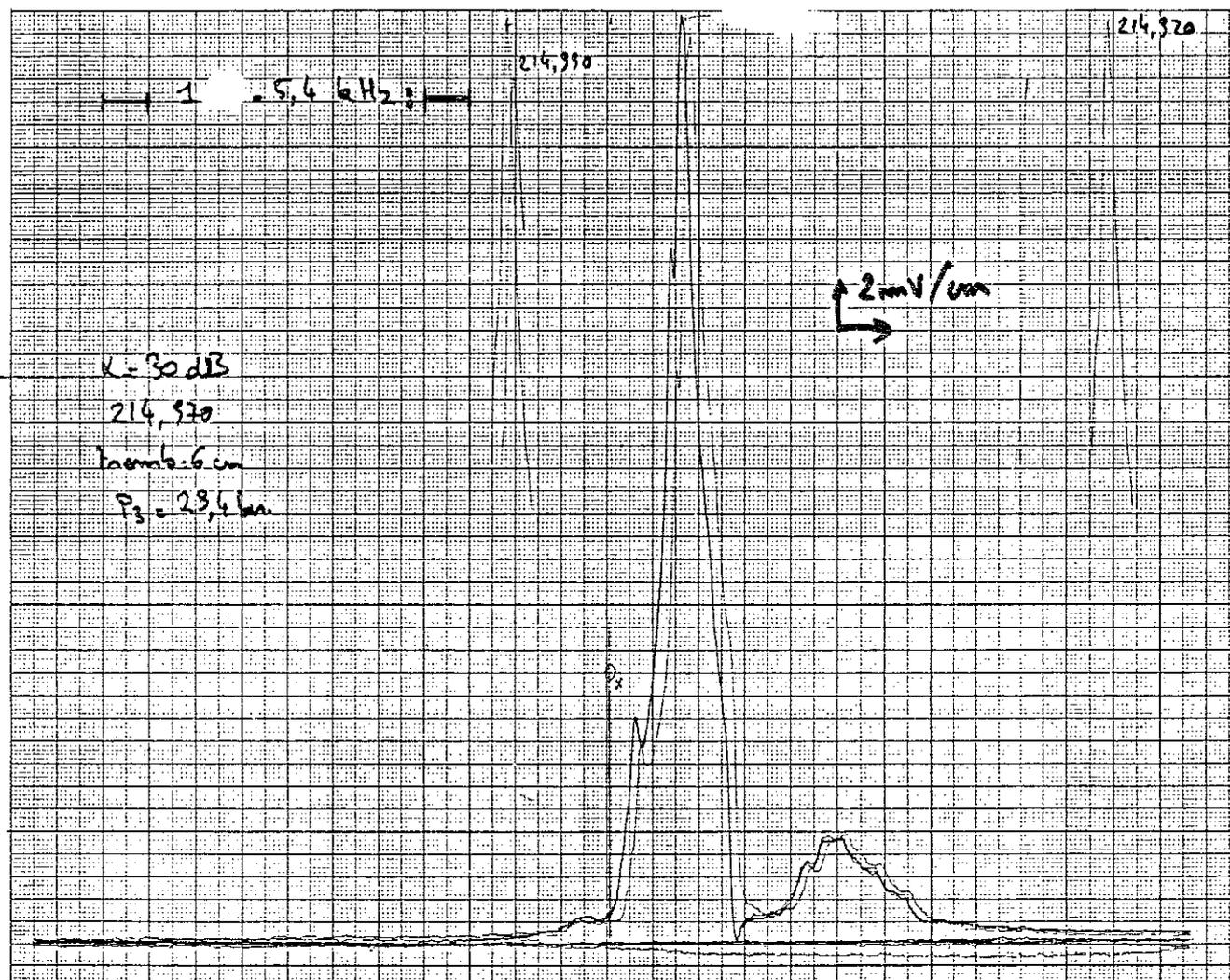
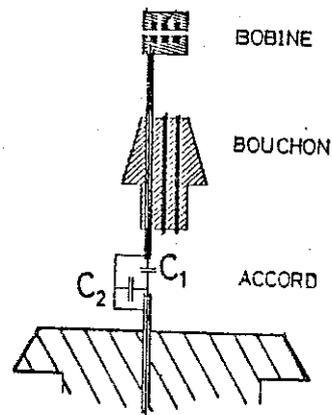


Figure IV-7 : Raie RMN, liquide, $T \approx 5 \text{ mK}$
 (expérience "courbe de fusion")

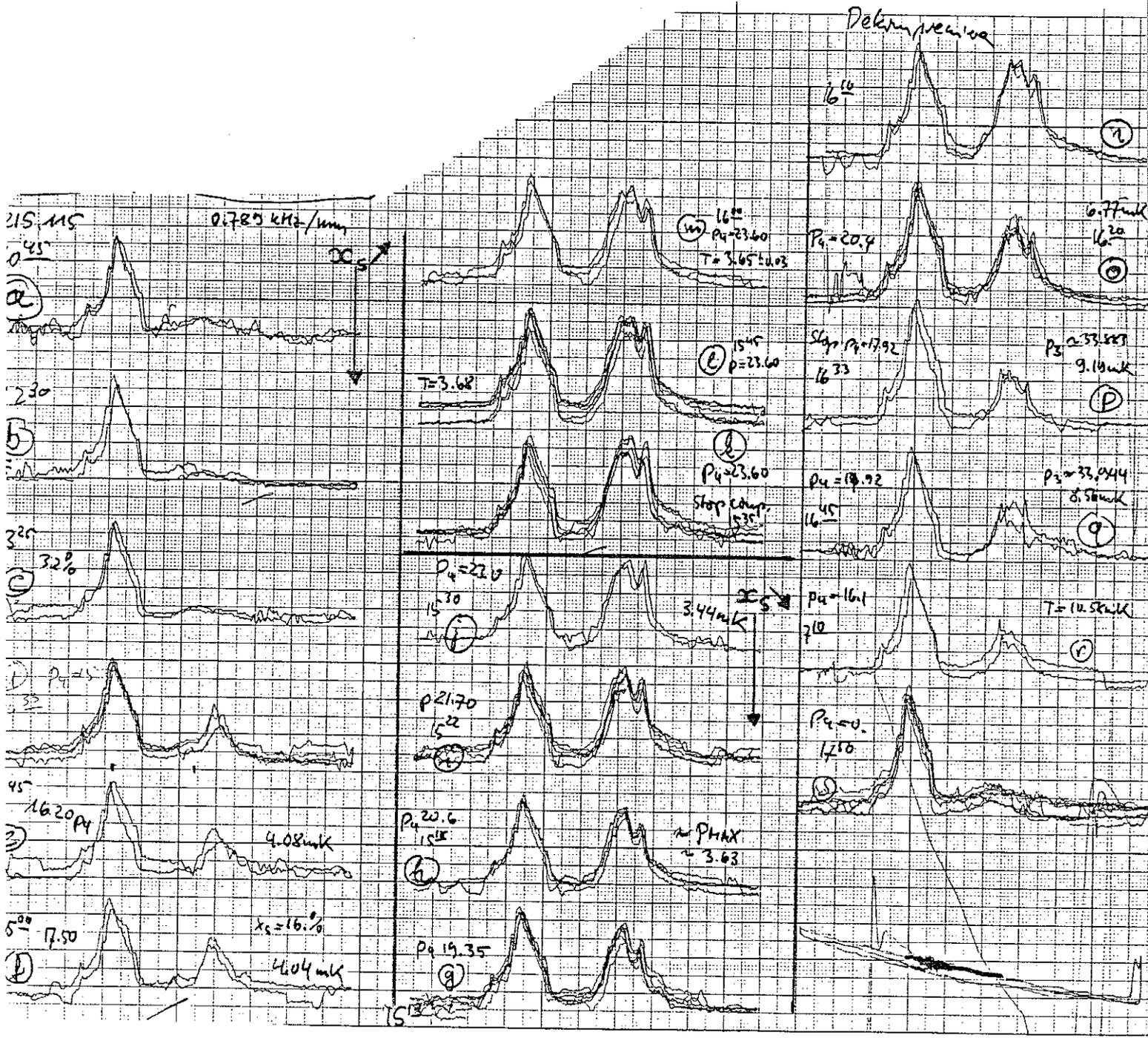


Figure IV-8 : Evolution de la raie avec la quantité de solide (le bruit fut diminué par la suite !)

Un tel comportement est alors cohérent avec une bobine mal centrée (le coeur de la bobine ne correspondant pas au maximum de H_0). La figure IV-10 montre quelle disposition pourrait expliquer cette forme de raie.

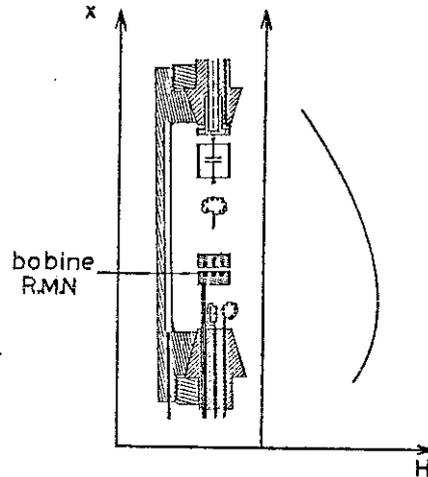


Figure IV-9

Le but de ces quelques lignes n'est pas d'expliquer exactement le pourquoi de cette forme de raie, sans doute d'autres explications seraient cohérentes (l'inhomogénéité radiale de H_0 n'ayant pas été appelée au secours !), mais plutôt de montrer que l'imagerie RMN est accessible même à très basse température ! Dans le cas de ^3He , celle-ci est facilitée grâce au fort contraste entre l'aimantation du liquide et celle du solide.

Notre cellule comportait une autre bobine de RMN (de type bobine de HELMHOLTZ) autour de la cellule, faisant partie d'un circuit résonant à 108 MHz ($H = 3,3 \text{ T}$). Elle n'a été utilisée que peu souvent et aucun résultats n'a été obtenu avec celle-ci, je la cite donc simplement.

5 - Mise en oeuvre : expérience "vitesse du son"

ou utilité du facteur de remplissage

Nous avons mesuré la variation de vitesse du son dans ^3He liquide en fonction de la polarisation. Cette expérience sera décrite dans le chapitre VI. Le but du montage RMN est de mesurer l'aimantation dans le volume où se propagent les ondes sonores. Ceci a été réalisé grâce à deux spires en configuration proche de celle de Helmholtz, entourant l'espaceur qui supporte les deux transducteurs piezoélectrique utilisés pour les mesures de vitesse du son (cf. IV-B) (Fig. IV-10). Ces deux spires forment une self-

inductance qui fait partie, de la même manière que dans le paragraphe précédent, d'un circuit accordé ($\nu_0 = 208$ MHz, $H_0 = 6.43$ Tesla). Le Q de ce circuit est égal à 20. La modification de la courbe d'absorption $\chi''(\omega)$ du circuit due à la résonance magnétique de ^3He est mesurée de la façon décrite dans le paragraphe précédent (même circuit électronique).

Avec ce montage, la hauteur de la raie d'absorption de ^3He s'est avérée non proportionnelle à l'aimantation (Fig. IV-11).

Ceci est contraire à ce que prédit la formule (d) ($\chi'' \propto M$) et à ce que nous avons obtenu dans le montage précédent, et nous oblige à revenir sur l'équation donnant la variation de la self-inductance L avec la susceptibilité :

$$L = L_0(1 + \chi(\omega))$$

Cette équation n'est vraie qu'à la condition que toutes les lignes de champ magnétique traverse le milieu de susceptibilité $\chi(\omega)$. Dans le cas contraire intervient une susceptibilité effective $\chi^{\text{eff}}(\omega)$ qui doit tenir compte de la perméabilité des différents milieux traversés par les lignes de champ :

$$\chi^{\text{eff}} = \frac{\int_{\text{espace}} dv \chi(\omega, \nu) H_1^2(\nu)}{\int_{\text{espace}} dv H_1^2(\nu)}$$

Dans le cas où l'espace est rempli d'un milieu de perméabilité $\chi(\omega)$ (^3He avec $\omega = \omega_0$) et d'un milieu de perméabilité nulle (vide ou matériau dont $\chi(\omega)$ est très faible), cette expression s'écrit :

$$\chi^{\text{eff}} = \eta \chi(\omega)$$

$$\text{avec } \eta = \frac{\int_{\text{échantillon}} H_1^2(\nu) dv}{\int_{\text{espace}} H_1^2(\nu) dv}$$

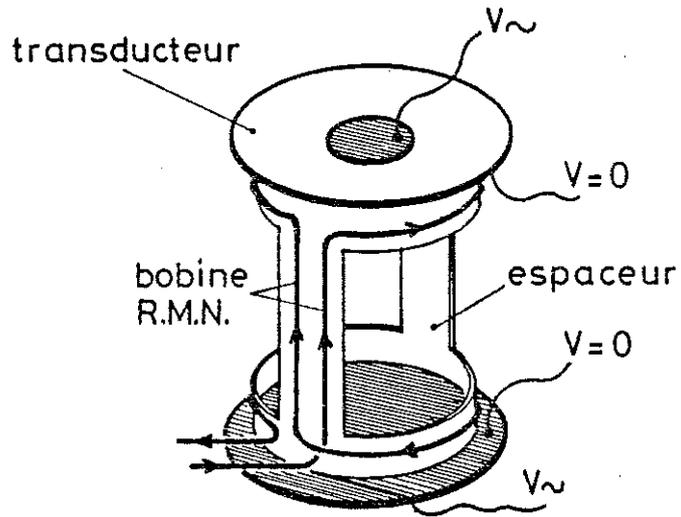


FIGURE IV-10: cellule ultra-sonore

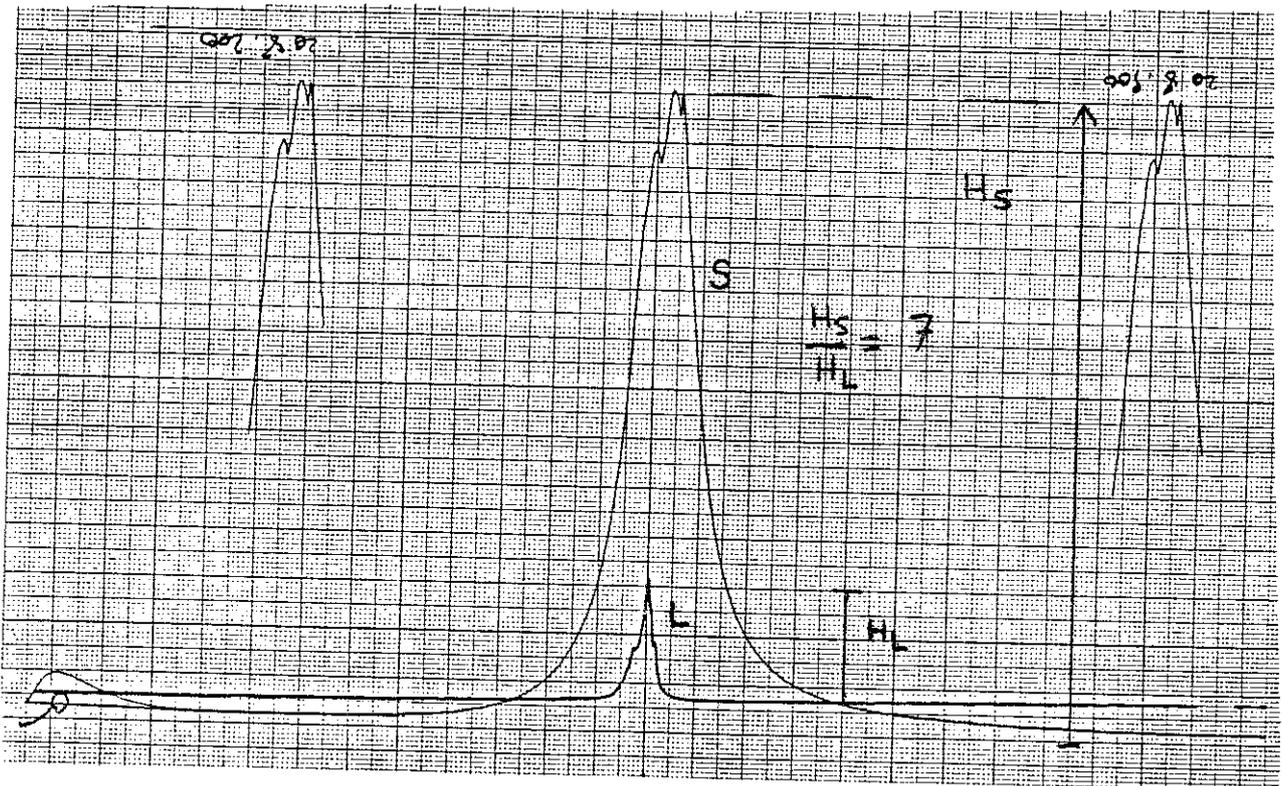


Figure IV-11 : $m_S \cong 40\%$ (grande raie)
 $m_L \cong 3\%$ (petite raie)

η est appelé facteur de remplissage [HILL, 1968].

Celui-ci est habituellement faible car les régions de fort H_1 , situées près des fils transportant le courant R.F., sont ou en dehors ou loin de l'échantillon ou encore enrobées d'un matériau où $\chi(\omega_0)$ est nul comme c'est le cas de la bobine utilisée pour les expériences faites sur la courbe de fusion. De telles configurations annulent une grande partie de l'intégrale $\int_{\text{échant.}} H_1^2(v)dv$ diminuant ainsi fortement le coefficient de remplissage.

Dans le cas où la bobine baigne dans le matériau magnétique, le coefficient de remplissage est très proche de 1. Or, les valeurs χ' et χ'' dans le cas de ^3He sont assez importantes :

$$\chi(\text{statique}) = H_0/M_0 \cong 6.10^{-5} \text{ à } T = 5 \text{ mK, } H = 7 \text{ T pour le solide } ^3\text{He}$$

$$\chi''(v_0) = .15 \text{ (pour une largeur de raie de 80 kHz)}$$

$$\chi'_{\text{max}} = 8.10^{-2} \text{ (cf. IV-(c) et (d))}$$

$$\chi'(v = v_0 + 4 \text{ kHz}) = 10^{-2}$$

Dans ces conditions (forte susceptibilité et facteur de remplissage proche de 1), deux effets deviennent importants :

- i) **La condition $Q\chi'' \ll 1$ n'est plus vérifiée ($Q \cong 20$)** : la linéarité de la surface de la raie d'absorption telle que nous la mesurons avec l'aimantation devient fautive. Ceci traduit le fait que ^3He absorbe une très grande partie de la puissance reçue par le circuit électrique et parce qu'il ne peut en absorber plus qu'il n'en existe dans le circuit accordé, il y a saturation de la hauteur de la raie. En d'autres termes, à l'absorption due à la résistance électrique se rajoute, pour $\omega \cong \omega_0$, une absorption supplémentaire due à la résonance magnétique nucléaire de ^3He : à cause du très bon couplage entre le circuit résonant et ^3He et à cause de la forte susceptibilité, cette absorption est très importante (pour $\omega \cong \omega_0$) et "tue" la résonance électrique (Fig. IV-12).
- ii) Le changement de χ' autour de la résonance a pour effet de **changer la valeur de la self-inductance** : *la fréquence de résonance v_0 du circuit change avec la fréquence*.
Dans notre cas,

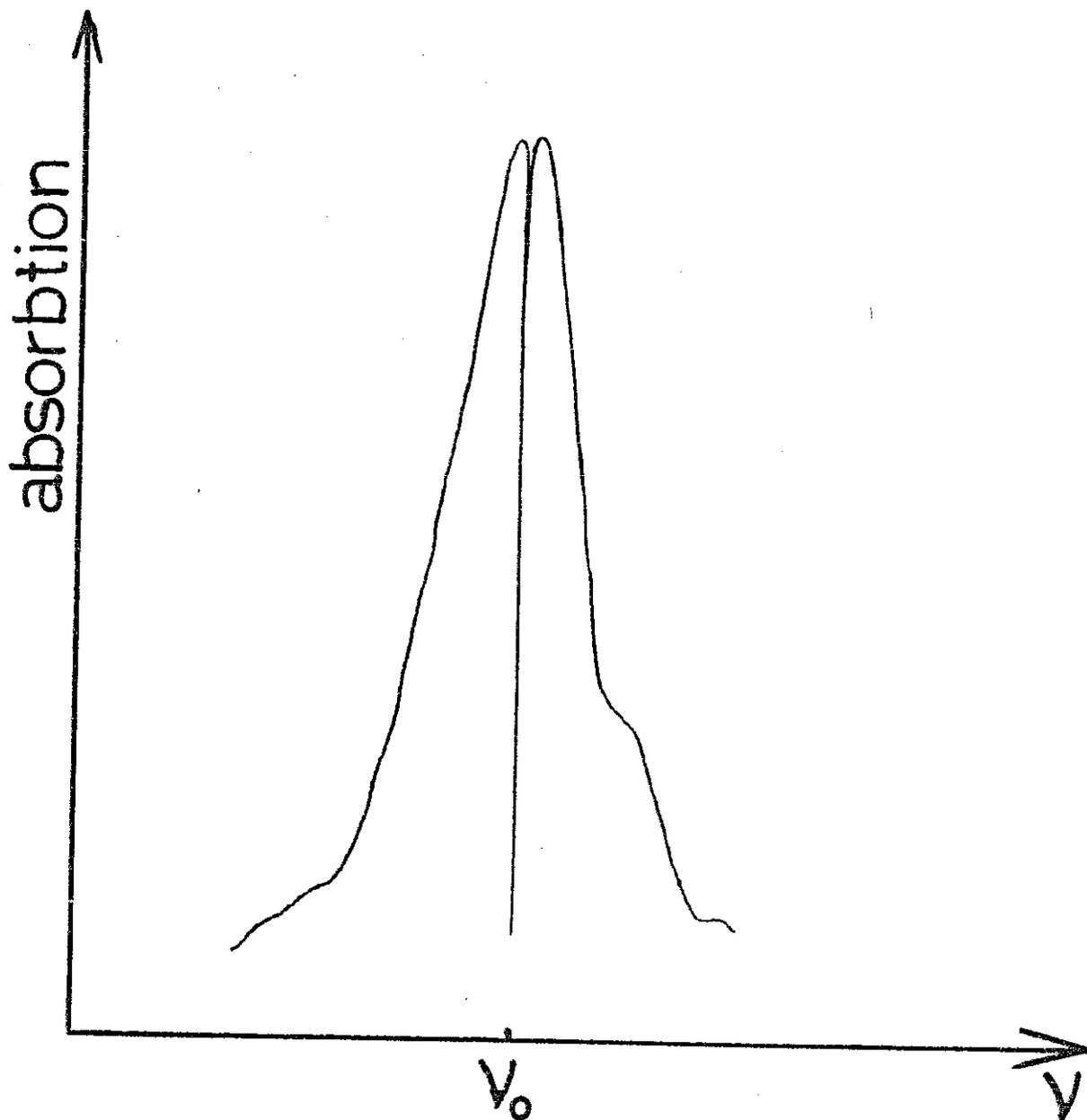


Figure IV-12 : Disparition de la résonance à $\nu = \nu_0$.

$$\begin{array}{lll}
 \nu = \nu_L & \chi' = 0 & \nu_0 = \nu_L = 210 \text{ MHz} \\
 \nu = \nu_L + 40 \text{ kHz} & \chi' = 8.10^{-2} & \nu_0 = \nu_L + 170 \text{ kHz}
 \end{array}$$

Dans de telles conditions, tous les calculs menés précédemment (IV-A-2) n'ont plus de sens.

Nous avons alors résolu le problème de la mesure de l'aimantation en étalonnant la surface de raie (intégrée comme si de rien n'était !) avec l'aimantation du solide en utilisant la loi :

$$m = th \frac{\mu_3}{k_B} \frac{H}{T+3} \quad ; \quad T \text{ en mK} \quad (\text{Fig. II-9})$$

la température étant mesurée par la pression de fusion (Ch. II-B-3).

Expérimentalement, la surface de la raie est restée proportionnelle à l'aimantation dans la limite de nos précisions ($\Delta m = \pm 0,5 \%$).

Notre dispositif mesure principalement l'aimantation dans (et proche de) la cavité ultrasonore, la dépendance en H_1^2 du facteur de remplissage rendant très faible la contribution des régions éloignées de la bobine.

IV-B - MESURE ULTRASONORE

1 - Principe de la mesure

Les mesures ultrasonores sont très employées en physique [MASON, 1964] : elles fournissent de nombreux renseignements sur les interactions et les dissipations associées. Le principe des déterminations de variation de vitesse du son est en général toujours le même, il consiste à faire interférer deux ondes de même fréquence ayant parcouru des chemins différents : l'un dans lequel le temps de transit Δt est constant, l'autre où Δt varie avec le changement de vitesse Δc à mesurer. La différence de phase entre les deux ondes est alors proportionnelle à $\Delta c/c$. Ce principe est identique à celui qui, en optique, est utilisé pour l'interféromètre de MICHELSON-MORLEY.

Dans le cas d'atténuation trop importante, une autre technique consiste à mesurer l'impédance acoustique du matériau Z_{ac} , proportionnelle à la vitesse du son C ($Z = \rho c$; ρ : masse volumique). C'est ainsi que l'existence du son zéro dans l' ^3He (Ch. I) a été mise en évidence par KEEN et al [KEEN, 1963] et que certaines excitations dans l' ^3He superfluide ont été étudiées [SHIVARAM, 1986] [MEISEL, 1983].

La technique que nous avons utilisée pour mesurer l'influence de la polarisation de l' ^3He sur la vitesse du son (Ch. VI) est un mélange de ces deux méthodes [MEISEL, 1983].

L'onde sonore est envoyée de façon continue dans une cavité contenant le matériau à étudier, d'un cristal piézoélectrique (transducteur) et d'un réflecteur, ces deux derniers étant à faces parallèles (Fig. IV-13).

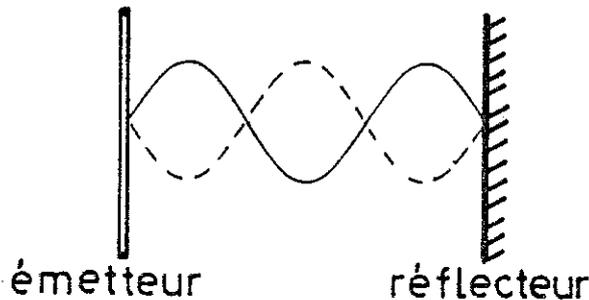


Figure IV-13

L'onde sonore dans le matériau est la superposition d'ondes incidentes (i) et réfléchies (r) dont les vitesses moyennes des particules v sont données par les expressions suivantes :

$$v_i(n) = v_i^0 e^{-ikx} e^{-\alpha x} e^{-2n\alpha L}$$

$$v_r(n) = v_r^0 e^{ikx} e^{i\phi} e^{\alpha x} e^{-(2n+1)\alpha L}$$

n désignant l'ordre de réflexion, k le vecteur d'onde (réel) de l'onde sonore, α l'atténuation et ϕ le déphasage entre l'onde incidente et l'onde réfléchie. Dans le cas d'un réflecteur parfait les vitesses sont opposées sur le réflecteur (vitesse totale nulle) :

$$v_i^0 e^{-ikL} = -v_r^0 e^{ikL} e^{i\phi}$$

$$\text{d'où } v_r^0 = -v_i^0 \text{ et } \phi = -2kL$$

On somme toutes les ondes réfléchies et incidentes pour trouver la vitesse des particules dans la cavité :

$$v = v_1^0 \left[e^{-iKx} - e^{iKx} e^{-\alpha L} e^{-2ikL} \right] \sum_n e^{-2n\alpha L}$$

$$K = k - i\alpha$$

Une expression similaire est trouvée pour la pression de l'onde sonore (en $x = L$, $P_i = P_r$)

$$P = P_i^0 \left[e^{-iKx} + e^{iKx} e^{-\alpha L} e^{-2ikL} \right] \sum_n e^{-2n\alpha L}$$

La connaissance de P et v permet le calcul de l'impédance acoustique Z de la cavité.

$$Z = \frac{P}{v} = Z_0 \frac{e^{-iKx} + e^{iKx} e^{-\alpha L} e^{-2ikL}}{e^{-iKx} - e^{iKx} e^{-\alpha L} e^{-2ikL}}$$

où $Z_0 = P_i^0/v_1^0$ est l'impédance acoustique du milieu semi infini (pas de réflecteur).

L'impédance acoustique vue par l'émetteur piézoélectrique est :

$$Z(x=0) = Z' + iZ''$$

avec

$$Z' = Z_0 \frac{1 - \varepsilon^2}{1 + \varepsilon - 2\varepsilon \cos 2kL} \quad Z'' = Z_0 \frac{(-)2\varepsilon \sin 2kL}{1 + \varepsilon - 2\varepsilon \cos 2kL}$$

où $\varepsilon = e^{-\alpha L}$.

L'impédance acoustique de la cavité est modulée par l'existence d'ondes stationnaires ($2kL = 2N\pi$) qui s'établissent quand la longueur de la cavité est un multiple entier N de demi-longueurs d'onde sonore :

$$N = \frac{L}{\lambda/2} = \frac{2Lv}{c}$$

Un changement de vitesse δc conduit à un changement du nombre N : $\delta c/c = -\delta N/N$ (le principe de cette méthode est similaire à celui utilisé dans les cavités Perot-Fabry en optique, où les interférences sont constructives ou destructives suivant la longueur d'onde de la lumière utilisée).

Par couplage mécanique (acoustique), l'impédance acoustique de l'émetteur est elle aussi modulée de manière périodique suivant les mêmes critères. Par effet piézoélectrique, l'impédance **électrique** du transducteur est soumise aux mêmes modulations : C'est celle-ci qui sera mesurée et qui nous donnera les variations de vitesse. Les schémas équivalents qui permettent d'intégrer les effets acoustiques au circuit électrique contenant le cristal piézoélectrique sont en général assez compliqués [MASON, 1964] et déborderaient le cadre de cette thèse. On trouvera dans [MEISEL, 1983] le schéma équivalent à notre configuration.

2 - Montage et détection

Notre cavité ultrasonore est formée de (Fig. IV-14) :

- Un cristal de quartz piézoélectrique d'épaisseur 300 μ , de diamètre 8 mm, sa fréquence de résonance est de 10,3 MHz. Il est métallisé d'un côté sur toute sa surface (électrode $V = 0$) et sur un diamètre de 3 mm de l'autre (métallisation d'alliage or-germanium).
- Un autre cristal du même type dont la fréquence de résonance est 100 kHz inférieure. Ce quartz a servi de **réflecteur**. Il était cependant branché électriquement afin de pouvoir intervertir les rôles émetteur-réflecteur.
- Un espaceur en céramique usinable [Minnesota] de longueur 10 mm. Son diamètre extérieur est de 7 mm pour 5 mm de diamètre intérieur. Deux grands trous ont été faits dans cette pièce pour minimiser les contraintes mécaniques et les déformations lors des décompressions rapides. Un support mécanique a permis le dressage au tour des deux faces sans avoir à bouger l'espaceur. C'est de cette façon que le parallélisme des faces a été obtenu.

L'assemblage de cette cavité est alors simple : Les deux pastilles de quartz sont placées de part et d'autre de l'espaceur soigneusement nettoyé en leur appliquant une

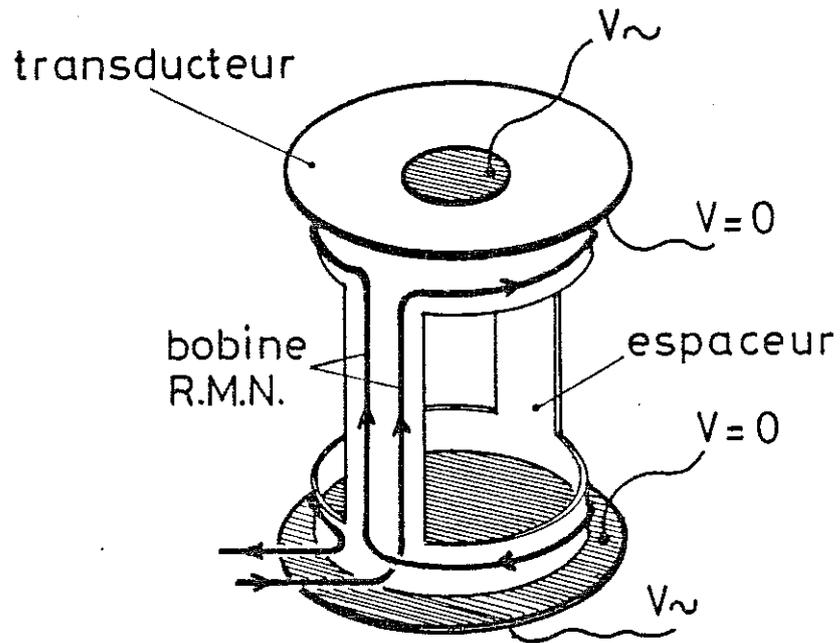


FIGURE IV-14: cellule ultra-sonore

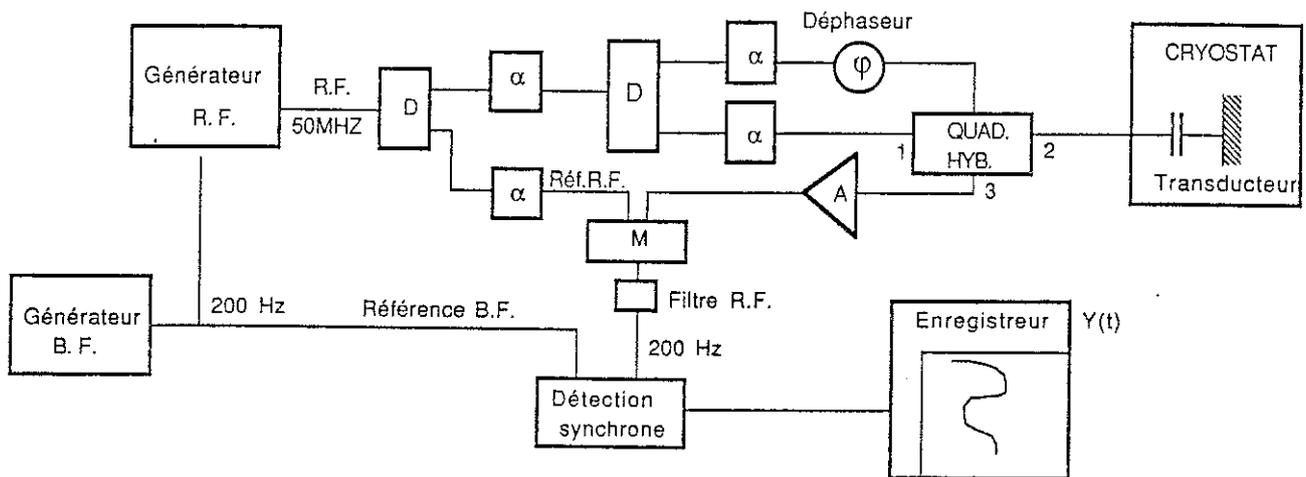


Figure IV-15 : Schéma de la détection synchrone (ultrasons)

légère pression (300 grammes) afin que leur parallélisme soit grosso modo identique à celui des faces de la céramique. Elles sont ensuite collées (araldite) en quatre ou cinq points à la céramique. Nous verrons que le parallélisme ainsi obtenu a été suffisant. Nous avons utilisé comme prise de tension des fils d'or qui sont soudés à l'indium sur les différentes faces. Ces fils sont très mous et on évite ainsi lors des manipulations d'abimer les évaporations. Les fils de tension sont ensuite soudés sur des cables coaxiaux du même type que ceux utilisés pour la RMN.

La figure IV-15 représente le schéma de la détection utilisée. Le schéma de principe est identique à celui utilisé en RMN puisqu'il consiste à mesurer une variation d'impédance. Sa réalisation cependant diffère par deux points :

- i) La détection synchrone haute fréquence ν_{HF} est suivie d'une détection basse fréquence ν_{BF} modulant la porteuse de ± 5 kHz et améliorant le rapport signal sur bruit [ABRAGAM, 1961].
- ii) Le préamplificateur est remplacé par une quadrature hybride dont la matrice de transfert dans le cas où toutes les voies sont adaptées à 50Ω est donnée sur la figure IV-18.

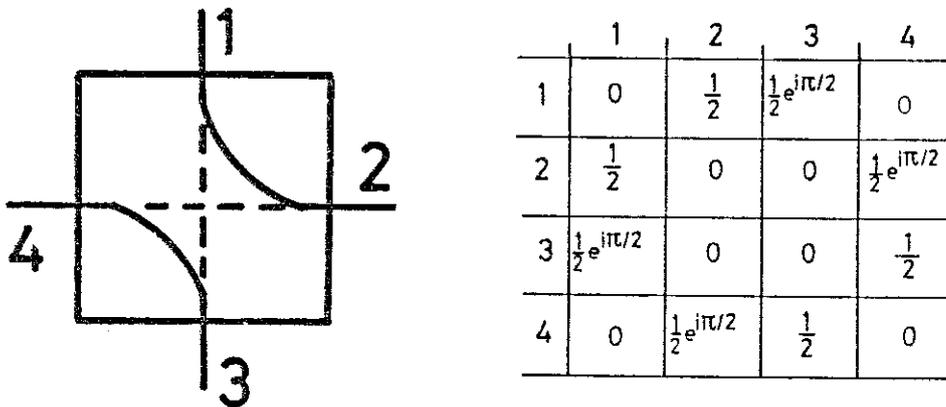


Figure IV-16 : Quadrature hybride et matrice de transfert ($Z = 50 \Omega$)

Cette quadrature hybride n'est pas utilisée en tant que telle mais plutôt en circulateur ($1 \rightarrow 2 \rightarrow 4$) par lequel on peut ajouter (voie 3) un signal dont la phase et l'amplitude sont réglables. Ce signal permet d'abaisser le niveau de la tension alternative à l'entrée de l'amplificateur pour éviter sa saturation (tension d'opposition alternative).

Le balayage de la fréquence RF permet de mesurer la réponse en phase $\chi'(\omega)$ ou en quadrature $\chi''(\omega)$ du cristal piézoélectrique (Fig. IV-17) faisant apparaître une structure presque périodique. Parce que la phase de la détection synchrone H.F. ne peut

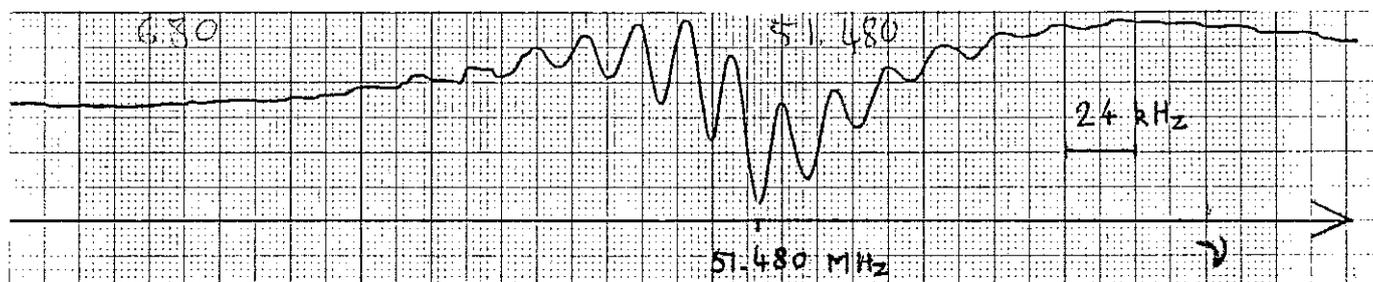


Figure IV-17 : Courbe de réponse (quartz + ^3He liquide)

être réglée simultanément pour toutes les fréquences, les extrêma de l'absorption sont déformés et leur espacement n'est pas constant. Dans le cas contraire, l'espacement Δv entre les extrêma donnerait une mesure absolue de la vitesse du son.

Par contre, à **fréquence constante**, un changement de vitesse est détectée comme un signal périodique (Fig. IV-18a) dont le **caractère sinusoïdal** est mis en évidence sur la figure (IV-18b). Ceci s'explique d'une part grâce au bon parallélisme entre le cristal émetteur et du réflecteur, et d'autre part est facilité par l'absorption relativement élevée ($\alpha \cong 2 \text{ cm}^{-1}$ à 200 mK et 20 bar) de l' ^3He . Dans le cas contraire, les réflexions multiples intègrent les défauts d'alignements des deux quartz, ce qui conduit à des figures d'interférences périodiques mais compliquées (non sinusoïdales). Ce fut le cas lors du test de cette cavité dans l' ^4He à 4,2 K.

La génération d'ondes ultrasonores par le transducteur est efficace seulement pour un nombre impair de $1/2$ longueur d'onde dans son épaisseur. Dans notre cas, ceci correspond aux fréquences 10.280 MHz, 31.950 MHz et 51.480 MHz. La sensibilité sur la mesure de la vitesse du son augmente avec la fréquence :

$$\frac{\delta c}{c} = - \frac{\delta N}{N} = - \frac{\delta N c}{2L v}$$

Les mesures de variation de c ont été toutes faites à 51.480 MHz, l'absorption à plus haute fréquence étant trop importante (dans le régime de son hydrodynamique, elle

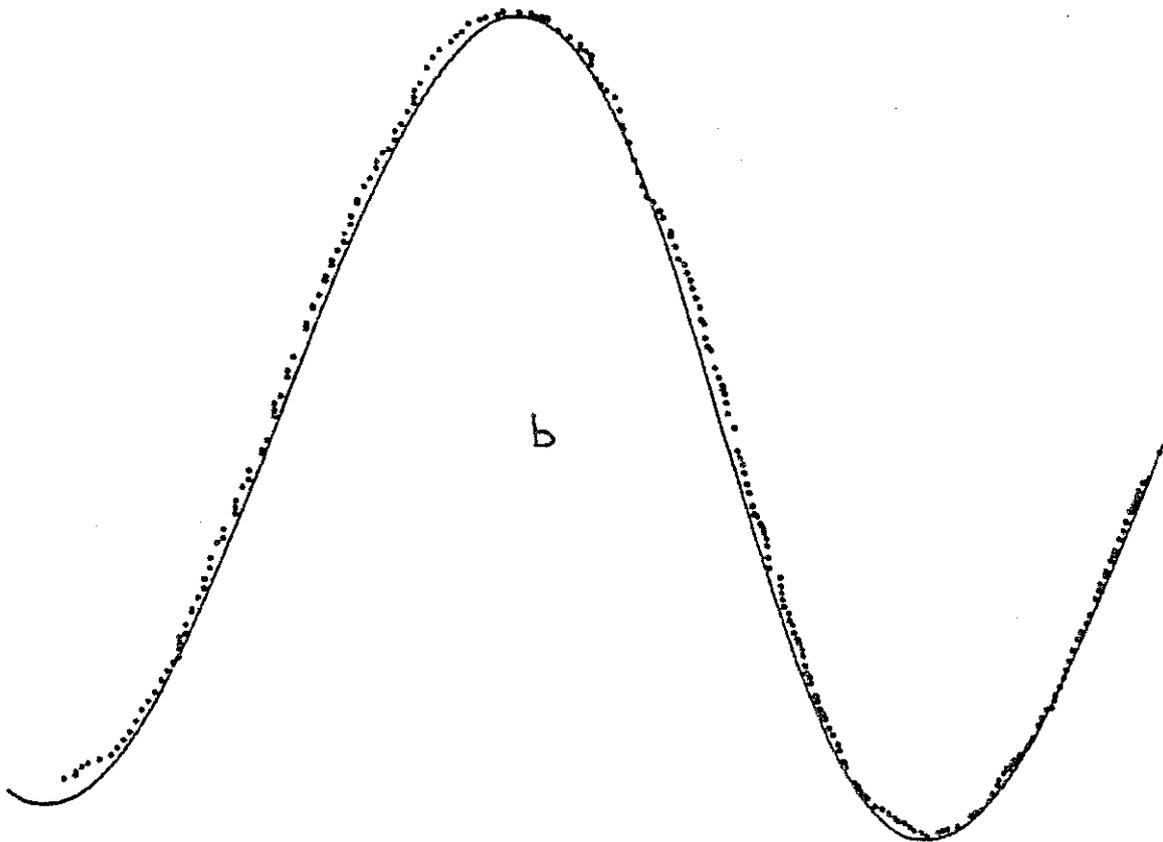
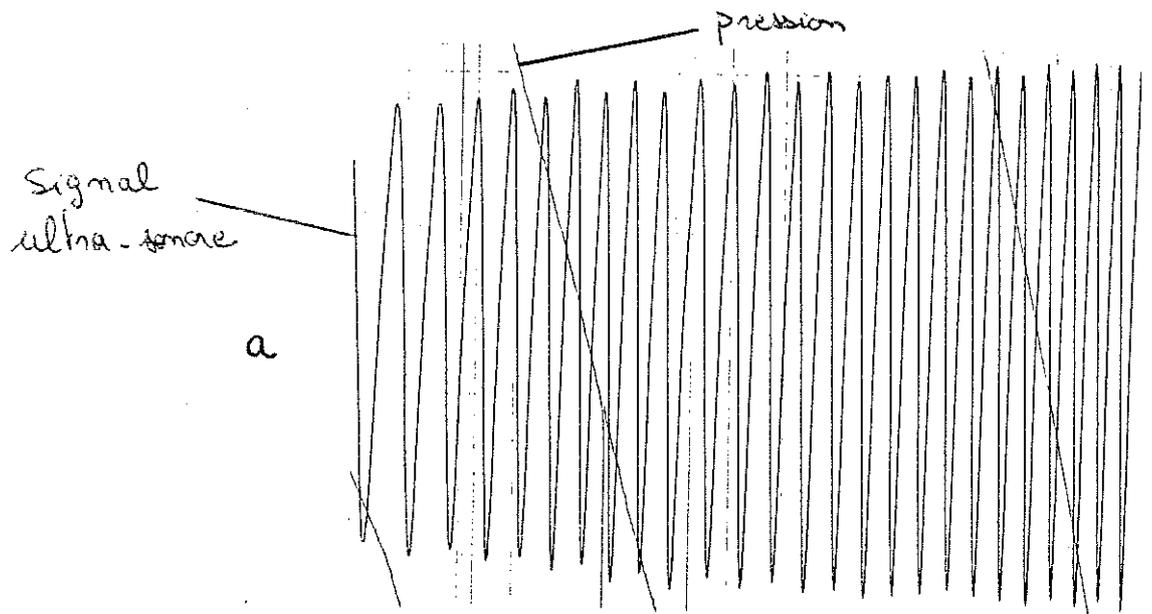


Figure IV-18 : Signal sinusoïdal avec un changement de vitesse
(Fig. b : ligne continue \equiv sin ; o nos mesures)

est proportionnelle au carré de la fréquence (Fig. I-7)). Dans de telles conditions, on peut résoudre 1/40ème d'oscillation, ce qui conduit à une précision $\Delta c/c$ de 10^{-5} ($P = 29$ bar, $c = 400$ m/s).

3 - Test : mesure de la vitesse du son en fonction de la pression

Nous avons testé notre montage ultrasonore (cavité + détection) en mesurant la vitesse du son $c(P)$ et sa variation avec la pression $1/c \, dc/dP|_{200 \text{ mK}}$. La température étant stabilisée à 200 mK, la pression est amenée de 29 bar à 8 bar en enregistrant les oscillations (pour P inférieure à 8 bar, l'atténuation devient trop importante pour qu'elles soient clairement visibles). La pression diminuant, la vitesse du son diminue aussi [ABRAHAM, 1971] [ROACH, 1983] et le nombre de demi longueurs d'onde augmente dans la cavité (Fig. IV-19a).

Les mesures de ABRAHAM et al. et de ROACH et al. permettent à cette température (200 mK) de trouver une expression (fit polynomial) pour $c(P)$. Nos couples $(\Delta N, P)$ sont alors convertis en $(\Delta N, c)$ et un diagramme $N(1/c)$ vérifie la validité du fit ainsi que celle de nos mesures ($N = 2Lv/c$) (Fig. IV-19b).

La droite obtenue nous donne par sa pente la longueur de la cavité et par sa valeur à l'origine la vitesse du son pour $P = 29,3$ bar

$$L = 1,019 \text{ cm} \qquad c(29,3 \text{ bar}) = 401,81 \text{ m/s}$$

La longueur L correspond à la dimension demandée (1 cm) (cette vérification de la longueur à basse température n'étant pas prévue, nous n'avons pas pensé à être plus précis lors de sa fabrication ou à la mesurer précisément !). La valeur de la vitesse à $P = 29,3$ bar correspond très bien à une extrapolation linéaire entre les valeurs à 22,89 bar et 27,836 bar de Roach et al. :

$$\begin{aligned} P = 22,89 \text{ bar} \quad c = 372,19 \text{ m/s} \\ \Rightarrow P = 29,23 \text{ bar} \quad c = 402,22 \text{ m/s} \\ P = 27,857 \text{ bar} \quad c = 395,46 \text{ m/s} \end{aligned}$$

Cet accord montre bien la très bonne précision de nos mesures de vitesse.

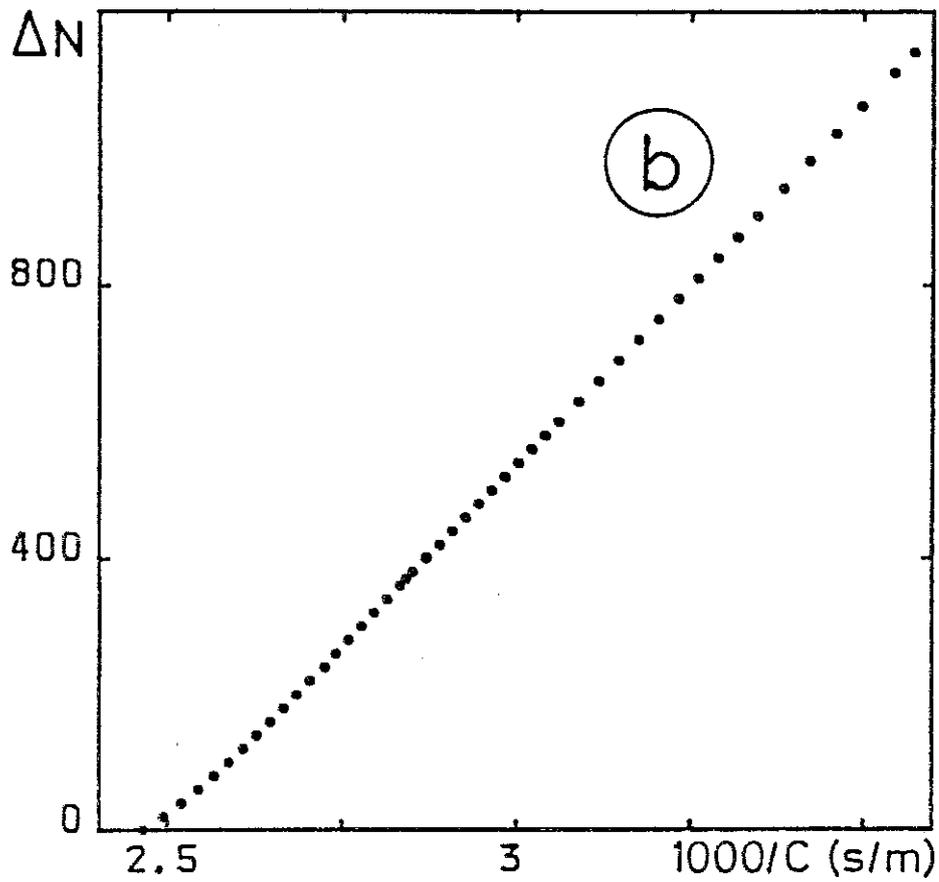
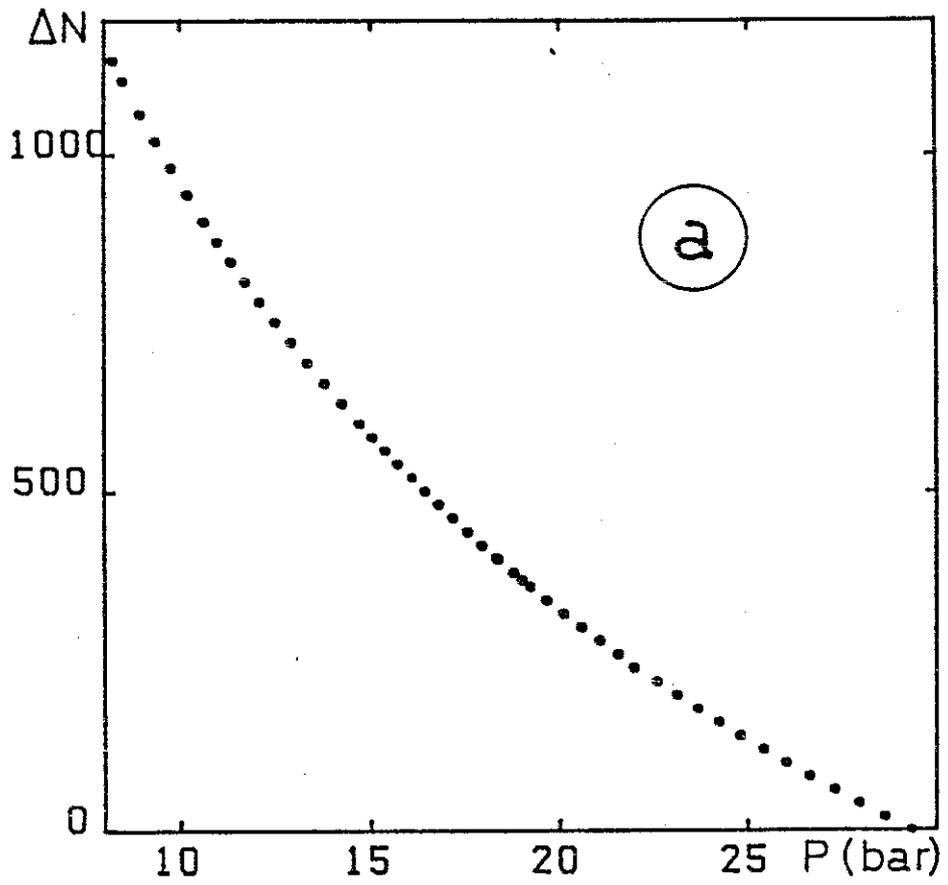


FIGURE IV-19: évolution du nombre de longueur d'onde dans la cellule en fonction de la pression (a) et de l'inverse de la vitesse (b)

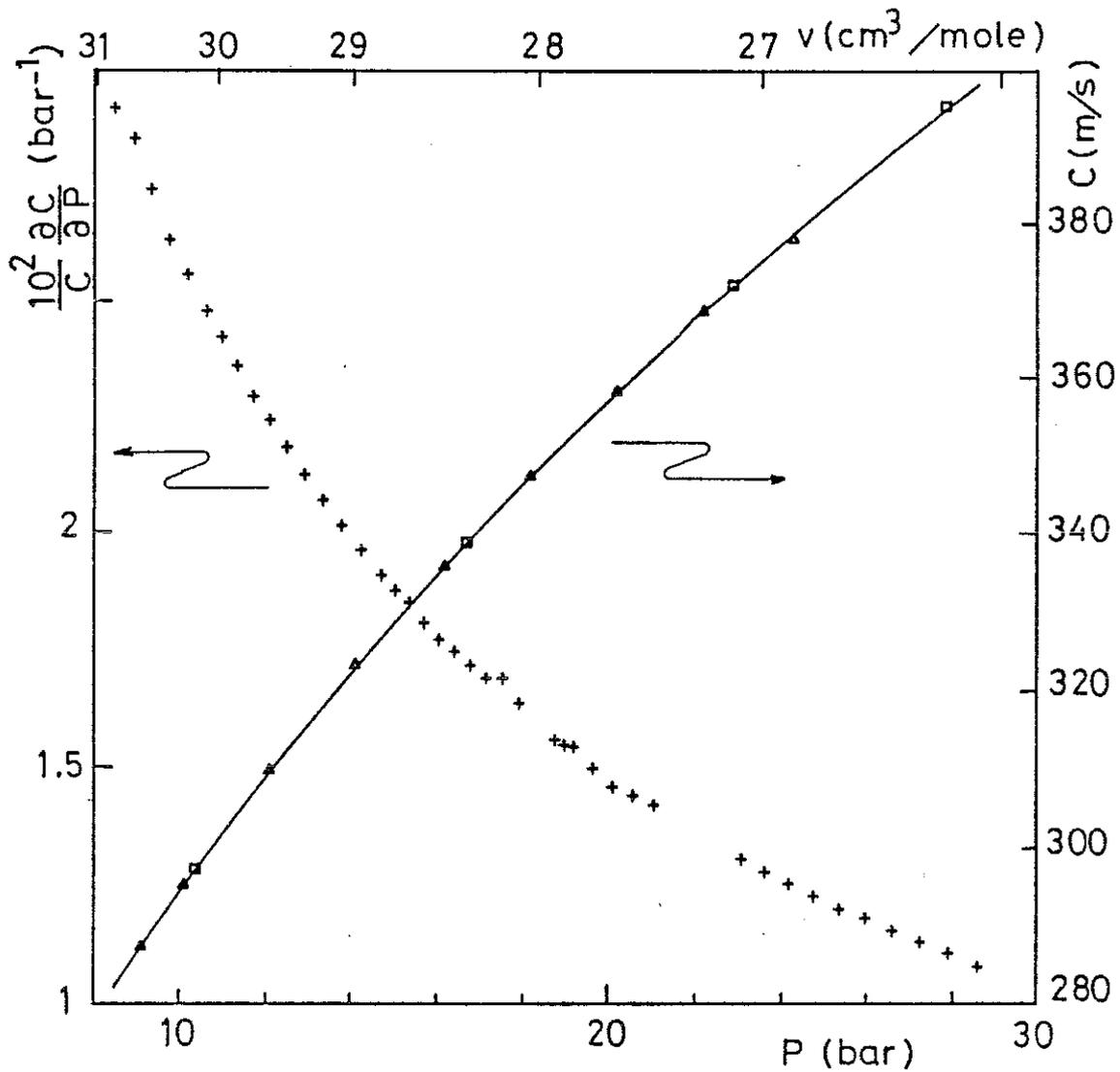


FIGURE IV-20: variation de la vitesse du son avec la pression

- △ : ABRAHAM, 1971
- : ROACH, 1983
- : nos mesures
- + : $1/c \cdot dc/dP$; nos mesures

Nos résultats $c(P)$ sont montrés sur la figure IV-20 ainsi que ceux de ROACH et al. et ABRAHAM et al. Les écarts relatifs $\Delta c/c$ sont de l'ordre de 10^{-3} et montrent la très bonne cohérence de ces mesures toutes obtenues de manière différente !

Fort de ces résultats, nous pouvons obtenir avec une très bonne précision la variation de vitesse avec la pression :

$$\frac{1}{c} \frac{dc}{dP} \Big|_T = - \frac{c}{2Lv} \frac{\Delta N}{\Delta P}$$

le coefficient c/Lv étant obtenu expérimentalement (Fig. IV-19b).

En théorie, cette méthode d'interférence permet la mesure relative d'absorption ultrasonore. En pratique, c'est un peu compliqué car il faudrait calibrer l'amplitude des oscillations à la sortie de la détection synchrone en fonction de l'absorption et de la vitesse. Mais de toutes façons cette sortie est très sensible à la vitesse de défilement des oscillations et, dans le cas qui nous aurait intéressé –variation de α en fonction de l'aimantation–, celle-ci varie beaucoup et les variations d'amplitude n'ont plus de signification précise quant à l'absorption.

Ceci est sans doute l'inconvénient majeure de cette technique ultrasonore. Il est cependant largement compensé par la simplicité de l'appareillage électronique utilisé comparé à celui nécessaire pour des mesures ultrasonores pulsées.

CONCLUSION DES CHAPITRES EXPERIMENTAUX

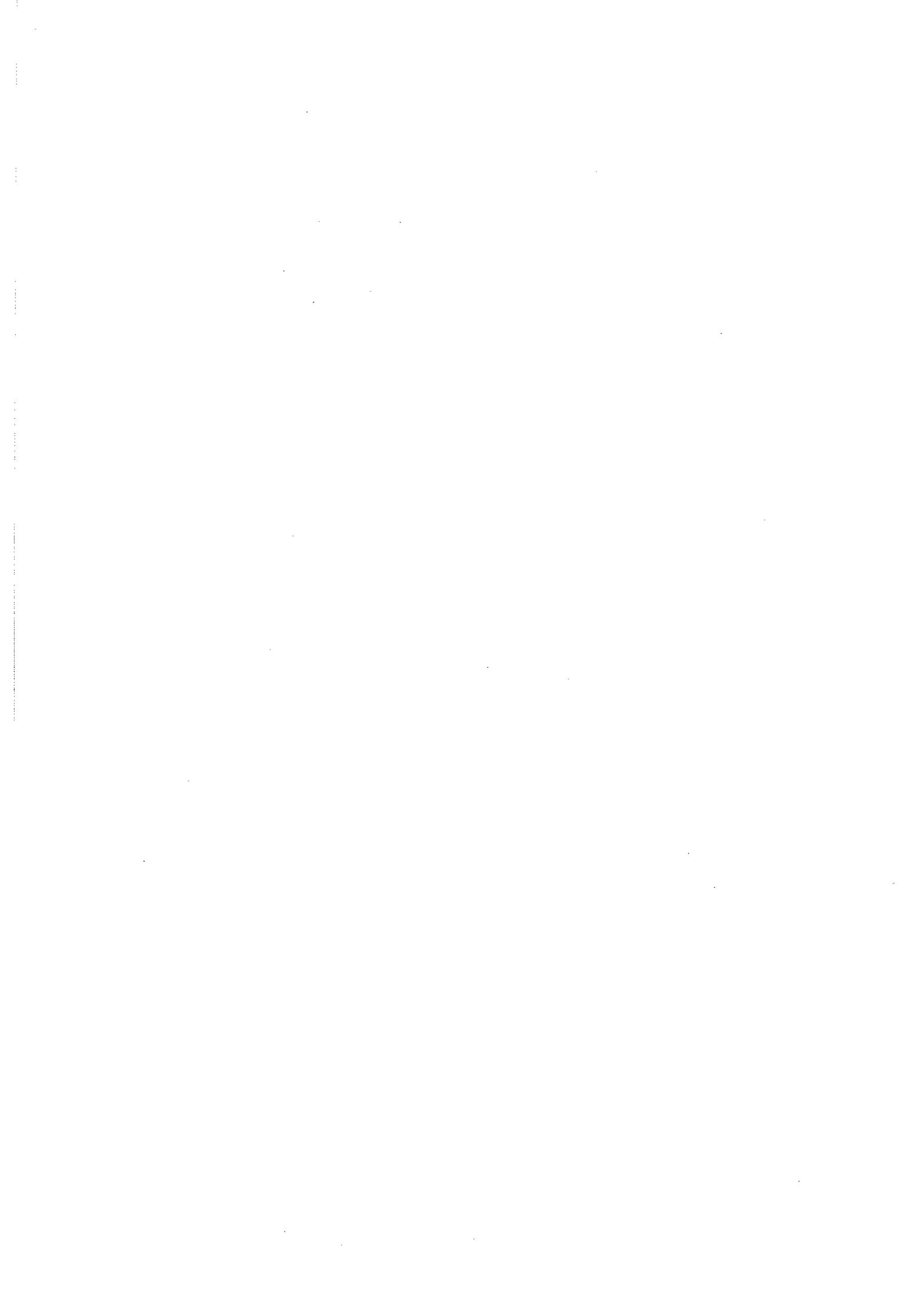
La fabrication de cette cellule est assez délicate ainsi que le montage des différentes sondes. Surtout quand, une fois tout installé sur le bouchon conique, le diamètre de cet arrangement est supérieur d'un millimètre à celui du trou de la cellule !

Nous avons décrit les précisions que nous avons pu obtenir sur les différentes quantités mesurées (température, pression, vitesse du son) mais celles-ci pourront être altérées lors d'une décompression rapide (fabrication d' ^3He liquide polarisé). Les décompressions en champ magnétique nul serviront à différencier les effets dus au magnétisme du liquide ^3He et ceux dus à la méthode employée. Ceci m'amènera à reparler des étalonnages effectivement utilisés ainsi que des précisions réellement obtenues.

Cette différenciation doit être une préoccupation de tous les instants dans le genre d'expériences que nous décrivons maintenant.



CHAPITRE V
COURBE DE FUSION DE L'³He POLARISE



INTRODUCTION

Nous avons décrit dans le chapitre II la courbe de fusion de l' ^3He au-dessous de 1 K, caractérisée par son minimum ($P = 29,316$ bar, $T = 318$ mK) [GREYWALL, 1981] et sa remontée spectaculaire à basse température. Celle-ci a été largement utilisée comme source froide pour l'étude de l' ^3He : les deux phases superfluides du liquide ^3He , la phase antiferromagnétique ($H < 0,45$ T) et la phase "haut champ magnétique" ($H > 0,45$ T) du solide ont été découvertes grâce à cette réfrigération. Tout aussi spectaculaire serait l'existence d'un paramètre thermodynamique qui supprimerait cette caractéristique : le champ magnétique pourrait être celui-là.

CASTAING et NOZIERES (C.N.) [CASTAING, 1979] ont étudié de façon exhaustive l'effet d'un fort champ magnétique sur la courbe de fusion : Dans le cas où la susceptibilité magnétique est indépendante du champ (cette hypothèse est évidemment grossière mais devrait fournir en général une bonne idée de l'ordre de grandeur des phénomènes à observer), la pression de fusion à $m = 1$ et à température nulle serait abaissée de 7 bar, supprimant ainsi le minimum de la courbe de fusion.

Hormis ce côté spectaculaire, à cause de la forte dépendance des propriétés du solide avec le volume molaire (diagramme de phase magnétique, énergie de lacune), des effets nouveaux pourraient apparaître grâce à l'abaissement de la courbe de fusion. En particulier, celui-ci pourrait conduire à l'annulation de l'énergie nécessaire à la formation d'une lacune : un solide lacunaire serait alors à portée d'expérience.

Mais il faut avant tout confirmer l'existence de cette courbe de fusion abaissée et ceci soulève de nouveaux problèmes de fond qui rejoignent les études menées actuellement sur les surfaces et interfaces, celles des solides quantiques en particulier. Quel est l'effet de l'aimantation sur l'interface et sur la dynamique de fusion ? Les expériences sur l' ^3He adsorbé semblent montrer un fort effet de l'échange d'atomes, entre le liquide et le solide, sur le comportement magnétique de cet échantillon quasi bidimensionnel. Notre système est-il un système test pour étudier l'effet des forts champs magnétiques ou de l'aimantation sur ces phénomènes ?

L'expérience décrite dans ce chapitre avait comme objectifs de confirmer la possibilité d'obtenir une courbe de fusion abaissée par fusion rapide du solide polarisé, de mesurer cet abaissement ΔP et de le relier à la polarisation pour vérifier sa cohérence avec la prédiction thermodynamique à basse aimantation.

Dans le cas où cette prédiction se réalisait, pouvait-on déduire le comportement magnétique de l'³He liquide sous très haut champ ?

CHAPELLIER et al. [CHAPELLIER, 1981] ont été les premiers à tenter une telle expérience mais, bien qu'ils aient pu observer un abaissement de la courbe de fusion, leurs conditions expérimentales ne permettent pas d'éliminer d'autres explications, ni d'extraire de leur expérience des résultats quantitatifs définitifs.

V-A - MESURE DE L'ABAISSEMENT DE LA COURBE DE FUSION

1 - Quelle est la quantité mesurée ?

Le but de cette expérience est en fait de déterminer le diagramme de phase solide-liquide dans l'espace (P,T,H). Il faut donc mesurer simultanément ces trois variables. Pour aider à leur visualisation, nous avons porté dans le diagramme (P,T) l'allure de la courbe de fusion à champ nul (H=0) et à très fort champ H (Fig. V-1).

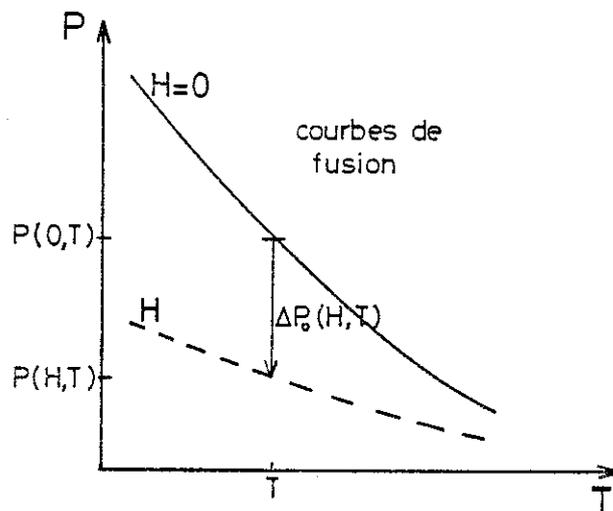


Figure V-1 : Evolution schématique de la courbe de fusion sous très fort champ magnétique H.

Nous appelons $\Delta P_0(H,T)$, l'écart entre ces deux courbes de fusion à une température T. Le champ magnétique abaissant la courbe de fusion (Chap. II-B-3), nous définissons la quantité positive $\Delta P_0(H,T)$ comme :

$$\Delta P_0(H,T) = P(H=0,T) - P(H,T)$$

Les résultats que nous donnerons par la suite sont obtenus dans un champ H_0 extérieur ($\cong 6,6 T$) et la quantité que nous mesurerons sera :

$$\Delta P(H,T) = P(H_0,T) - P(H,T)$$

Si $P(H_0,T)$ est une valeur à l'équilibre, $P(H,T)$ n'en est pas une dans le sens où H est un champ effectif (II-B-4) non permanent. **Ne pouvant mesurer directement H** , nous appellerons $P(H,T)$, $P_F(\text{Hors Equilibre},T)$ ($= P_F(H.E.,T)$) et nous avons alors à confirmer l'existence de :

$$\Delta P(H.E.,T) = P(H_0,T) - P_F(H.E.,T)$$

L'étape suivante sera de caractériser cet état hors équilibre par un champ magnétique effectif :

$$\Delta P(H.E.,T) \stackrel{?}{\cong} \Delta P(H,T)$$

2 - Comment mesure-t-on les différentes pressions ?

$P(H_0,T)$ est la pression de fusion où tous les paramètres thermodynamiques sont à l'équilibre : Pour H_0 fixé, cette pression de fusion est alors entièrement déterminée par la température. Ceci se traduit par une fonction univoque $P(T)$, la mesure de la température est alors aussi une mesure de $P(H_0,T)$: Nous utilisons pour connaître $P(H_0,T)$ le processus inverse à celui qui permet d'étalonner un thermomètre grâce à la courbe de fusion. Grâce à cette fonction $P(T)$, nous sommes capables de déterminer la pression de fusion à l'équilibre, quel que soit l'état réel du système à la température T . Nous appellerons cette pression ainsi mesurée $P_T(T)$, l'indice T rappelant qu'elle n'est pas obtenue grâce à un capteur de pression mais par une mesure de température.

Remarque : La température mesurée par notre thermomètre (résistance de carbone) est une température de phonons pour le solide (de quasi particules pour le liquide). L'état hors équilibre n'est pas restreint au réservoir d'énergie Zeeman mais aussi à tous ceux existant dans le solide (cf. II-B-5).

Cette température nous est donnée par la résistance de carbone dont nous avons donné dans le chapitre III les caractéristiques ainsi que l'étalonnage sous champ magnétique obtenu grâce à la courbe de fusion. En fait, dans le cas présent, nous intéressons la variation $P(H_0, R)$ et une loi linéaire $P(H_0, R) = \alpha/R + \beta$ sera en général suffisamment précise (Fig. V-2).

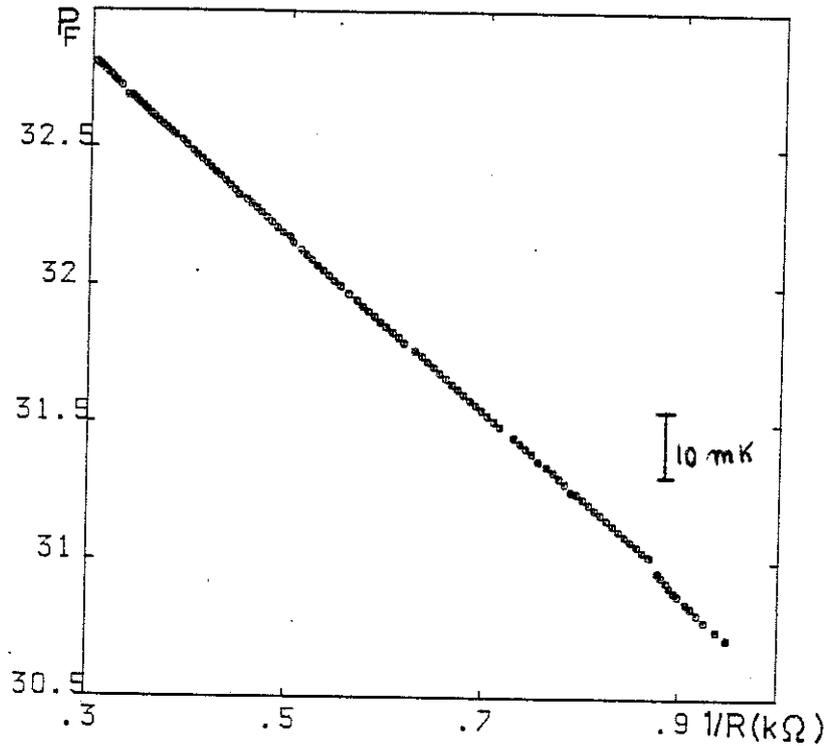


Figure V-2 : Etalonnage pression de fusion-résistance

$P_F(H.E., T)$ est par contre mesurée directement par la jauge de pression capacitive (III-C-1). Si dans la cellule coexistent liquide et solide, la pression mesurée est la pression de fusion (d'où l'indice F pour cette pression) à la température T dans l'état **réel instantané** du système. En particulier quand le système tend vers l'équilibre thermodynamique : $P_F(H.E., T)$ tend vers $P_T(T)$.

Nous avons donc dans nos conditions expérimentales les moyens de mesurer simultanément deux pressions, éventuellement différentes :

- une jauge capacitive mesurant la pression de fusion hors équilibre $P_F(H.E., T)$
- un thermomètre mesurant la pression de fusion à l'équilibre $P_T(T)$.

Pour déterminer $\Delta P(H.E., T)$ il reste à mesurer les constantes de temps de ces deux mesures.

3 - Constante de temps

Si pour la pression $P_F(H.E., T)$ –pression de fusion instantanée–, ceci ne pose pas de problème, les variations de pression se propageant à la vitesse du son, il n'en est pas de même pour $P_T(T)$ qui est une mesure **thermique**. D'autre part, nous voulons connaître la **température à l'interface liquide-solide**. C'est elle en effet qui est importante pour le diagramme (P,T) d'une courbe de fusion.

Avec le thermomètre utilisé, ceci n'est possible que si l'on mesure la température d'un matériau à haute diffusivité **thermique** pour permettre à la température au coeur du matériau de s'égaliser très vite avec celle à l'interface.

Les chiffres suivants donnent la diffusivité **thermique** à 100 mK du liquide (D_L) et du solide (D_S) [II-B] ainsi que le temps de diffusion de la chaleur sur un centimètre dans chacune de ces deux phases :

$$\begin{array}{ll} D_L = 5.10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s} & \tau_L > 30 \text{ mn} \\ D_S = 10 \text{ cm}^2/\text{s} & \tau_S = 0,1 \text{ s} \quad (H=6,6 \text{ T}) \end{array}$$

Ces chiffres sont éloquentes et montrent que, dans une cellule où la quantité de liquide est importante, l'équilibrage thermique est très long : on ne peut pas mesurer la pression $P_T(T)$ par la température du liquide. Par contre, la diffusivité du solide est très grande et les temps de réponse thermique très courts : la température au coeur du solide doit s'égaliser très vite avec celle de l'interface. C'est ce que nous avons vérifié en envoyant des impulsions de chauffage ($\Delta t \cong 1 \text{ s}$) grâce à une bobine de cuivre ($\cong 1 \Omega$) située au milieu de la cellule (cf. Fig. III-16) et en mesurant leurs effets sur la courbe de fusion. La Figure V-3 montre l'évolution de $\Delta P(t)$ ($=P_T(t) - P_F(H.E., t)$) en fonction du temps à la suite de telles impulsions ($\Delta Q \cong 10 \mu\text{J}$, $\Delta T \cong 10 \text{ mK}$ à $T \cong 100 \text{ mK}$), dans les conditions qui suivent une décompression rapide.

Les constantes de temps ainsi déduites intègrent celles dues à la diffusion thermique, à la résistance de Kapitza ^3He -thermomètre et à l'électronique de mesure. Cette constante de temps est de l'ordre de la seconde et, par la suite, nous considérerons

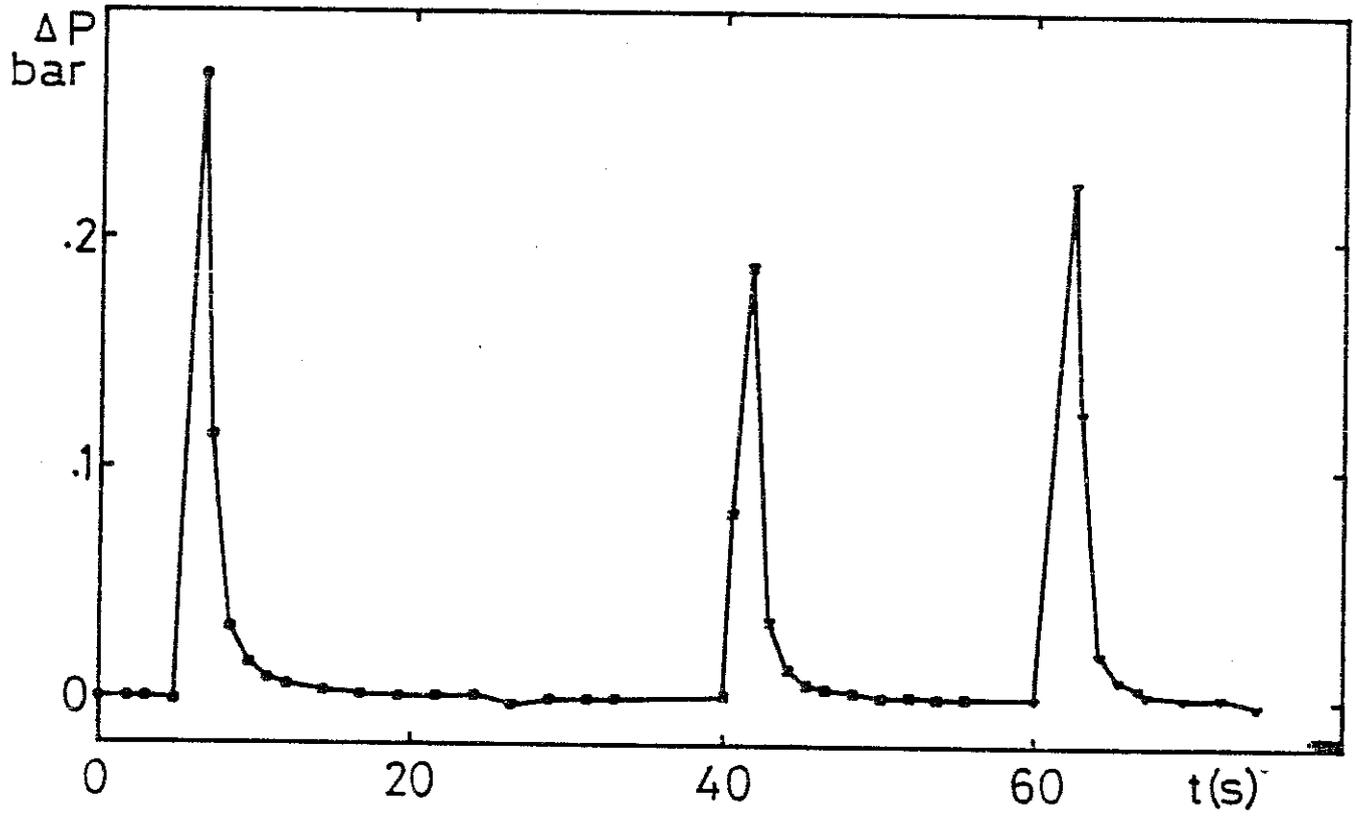


Figure V-3 : Pulses de chaleur ; $\tau \sim 2$ secondes

comme fiable une mesure de ΔP faite 3 secondes après un brusque changement de température (pour $T \cong 100$ mK).

Expérimentalement, il ne nous restera plus qu'à vérifier que cette constante de temps reste bien inférieure à celle caractérisant le retour à l'équilibre de la courbe de fusion lors de fusion rapide du solide polarisé.

4 - Préparation de l'échantillon

L'état thermodynamique initial (avant fusion) dans la cellule (P, T, x_S, m, \dots) est un paramètre important pour les expériences sur l' ^3He polarisé car c'est en grande partie de lui que dépend l'état final (après décompression). Il est essentiellement déterminé par la quantité de solide x_S , la température et l'aimantation ainsi que par la procédure employée pour la croissance du solide.

Les faits expérimentaux importants à prendre en compte sont la très mauvaise diffusivité de spin dans le solide ($D_S(\text{spin}) \cong 1,5 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$) et le T_1 du solide massif qui peut être très long (cf. II-B-5). Le refroidissement et l'aimantation d'une cellule remplie de solide ($x_S = 1$) sont alors difficiles [SCHUMACHER, 1979].

Par contre, dans une cellule Pomeranchuk, la croissance de solide à très basse température à partir du liquide est une technique sûre pourvu que la croissance ne soit pas trop rapide [GODFRIN, 1981], la forte aimantation du solide étant obtenue dans ce cas par transport dans le liquide des spins, des parois de la cellule où le T_1 est court, à l'interface solide-liquide. De cette façon, le refroidissement par effet Pomeranchuk est efficace ; mais, dans un tel processus, la mauvaise diffusivité de spin et le long T_1 peuvent conduire à un solide dont l'aimantation est inhomogène, chaque couche gardant la polarisation correspondante à sa température de formation. Ceci peut être un handicap expérimental car, après décompression, aux effets liés à l'aimantation et à sa relaxation se superposent ceux dus à la non homogénéité (diffusion) où ceux dus à des pressions de fusion différentes (P_F est fonction de m).

La procédure expérimentale utilisée est un compromis entre la volonté que nous nous étions fixée de fondre un solide homogène et le besoin d'obtenir une polarisation importante. L'homogénéité de tous les paramètres initiaux requiert de partir d'une cellule remplie de solide. Les caractéristiques mécaniques de la cellule Pomeranchuk nous dictent alors la marche à suivre (cf. III-B-1).

La cellule est remplie de solide ($x_S = 100 \%$, $P_3 \cong 30.5$ bar) vers 200 mK à pression d' ^4He nulle ($P_4 = 0$), puis refroidie. Au bout de 24 heures, la température minimum est atteinte ($T \cong 5$ mK, $P_3 \cong 34,15$ bar, $x_S \cong 53 \%$), l'aimantation du solide mesurée par la bobine de RMN (IV-A-4) est de 55 % environ. Le temps de mise à l'équilibre de l'aimantation reste toujours court (120 s), ceci est sans doute la conséquence du fait que toute la préparation est effectuée le long de la courbe de fusion (cf. II-B-5).

Le liquide restant est à nouveau solidifié par diminution du volume de la cellule, celui-ci étant obtenu par augmentation de la pression d' ^4He . Nos exigences expérimentales concernant l'état initial de la cellule nous obligent à la comprimer à **température constante**, c'est-à-dire à pression d' ^3He constante. Ceci nous garantit la formation de solide à aimantation constante égale à celle du solide préexistant à $P_4 = 0$. Cette compression lente ($dP_4/dt \cong 1$ bar/heure, $dx_S/dt \cong 2 \%$ /bar) s'effectue jusqu'à ce que x_S ait atteint la valeur désirée, c'est-à-dire **un peu inférieure à 100 %**. En général :

$$P_4 \cong 25 \text{ bar} \qquad x_S \cong 99 \%$$

Si cette procédure semble un peu longue (2 jours), elle nous paraît la plus à même d'assurer un état initial bien défini dont tous les paramètres thermodynamiques sont spatialement homogènes : la cellule est remplie de solide ($x_S \cong 99 \%$) dont l'aimantation est constante ($m_S \cong 55 \%$).

5 - Décompression et analyse expérimentale des résultats

La décompression est effectuée par brusque diminution de la pression du compartiment ^4He : la température (< 300 mK) et la pression d' ^3He ($P_3 > 29$ bar) atteintes laissent le nombre d'atomes d' ^3He dans la cellule constant, ce qui permet à tout moment de déterminer les quantités respectives de liquide et de solide (cf. III-B-1).

La pression d' ^4He , relâchée par l'ouverture d'une vanne à la température ambiante, tombe à la pression finale (en général $P_4(\text{final}) = 0$ bar) en moins d'une seconde. La pression d' ^4He au niveau du diaphragme en kapton (cf. Fig. III-4) n'est pas mesurable mais le volume à décompresser est faible et la pression lue par un manomètre placé à température ambiante est sans doute très proche de celle existante à basse température.

Cette décompression brutale d' ^4He a pour effet de chauffer très rapidement l' ^3He dans la cellule (fusion du solide). Aucune grandeur n'est mesurable durant les tous premiers instants. Comme nous l'avons dit précédemment, nous attendrons 3 secondes après l'ouverture de la vanne, pour considérer comme juste les mesures effectuées.

Nous mesurons alors :

- l'**aimantation** m vue par la bobine RMN, le taux de répétition de cette mesure étant de 1,6 s,
- la **pression de fusion** $P_F(H.E., T)$ dans la cellule (jauge capacitive),
- la température T (résistance de carbone) qui est une mesure indirecte de la **pression de fusion à l'équilibre** P_T

Les figures V-4-a et b représentent l'évolution de ces différentes quantités durant la relaxation de l'aimantation. La température finale est toujours proche de 100 mK pour une variation de pression d' ^4He de 0 à 25 bar.

Remarque : Dans la suite de ce chapitre, nous nous intéresserons principalement à cinq décompressions différentes numérotées de (1) à (5) (en général en haut à droite du cadre), ceci pour permettre de suivre les résultats d'une même décompression à travers les différentes figures.

L'aimantation relaxe jusqu'à une valeur de 5 % correspondant à l'aimantation du solide (x_S finale = 90 %) à cette température (cf. Fig. II-9). Cette relaxation suit une loi exponentielle correspondant à des T_1 compris entre 11 et 15 secondes. Nous reviendrons plus tard sur ce point.

La figure V-4 montre que la pression de fusion P_F est inférieure à la pression de fusion à l'équilibre P_T : Nous avons mis en évidence un abaissement de la courbe de fusion de l' ^3He ΔP ; celui-ci semble être corrélé à l'aimantation mesurée (Fig. V-5).

Avant l'analyse des résultats, des vérifications doivent être faites pour cerner les problèmes expérimentaux qui pourraient provenir de notre méthode un peu violente : en quelques secondes, P_F passe de 34 bar à 31 bar et la température de 5 mK à 100 mK.

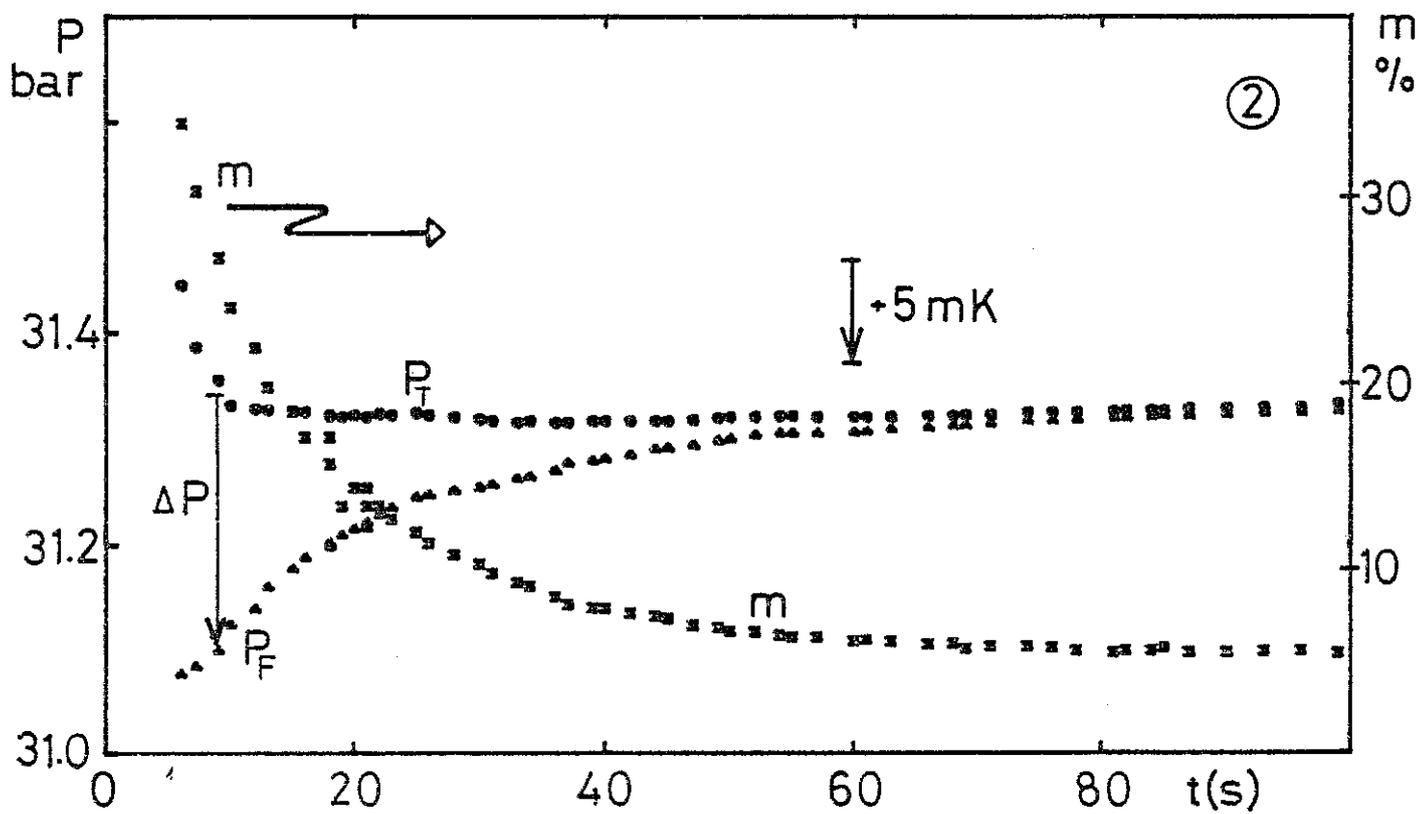
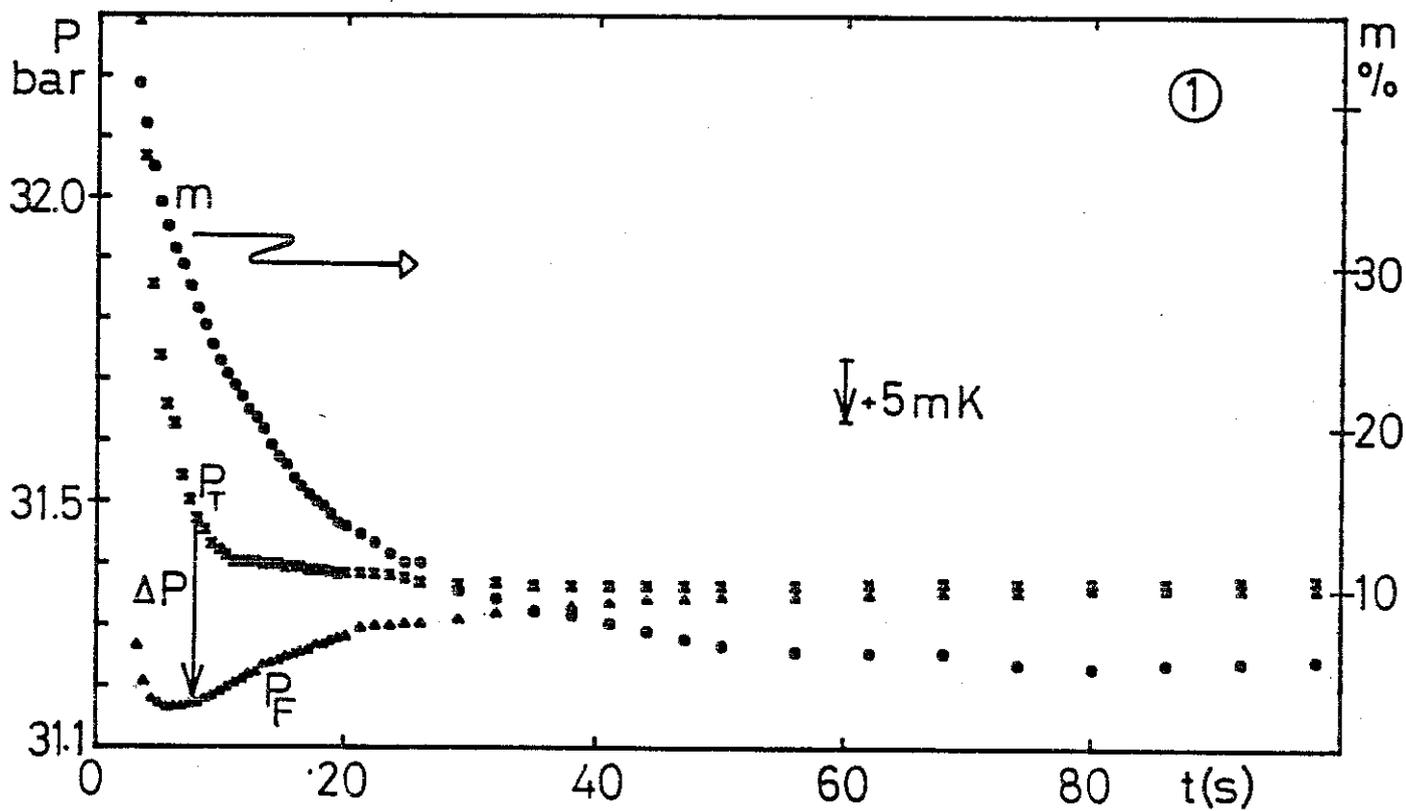


Figure V-4 : Evolution des paramètres P_F , P_T , m durant la relaxation

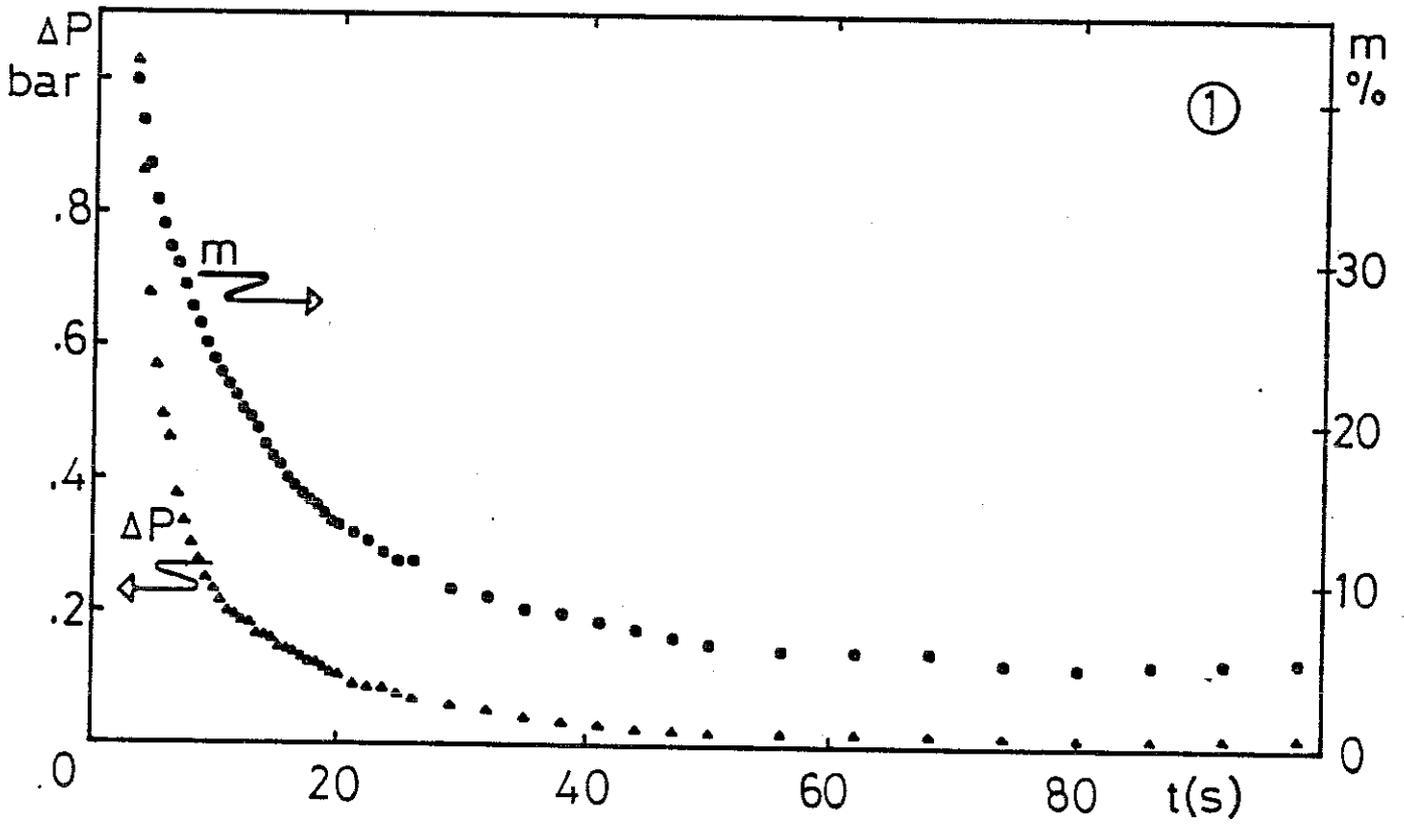


Figure V-5 : Evolution de ΔP et m

La constante de temps caractérisant notre état hors équilibre est mesurable à partir des figures V-5. Elle est de l'ordre d'une dizaine de secondes, donc bien supérieure à celle de nos mesures (~ 1 s) (Fig. V-3). **Les variations de température mesurées représentent donc bien celles ayant lieu à l'interface liquide-solide**, d'autant plus que très rapidement la température se stabilise (Fig. V-4-a et b). La transformation de la température en **pression de fusion à l'équilibre** est donc justifiée a posteriori.

Une seconde vérification s'impose : **de telles décompressions doivent être aussi effectuées en champ magnétique nul**, celles-ci étant les seules capables de donner les vraies barres d'erreur expérimentales. Le déroulement de la décompression et la préparation du solide est identique à celle sous champ magnétique ainsi que la façon de mesurer P_T , P_F et ΔP ($\Delta P = P_T - P_F$). Le résultat d'une telle décompression est donné sur les figures V-6, la figure V-6-b montrant de plus un ΔP obtenu sous champ (V-6-b) afin de comparer la grandeur des effets.

Une différence de pression ΔP est mesurée même à aimantation nulle mais :

- i) ΔP est de signe opposé à celui obtenu sous champ magnétique. Ceci indiquerait une courbe de fusion au-dessus de celle à l'équilibre.
- ii) ΔP est bien moindre.
- iii) La relaxation de ΔP ne semble pas exponentielle et s'effectue sur des temps très longs (Fig. V-6-a, échelle de temps en minutes).

Deux raisons nous semblent pouvoir être invoquées pour expliquer ce phénomène.

La première serait un effet mécanique : la résistance nous servant de thermomètre, étant plongée directement dans l' ^3He , subit les variations de pression hydrostatique (P_{hyd}) auxquelles elle est sensible ($dR/dP_{\text{hyd}}|_T < 0$). Il est possible alors que les contraintes internes ne suivent pas instantanément les variations de pression mais relaxent avec une longue constante de temps par rapport à celle de nos mesures. Un tel comportement peut expliquer nos résultats en champ nul : avant décompression les contraintes sont à l'équilibre (haute pression), après la fusion leur non équilibre correspond pour la résistance à une pression hydrostatique supérieure à la réalité, donc à une résistance plus faible ($dR/dP_{\text{hyd}}|_T < 0$). La température lue $T(R)$ est alors plus élevée que la réalité ($dT/dR < 0$) (Fig. V-7) correspondant à une pression à l'équilibre P_T plus basse que celle mesurée par la jauge capacitive :

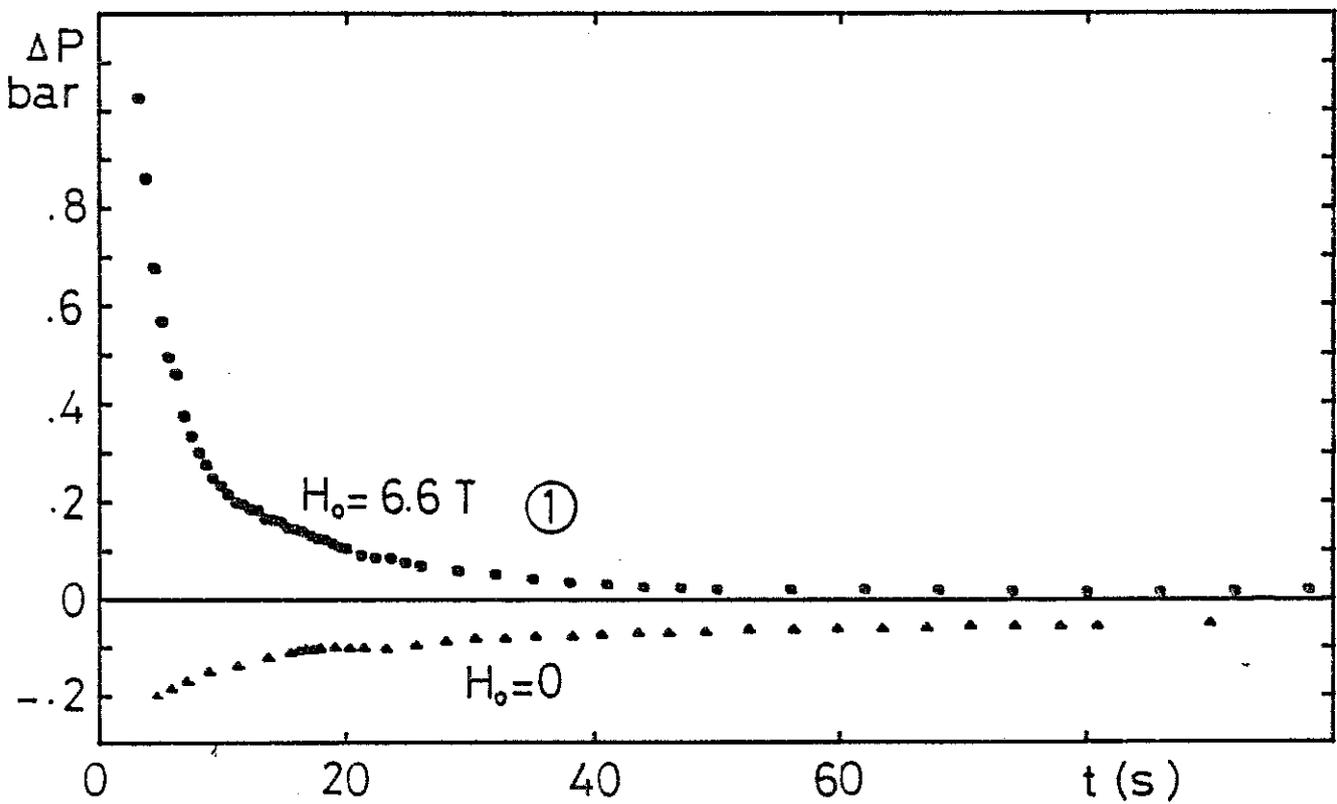
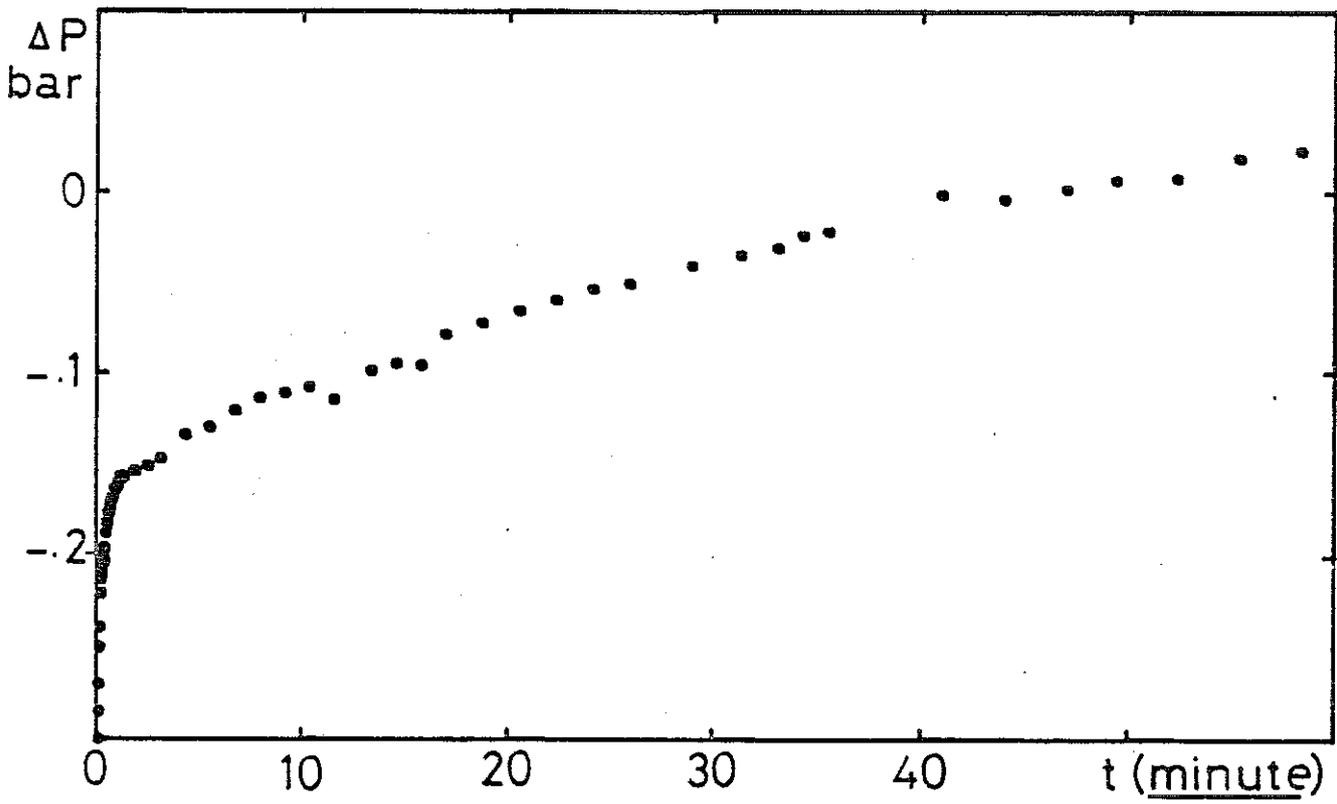


Figure V-7 : ΔP en champ magnétique nul

$\Delta P = P_T - P_F$ est alors négatif

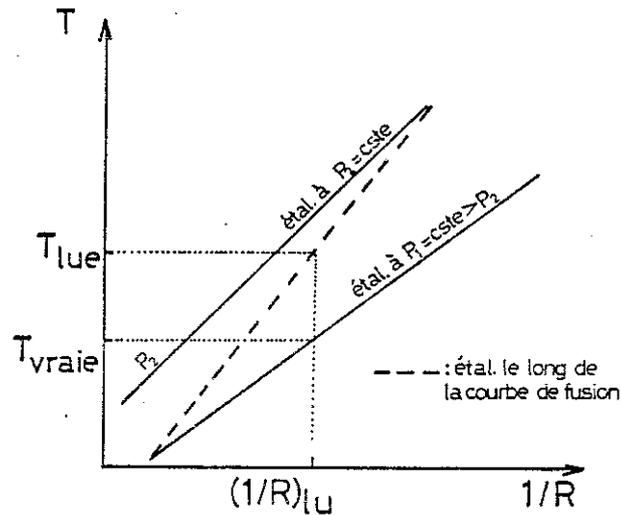


Figure V-7

Il est difficile d'avoir une idée a priori du temps de relaxation de ces contraintes, mais la température est très basse par rapport à l'énergie de création des défauts et ceci peut expliquer un temps de relaxation très long.

Une autre explication pourrait être intrinsèque à la méthode utilisée : comme c'est le cas sous champ magnétique après une telle décompression, les différents réservoirs d'entropie du solide (II-B-5) pourraient ne pas être à l'équilibre thermodynamique : Une courbe de fusion hors équilibre existerait alors aussi à champ nul. Mais, aux mêmes causes les mêmes effets, le temps de retour à l'équilibre dans ce cas devrait être au plus T_1 ($\cong 12$ s). Or, celui-ci ne correspond pas à celui trouvé expérimentalement pour autant que l'on puisse en définir un. Malgré tout il n'est pas impossible que de tels effets puissent exister dans des temps plus courts caractéristiques de la relaxation échange-réseau.

Ce ΔP en champ nul est ennuyeux car, en l'absence d'explication quantitative d'une part et de reproductibilité d'autre part, on ne sait pas quelle importance lui donner dans les décompressions sous champ magnétique.

Pour plus de précautions, et au cas où la brutalité de nos décompressions produirait des effets irréversibles sur l'étalonnage du thermomètre, celui-ci est réétalonné

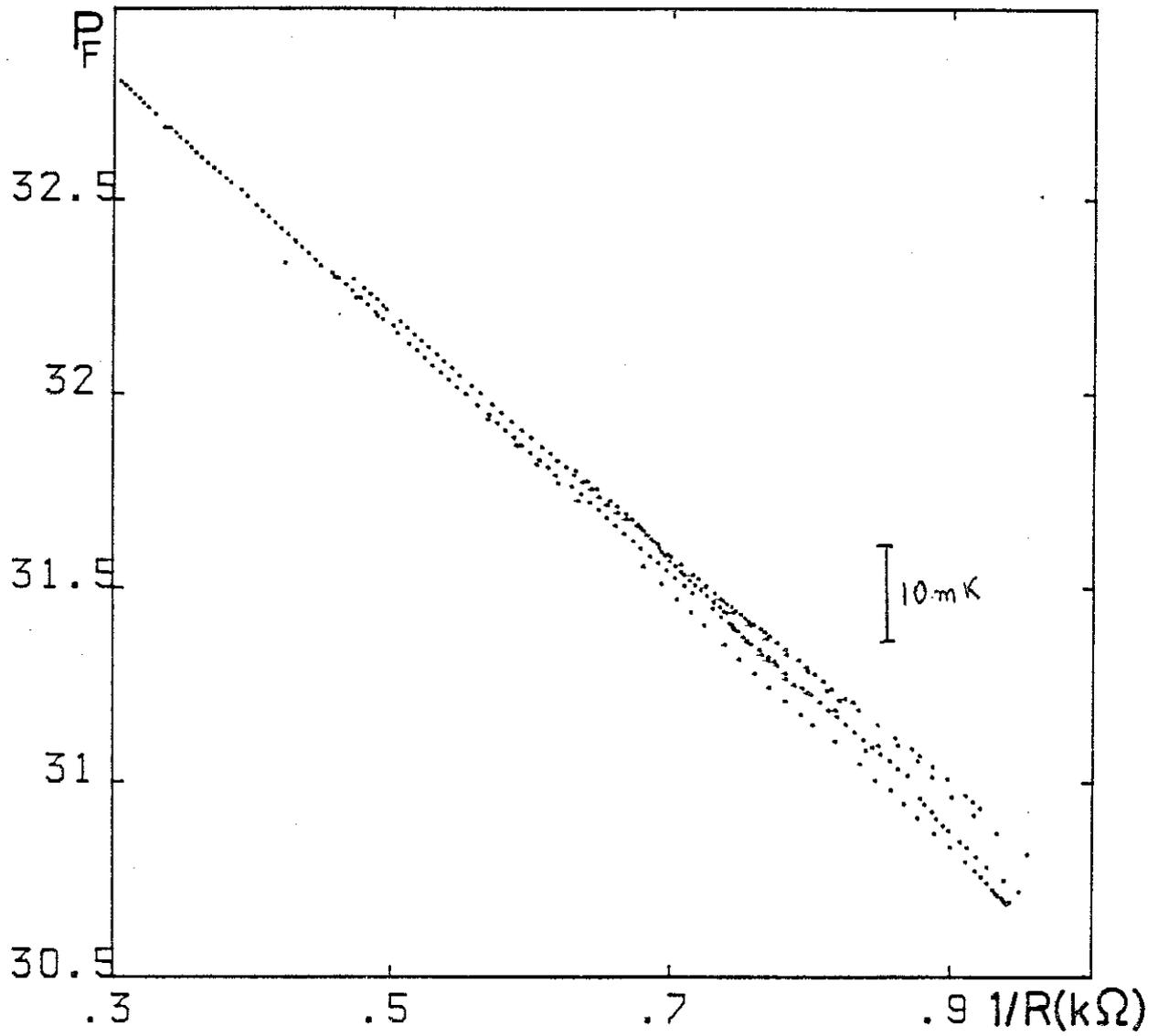


Figure V-8 : Irreproductibilité du thermomètre

après chaque décompression et, de fait, ces différents étalonnages peuvent s'avérer assez différents (Fig. V-8).

Mais ce ΔP négatif est une preuve supplémentaire que le temps de réponse thermique de la résistance est rapide par rapport aux variations de température à l'interface car, dans le cas contraire, ΔP serait positif en champ nul ($T_{lue} < T_{vraie} \Rightarrow \Delta P = P_T - P_F > 0$).

En champ magnétique, un ΔP relaxant vers 0 très lentement avec le temps existe aussi et nous l'attribuons aux mêmes raisons que celles dont nous venons de discuter. Le fait que son temps caractéristique soit très long devant celui du retour à l'équilibre de l'aimantation nous permet de l'"oublier" : pour $t = 100$ s ($\cong 10 T_1$), nous pensons que les effets magnétiques ont disparu et que le ΔP dû à l'aimantation **doit** être nul. La procédure expérimentale est alors la suivante : pour $t = 100$ secondes, nous fixons ΔP (H.E., magnétique) = 0 et, pour les temps plus courts, nous ne tenons pas compte du ΔP obtenu pour $H = 0$. Ceci revient à translater P_T de façon que $P_T(t=100 \text{ s}) = P_F(t = 100 \text{ s})$. C'est ce que nous avons fait pour les figures V-4. Tous les ΔP que nous analyserons par la suite seront obtenus de cette façon. Encore une fois, cette procédure semble justifiée (ou n'apporter que peu d'erreurs), d'une part grâce au fait que ce ΔP en champ nul est plus faible que le ΔP magnétique et que, d'autre part, son temps de relaxation est plus long que celui relié à l'aimantation.

V-B - DE $\Delta P(m)$ A $\chi(H)$

Nous avons mis en évidence l'abaissement de la courbe de fusion. Nous avons maintenant à essayer de caractériser cet état hors équilibre par un champ magnétique effectif et de relier ce dernier à l'aimantation mesurée par RMN. Nous serons alors en mesure d'extraire de nos expériences des renseignements sur le comportement magnétique du liquide ^3He .

1 - Comportement de ΔP à basse aimantation

a) Champ effectif et courbe de fusion

Le calcul de ΔP dans le cas du non équilibre obtenu dans nos expériences se fait de la même manière que celui utilisé pour calculer l'abaissement de la courbe de fusion

sous champ magnétique externe (cf. II-B-3). Cependant, l'égalité des potentiels chimiques des espèces + et - n'est plus vraie (conséquence ou définition du non équilibre), leur différence définit le champ effectif H (cf. II-B-4).

$$\mu_+^S - \mu_-^S = H_S \quad \mu_+^L - \mu_-^L = H_L \quad \text{V-(a)}$$

Par contre, la coexistence du liquide et du solide implique l'égalité des potentiels chimiques des spins +(-) à l'interface :

$$\mu_+^S = \mu_+^L \quad \mu_-^S = \mu_-^L \quad \text{V-(b)}$$

Ces deux dernières égalités expriment la seule hypothèse faite jusqu'à présent : le temps d'échange des atomes de la phase solide à la phase liquide (et vice versa) est court devant le temps de décroissance de l'aimantation. Cette hypothèse semble raisonnable car, d'une part, le temps d'échange des atomes dans le solide correspond à 0,5 μ s, d'autre part, il a été montré expérimentalement qu'il est difficile de changer la pression de fusion par fusion rapide en champ magnétique nul [PUECH, 1984] : Au minimum de la courbe de fusion, une vitesse d'interface de 1 cm/s conduit à une différence de potentiel chimique $\Delta\mu = \mu_S - \mu_L$ inférieure à $3 \cdot 10^{-5}$ Joule ($\Delta P < 0,2$ mbar). Dans notre cas, une telle différence correspondrait à une discontinuité de $4 \cdot 10^{-3}$ Tesla à l'interface et, de plus, nous verrons que nos vitesses d'interface sont bien inférieures à 1 cm/s.

Les égalités V-(a) et V-(b) conduisent à l'égalité du champ effectif à l'interface. On retrouve les équations obtenues en II-B-3 où le champ extérieur H_0 est remplacé par le champ effectif :

$$\Delta P(H) = \frac{1}{2\Delta v} (\chi_S - \chi_L) H^2 \quad \text{V-(c)}$$

$$= \frac{1}{2\Delta v} \frac{\chi_S - \chi_L}{2} m_L^2 \quad \text{V-(d)}$$

$$= \frac{1}{2\Delta v} \frac{\chi_S - \chi_L}{2\chi_S} m_S^2 \quad \text{V-(e)}$$

(H^i, m_i^i : champ magnétique et aimantation de la phase i à l'interface)

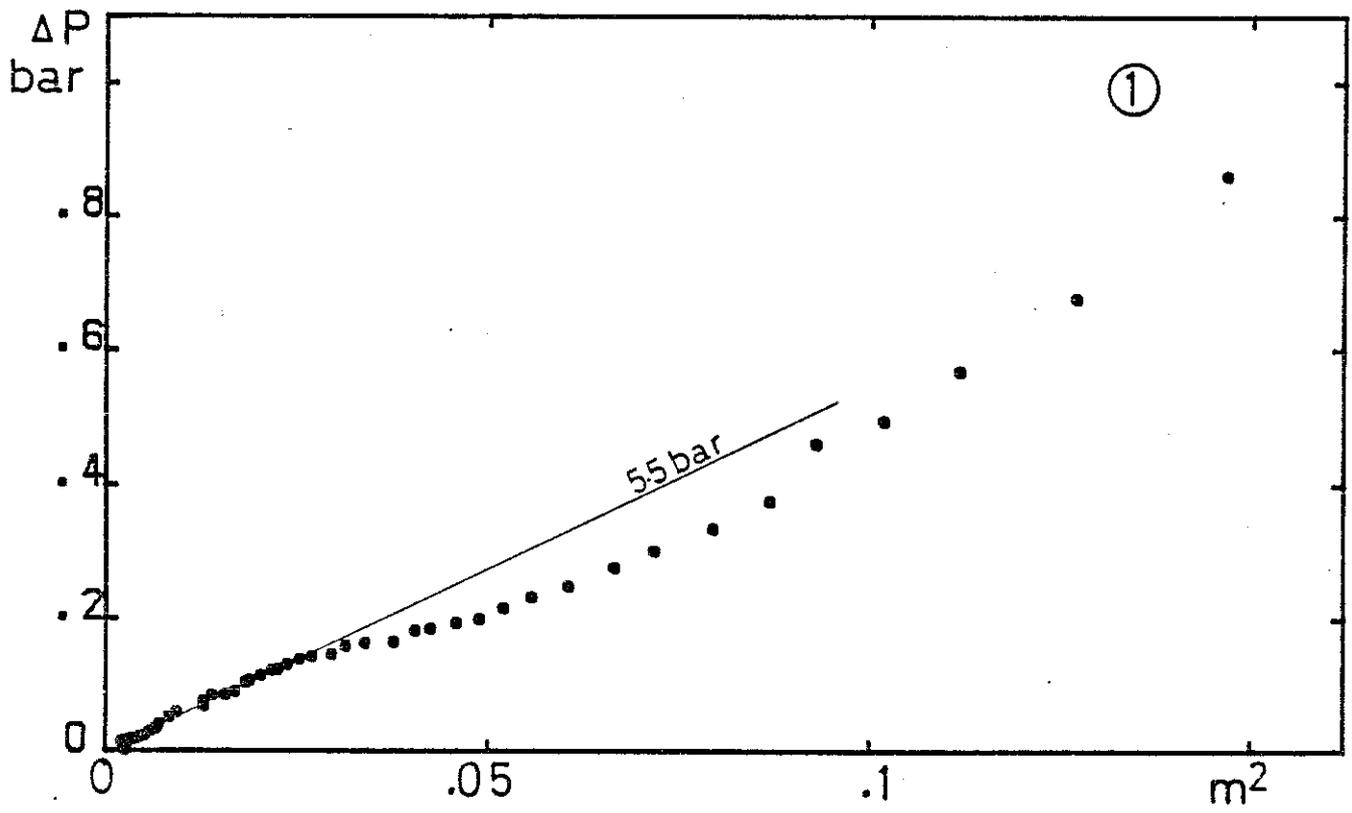


Figure V-9 : $\Delta P(m^2)$

Remarque : La quantité mesurée est (cf. IV-A-1) :

$$\begin{aligned}\Delta P(H) &= P(H_0) - P(H^I) && \text{à une température } T \\ &= (P(H_0) - P(0)) - (P(H^I) - P(0)) \\ &= \delta P_0 - \Delta P\end{aligned}$$

où ΔP est donnée par V-(c)-(d)-(e). Donc $\Delta P(H^I)$ mesuré doit aussi être linéaire en H_I^2 , m_S^{I2} , m_L^{I2} et tendre vers 0 à la fin de la relaxation ($H^I \rightarrow H_0$).

Les expressions V-(d) et V-(e) nous conduisent à analyser nos résultats en fonction du carré de l'aimantation mesurée m (Fig. V-9) qui, en raison du pourcentage respectif des deux phases ($x_S \cong 90\%$ à la fin de la décompression), est **principalement celle du solide**. Le ΔP obtenu n'est manifestement pas linéaire pour les fortes aimantations. C'est seulement pour $m < 20\%$ qu'une telle dépendance apparaît. La figure (V-10) montre la reproductibilité de ce comportement, la pente $\Delta P/m^2$ est égale à 6 bars (± 1 bar). Ce premier accord avec les résultats prévus par la thermodynamique est d'une importance primordiale pour la suite de l'analyse car il montre que **ΔP est relié à l'aimantation mesurée m** . Ceci n'était pas a priori évident : le ΔP caractérise l'état thermodynamique de l'**interface** liquide-solide tandis que l'aimantation mesurée m est celle du solide massif m_S . Nous avons donc maintenant à relier celle-ci aux aimantations à l'interface (m_S^I , m_L^I), la linéarité de ΔP avec m^2 démontrant l'existence d'une telle relation, tout au moins à la fin de la relaxation ($m < 20\%$).

b) Fusion dendritique

La première explication que nous avons retenue [BONFAIT, 1984] conduisait à une homogénéisation de l'aimantation dans le solide ($m = m_S = m_S^I$) grâce au processus suivant :

1ère phase (Fig. V-11-a) : Le solide ($m_S = 55\%$) fond en formant du liquide polarisé ($m_L^I = 55\%$), dont l'aimantation correspond à un champ magnétique à l'interface H^I de l'ordre de 100 Tesla ($H^I \cong m_L^I/\chi_L$), ceci pendant que l'aimantation du coeur du solide

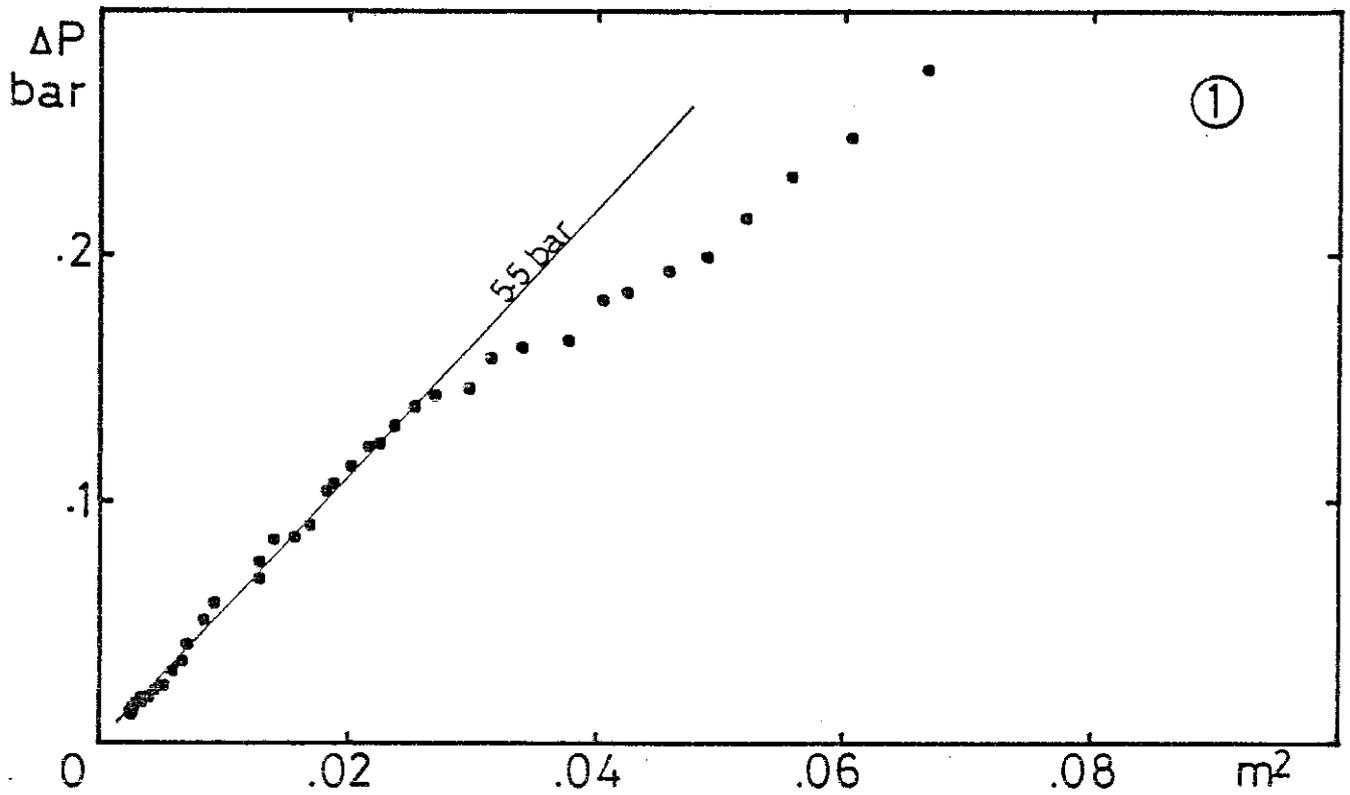
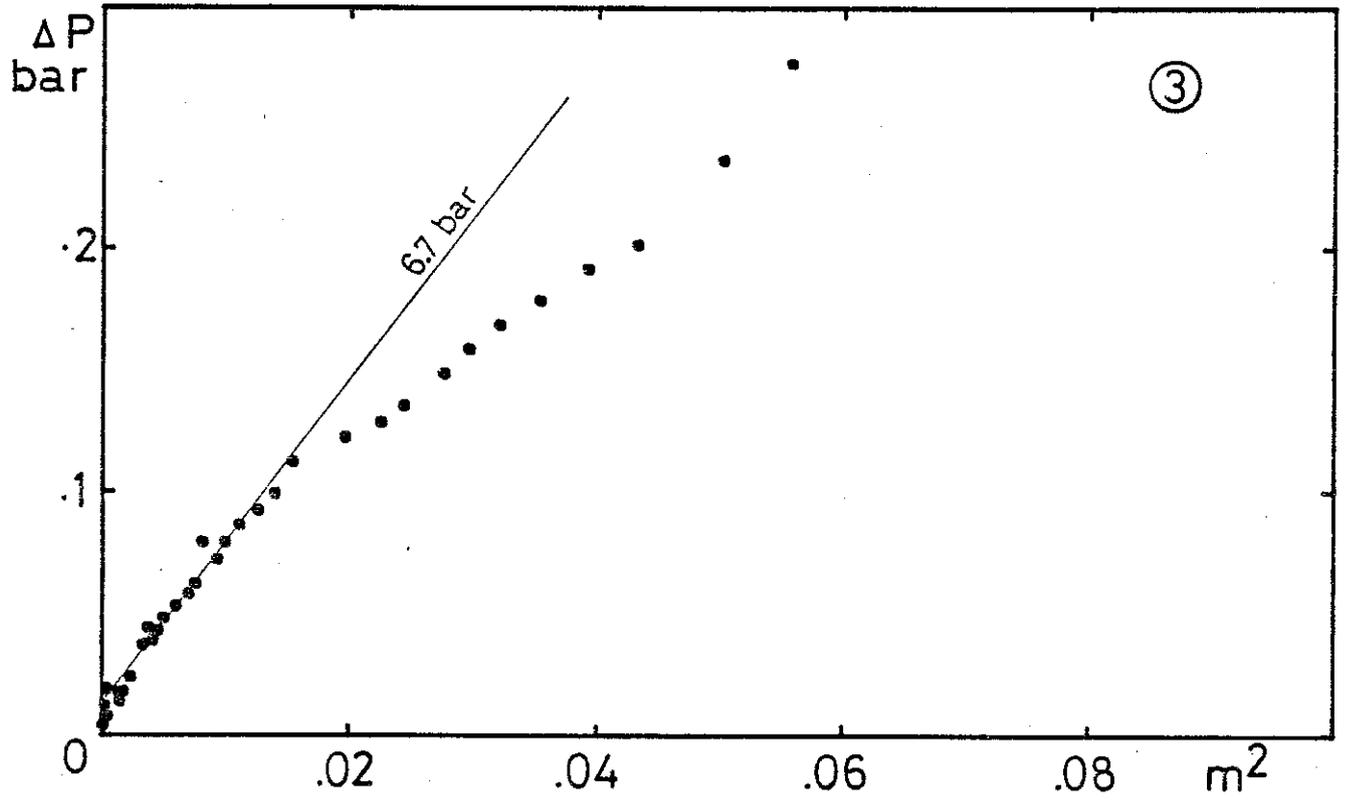


Figure V-10 : $\Delta P(m^2)$

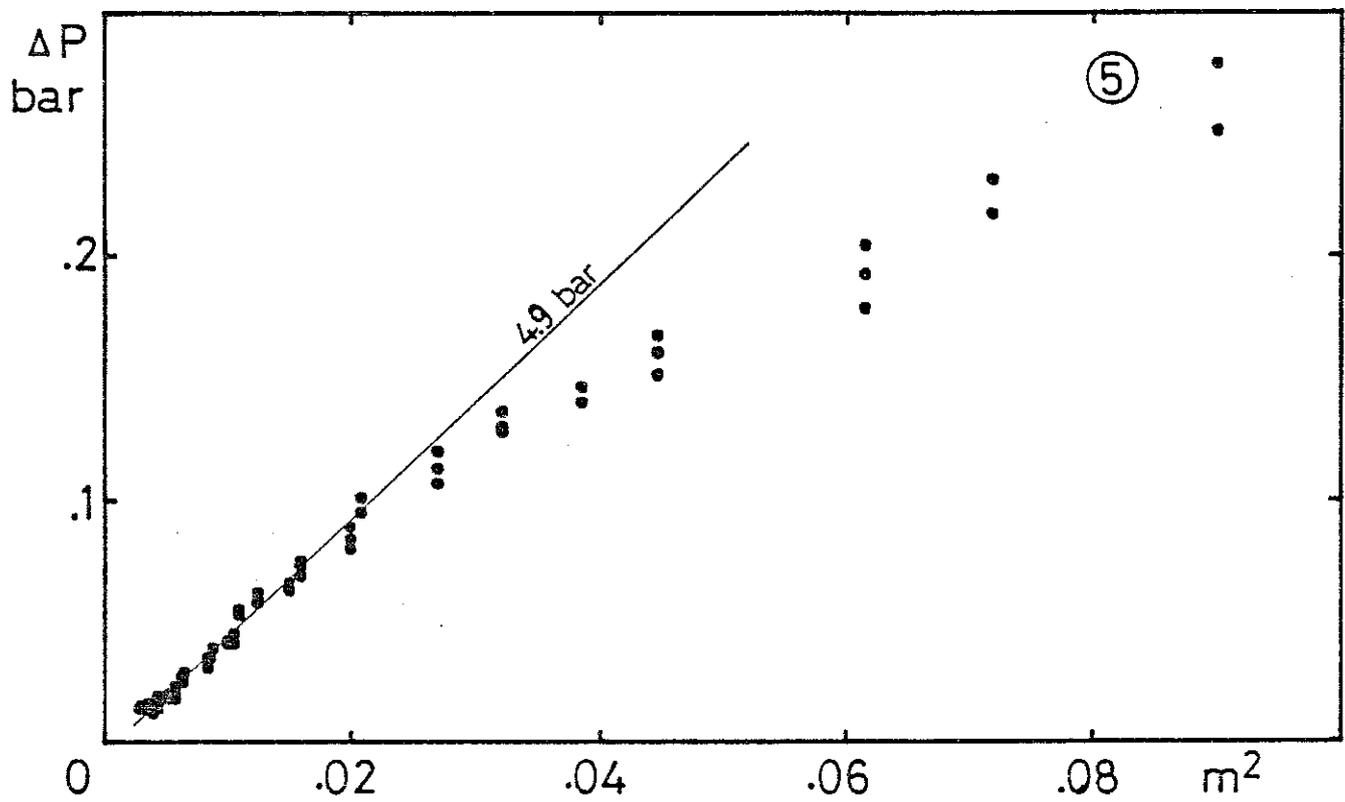
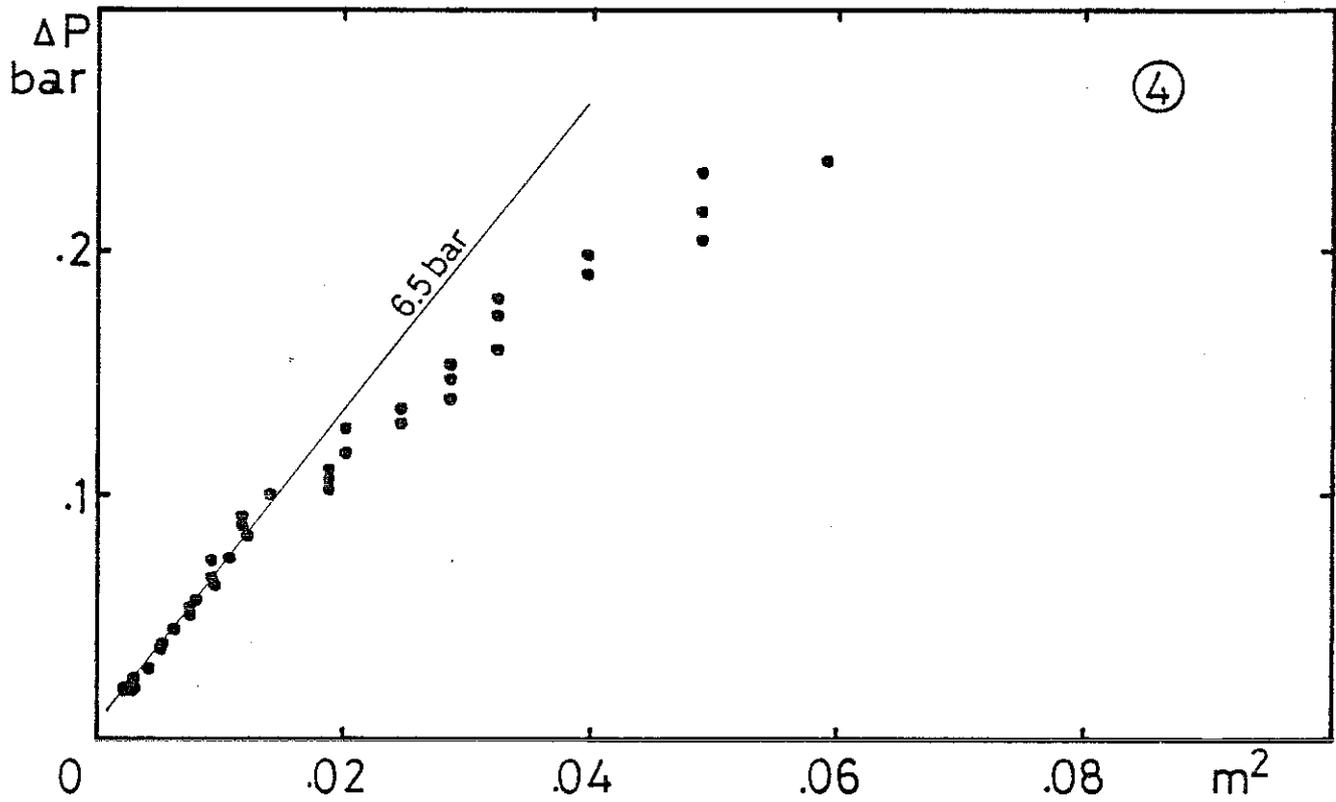


Figure V-10 (Suite) : $\Delta P(m^2)$

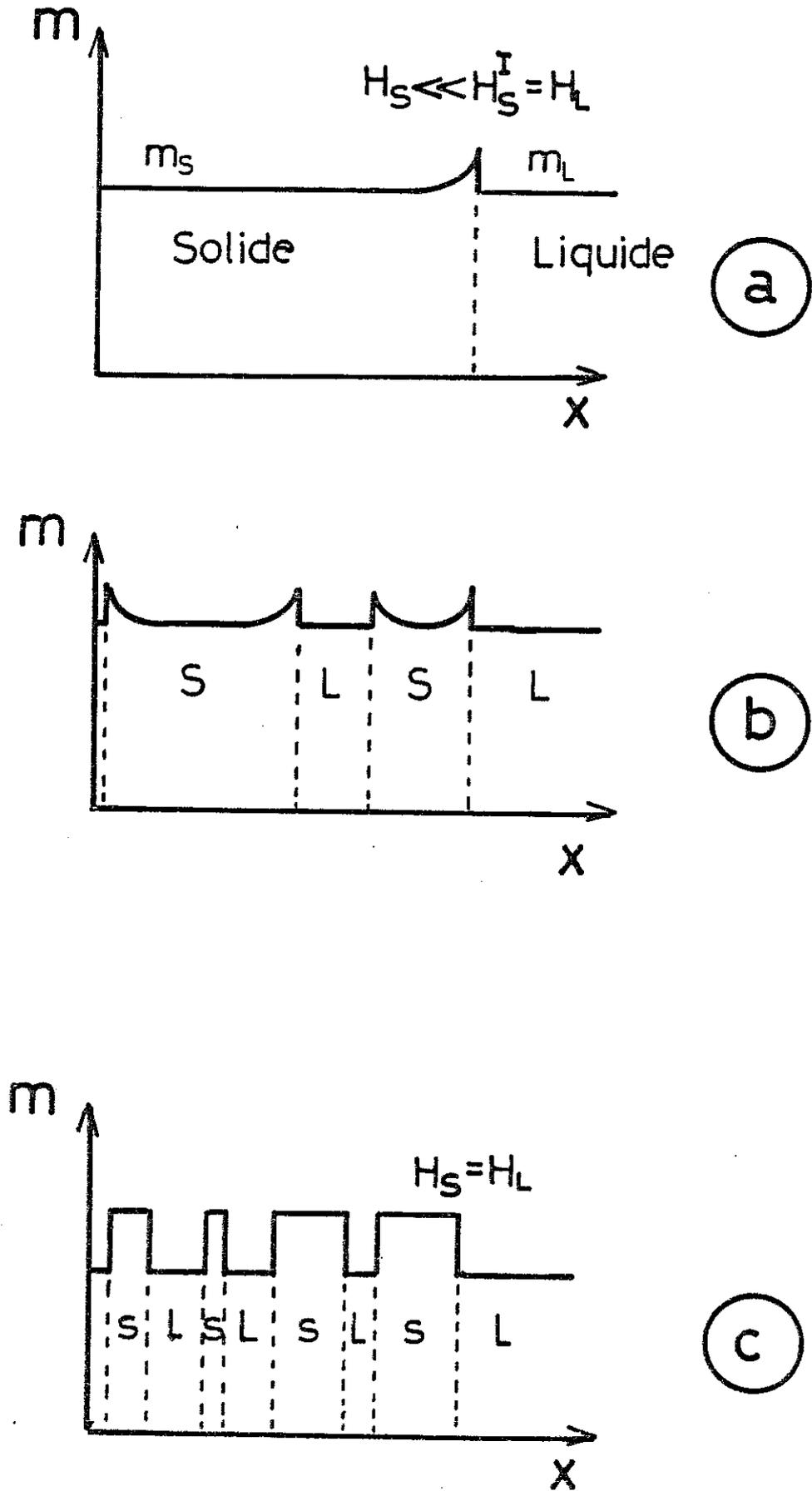


FIGURE V-11: processus de fusion et profil magnétique

correspond encore à celle initiale ($m_S \cong 55\%$) à cause de la mauvaise diffusion de spin qui ne peut assurer l'homogénéisation dans le solide.

2ème phase (Fig. V-11-b) : Dans ces conditions, la pression de fusion du solide massif est supérieure à celle à l'interface (P_F décroît quand H croît) et c'est au coeur du solide que la fusion doit se produire, soit par nucléation de liquide, soit par une avancée de l'interface dans le solide (dendrite) de liquide.

A la fin de ce processus, le solide est très craquelé ou distribué en grains dont la taille diminue au cours de la fusion.

3ème phase (Fig. V-11-c) : Celle-ci commence au moment où la taille caractéristique des grains de solide est suffisamment petite pour que la diffusion de spin puisse y homogénéiser l'aimantation dans le solide ($\tau \cong 1$ s pour un grain de 1μ de diamètre) : L'aimantation du solide massif m_S s'égalise avec celle du solide à l'interface :

$$m = m_S = m_S^I ; \quad H^I = \frac{m_S}{\chi_S} = \frac{m}{\chi_S} \quad (m = \text{aimantation mesurée})$$

C'est dans cette dernière phase seulement que l'on peut relier l'aimantation mesurée m à l'aimantation m_S^I ou au champ magnétique à l'interface. On peut alors calculer ΔP en fonction de m :

$$\begin{aligned} \Delta P &= \frac{1}{2\Delta v} \frac{\chi_S - \chi_L}{\chi_S} m^2 \\ &= \frac{1}{2\Delta v} \frac{1}{\chi_S} \left(1 - \frac{\chi_L}{\chi_S}\right) m^2 \end{aligned}$$

$$\text{à } 100 \text{ mK } \chi_S \cong 1/RT \quad (T = 105 \text{ mK})$$

$$\chi_L \cong 1/RT_M \quad (T_M \cong 200 \text{ mK}).$$

$$\frac{\Delta P}{m^2} = \frac{RT}{4\Delta v} \cong 1.7 \text{ bar} \quad \text{si } m = m_S^I$$

Ce résultat est plus de trois fois inférieur au résultat expérimental ($\Delta P/m^2 = 6 \text{ bar}$). On peut chercher des raisons pour expliquer ce désaccord [BONFAIT, 1984 ; CASTAING, 1984] mais le modèle suivant montrera qu'il n'en est pas besoin.

c) Interface quasi plane

Ce modèle a été développé par PUECH et al. [PUECH, 1986] pour étudier le profil magnétique à l'interface liquide-solide. On trouvera dans l'Appendice B la théorie conduisant aux résultats énoncés ci-dessus.

Ce modèle montre que, durant toute la fusion, moyennant une condition sur la vitesse de l'interface, seules les phases 1 et 2 de la description précédente interviennent.

Pour une interface liquide-solide reculant à vitesse V (fusion du solide), l'inhomogénéité de l'aimantation, créée par la nécessité de l'égalité des champs effectifs à l'interface, s'étale sur une distance L_S donnée par :

$$L_S = \frac{D_S}{V}$$

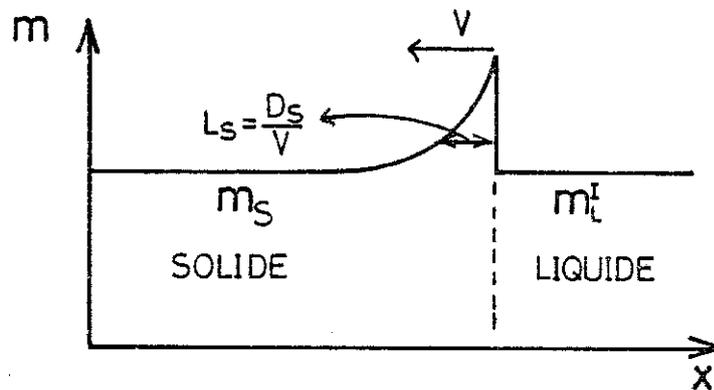


Figure V-12 : Profil magnétique à l'interface
(hypothèse interface quasi-plane)

Dans ce schéma de fusion, initialement proposé par C.N. [CASTAING, 1979], le liquide est formé avec la même aimantation que celle du solide massif.

Nous avons décrit précédemment (phase 2 du modèle précédent) pourquoi cette interface pouvait être instable (inhomogénéité de $m \Rightarrow$ inhomogénéité de la pression de fusion), la conséquence étant la formation d'une dendrite de liquide. Dans cette

configuration, l'aimantation du liquide est inhomogène (: forte aimantation dans la dendrite, plus faible loin de l'interface), les différences de rayon de courbure créant des différences de champ effectif le long de l'interface (Fig. V-13) :

$$\mu_L = v P_L - m_L H^I \quad (v : \text{volume molaire moyen})$$

$$(H^I : \text{champ effectif à l'interface})$$

$$\mu_S = v(P_L + \alpha/R) - m_S H^I \quad (\alpha : \text{tension de surface})$$

$$(R : \text{rayon de courbure de l'interface})$$

$$\Rightarrow H^I = \frac{\alpha v}{R(m_S - m_L)}$$

$$= \frac{\alpha v k^2 \xi}{(m_S - m_L)} \quad k, \xi : \text{vecteur d'onde et amplitude de la modulation spatiale de l'interface}$$

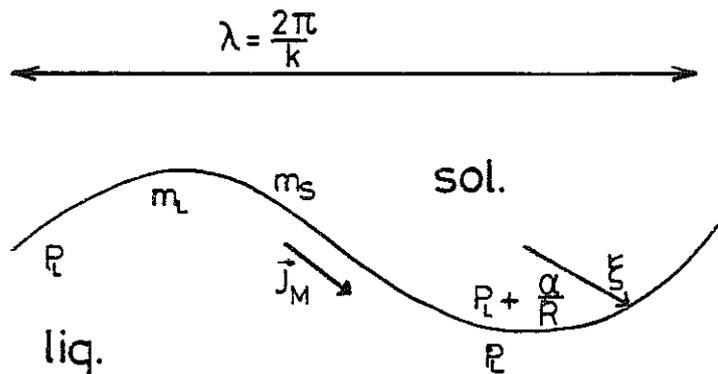


Figure V-13

Mais la diffusion de spin du liquide, bien plus importante que celle du solide ($D_L = 5.10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$, $D_S = 1,5.10^{-7} \text{ cm}^2/\text{s}$), assure un **courant** d'aimantation J_M qui, **court-circuitant** ces **différences** de champ effectif, tend à maintenir un grand rayon de courbure R (\equiv diminution de la vitesse d'avancée de l'interface).

Il y a donc compétition entre deux dynamiques antagonistes qui se caractérisent chacune par deux temps τ_C et τ_D .

Le temps de croissance τ_C de la dendrite est gouvernée par la diffusion de spin dans le solide sur une distance de l'ordre de la largeur de la dendrite ($\sim \lambda = 2\pi/k$)

$$\tau_C = \frac{1}{D_S k^2}$$

Le temps de décroissance τ_D peut se calculer en assimilant le processus de transport de l'aimantation à celui de la décharge d'un condensateur, les équivalences étant :

ΔV (différence de potentiel électrique) $\equiv \delta h$ (différence de champ magnétique)

I (intensité) $\equiv J_M$ (courant d'aimantation)

Q (charge électrique) $\equiv \delta M$ (différence d'aimantation)

ρ (résistance électrique) $\equiv \delta h / J_M$

On trouve alors l'équivalent de la capacité ($Q/\Delta V$) :

$$C = \frac{\delta M}{\delta h} = (m_S - m_L) \lambda \xi \cdot \frac{(m_S - m_L)}{\alpha v k^2 \xi}$$

de la résistance ρ :

$$J_M = \lambda D_L \frac{\delta m_L}{\lambda} = \frac{\delta h}{\rho} \Rightarrow \rho = \frac{1}{D_L \chi_L}$$

Le temps τ_D est donné par :

$$\tau_D \equiv \rho C \equiv \frac{(m_S - m_L)^2}{\alpha v D_L \chi_L k^3}$$

Pour $\tau_C > \tau_D$, l'interface est stationnaire au sens où la taille des dendrites cesse de croître, leur rayon de courbure minimum R_{\min} est donné par :

$$R_{\min} = \frac{10^{-1}}{(m_S - m_L)^2} \quad (\mu\text{m})$$

La condition pour que le profil magnétique de la figure V-12 s'établisse impose que la longueur de diffusion dans le solide (D_S/V) soit faible devant les rayons de courbure (interface "quasi-plane"), soit

$$\frac{D_S}{V} < R_{\min}$$

Cette dernière condition définit une vitesse critique V_c au-dessus de laquelle nous sommes dans le cas d'une interface quasi-plane qui conduit à $m = m_L$:

$$V_c = \frac{D_S}{R} = V_0(m_S - m_L)^2 \quad \text{avec } V_0 \cong 10^{-2} \text{ cm/s}$$

De nos résultats expérimentaux, on peut estimer la vitesse **minimale** de l'interface liquide-solide au cours de la relaxation de ΔP . Elle est obtenue pour un front de fusion plat égal à la surface caractéristique de la cellule (Appendice B).

Nous avons vu (cf. III-B-1) que la variation de la quantité de solide dans la cellule quand la pression d' ^3He varie est donnée par :

$$\delta x_S \cong 0,13 \delta P_3 \quad (P_4 = \text{cste})$$

Expérimentalement, nous avons

$$\Delta P \cong 6 \text{ m}^2 \text{ (bar)} \quad (\Delta P : \text{abaissement mesuré de la courbe de fusion})$$

La vitesse de variation de x_S est donc :

$$\frac{dx_S}{dt} = .13 \times 6 \frac{dm^2}{dt} \cong .8 \times \frac{2m^2}{T_1} = .16 \text{ m}^2$$

Pour une surface plane de longueur caractéristique 1 cm, la vitesse du front de fusion V vaut :

$$V = .16 \text{ m}^2 \text{ (cm/s)} \quad (60 \mu\text{/s pour } m = 20 \%)$$

Le rapport V/V_c (V_c : vitesse critique) qui détermine le profil magnétique à l'interface vaut :

$$\frac{V}{V_c} = \frac{.16 \text{ m}^2}{10^{-2} (m_S - m_L)^2}$$

Dans le cas de l'interface quasi-plane $m = m_L$ et à 100 mK, $m_S \cong 2 m_L$, le rapport V/V_c est donc dans ces conditions **indépendant de l'aimantation** :

$$V/V_c = 16$$

La vitesse de l'interface est donc bien supérieure à la vitesse critique et la relation

$$m = m_L^I$$

est de mise dans nos analyses.

L'expression ad hoc pour l'abaissement de la courbe de fusion est dans ce cas :

$$\Delta P = \frac{1}{2\Delta v} \frac{\chi_S - \chi_L}{2} m^2$$

En reprenant les valeurs de χ_S et χ_L connues, on obtient :

$$\frac{\Delta P}{m^2} = 7 \text{ bar}$$

ce qui correspond bien à nos mesures :

$$\left. \frac{\Delta P}{m^2} \right|_{\text{exp}} = 6 \text{ bar} \pm 1 \text{ bar}$$

Grâce à l'accord entre les résultats expérimentaux et ceux prédits par ce modèle de fusion, nous sommes capables de relier l'aimantation mesurée à l'aimantation du liquide à l'interface, donc d'exprimer sans ambiguïté le ΔP mesuré en fonction des susceptibilités du liquide et du solide.

Pour $m < 17\%$, c'est-à-dire pour des champs effectifs inférieurs à 50 Tesla environ, la linéarité de ΔP avec m^2 montre que la susceptibilité ne semble pas dépendre du champ magnétique, mais les dépendances prévues par les diverses théories sont faibles pour ces valeurs d'aimantation (cf. II-17) et peuvent ne pas apparaître dans nos résultats à cause de la dispersion des points expérimentaux.

Pour les aimantations supérieures à 17 % environ, la linéarité de ΔP avec m^2 n'est plus vérifiée (fig. V-9, V-10). Nous avons montré précédemment que, expérimentalement, ces points sont dignes de foi. Forts de la cohérence entre le modèle de fusion développé (interface quasi-plane) et les résultats expérimentaux ($\Delta P/m^2$), nous allons analyser de la même manière les valeurs de ΔP obtenues à haute aimantation.

2 - Mesure de la susceptibilité du liquide

Dans ce régime de haute aimantation ($m > 17\%$), le calcul précédent utilisé pour estimer la vitesse de l'interface semble rester valable ($\Delta P(t)$ reste grossièrement exponentiel, cf. Fig. V-5), donc le critère d'interface quasi plane resterait satisfaisant : l'aimantation mesurée par RMN est égale à celle du liquide à l'interface :

$$m = m_L^I$$

Une déviation de ΔP avec une loi linéaire en m^2 indique un changement de susceptibilité. L'équation de Gibbs-Duhem nous permet de calculer la susceptibilité différentielle dm/dH .

$$(m_S - m_L) \frac{dH}{dm_L} = -(v_S - v_L) \frac{d\Delta P}{dm_L} - \{(S_S(H) - S_S(0)) - (S_L(H) - S_L(0))\} \frac{dT}{dm} \quad V-(f)$$

A 100 mK, on peut considérer le solide comme un solide de spins indépendants dont on sait calculer et l'aimantation et l'entropie :

$$m_S = \text{th} \frac{\mu H}{kT} \quad S_S(m) - S_S(0) \cong \log \text{ch} \frac{\mu H}{kT} - \frac{\mu H}{kT} \text{th} \frac{\mu H}{kT}$$

$$S_S(m) \cong - \frac{1 + m_S}{2} \log \frac{1 + m_S}{2} - \frac{1 - m_S}{2} \log \frac{1 - m_S}{2}$$

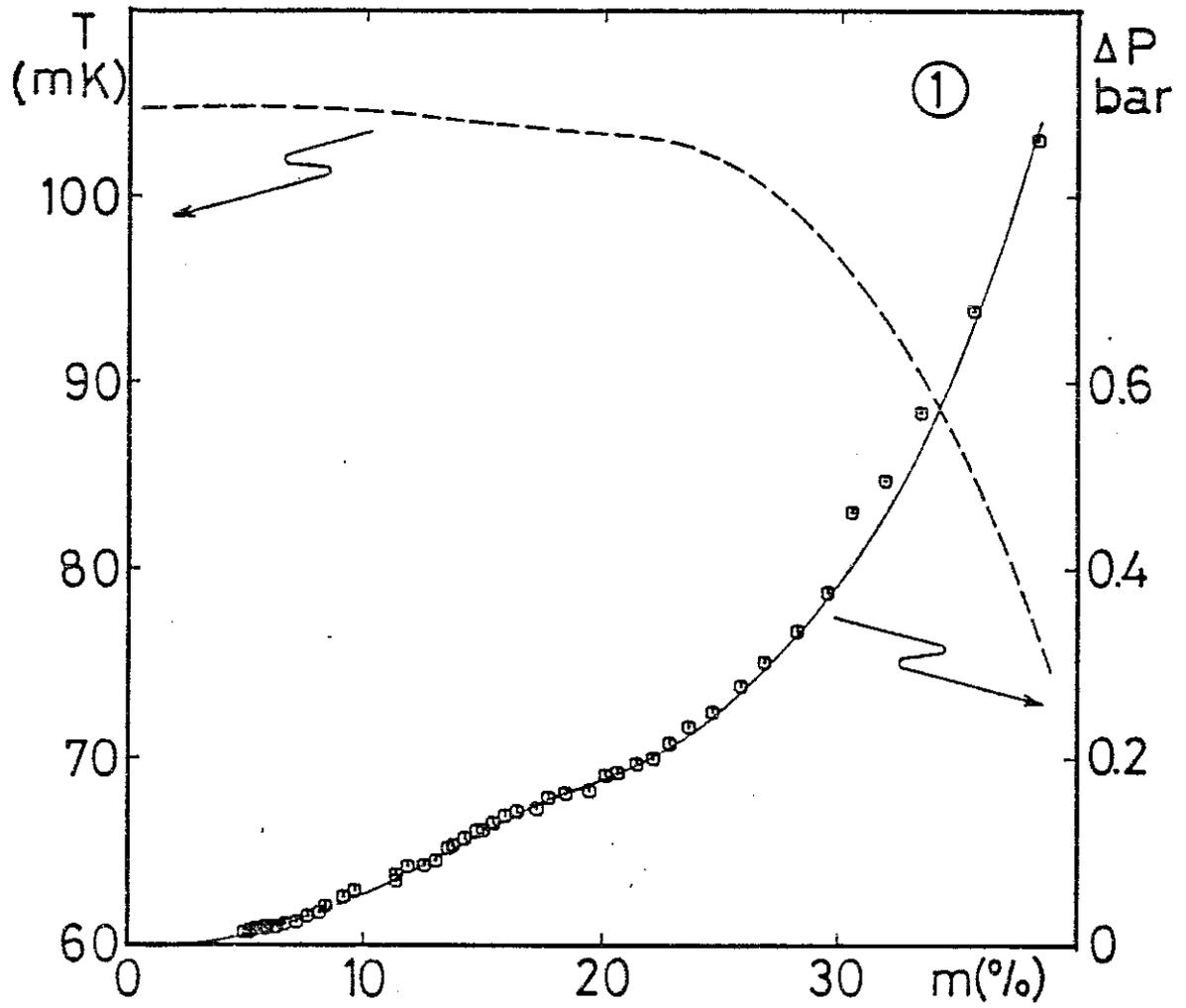


Figure V-14 : Points expérimentaux et courbe lissée

Pour le liquide, on peut donner une **majoration** de $S_L(H) - S_L(0)$ en calculant cette différence pour un liquide de Fermi "parfait" :

$$S_L(H) - S_L(0) = - S_L(0) (m^2/6)$$

pour $T = 100$ mK, $H = 100$ Tesla :

$$S_S(H) - S_S(0) = .23 R \quad (m_S \cong 65 \%)$$

$$S_L(H) - S_L(0) \cong 10^{-2} R \quad (m_L \cong 38 \%)$$

La variation d'entropie du liquide est faible devant celle du solide et nous la négligerons.

L'équation V-(f) peut se résoudre numériquement à partir de nos résultats. Nous avons cependant préféré lisser la courbe $\Delta P(m)$ afin d'aider à la résolution. La figure V-14 montre les points expérimentaux $\Delta P(m)$ d'une décompression et la courbe lissée. Cette courbe est numérisée en 40 points et dérivée, la résolution de dm/dH à l'étape n utilisant la valeur du champ magnétique ainsi que les caractéristiques (m, S) du solide à l'étape $n-1$.

Les figures (V-15-a et b) montrent le résultat pour dm/dH obtenu par une telle résolution.

La susceptibilité est multipliée par deux pour une aimantation du liquide correspondant à 18 % environ ($H = 40$ T). Cette courbe confirme le changement important du comportement magnétique de notre système annoncé par la courbe $\Delta P(m^2)$ (Fig. V-9) pour $m^2 \cong .03$.

La valeur de la susceptibilité à bas champ magnétique ($H < 30$ T) est trouvée égale à celle mesurée par RAMM et al [RAMM, 1970]. Ceci traduit l'accord entre la valeur de la pente $\Delta P/m^2$ mesurée dans nos expériences et celle calculée par des équations thermodynamiques utilisant les résultats du modèle de fusion dans le cas de l'interface quasi plane.

La figure (V-14) met en évidence que ce renforcement de susceptibilité apparaît alors que la température est presque constante ($P_T = \text{cste}$) :

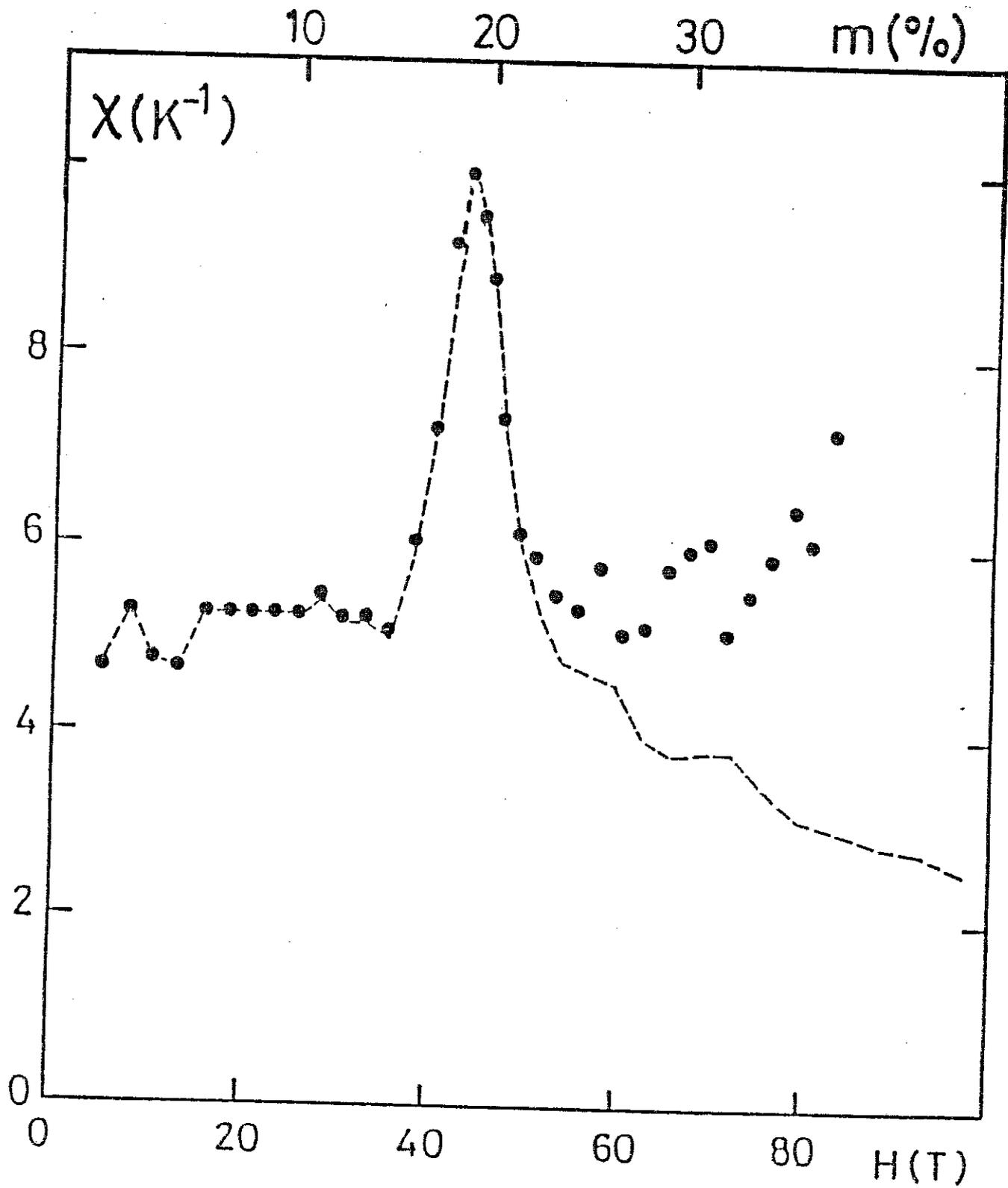


Figure V-15-a : $\chi(H)$ déduit de notre analyse de la dépression de la courbe de fusion

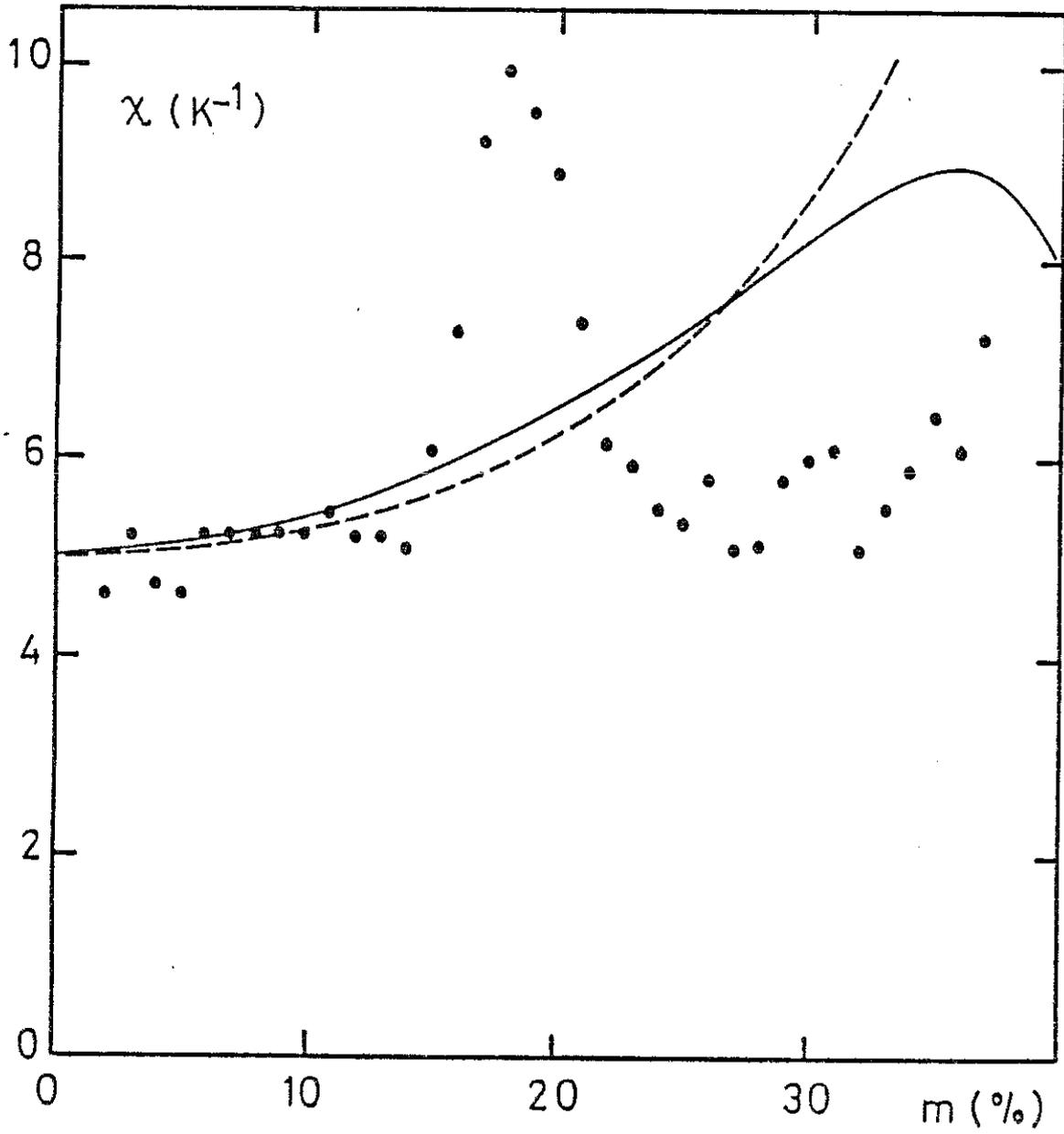


Figure V-15-b : Susceptibilité du liquide

- : nos mesures ($T = 100 \text{ mK}$)
- : prédictions de VOLLHARDT ($T = 0$)
- : prédictions de BEDELL ($T = 0$)

$$T(m = 25 \%) - T(m = 5 \%) \cong 2 \text{ mK} \quad (T(m=5 \%) = 105 \text{ mK})$$

La résolution de l'équation sans la correction due à la variation de température laisse le pic inchangé (courbe tirée de la figure V-15).

Il faut noter que, à cet accroissement de la susceptibilité, correspond une légère cassure de la courbe $T(m)$. Ce comportement est assez systématique (il apparaît aussi sur la figure V-4-b) et pourrait être la traduction thermique de l'anomalie magnétique (changement de chaleur spécifique).

Notre résultat pour $\chi(m)$ est comparé aux prédictions théoriques sur la Fig. V-15-b. Il semble clair que notre précision à **basse aimantation** n'est pas suffisante pour discerner entre les différents modèles, ni même pour savoir si la susceptibilité décroît comme semble le prédire la théorie des paramagnons (II-A-21) ainsi que celle développée par BEDELL ($T = 100 \text{ mK}$, II-A-3). Pour les fortes aimantations, un certain accord qualitatif apparaît avec le modèle d' ^3He presque solide [VOLLHARDT, 1983] et avec celui de BEDELL à **température nulle**, ce dernier prédisant un évanouissement progressif du pic avec des températures croissantes (Fig. II-6-b). Qualitativement, nous trouvons un renforcement de la susceptibilité pour des aimantations plus basses que celles prévues par les diverses théories, ainsi qu'une largeur de pic très étroite, ceci malgré une température proche de celle caractérisant le comportement magnétique de l' ^3He liquide ($T_M \cong 200 \text{ mK}$) (cette faible largeur peut n'être qu'une conséquence du lissage de la courbe $\Delta P(m)$).

L'analyse de nos résultats laisse penser que, à plus basse température, l' ^3He liquide subit une **transition métamagnétique** pour $H \cong 40 \text{ Tesla}$.

Ce comportement $\Delta P(m^2)$ est reproductible dans nos expériences (Fig. V-10) avec cependant une légère indétermination pour l'aimantation caractéristique du changement de régime. La Fig. V-16 (correspondant à la décompression montrée sur la figure V-4) montre cependant que certaines relaxations ne semblent pas atteindre des régimes très clairs.

L'analyse précédente suppose que, durant toute la relaxation, le comportement du solide reste régulier :

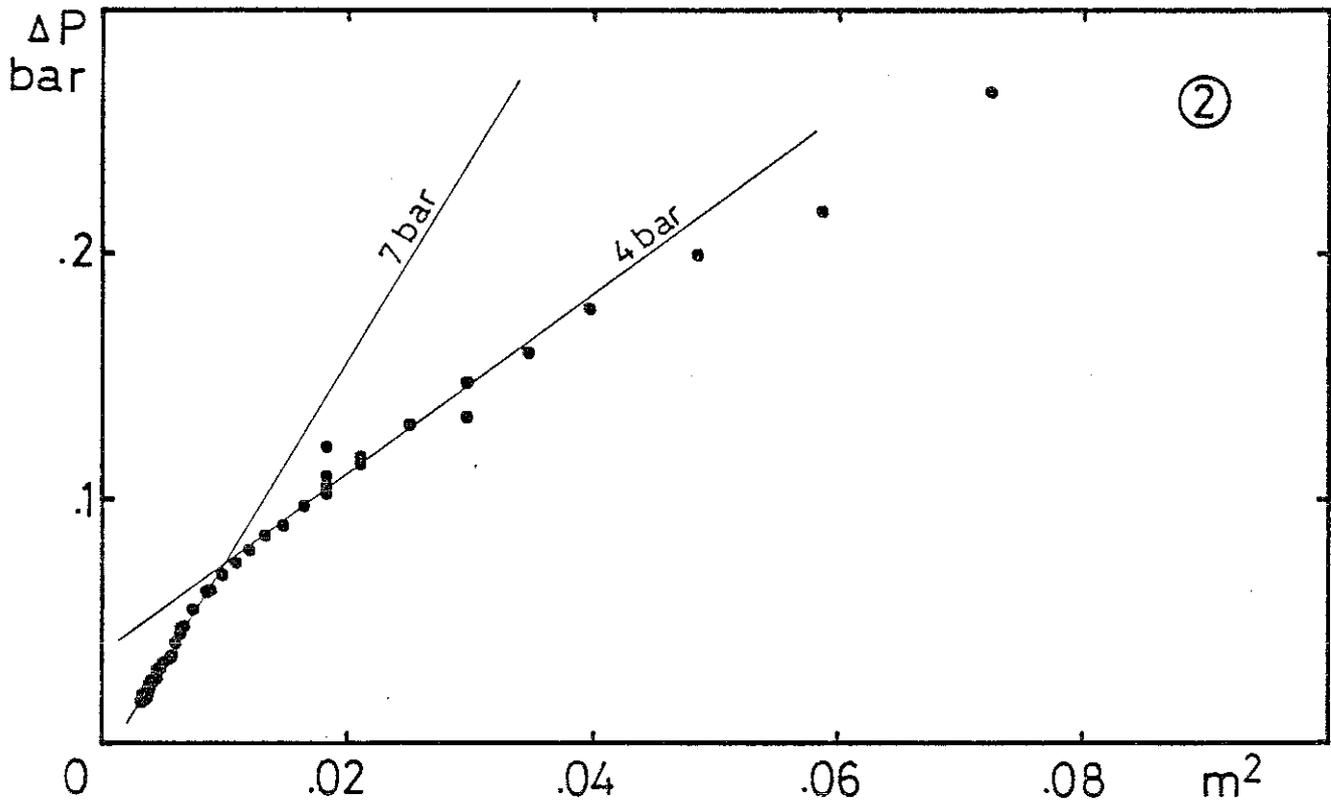


Figure V-16

$$m = th \frac{\mu H}{kT} \cong \frac{\mu H}{kT}$$

et ceci malgré un solide qui est dans des conditions inhabituelles :

$$m_S = 30 \% \text{ à } 100 \text{ mK} \Rightarrow H = 40 \text{ Tesla}$$

$$m_S^I \cong 60 \% \text{ à } 100 \text{ mK} \Rightarrow H = 80 \text{ Tesla}$$

pour des pressions de fusion pouvant être inférieure d'un bar à celle d'équilibre.

Nous avons mentionné dans l'introduction de ce chapitre que l'obtention d'un solide à grand volume molaire pouvait aboutir à un solide lacunaire. Dans notre cas les volumes molaires restent raisonnables (la pression reste toujours supérieure à celle du minimum) mais l'effet de la polarisation sur les mouvements de lacunes est important [MONTAMBAUX 1982] : c'est ce qui a conduit BOUCHAUD et al [BOUCHAUD, 1987] à analyser nos résultats comme l'apparition d'un **solide lacunaire**, caractérisé par une densité de polarons très importante, le changement de régime de ΔP avec m^2 pouvant alors être interprété comme leur percolation.

Il n'est pas notre but ici de discuter ce modèle mais simplement de revenir sur quelques données expérimentales utilisées pour l'appuyer.

La valeur de T_1 mesurée (~ 12 s) dans nos expériences correspond à celle mesurée dans le solide pour des volumes molaires équivalents aux nôtres [BERNIER, 1983] (cf. Fig. II-18).

D'autre part, les auteurs de ce modèle pensent voir dans le comportement $m(t)$ une relaxation non exponentielle, lui préférant pour les fortes aimantations une loi $m(t) = 1/a+bt$. Ceci est un point très délicat car expérimentalement il n'est pas toujours facile de caractériser précisément un comportement exponentiel, celui-ci étant très sensible à la valeur finale utilisée ($m(t=0) \neq 0$ dans nos expériences). Les figures V-17 résument de la façon la plus honnête possible les comportements observés, les lignes continues figurant un comportement purement exponentiel dont le T_1 est indiqué. L'éventuel désaccord pour les premiers points (fortes aimantations) est par ailleurs difficile à analyser, le temps d'intégration de la raie ($\cong 1$ s) n'étant pas négligeable à ce moment par rapport à la vitesse de décroissance de l'aimantation.

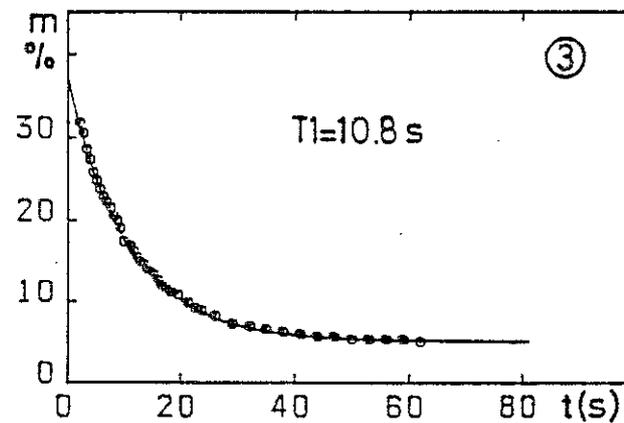
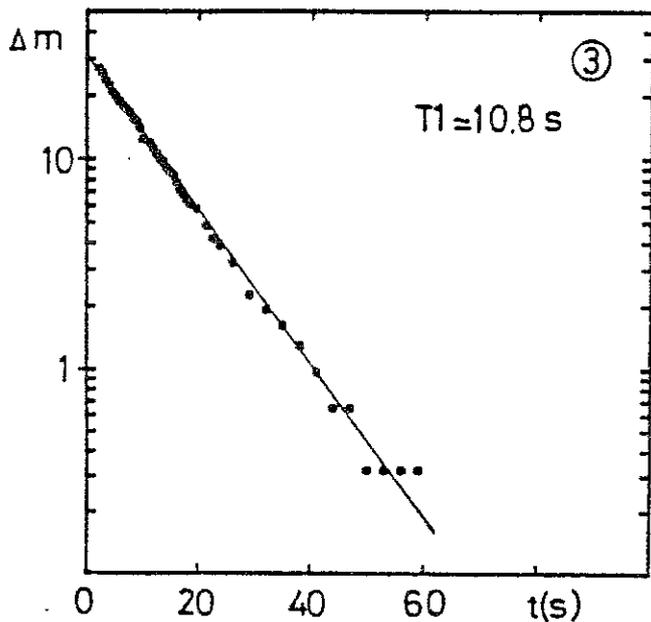
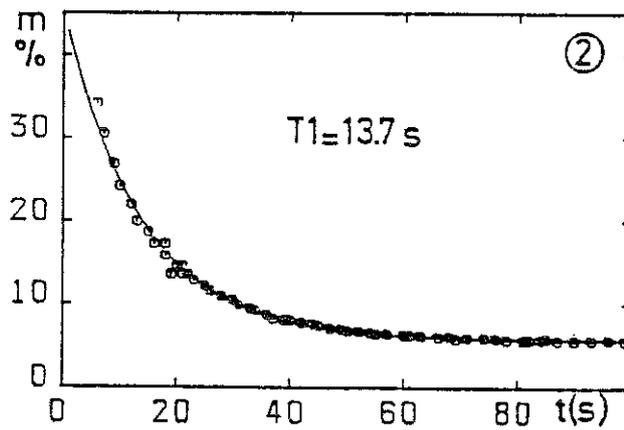
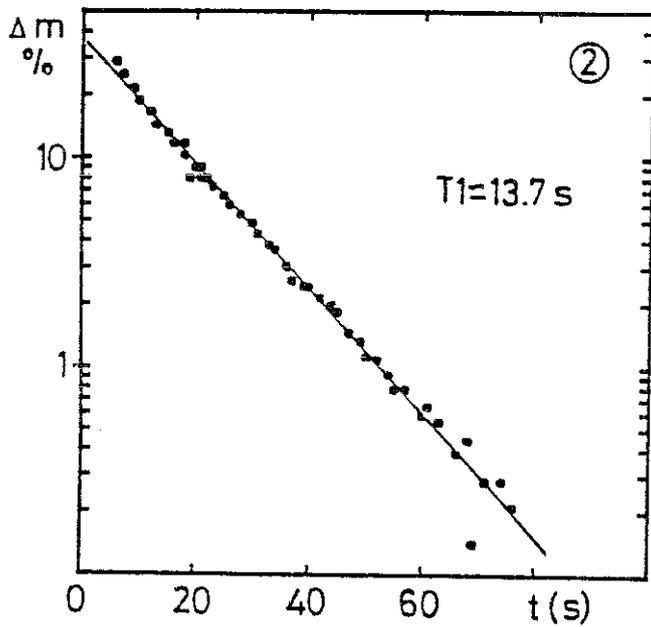
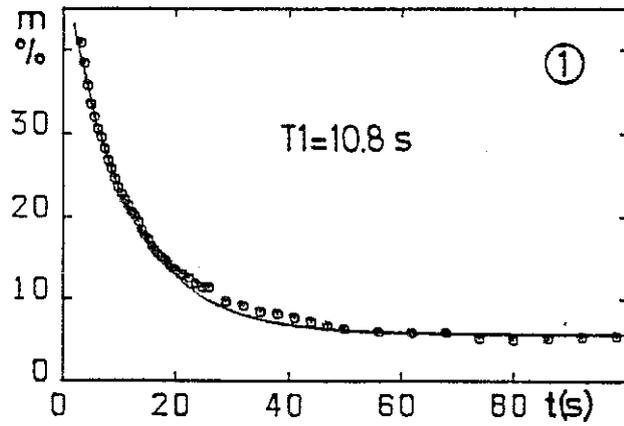
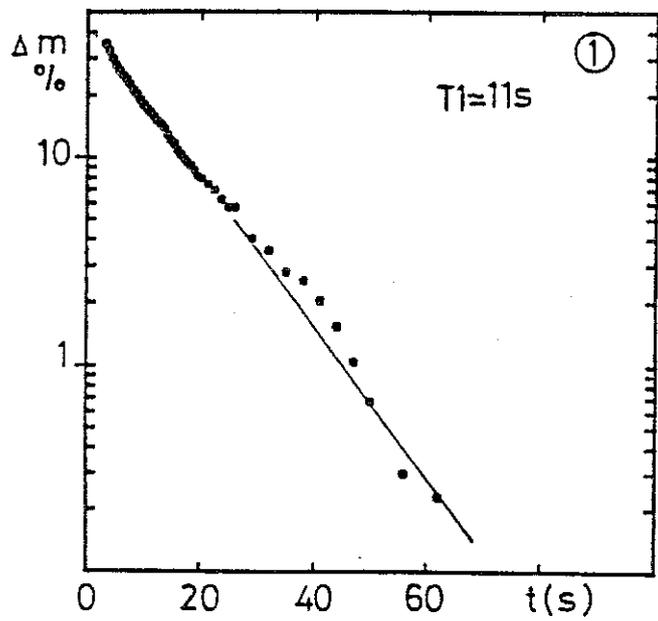


Figure V-17 : Relaxation exponentielle

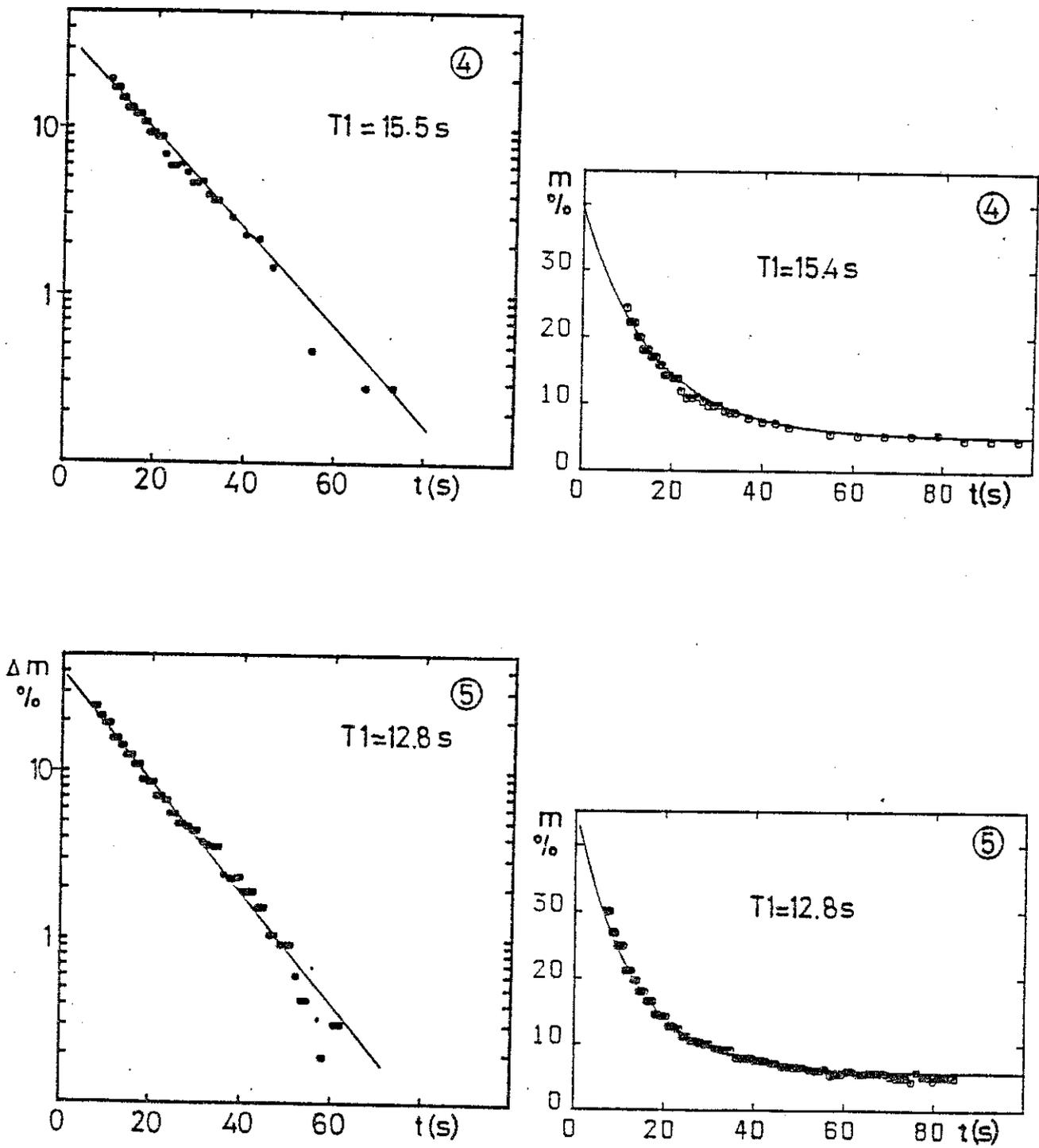


Figure V-17 (suite)

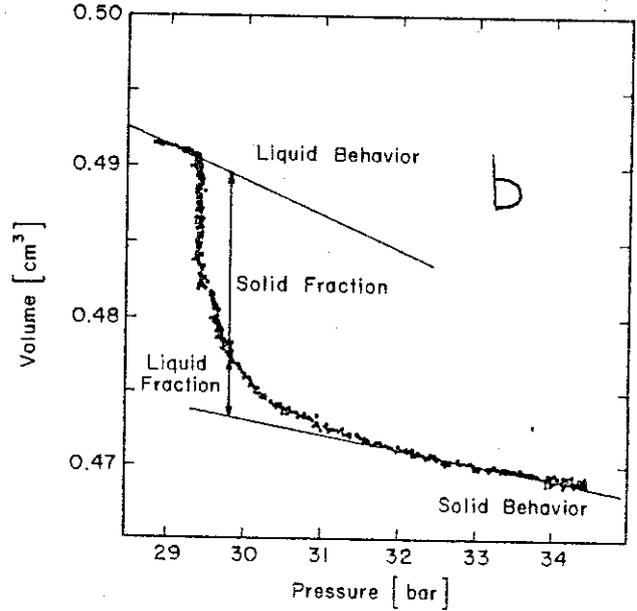
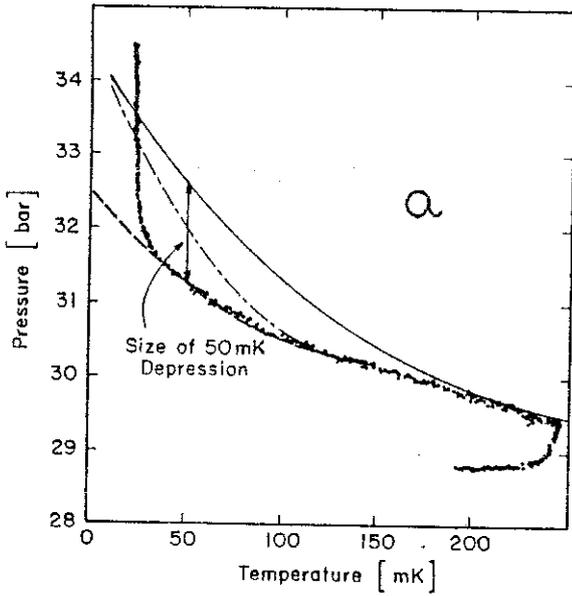
Cependant, l'étude de l'³He liquide polarisé sur la courbe de fusion risque vite de nécessiter la connaissance du comportement du solide sous les conditions obtenues dans nos expériences, dans toutes nos formules, le rôle de la susceptibilité du solide n'ayant rien à envier à celle du liquide.

3 - Comparaison avec une autre expérience

A. DUTTA et C. ARCHIE [DUTTA, 1985] ont étudié la courbe de coexistence liquide-solide lors de la fusion de solide fortement polarisé. On trouvera le détail de la cellule Pomeranchuk utilisée dans [DUTTA, 1985]. Son très faible volume mort permet une variation relative de volume très importante et il leur est possible de transformer 100 % de solide à 34 bar en 100 % de liquide à 25 bar par simple abaissement de la pression d'⁴He (cf. III-B). Les capteurs de pression et de température sont semblables à ceux que nous avons utilisés. La température initiale (avant formation de solide) est de 15 mK. La compression de la cellule (augmentation de la pression d'⁴He) leur permet cependant de former la plupart du solide près de la température d'ordre (cf. III-B-1). Sa polarisation sous 8 T, mesurée par Squid [LOUNASMAA, 1974], est de 65 %. La décompression, obtenue par diminution de la pression d'⁴He peut **durer de 1 à 40 minutes**. Le chemin parcouru dans le diagramme (P,T) sous un champ de 8 T est montré sur la figure V-18-a pour une décompression de 2,2 minutes, ainsi que les variations des quantités de solide et de liquide (V-18-b). Pour une raison de longue constante de temps, la mesure de l'aimantation n'est pas fiable et n'est pas donnée.

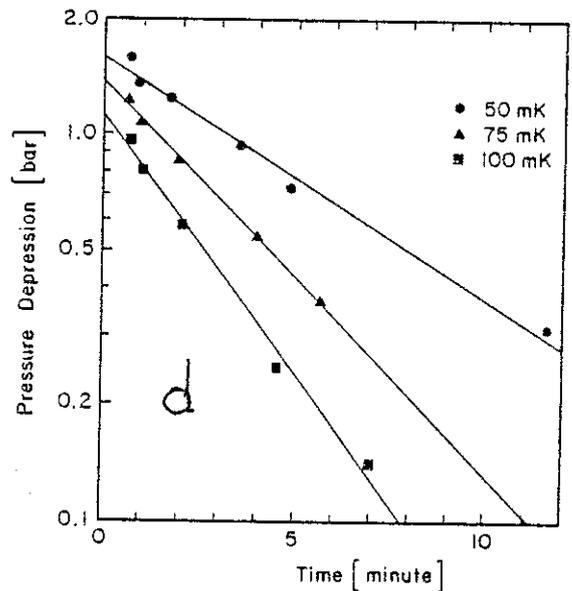
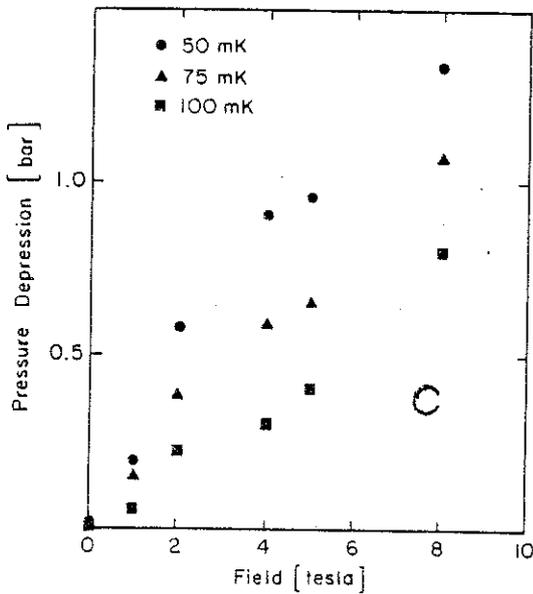
La figure (V-18-d) représente l'évolution du ΔP en fonction du temps écoulé depuis le début de la décompression, pour trois températures différentes. **Une dépression importante de la courbe de fusion subsiste après plusieurs minutes** : 0,600 bar à 100 mK, après 2 minutes. Cependant, un arrêt de la décroissance de P_4 -processus similaire à nos expériences- conduit à des résultats semblables à ceux que nous avons obtenus : à 100 mK et 8 Tesla, le temps de relaxation de ΔP est de 23 secondes et de 7 secondes à 5 Tesla. De telles décompressions ont été effectuées sous plusieurs champs magnétiques H_0 . Le ΔP pour $t = 2$ mn en fonction de H_0 est donné sur la figure (V-18-c).

L'hypothèse utilisée par DUTTA et al pour les analyses qui suivent consiste à assimiler l'aimantation du solide pendant toute la fusion à celle obtenue dans l'état initial ($m_S = 65\%$ à 8 T). Cette hypothèse semble un peu hardie ; les T_1 à ces volumes



Pressure-temperature behavior during the same 2.2-min melting. The decompression starts at the upper left and proceeds to the lower right. These data show the coexistence of polarized liquid and solid at pressures substantially below the equilibrium melting curve, depicted by a solid line. The dashed line is a low-temperature asymptotic fit assuming equal liquid and solid polarizations while the dot-dashed line assumes equal equivalent fields.

Volume-pressure behavior during a controlled 2.2-min melting in 8 T. The decompression starts at the lower right and proceeds to the upper left. Notice that the liquid is clearly present for pressures less than 31.5 bars.



Size of the pressure depression at selected temperatures as a function of magnetic fields. These data come from nominal 2-min meltings.

Size of the 8-T pressure depression at selected temperatures as a function of the elapsed time from the beginning of a decompression to the moment the sample warmed to the selected temperature.

Figure V-18 : Les résultats de DUTTA et al [DUTTA, 1985]

molaires et à ces températures ($T > 20$ mK) étant rapidement assez courts (Fig. II-18), mais un ΔP persistant aussi longtemps est de toute façon extraordinaire.

Le modèle développé par DUTTA et al conduit à une fusion où les deux phases ont la même aimantation à l'interface. Le résultat d'un tel modèle est montré sur la figure (V-18-a) par la ligne continue. L'inconvénient de cette analyse est de ne pas respecter l'égalité des potentiels chimiques à l'interface ; en effet, celle-ci y impose l'égalité du champ magnétique plutôt que celle de l'aimantation (cf. II-B-3). Le respect de cette dernière égalité, dans le cas d'une susceptibilité indépendante de H et dans le cas où l'aimantation du solide à l'interface est celle du solide massif, est donnée sur la figure V-18-a.

Nous avons développé notre propre analyse des résultats expérimentaux publiés par DUTTA et al, que nous exposons maintenant.

A partir de la décroissance exponentielle de $\Delta P(t)$ (Fig. V-18-d), nous pouvons extrapoler $\Delta P(t=0)$ et, suivant le modèle d'interface quasi plane, lui associer l'aimantation de liquide à l'interface égale à celle du solide massif avant fusion. L'aimantation initiale (avant décompression) du solide est obtenue en la supposant en équilibre avec le champ magnétique H_0 et avec une température minimale constante déduite de la valeur de l'aimantation sous 8 T. Ceci conduit à des aimantations valant 10 %, 19 %, 37 %, 45 %, 65 % pour les champs H_0 de 1, 2, 4, 5, 8 Tesla. On peut à présent, à partir de la figure V-18-c, obtenir les valeurs de ΔP à $t = 0$, c'est-à-dire le ΔP qui serait obtenu aux aimantations initiales (facteur correctif : $\Delta P(t=0)/\Delta P = 1.16, 1.25, 1.38$ à respectivement 50 mK, 75 mK, 100 mK).

Remarque : Cette procédure suppose l'indépendance du temps de relaxation de ce ΔP avec le champ magnétique.

De cette manière, on obtient $\Delta P(m_S)$ et dans l'hypothèse de l'interface quasi plane, l'abaissement de la courbe de fusion en fonction de l'aimantation du liquide à l'interface ($m_S = m_L^I$) : une dépendance quadratique en aimantation de ΔP est respectée pour $m < 20$ % ; le tableau VI-1 résume les pentes $\Delta P/m^2$ suivant les trois hypothèses faites pour relier l'aimantation m mesurée du solide massif aux aimantations à l'interface.

T (mK)	$\Delta P/m^2$ (bar) $m=m_S^I$	$\Delta P/m^2$ (bar) $m=m_S^I=m_L^I$	$\Delta P/m^2$ (bar) $m=m_L^I$	$\Delta P/m^2$ (bar) Expérimentale	Origine
50	1.16	4.2	15.4	16.9	DUTTA et al
75	1.5	3.9	10.1	10.7	
100	1.7	3.6	7.5	8.3	
105	1.7	3.5	7	6±1	BONFAIT et al

Tableau VI-1

Ce tableau montre la concordance entre les pentes mesurées expérimentalement et celles décrites de l'hypothèse $m = m_L^I$.

L'accord entre nos expériences et celle de DUTTA et al. ne s'arrête pas aux faibles aimantations.

La ligne continue de la figure V-19 représente nos résultats (même décompression que Fig. V-5-a). On remarque alors l'accord entre :

- notre point : $\Delta P = 0,650$ mb $m = 35$ % $T = 85$ mK
- et celui de DUTTA et al : $\Delta P = 0,650$ mb $m = 37$ % $T = 75$ mK

Ceci doit nous conforter dans la justesse de nos analyses, que ce soit celle aboutissant à $m = m_L^I$ ou celle nous permettant, à partir des résultats de DUTTA et al, d'obtenir une courbe $\Delta P(m)$.

Cette dernière montre pour $m > 20$ % un écart notable et systématique ($T = 100, 75, 50$ mK) à une dépendance de ΔP en m^2 similaire à celui que nous avons obtenu (Fig. V-9 et V-10). Dans l'attente de points expérimentaux plus nombreux, il est inutile d'épiloguer sur la façon dont les points $\Delta P(m)$ de DUTTA et al peuvent être reliés ! La ligne tiretée apparaissant sur cette figure est là pour mettre en évidence la rupture du régime ΔP linéaire en m^2 et pour proposer la possibilité d'une transition magnétique du 1er ordre dans le liquide pour $m \cong 20$ %.

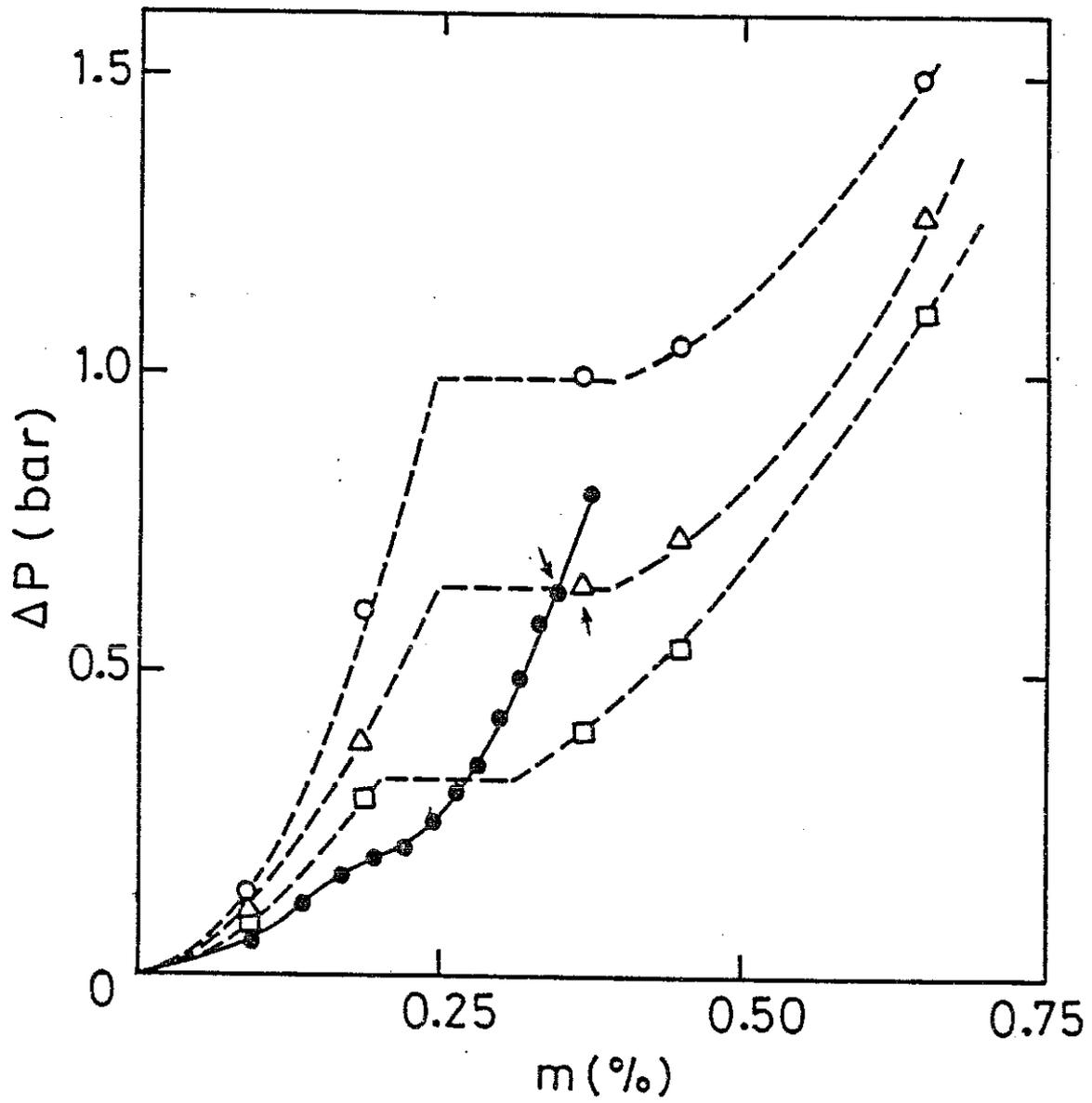


Figure V-19 : $P(m)$

—●— : nos mesures

○, △, □ : les points de DUTTA et al
à respectivement 50, 75 et 100 mK

CONCLUSION

Nous avons mis en évidence un abaissement important de la courbe de fusion sous fort champ magnétique ($\Delta P \cong 1$ bar pour $H \cong 100$ Tesla) grâce à la fusion de solide fortement polarisé. L'analyse de la variation de ce ΔP avec l'aimantation est rendue délicate par la difficulté de mesurer l'aimantation à l'interface. Cependant, le modèle de fusion développé par PUECH et al. rend bien compte des résultats expérimentaux pour la fin de la relaxation, c'est-à-dire dans un domaine de champ magnétique où la variation de susceptibilité avec H doit être faible. Ceci nous conduit à analyser nos résultats pour les aimantations importantes : Une forte augmentation de la susceptibilité pour $m \cong 20\%$ ($H \cong 40$ T) a été ainsi mise en évidence, rappelant les résultats théoriques obtenus par VOLLHARDT [VOLLHARDT, 1983] et BEDELL [BEDELL, 1986] à température nulle. Le même modèle de fusion nous a permis d'analyser les expériences de DUTTA et al. Elles conduisent aussi à un comportement singulier de la susceptibilité. Ainsi, deux expériences menées différemment semblent indiquer que l' ^3He aurait un comportement métamagnétique pour des champs de l'ordre de 40 Tesla. Pour les faibles aimantations, nos mesures ne sont pas assez précises pour discerner des écarts à une loi où la susceptibilité serait indépendante du champ magnétique : Ceci rend difficile l'explication théorique du métamagnétisme de l' ^3He . Cependant, la courbe $\chi(H)$ obtenue par nos expériences ressemble fortement à celle de certains composés à fermions lourds dans leur état normal comme UPt_3 [FRANSE, 1984] et CeRu_2Si_2 [HAEN, 1987], l'anomalie de la susceptibilité apparaissant à des champs plus "raisonnables" (Fig. V-20-a et b). Ceci apporterait une preuve supplémentaire que le liquide ^3He et les électrons dans les composés métalliques ont des comportements très semblables. Mais notre résultat pour $\chi(H)$ est évidemment très sensible au profil magnétique à l'interface et des preuves expérimentales supplémentaires devront être fournies par les expériences futures. Indépendamment de tout modèle de fusion, nos expériences montrent que le régime ΔP linéaire en m^2 s'arrête pour les aimantations supérieures à 20 % pour atteindre un régime mal défini pour l'instant. Il semble bien qu'autour de cette aimantation ait lieu une "transition". Nous avons discuté brièvement la possibilité d'une transition apparaissant dans le solide (solide lacunaire) mais, dans l'état actuel des choses, elle est difficilement vérifiable. Il reste cependant que du solide ^3He polarisé avec un grand volume molaire est maintenant expérimentalement accessible pendant des temps qui deviennent presque raisonnables, ouvrant ainsi la voie vers une étude de ce solide qui promet bien du ... plaisir !

La preuve expérimentale de l'existence d'une transition magnétique dans l' ^3He semble maintenant nécessiter l'étude du liquide polarisé massif, évitant ainsi toute conjecture quant au mécanisme de fusion ou quant aux propriétés du solide polarisé.

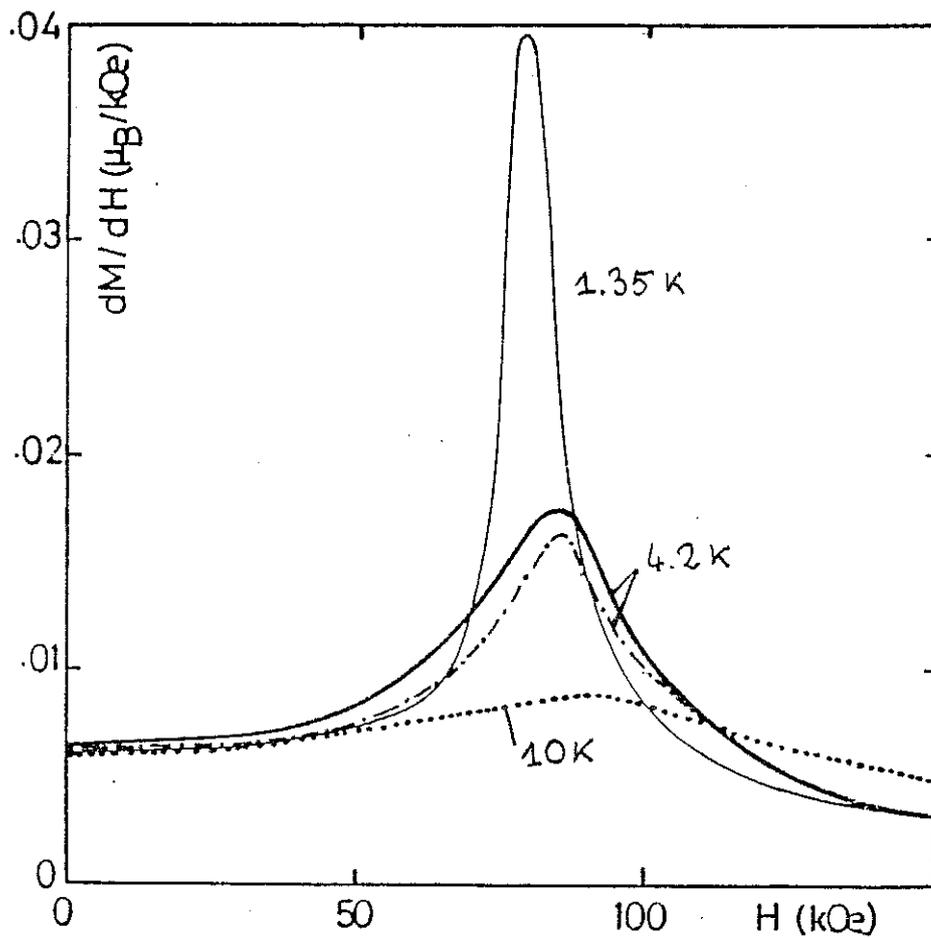
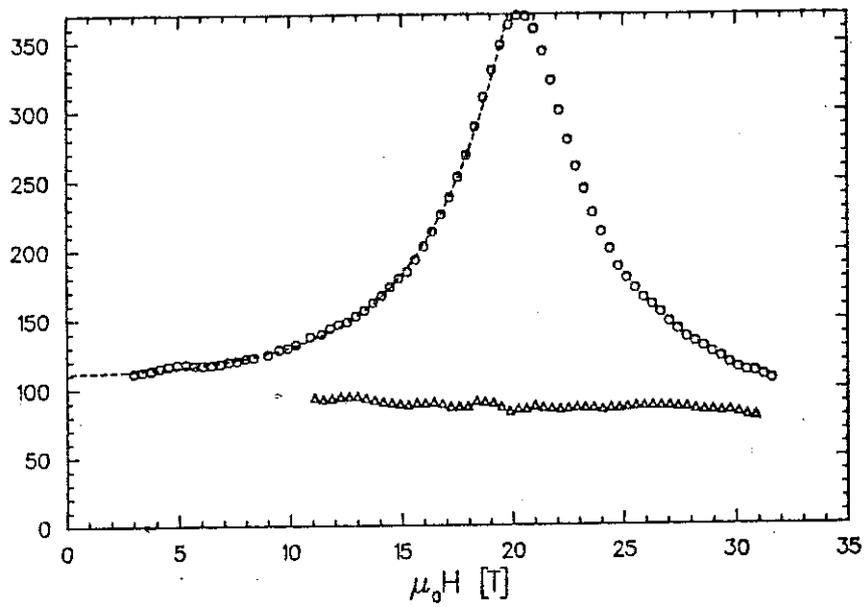


Figure V-20

a : UPt_3 [FRANSE, 1984]b : $CeRu_2Si_2$ [HAEN, 1987]

META-MAGNETISME dans les fermions lourds

CHAPITRE VI

VITESSE DU SON DANS ^3He LIQUIDE POLARISE

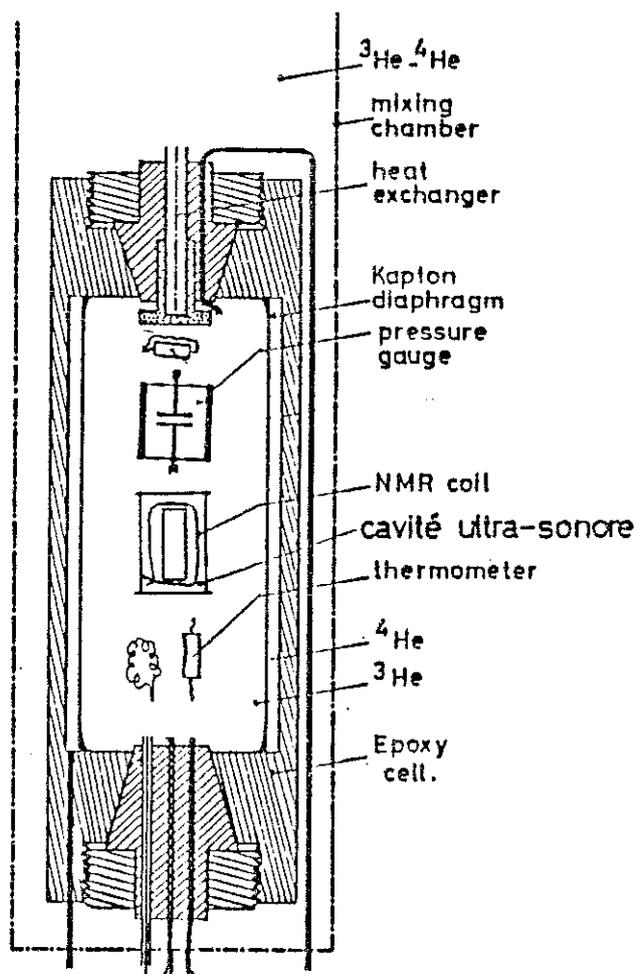


Figure VI-1

Shéma de la cellule Poméranchuk

INTRODUCTION

Les expériences sur la courbe de fusion ont montré que les résultats sont fortement dépendants de modèles ou d'hypothèses nécessaires pour extraire les grandeurs pertinentes : l'aimantation ou le champ effectif à l'interface liquide-solide. De plus, les analyses reposent en général sur un comportement trivial du solide, malgré des conditions thermodynamiques assez éloignées de celles explorées jusqu'à maintenant. La mesure des propriétés du liquide polarisé massif est nécessaire pour confirmer ou infirmer les premiers résultats obtenus.

La vitesse du son est une quantité sur laquelle il est relativement aisé d'avoir une très bonne sensibilité et sa mesure offre l'avantage d'une réponse rapide par rapport au temps de relaxation de l'aimantation (T_1). Ces deux qualités rendent cette mesure plus facile que celle des propriétés thermiques.

La mesure de la viscosité η peut aussi se faire en des temps courts devant T_1 mais sa variation en $1/T^2$ oblige à très bien connaître la température du liquide à l'endroit où η est mesurée ($1/\eta \partial\eta/\partial T \cong 2 \%/mK$ à 50 mK), la mauvaise diffusion thermique du liquide rendant ceci délicat. Cette expérience a été tentée [KOPIETZ, 1986].

Je décrirai en détail notre procédure expérimentale : de la polarisation du solide à l'obtention de la variation relative de vitesse du son en fonction de l'aimantation. Une fois les résultats bruts décrits, on s'intéressera d'une part à leur cohérence et d'autre part à ce que prédit la thermodynamique, couplée aux travaux théoriques.

Les renseignements fournis par cette expérience seront alors comparés aux résultats obtenus sur la courbe de fusion

VI-A - RESULTATS EXPERIMENTAUX

1 - Procédure expérimentale

a) Scenario d'une décompression

Cette expérience s'est effectuée dans la cellule Pomeranchuk décrite dans le chapitre III (cf. III-b). A l'intérieur (Fig. VI-1) sont logés deux thermomètres

(résistance de carbone, Matsushita 68 Ω) dont un dans un boîtier étanche afin de le rendre insensible à la pression (cf. V-A), deux chauffages, la cavité ultrasonore décrite dans le chapitre III autour de laquelle est collée une bobine de RMN de type selle de cheval (Fig. IV-10) ($H_0 = 6,64$ T ; $\nu_0 = 208$ MHz) et la capacité de pression (cf. III-c) utilisée pour l'étude de la courbe de fusion. La "compressibilité" de la cellule (k) a été mesurée comme indiqué dans le chapitre III (cf. III-B ; $x_S = 100$ %).

Notre exigence quant aux conditions initiales (avant décompression) est identique à celle décrite dans le chapitre précédent : homogénéité de tous les paramètres initiaux.

Pour ce faire, la cellule est remplie de solide à une pression comprise entre 31 et 32 bar à pression d' ^4He nulle ($P_4 = 0$), ceci vers une température de 150 mK. La cellule est refroidie jusqu'à la température minimale qui, dans cette expérience, était de 8 mK (cf. III-B). La quantité de solide x_S à basse température ($P_4 = 0$) n'est pas critique pourvu que l'on arrive à solidifier entièrement l' ^3He liquide par augmentation de la pression d' ^4He . Ainsi 100 % de solide correspondait en général à des pressions P_4 variant entre 20 et 25 bar. La vitesse de compression dP_4/dt est ajustée de façon à garder P_3 constant sur la courbe de fusion ($dP_4/dt \cong 1$ bar/heure). Ce processus de croissance, à température constante, identique à celui utilisé pour les expériences sur la courbe de fusion (cf. V-A), nous permet d'obtenir un état initial où l'aimantation du solide est homogène.

La fusion du solide s'effectue par une décompression simultanée des compartiments ^4He et ^3He , la variation de volume de la cellule obtenue par variation de la seule pression d' ^4He n'étant pas suffisante pour liquéfier tout le solide. La pression d' ^4He est amenée à 0 bar quasi instantanément. L' ^3He de la cellule est évacué dans un réservoir calibré dont la pression initiale est ajustée afin que la pression finale soit celle désirée (figure VI-2).

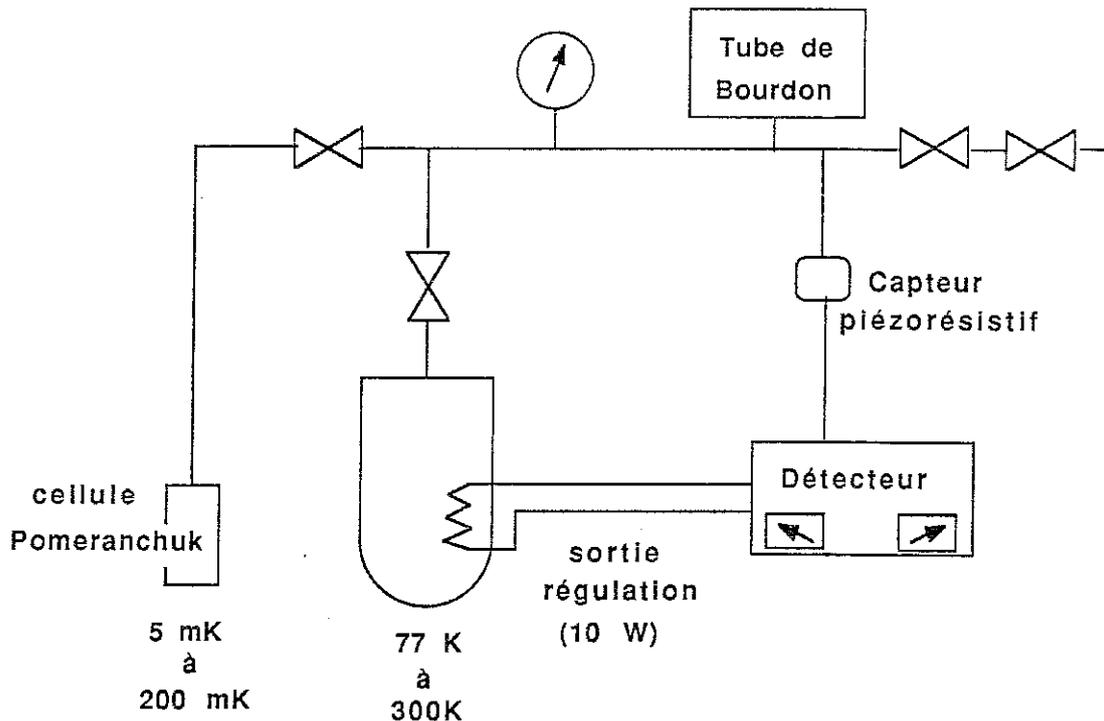


Figure VI-2

Nous verrons dans la suite du chapitre qu'il est apparu nécessaire d'égaliser la température de la boîte à mélange avec celle atteinte par la cellule lors d'une telle fusion ($T_{\text{fin}} \cong 200 \text{ mK}$), donc, simultanément à la dépressurisation de la cellule, une énergie de 100 mJ environ (10 mA sur 100 Ω pendant 10 s) est envoyée dans la boîte à mélange par l'intermédiaire de la résistance située au niveau de l'échangeur (Fig. III-3), ce qui chauffe la boîte à mélange à 200 mK environ, sa stabilisation étant assurée par une puissance de chauffage de 100 μW jusqu'à la fin de la relaxation.

b) Mesure de $\Delta c/c(m)$

Durant la relaxation de l'aimantation du liquide obtenu par cette fusion rapide du solide polarisé, la variation de vitesse du son a deux composantes : l'une due à la variation de pression $\Delta c/c(P)$, l'autre due à l'aimantation $\Delta c/c(m)$. C'est la somme $\Delta c/c$ de ces deux contributions qui est détectée par le spectromètre ultrasonore. Nous avons expliqué dans le chapitre IV comment le changement de vitesse du son se traduisait par un signal sinusoïdal (cf. IV-B), la période de celui-ci correspondant à un changement d'une demi-unité dans le nombre N ($N = 2Lv/c$, $v = 51 \text{ MHz}$, $L \cong 1 \text{ cm}$) de longueur d'onde dans la cavité. Ce changement (δN) du nombre N est obtenu sous forme analogique

$\delta N(t)$ puis enregistré sous forme numérique $(t, \delta N)$ dans un micro-ordinateur. Afin d'augmenter le nombre de ces points, nous avons utilisé les couples tels que :

$$\delta N = 0, 1/6, 1/4, 1/3, 1/2, 2/3, 3/4, 5/6 \text{ (modulo 1)}$$

correspondant respectivement aux amplitudes du signal périodique égales à :

$$0, 1/2, 1, 1/2, 0, -1/2, -1, -1/2.$$

Ces amplitudes sont déterminées graphiquement sur l'enregistrement analogique. La courbe $\delta N(t)$ est alors directement proportionnelle au changement de vitesse du son total $\delta c/c(t)$:

$$\delta c/c = -\delta N \cdot c/2Lv,$$

c étant connue à partir des mesures de ABRAHAM et al [ABRAHAM, 1971] ou de celles de ROACH et al [ROACH, 1983].

La pression finale atteinte en moins d'une seconde ($P_{\text{initiale}} \cong 34 \text{ bar}$, $P_{\text{finale}} < 29 \text{ bar}$), celle-ci continue de varier dans de faibles proportions ($\delta P \sim 200 \text{ mbar}$). Cependant la forte sensibilité de la vitesse du son à la pression ($1/c \partial c/\partial P|_T$ varie de 1 \%bar^{-1} à 10 \%bar^{-1} , cf. Ch. IV) oblige à déterminer aussi précisément que possible les variations de pression afin d'éliminer les variations $\Delta c/c$ correspondantes ($\Delta c/c(P)$).

La pression est mesurée :

- i) dans la cellule, par la jauge capacitive
- ii) par un capteur piézorésistif (Air-Liquide) mesuré par un pont 4 fils [Barras-Provence]
- iii) par un tube de BOURDON (Texas-Instruments),

ces deux dernières sondes étant placées à température ambiante.

Une solution a priori séduisante pour éviter cette contribution "parasite" $\Delta c/c(P)$ aurait été de réguler la pression finale. C'est ce que nous avons fait. Le signal de déséquilibre entre la pression finale désirée et la pression existante dans la cellule, lu par le capteur piézorésistif, est envoyé sur un étage de régulation (proportionnel, dérivée, intégral) capable de délivrer une puissance de 10 W. Celle-ci est dissipée (si $P_3 <$

$P_{\text{désirée}}$) par une résistance (100Ω) logée dans le volume calibré (Fig. VI-2) plongé dans l'azote liquide ($T = 77 \text{ K}$), ce qui assure un refroidissement efficace du gaz ^3He (si $P_3 > P_{\text{désirée}}$). Un tel dispositif nous a permis de stabiliser la pression à deux millibar près en une dizaine de secondes. Cependant, la régulation présente trois désavantages :

- i) Durant le temps nécessaire à cette régulation ($\cong 10$ secondes), la pression bouge trop rapidement par rapport à la constante de temps de la détection et les oscillations $\delta N(t)$ sont complètement déformées. La régulation occulte donc les premiers instants de la relaxation où l'aimantation décroît rapidement (décroissance exponentielle $T_1 \cong 120 \text{ s}$). Nous verrons que $\Delta c/c(m)$ est proportionnel à m^2 , ce qui diminue la gamme en m^2 où la vitesse est mesurée. Expérimentalement, cela n'est pas aussi grave, $\Delta c/c$ pouvant être mesurée avant stabilisation complète de la pression.
- ii) L'écart entre la pression finale (régulation éteinte) et la pression désirée (consigne de la régulation) est un paramètre important pour obtenir une régulation rapide et stable. Or il n'est pas toujours facile de déterminer la pression finale avec suffisamment de précision pour prévoir la valeur adéquate de la consigne : le temps nécessaire à l'ajustement de celle-ci, pour les raisons citées plus haut, s'avère gênant.
- iii) Nous avons indiqué précédemment comment, à partir des oscillations dues au changement de vitesse du son, nous arrivions à remonter à $\Delta c/c$; expérimentalement, il est agréable d'avoir un nombre d'oscillations important pour avoir des mesures de $\Delta c/c$ fréquentes où la variation de la vitesse du son due à l'aimantation est relativement faible : A 24 bar, la pression étant régulée, on obtient moins de deux oscillations ($\cong 17$ points), tandis que si la pression est laissée libre le nombre d'oscillations est environ trois fois plus grand. Nous verrons que cette variation supplémentaire ne nuit pas à la précision de nos mesures.

Ces trois raisons nous ont fait opter pour une pression finale en général non régulée.

A la suite de la décompression, une fois l'aimantation du liquide arrivée à sa valeur d'équilibre dans le champ extérieur H_0 , la pression est variée lentement autour de sa valeur finale et le changement de vitesse du son via δN est enregistré (cf. Fig. IV-18)

afin d'atteindre expérimentalement la valeur $\delta N/\delta P|_T$. Celle-ci déterminée, nous pouvons alors traduire les variations de pression en variation de vitesse du son ($\Delta c/c(P)$) ou en δN .

La figure VI-3 montre l'évolution en fonction du temps des différents paramètres mesurés pendant la relaxation, la pression étant convertie en δN .

La dernière étape consiste à synchroniser les points $P(t)$, $m(t)$, $T(t)$ avec les points $\Delta c/c(t)$. Une interpolation nous permet alors de faire correspondre à chaque mesure de $\Delta c/c$ une valeur de pression de température et d'aimantation. La variation de vitesse du son (exprimée en δN) due au changement d'aimantation est alors la différence entre le δN total mesuré par le spectromètre ultrasonore et le δN causé par le changement de pression, déterminé par la mesure de $\delta N/\delta P$ (Fig. VI-3).

La valeur de $\delta c/c$ est obtenue par l'équation :

$$\delta c/c = -(2Lv/c)\delta N$$

Nous sommes alors capable de tracer la variation de vitesse $\Delta c/c$ en fonction de l'aimantation.

Avant de se consacrer à celle-ci, précisons que la décroissance de la polarisation du liquide est très bien caractérisée par une relaxation exponentielle (Fig. VI-4).

2 - Résultats et discussion

Nous avons porté la variation $\Delta c/c$ en fonction du carré de l'aimantation du liquide.

La figure VI-5 montre l'augmentation de c pour quatre décompressions choisies parmi les 10 effectuées qui couvrent la gamme de pression que nous avons étudiée, l'atténuation étant trop importante aux basses pressions pour que nos résultats y atteignent une précision suffisante.

A cause de la température minimale atteinte dans la cellule (8 mK), la polarisation initiale du solide ($m_S \cong 40\%$) n'est pas aussi importante que nous l'aurions voulu. C'est ce qui conduit à des aimantations pour le liquide inférieures ou égales à 35 % ($m^2 \leq .1$). Les températures finales (mesurées par la résistance de carbone) de toutes les

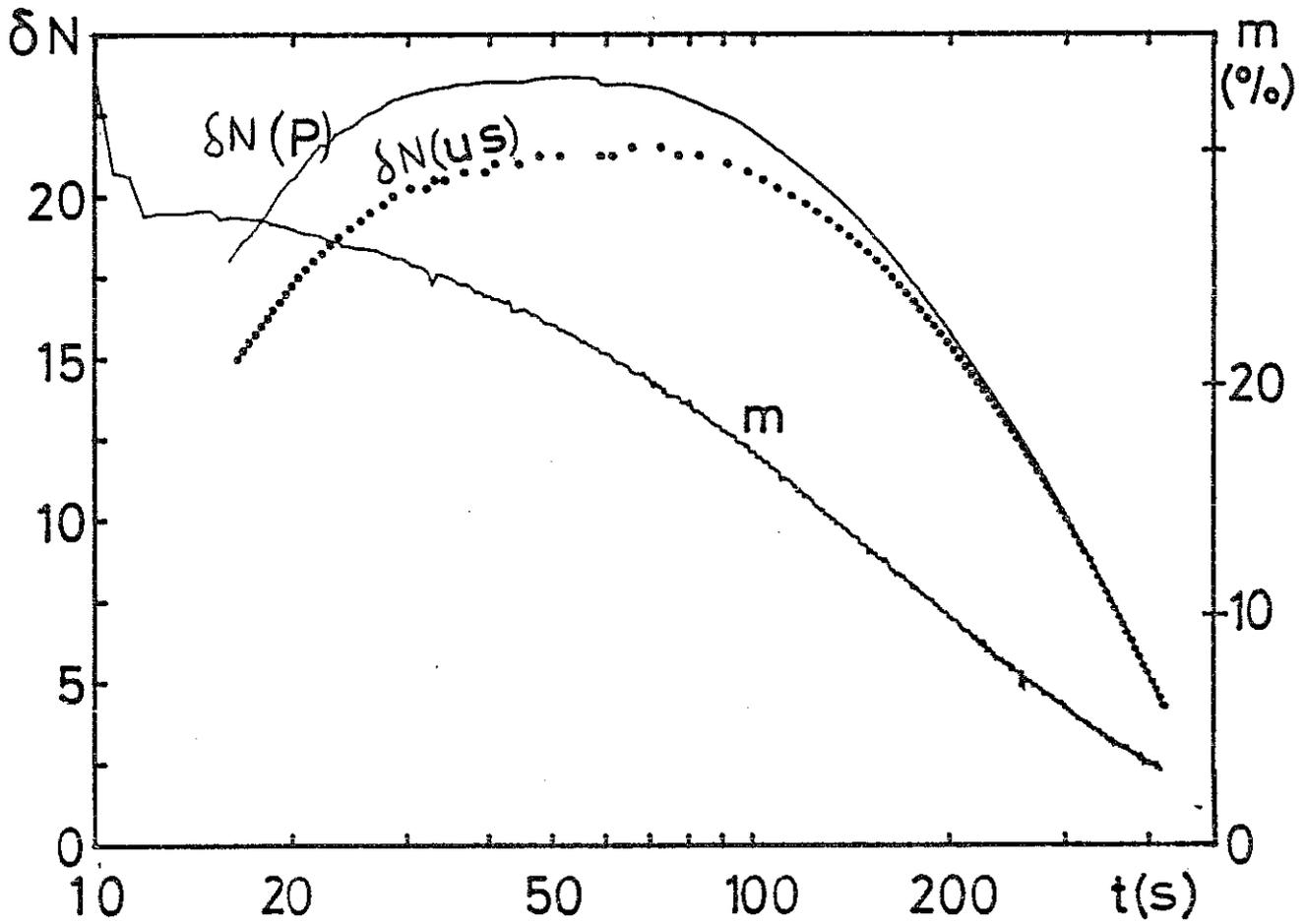


FIGURE VI-3 : évolution des paramètres lors de la relaxation

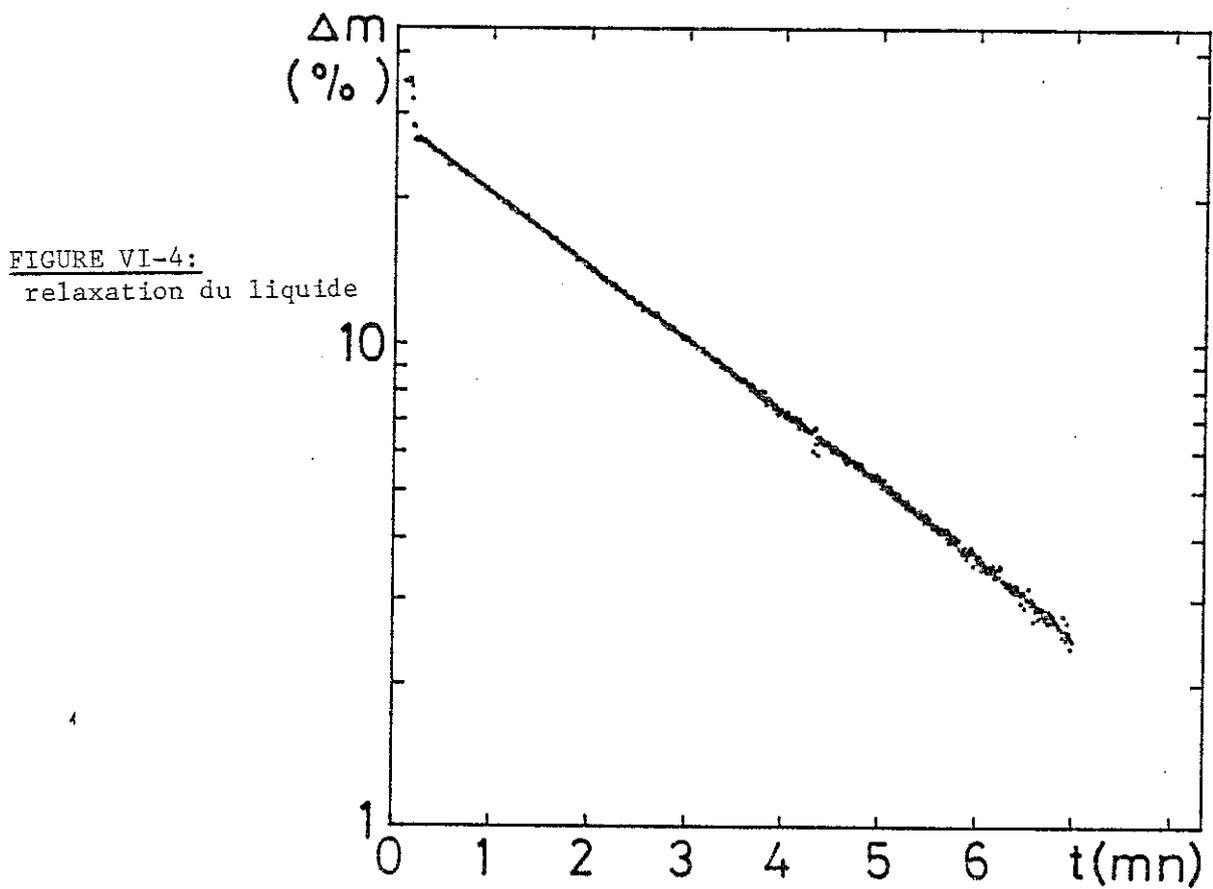


FIGURE VI-4:
relaxation du liquide

décompressions avoisinent les 200 mK et l'aimantation à l'équilibre varie entre 1,7 % (28 bar) et 1,5 % (12 bar) ($H = 6,4$ Tesla).

Nos résultats montrent que la vitesse du son est clairement linéaire en m^2 et ceci jusqu'aux aimantations les plus importantes que nous ayons atteintes, les changements $\delta c/c$ dus à la polarisation valant $5 \cdot 10^{-4}$ à haute pression pour atteindre $1,5 \cdot 10^{-3}$ à 12 bar. On ne peut discerner sur cette figure aucune déviation systématique à la linéarité pour les fortes aimantations.

Suivant la même démarche que celle employée pour les mesures sur la courbe de fusion, nous avons voulu tester notre procédure expérimentale en effectuant des fusions rapides de solide non polarisé (décompression en champ magnétique nul) afin de connaître les effets de nos décompressions rapides ($dP_3/dt \cong 10$ bar/s, $dT/dt \cong 200$ mK/s) sur notre système ultrasonore. Le résultat d'une telle expérience est porté sur la figure VI-5 ($H = 0$, $P = 28,6$ bar). Afin de le comparer facilement aux résultats obtenus sous champ, nous avons transformé le temps écoulé depuis la décompression en aimantation fictive m_{fict} , relaxant exponentiellement :

$$m_{\text{fict.}}(t=0) = .35 ; m_{\text{fict.}}(t) = .35 \exp(-t/T_1) ; T_1 = 120 \text{ secondes (valeur pour } P=28 \text{ bar)}$$

De cette façon, les effets parasites (indépendants de l'aimantation) sont représentés (Fig. VI-5) tels qu'ils peuvent apparaître pendant la relaxation de l'aimantation réelle à la suite d'une décompression rapide. La variation de vitesse $\Delta c/c$ est obtenue de la même manière que pour les décompressions sous champ magnétique. Le résultat net est alors un $\Delta c/c$ variant très faiblement ($\Delta c/c < 10^{-4}$) par rapport aux $\Delta c/c$ liés à l'aimantation. Nous montrons ainsi que notre mesure ultrasonore n'est que très faiblement perturbée par la méthode utilisée pour préparer notre échantillon de liquide polarisé.

Cette expérience en champ magnétique nul nous donne une première barre d'erreur pour la pente $1/c \, dc/dm^2$ de l'ordre de $5 \cdot 10^{-4}$, soit une erreur relative de 5 % environ pour $P = 28,5$ bar.

Les résultats exposés sur la figure VI-5 montrent une déviation à la linéarité quasi systématique pour les basses aimantations (y compris pour la décompression en champ nul), particulièrement visible à 28,5 et 26,2 bar. Nous attribuons cette non linéarité à une dérive de la température. C'est en effet dans cette région de m^2 que la température varie de façon conséquente (Fig. VI-6). Ceci est dû au resserrement de l'échelle de temps

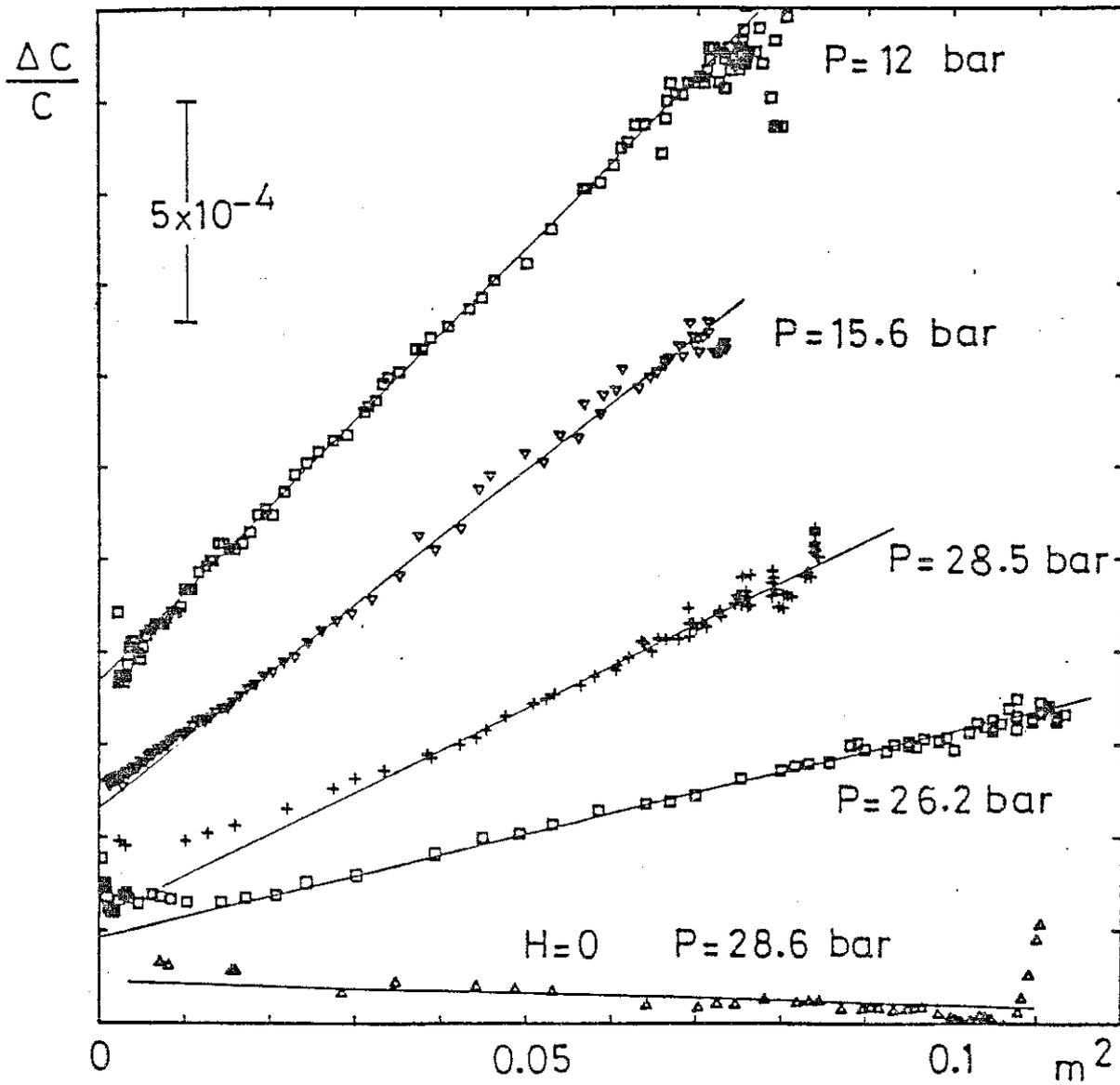


FIGURE VI-5

changement de vitesse du son en fonction de l'aimantation
à plusieurs pression ($T = 200$ mK)

pour les faibles aimantations, lui-même dû à la relaxation exponentielle de la polarisation : m^2 passe de .1 à .05 en 45 secondes et de .05 à $5 \cdot 10^{-4}$ en sept minutes environ. Malheureusement, la diffusion thermique dans le liquide à 200 mK est très mauvaise (cf. Fig. I-5). Elle conduit à des temps de diffusion de l'ordre de 30 mn sur 1 cm, prohibant ainsi toute régulation de température dans des temps plus courts que T_1 . C'est pour minimiser la dérive de température pendant la relaxation que nous avons été obligés d'amener la température de la boîte à mélange près de celle de la cellule dans des temps relativement courts ($\cong 10$ s) (cf. VI-A-1).

D'après [ABRAHAM, 1971], la variation de la vitesse du son avec la température $1/c \partial c / \partial T|_P$ est de l'ordre de -10^{-2} K^{-1} . La diminution de la température de 5 mK (Fig. VI-6) correspond assez bien pour ce cas précis au $\Delta c/c$ manquant de 10^{-4} ($\cong \Delta T = 10 \text{ mK}$) à aimantation quasi nulle (Fig. VI-6).

La très mauvaise diffusivité thermique rend hasardeuse une correction systématique visant à tenir compte quantitativement de la variation de température lue par la résistance de carbone placée à 1 cm environ du haut de la cavité ultrasonore (Fig. VI-1). La figure VI-7 montre que pour cette décompression ($P = 12 \text{ bar}$), la température de la résistance étant à peu près stabilisée ($\Delta T < 0,5 \text{ mK}$), celle du liquide contenu dans la cavité continue de diminuer.

Toutes les courbes $\Delta c/c(m^2)$ données dans ce mémoire sont donc obtenues sans correction de température.

Nous allons à présent nous intéresser à la pente $1/c \, dc/dm^2$, mais sa détermination est sujette à une incertitude. La figure VI-8 montre $\Delta c/c(m^2)$ **extrait de la même décompression** pour deux capteurs de pression différents (capacité de pression placé dans la cellule, jauge piézorésistive à la température ambiante). L'origine des deux comportements différents apparaît quand on trace la pression lue par l'un des capteurs en fonction de l'autre (Fig. VI-9) pendant la relaxation : les deux capteurs ne donnent pas la même valeur. L'erreur absolue sur la pression correspond à 8 millibar, soit à une erreur de 10^{-4} sur $\delta c/c$. Comme nous l'avons indiqué précédemment, la mesure de la pression est importante car elle nous permet de soustraire au changement de vitesse total la contribution due à la variation de pression : le désaccord entre les deux capteurs conduit aux courbes $\Delta c/c(m^2)$ différentes.

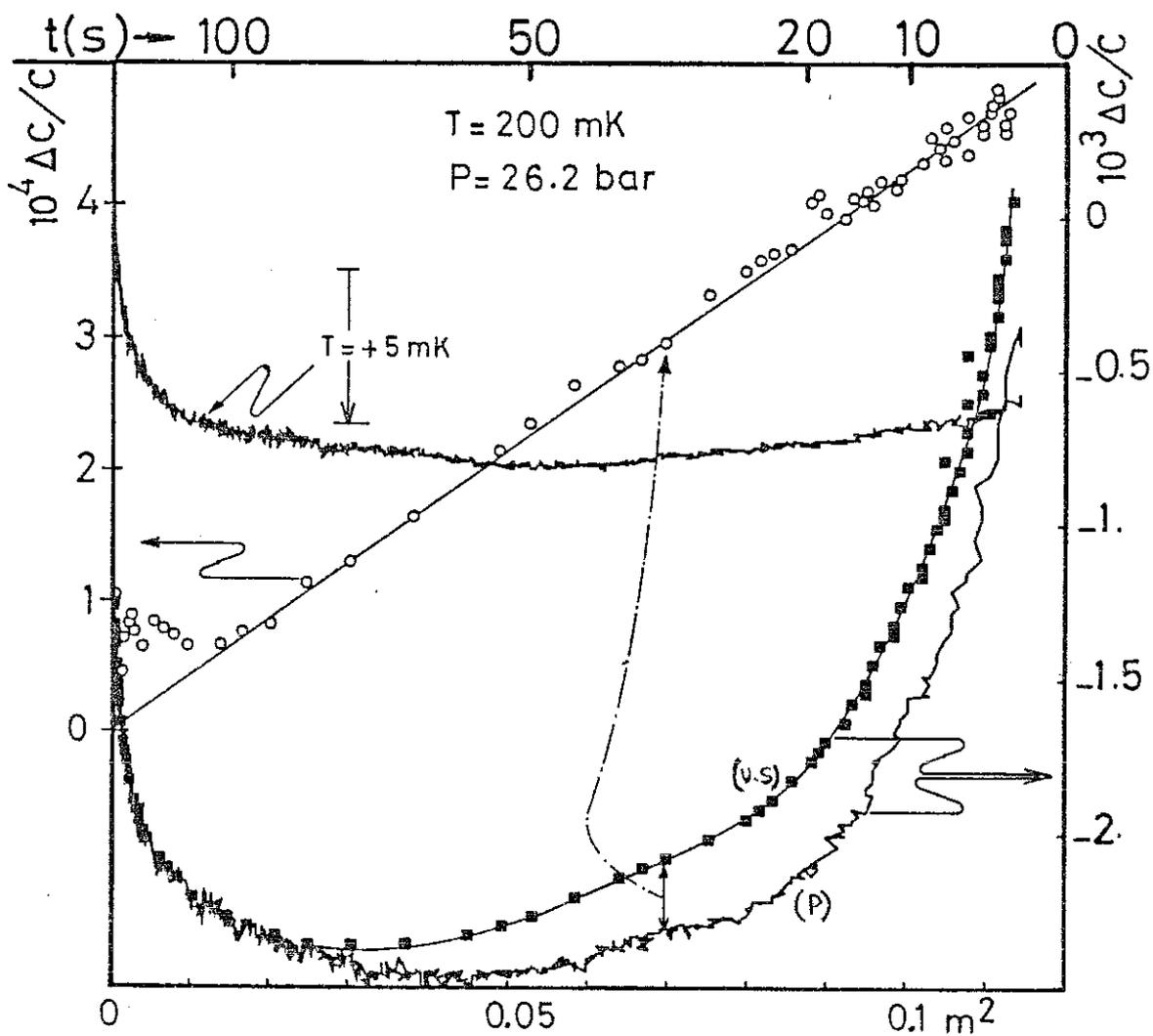


FIGURE VI-6: évolution des différents paramètres en fonction de m^2 .

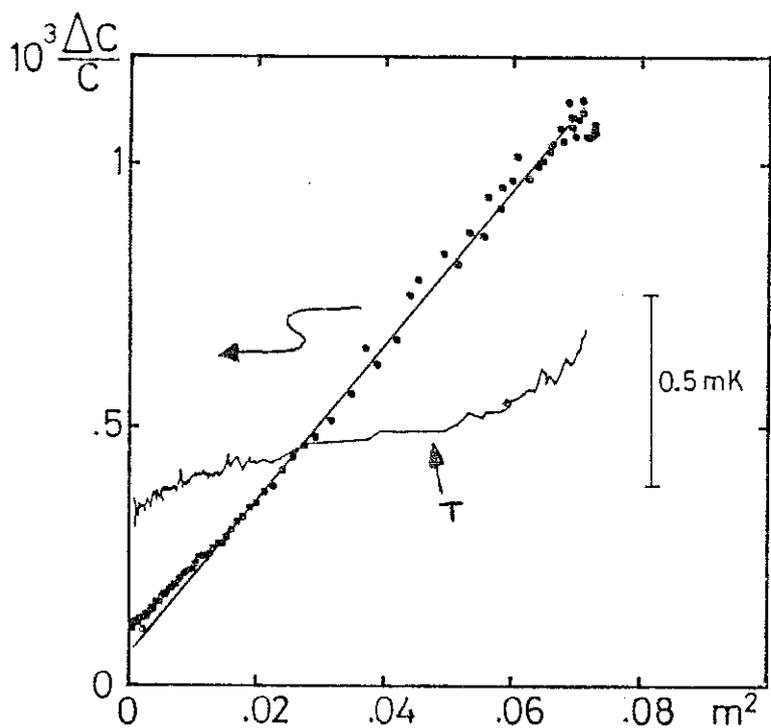


FIGURE VI-7

Nous attribuons ce désaccord à un changement de sensibilité d'au moins un des capteurs, les raisons d'un tel effet résidant sans doute dans la variation de température due à la détente brutale de l' ^3He ($\Delta P/\Delta t \cong 10 \text{ bar/s}$) au niveau de leur partie sensible et dans l'hystérésis de la capacité de pression (cf. Fig. III-12).

Au début de cette expérience, nous ne mesurons la pression qu'avec cette dernière sonde. C'est seulement avec deux capteurs (capacité + capteur piézoélectrique) que l'on se rendra compte du problème sans toutefois savoir lequel des deux –si tant est qu'il existe– est juste. L'apport du baromètre à tube de Bourdon permet alors de lever le doute dans le cas où deux sur trois sont justes ! La figure VI-9 indique un comportement (malheureusement un peu trop) typique des trois capteurs durant une décompression :

- La jauge de Bourdon et la capacité sont d'accord jusqu'au changement brusque de la capacité.
- La jauge piézorésistive change de sensibilité avec le temps.

Tout ceci est compliqué par le fait que ces comportements ne sont pas systématiques !

La figure VI-10 montre l'évolution du désaccord δP en fonction du temps : dans ce cas précis, le retour à l'équilibre ($\delta P = 0$) est à peu près caractérisé par une exponentielle (ligne continue de la figure VI-10) avec un temps caractéristique d'une trentaine de secondes, à comparer à celui de m^2 qui est de 60 secondes environ ($T_{1/2}$). On peut alors comprendre comment la même décompression peut donner des résultats différents tout en respectant la dépendance en m^2 de $\Delta c/c$: le retour à la sensibilité normale se fait dans un temps comparable à celui de m^2 , la pente $1/m^2 \partial c/\partial m^2$ est alors modifiée sans en affecter grandement la linéarité (cf. décompression en champ nul, Fig. VI-5).

Cette discussion a pour but de montrer que la principale source d'erreur pour ces mesures réside dans la détermination de la pression, contrairement aux expériences faites sur la courbe de fusion où le thermomètre était sans doute la cause d'effets parasites.

Les deux effets que nous venons de discuter (dérive de température et de sensibilité) expliquent alors les résultats obtenus pour la décompression en champ nul. Dans de telles conditions, la sensibilité de notre mesure ultrasonore proprement dite ($\delta c/c \sim 10^{-5}$) s'est avérée suffisante.

FIGURE VI-8: résultat de $\frac{\Delta c}{c}$ pour 2 capteurs différents lors de la même décompression

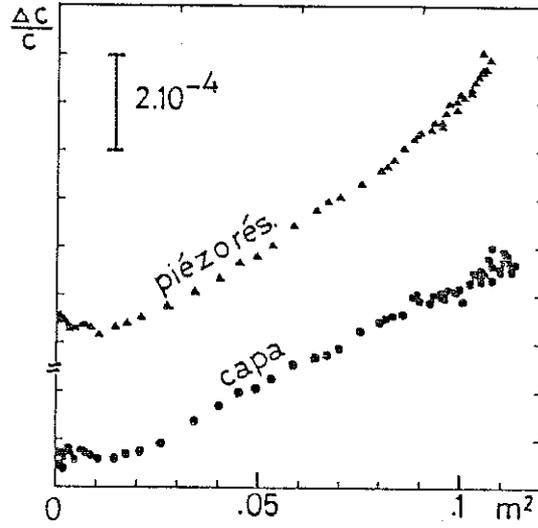


FIGURE VI-9: désaccord entre les capteurs lors d'une décompression

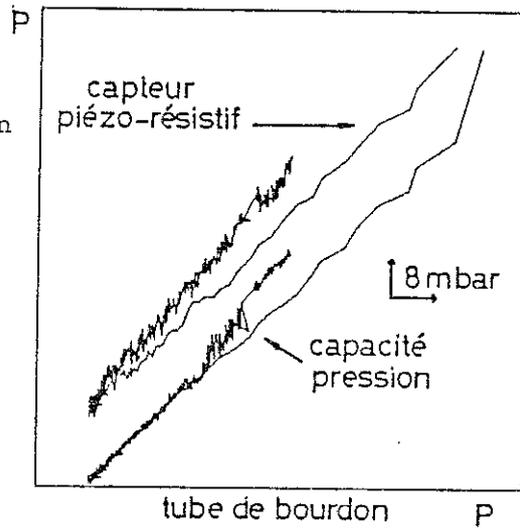
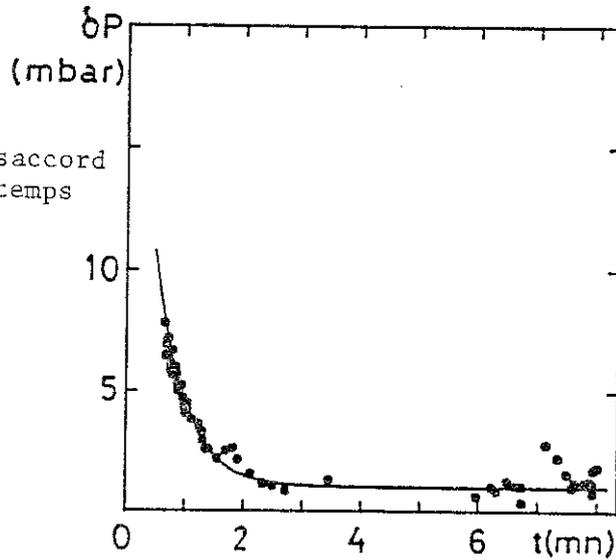


Figure VI-10 : Evolution du désaccord en fonction du temps



La valeur de la pente $1/c \, dc/dm^2$ en fonction du volume molaire pour toutes les décompressions que nous avons effectuées est présentée sur la figure VI-10. Les différents symboles différencient les trois capteurs utilisés.

Sur cette figure apparaissent 3 barres d'erreur différentes :

- (1) : **Pour un seul capteur, pour une même décompression**, cette barre d'erreur indique les valeurs extrêmes que l'on peut prendre pour la pente $1/c \, dc/dm^2$.
- (2) : Pour deux décompressions réglées à la même valeur de pression, cette barre relie les deux valeurs de la pente obtenue **pour le même capteur**.
- (3) : Barre d'erreur totale **pour un volume molaire** déterminé par la dispersion sur cette figure.

Si la linéarité entre $\Delta c/c$ et m^2 était vérifiée jusqu'à $m = 1$ (χ indépendant de m jusqu'à $m = 1$), la valeur de la pente serait égale au changement de vitesse du son entre $m = 0$ et $m = 1$. L'effet de la polarisation est donc relativement peu important sur la vitesse du son (de 0,5 % à 2 %).

VI-B - ANALYSE $\Delta c/c(m)$

1 - Thermodynamique

La vitesse du son est une grandeur dérivable par la thermodynamique. On peut calculer sa variation avec l'aimantation dès que l'on connaît le terme d'énergie magnétique $M.H$. Dans un premier temps, on examinera le régime linéaire ($m = \chi H$) où la susceptibilité est indépendante du champ magnétique.

Dans notre système d'unité (H en (Joule/mole) ; χ en (Joule/mole)⁻¹)

$$dE = TdS - PdV + (RT_M/2)dm^2$$

La définition thermodynamique des vitesses du son hydrodynamique est donnée par :

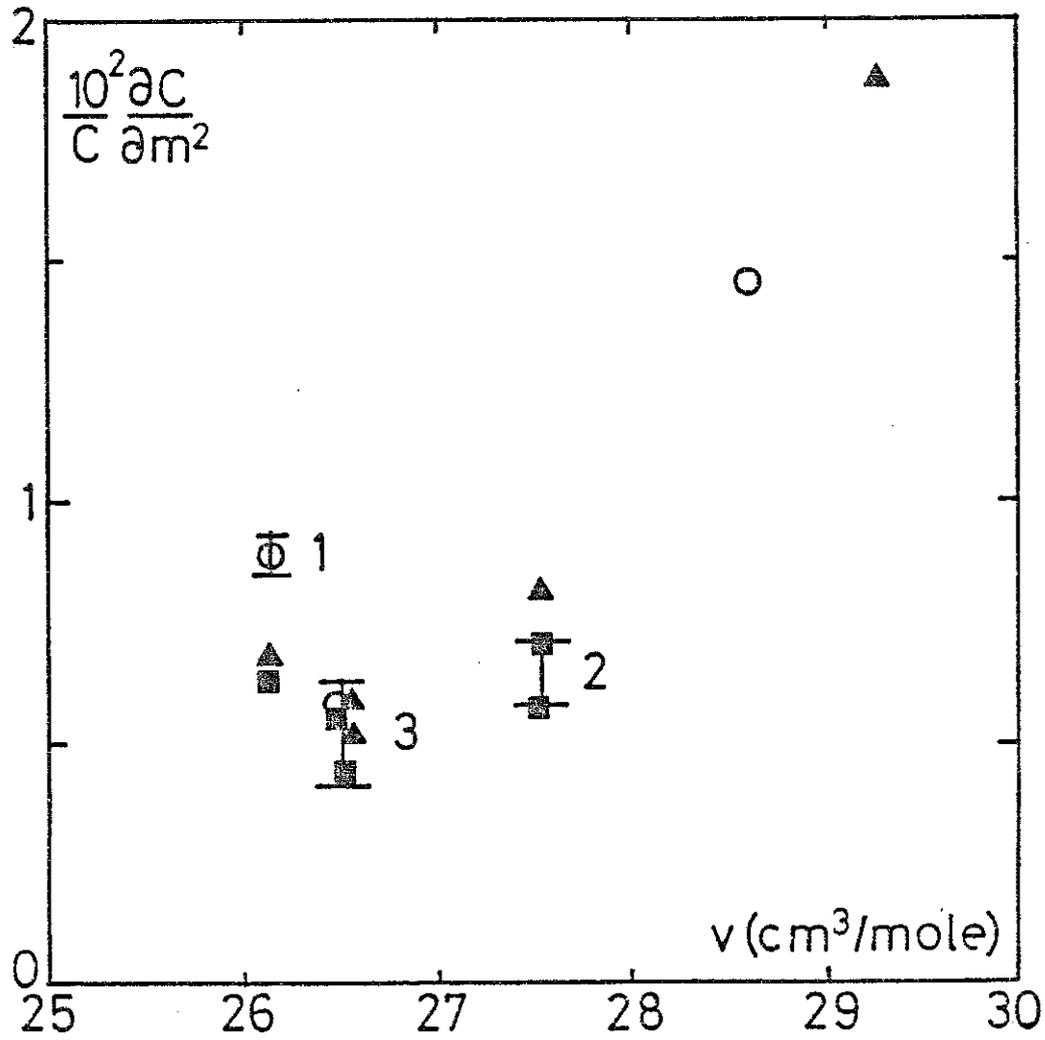


Figure VI-11 : $\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial m^2} (v_m)$

- ▲ : capteur piézo résistif
- o : tube de bourdon
- : capacité de pression

$$c_s^2 = \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_s \quad \text{vitesse isentropique}$$

$$c_T^2 = \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_T \quad \text{vitesse isotherme}$$

A 200 mK et à une fréquence de 50 MHz, nous sommes dans le régime de son hydrodynamique (Fig. I-7), la longueur d'onde sonore est de 6 μ environ, le temps de diffusion thermique sur cette longueur est de l'ordre de 1 milliseconde ($D \sim 5 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$), pour un temps caractéristique $1/\nu$ égal à 20 ns : la vitesse du son mesurée c est sans aucun doute isentropique :

$$c^2 = \left. \frac{\partial P}{\partial \rho} \right|_s$$

Ne mesurant pas le volume molaire v mais la pression P , nous avons à calculer :

$$\frac{1}{c} \left. \frac{\partial c}{\partial m^2} \right|_P$$

qui se décompose en deux contributions :

$$\frac{1}{c} \left. \frac{\partial c}{\partial m^2} \right|_P = \frac{1}{c} \left. \frac{\partial c}{\partial m^2} \right|_v + \frac{1}{c} \left. \frac{\partial c}{\partial P} \right|_{m^2} \frac{\partial P}{\partial m^2} \Big|_v \quad \text{VI-(1)}$$

le premier terme ($1/c \partial c / \partial m^2|_v$) étant la variation de vitesse avec m à **volume molaire constant** (variation de compressibilité), le second représentant le changement de la vitesse du son dû à la **variation de volume molaire** avec l'aimantation (terme de magnétostriction).

Grâce aux relations de Maxwell, on peut exprimer ces deux termes en fonction des propriétés du liquide ^3He :

$$\frac{1}{c} \left. \frac{\partial c}{\partial m^2} \right|_v = \frac{v^2}{4Mc^2} \left[\left. \frac{\partial^2 1/\chi}{\partial v^2} \right|_T + 2 \frac{\alpha T}{KC_v} \left. \frac{\partial}{\partial T} \right|_v \left. \frac{\partial 1/\chi}{\partial v} \right|_T + \left(\frac{\alpha T}{KC_v} \right)^2 \left. \frac{\partial^2 1/\chi}{\partial T^2} \right|_v \right] \quad \text{VI-(2)}$$

- v : volume molaire
 α : dilatation thermique à pression constante
 K : compressibilité isotherme
 M : masse molaire
 C_v : chaleur spécifique à volume constant
 χ : susceptibilité magnétique

et

$$\frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial P} \Big|_m^2 \frac{\partial P}{\partial m^2} \Big|_v = \frac{1}{2} \frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial P} \Big|_T \frac{\partial 1/\chi}{\partial v} \Big|_T \quad \text{VI-(3)}$$

Dans le domaine où la susceptibilité est indépendante du champ magnétique, on écrit :

$$\frac{1}{\chi(T)} = RT_M(T)$$

et on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial m^2} \Big|_P = & \frac{v^2}{4Mc^2} \frac{\partial^2 RT_M}{\partial v^2} \Big|_T + \frac{v^2}{2Mc^2} \frac{\alpha T}{KC_v} \frac{\partial}{\partial T} \Big|_v \frac{\partial RT_M}{\partial v} \Big|_T \\ & + \frac{v^2}{4Mc^2} \left(\frac{\alpha T}{KC_v} \right)^2 \frac{\partial^2 RT_M}{\partial T^2} \Big|_v + \frac{1}{2} \frac{1}{c} \frac{\partial c}{\partial P} \Big|_T \frac{\partial RT_M}{\partial v} \Big|_T \end{aligned} \quad \text{VI-(4)}$$

On trouve [Appendice A] :

- $v(P,T)$, $\alpha_p(v,T)$, $K_T(P,v)$ dans [ABRAHAM, 1971].
- $c(T,v,P)$ dans [ABRAHAM, 1971] et [ROACH, 1983] ou à 200 mK par nos résultats (cf. III-B).
- $T_M(T,v)$ dans [RAMM, 1970].
- $C_v(T,v)$ dans [GREYWALL, 1983].

Dans notre gamme de pression (de 12 bar à 29 bar), toutes ces valeurs peuvent être linéarisées en fonction du volume molaire ($26 \text{ cm}^3 < v < 30 \text{ cm}^3$) sans erreur appréciable (inférieure à 2 %).

Nous avons utilisé (v en cm^3/mole) pour $T = 200 \text{ mK}$:

$$\alpha = 5,13 \cdot 10^{-4} v - 2,22 \cdot 10^{-2} \text{ (K}^{-1}\text{)}$$

$$K = 1,53 \cdot 10^{-3} v - 3,48 \cdot 10^{-2} \text{ (bar}^{-1}\text{)}$$

$$c = -25,5 v + 1070 \text{ (m/s)}$$

$$T_M = .0134 v - 0.076 \text{ (K)}$$

Une loi décrivant bien la variation de T_M avec la température est donnée par (corroilaire de la théorie des paramagnons) :

$$T_M^2(T) = T_M^2(0) + \beta T^2 \quad \beta \cong 1$$

Les dérivées $\partial T_M / \partial T$ et $\partial^2 T_M / \partial T^2$ sont alors facilement calculables et le troisième et quatrième termes de l'équation VI-(4) se réécrivent :

$$-\frac{v^2}{2Mc^2} \frac{\alpha}{KC_v} \left(\frac{T}{T_M}\right)^2 \frac{\partial T_M}{\partial v} \Big|_T + \frac{v^2}{4Mc^2} \left(\frac{\alpha}{KC_v}\right) \left(\frac{T}{T_M}\right)^2 \left(1 - \left(\frac{T}{T_M}\right)^2\right) \quad \text{VI-(5)}$$

Le problème surgit pour l'évaluation de la dérivée seconde $\partial^2 T_M / \partial v^2 \Big|_T$: dans la gamme $26\text{--}30 \text{ cm}^3/\text{mole}$, T_M est linéaire avec le volume molaire aux erreurs expérimentales près (Fig. VI-12 ; $\Delta T_M / T_M = \pm 0,2 \%$ [RAMM, 1970]). La dérivée seconde semble donc très proche de zéro mais, vu l'importance du terme qui lui est proportionnel, il est prudent de lui assigner une barre d'erreur. Les deux solutions raisonnables possibles sont de prendre comme valeur pour $\partial^2 T_M / \partial v^2$ la courbure maximale passant dans les barres d'erreur (ligne continue de la figure VI-12) ou la valeur donnée par un fit polynomiale de degré deux englobant toutes les valeurs $T_M(v)$ ($26,5 < v < 35,5 \text{ cm}^3/\text{mole}$) données par [RAMM, 1970] (ligne pointillée de la Fig. VI-12). Ces deux valeurs sont égales en valeur absolue ($\cong 5 \cdot 10^{-4} \text{ K/cm}^6$) mais de signe opposé. Nous prendrons donc $\partial^2 T_M / \partial v^2 = \pm 5 \cdot 10^{-4} \text{ K/cm}^6$.

La contribution de chacun des trois derniers termes est montrée sur la figure VI-13 et leur somme plus l'incertitude liée à l'indétermination de $\partial^2 T_M / \partial v^2$ apparaît sur la figure VI-14 sur laquelle nous avons porté nos points expérimentaux. Les variations

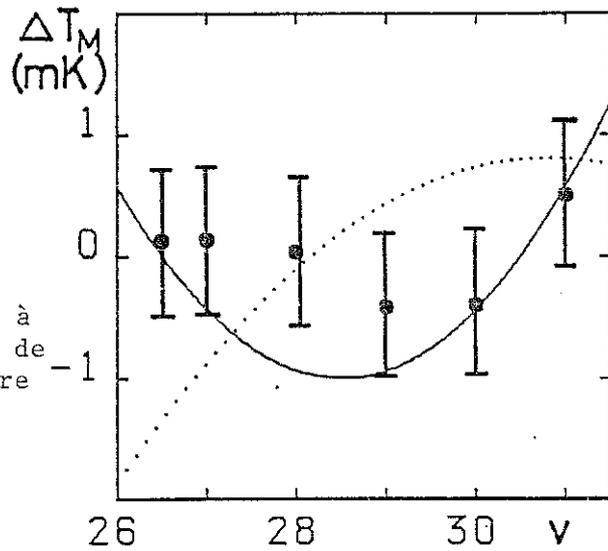


Figure VI-12 : ΔT_M : écart par rapport à une dépendance linéaire de T_M avec le volume molaire

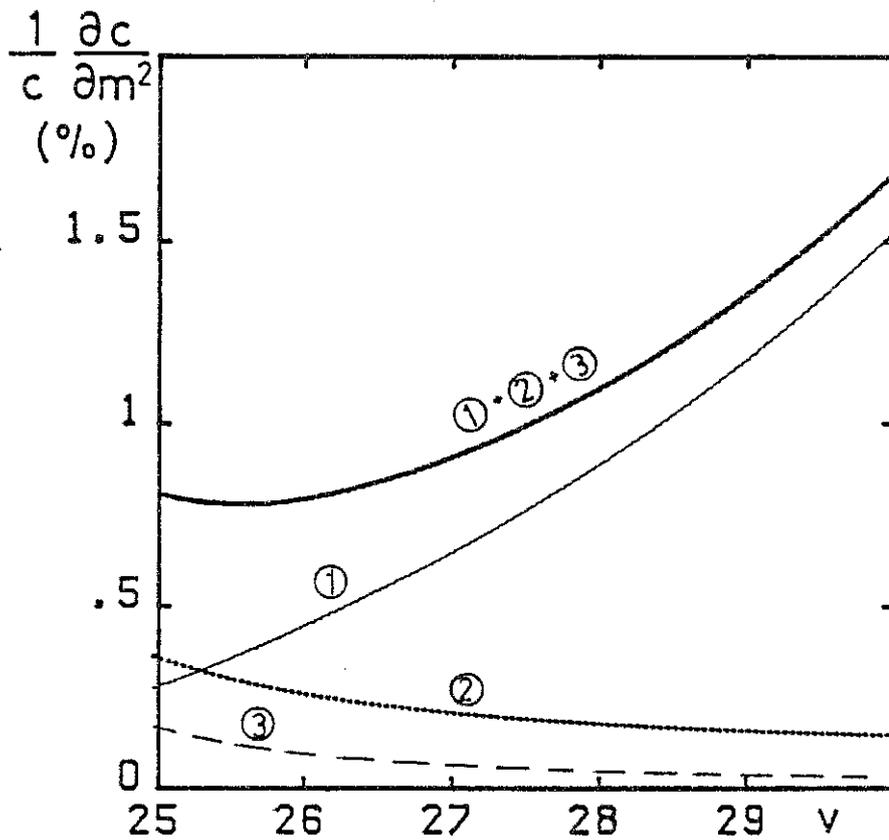


Figure VI-13 : 1 : terme de magnétostriction
 2 : terme $\propto \frac{\partial T_M}{\partial v}$
 3 : terme $\propto \frac{\partial^2 T_M}{\partial T^2}$ } cf. formule VI-4

de $1/c \partial c / \partial m^2|_p$ avec la température sont négligeables par rapport au flou apporté par le terme proportionnel à $\partial^2 T_M / \partial v^2$.

Cette dernière figure montre donc l'accord qualitatif de nos mesures de $1/c \partial c / \partial m^2$ avec le calcul thermodynamique supposant une susceptibilité constante avec le champ magnétique. Compte tenu des incertitudes, l'accord quantitatif existe aussi mais la dispersion de nos mesures ne nous permet pas de déterminer précisément $\partial^2 T_M / \partial v^2$.

Avant d'aller plus loin dans l'analyse de nos résultats, remarquons que les pentes obtenues résultant d'expériences faites sous fort champ **effectif** correspondent aux valeurs que l'on calcule à partir de la thermodynamique en utilisant un "vrai" champ (champ statique : $\mu_+ = \mu_-$). Nos expériences confirment l'équivalence entre le champ effectif m/χ et un champ extérieur de même valeur.

Les résultats que nous avons obtenus sont difficiles à comparer aux travaux théoriques, ceux-ci étant souvent effectués à **température nulle**.

On peut cependant calculer par VI-4 les valeurs prédites par la thermodynamique à $T = 0$ dans l'hypothèse χ indépendant du champ magnétique. L'équation VI-4 se réduit à deux termes qui se calculent de la même façon que dans le paragraphe précédent (Fig. VI-15) et posent les mêmes problèmes quant au terme à densité constante. Nous avons porté sur la figure VI-15 les prédictions de STRINGARI [STRINGARI, 1986] pour les deux termes donnant la pente $1/c \partial c / \partial m^2|_p$. L'indétermination quant aux dérivées de T_M avec le volume molaire subsiste dans la méthode qu'il utilise et est sans doute la raison du désaccord quantitatif entre les deux déterminations du terme magnétostrictif (formule VI-(3)).

On pourrait qualitativement comparer les valeurs de $c(m=1) - c(0)$ à densité constante calculées à partir de la détermination de $1/c \partial c / \partial m^2|_v$ de STRINGARI avec les valeurs de $c(m=1) - c(0)$ obtenues par MANOUSAKIS et al [MANOUSAKIS, 1983] à partir d'une théorie microscopique de ^3He polarisé (Fig. VI-16) qui semble plus capable de décrire ^3He complètement polarisé que ^3He dans l'état d'aimantation nulle.

Il n'y a en fait pas de raison de comparer les deux résultats en présence, le calcul de STRINGARI étant effectué dans le **domaine linéaire** (χ indépendant de m) : Le but de cette figure est plutôt de donner un ordre de grandeur des effets non linéaires qui pourraient apparaître pour les très fortes polarisations.

FIGURE VI-14: évolution de la pente $1/c \cdot dc/dm^2$ en fonction du volume molaire
 Zone hachurée: incertitude "thermodynamique"

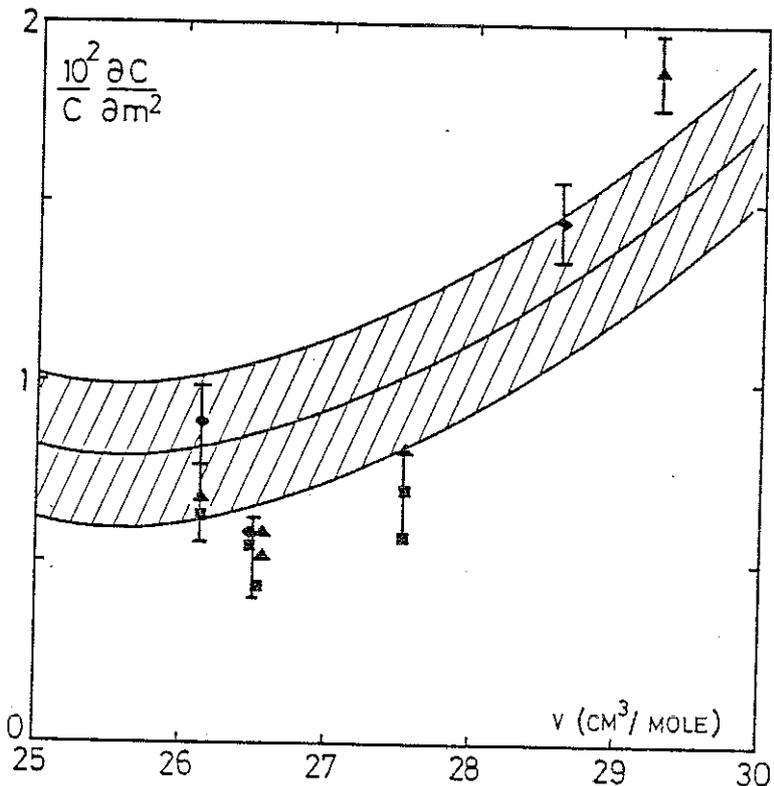


Figure VI-15 : T = 0

- : notre estimation
- : $\Delta c/c$ à volume constant
- - - : magnétostriction pour STRINGARI

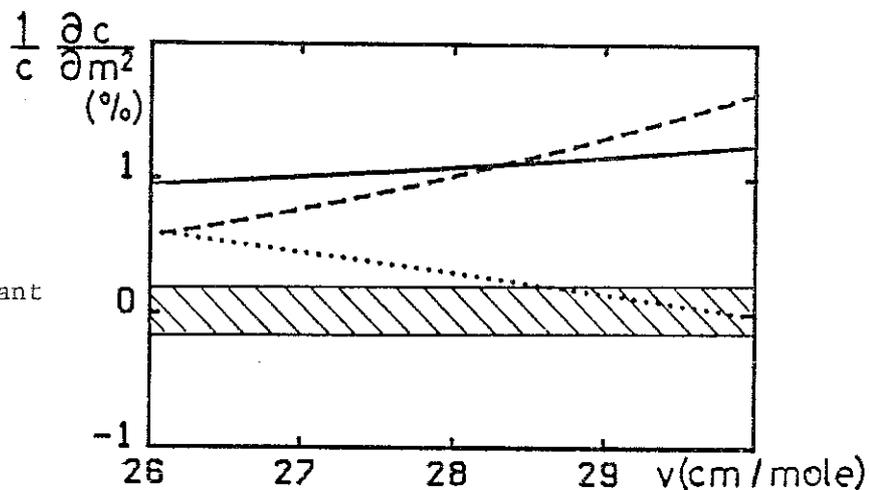
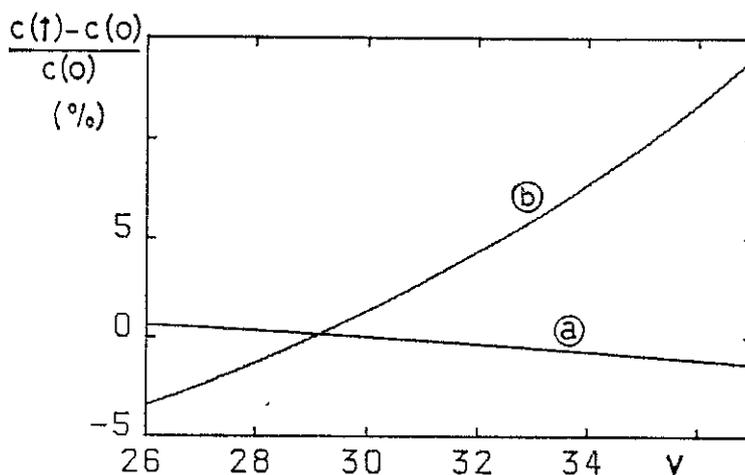


Figure VI-15 : T = 0

- $\Delta c/c$ à volume constant
- (a) STRINGARI
- (b) MANOUSAKIS (m=1)



Nos mesures ne montrent pas de tels effets. Quand doit-on les attendre ?

2 - Effets non linéaires

a) Dans la théorie des paramagnons

Un développement de Landau de l'énergie libre conduit à une variation de vitesse du son $\Delta c/c$ de la forme :

$$\Delta c/c = Am^2 + Bm^4 + o(m^4)$$

Nos résultats (Fig. VI-5) ne présentant pas de terme en m^4 , on ne peut que donner une valeur maximale pour B. Cette valeur B(v) dépend du volume molaire et sa valeur absolue est systématiquement trouvée inférieure à A(v) (la valeur de A est donnée par la figure VI-11 ou 14).

Cette affirmation pourrait être comparée au développement basse température et bas champ ($T \ll T_{F/S}$; $\mu H \ll kT_{F/S}$) de la susceptibilité magnétique donné par BEAL-MONOD et al (cf. Ch. II, [BEAL-MONOD, 1983]) qui ne dépend que du facteur de Stoner ($S = \chi/\chi_0$) et des paramètres du gaz de Fermi. Malheureusement, les températures que nous avons obtenues à la suite de nos décompressions semblent trop élevées pour satisfaire à la condition $T \ll T_M$ ($T \sim 200$ mK, $T_M \cong 200$ mK). On aura cependant une idée de la grandeur des effets non linéaires en prenant ce modèle à température nulle pour une bande d'énergie parabolique :

$$\begin{aligned} \frac{m}{H} &= S\chi_0 \left(1 - \frac{1}{6} S^3 \frac{H^2}{T_F^2}\right) \\ &= \frac{1}{T_M} \left(1 - \frac{S}{6} \left(\frac{H}{T_M}\right)^2\right) \end{aligned}$$

d'où

$$\frac{H}{m} = \frac{1}{\chi(m)} = T_M + \frac{4}{81} T_F m^2$$

On peut alors calculer les dérivées de H/m — ce sont elles qui interviennent dans le calcul de $1/c \partial c / \partial m^2$ — :

$$\frac{\partial H/m}{\partial v} = \frac{\partial T_M}{\partial v} - \frac{8}{243} \frac{T_F}{v} m^2$$

qui, dans notre gamme de volume molaire, devient :

$$\frac{\partial H/m}{\partial v} \sim - 1,2 \cdot 10^{-2} - 7,3 \cdot 10^{-3} m^2 \text{ [K/cm}^3\text{]}$$

Le coefficient en m^2 pour le terme de magnétostriction ($1/2 \ 1/c \ \partial c / \partial P \ \partial R T_M / \partial v$) est donc trouvé deux fois plus faible que le terme constant. Pour la contribution à $\Delta c/c$ due au terme à densité constante :

$$\frac{\partial^2 H/m}{\partial v^2} = \frac{\partial^2 T_M}{\partial v^2} + \frac{40}{529} \frac{T_F}{v^2} m^2$$

$$\equiv \frac{\partial^2 T_M}{\partial v^2} + 5,4 \cdot 10^{-4} m^2 \text{ [K/cm}^6\text{]}$$

Le terme non linéaire ($5,4 \cdot 10^{-4} m^2$) est plus de 10 fois inférieur à celui du même ordre dû à la magnétostriction ($7,3 \cdot 10^{-3} m^2$).

Cette dernière formule est intéressante car elle montre que des expériences à volume constant permettraient non seulement de déterminer cette mystérieuse dérivée seconde, mais de plus, si elle est aussi proche de zéro que les valeurs de RAMM et al le laissent penser, le terme non linéaire pourrait alors, lui, être bien supérieur.

Nous avons donc montré que, à température nulle, la prédiction du modèle de HUBBARD (ou du modèle des paramagnons) conduit à des termes non linéaires très faibles compatibles avec nos expériences. Pour des températures finies, la contribution du terme en $(H/T_F \ T/T_F)^2$ (cf. II-A-2) semble diminuer encore l'écart à une loi $\Delta c/c$ purement linéaire.

Nous allons voir cependant que, sorti de ce modèle des paramagnons, le régime des très fortes aimantations peut moduler la vitesse du son.

b) Métamagnétisme ?

Les expériences faites sur la courbe de fusion à très haut champ effectif (Ch. V) ont montré un caractère anormal de la susceptibilité magnétique (métamagnétisme). Nous avons alors souligné que ce comportement devait être confirmé par ailleurs, dans du liquide massif en particulier. C'était une de nos motivations pour mesurer la vitesse du son en fonction de la polarisation. Qu'en est-il à présent de cette hypothèse du métamagnétisme ?

Nous avons montré que tout calcul sur la variation de la vitesse du son avec la polarisation nécessite la connaissance de la variation de la susceptibilité avec le volume molaire. Si celle-ci est relativement bien connue pour les faibles aimantations ($m > \text{qqes } \%$), la dépendance de l'éventuelle aimantation "critique" (correspondant au maximum de $\chi(m)$; Fig. V-15) n'a pas été étudiée. On ne peut alors faire que deux hypothèses assez simplificatrices pour donner une idée des conséquences du métamagnétisme sur la vitesse du son.

La première hypothèse suppose une transition vers ce nouvel état apparaissant à la même aimantation m_c quel que soit le volume molaire (Fig. VI-17(a)), tandis que la seconde serait caractérisée par un champ critique H_c (indépendant du volume molaire (Fig. VI-17(b))).

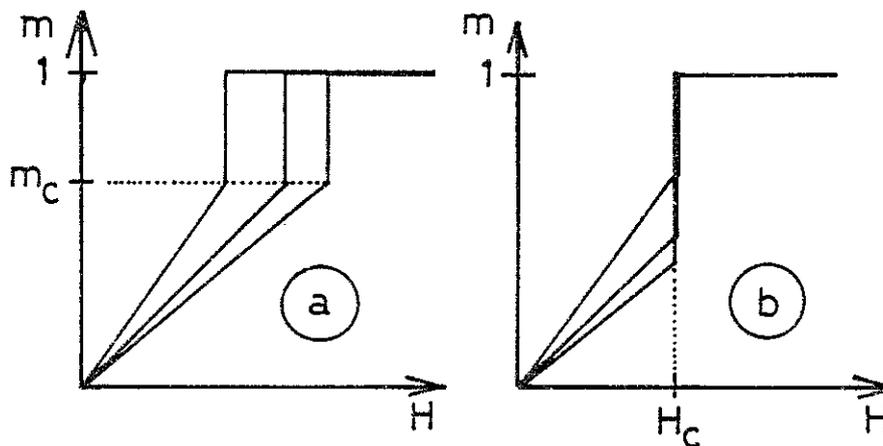


Figure VI-17 : Nos deux hypothèses pour le métamagnétisme

Une aimantation saturée après la transition n'a pas beaucoup d'importance car nous nous intéresserons à l'évolution de la vitesse du son au passage vers le nouvel état

($m \equiv m_c$, $H \equiv H_c$). Par contre, une transition abrupte est une hypothèse très simplificatrice, mais elle nous semble donner une idée (sans doute exagérée) des effets possibles. Dans le cadre de ces hypothèses, on peut alors calculer les dérivées de H/m avec le volume molaire, normalisées à celles à basse aimantation ($\partial RT_M/\partial v$) et en déduire $\Delta c/c(m^2)$ (Fig. VI-18).

La comparaison avec nos mesures est claire : nos résultats ne montrent aucune déviation confirmant une transition métamagnétique. Celle-ci doit-elle être rejetée à la vue de nos résultats ?

Il faut être prudent :

- i) On ne connaît pas la variation des paramètres (m_c , H_c , T_c) caractérisant cette éventuelle transition avec le volume molaire d'une part, avec la température d'autre part. Nous rappelons que l'expérience mettant en évidence le renforcement de la susceptibilité (Ch. V) a été faite à 31 bar ($v \equiv 26 \text{ cm}^3$) et à 100 mK ; dans de telles conditions le pic de $\chi(m)$ est déjà assez large, contrairement aux hypothèses que nous avons faites dans ce paragraphe. Dans le cas de nos expériences ultrasonores, la température est deux fois plus élevée et la pression inférieure à 29 bar. Les interactions sont alors moins importantes et affectées par la température (la figure I-6 montre que, dès 100 mK, le régime de Fermi n'est plus respecté). Cette transition dans ces conditions pourrait être rejetée à une aimantation plus importante que nous n'avons pas atteinte dans cette expérience. Ceci pourrait expliquer le comportement "trivial" $\Delta c/c$ linéaire en m^2 .
- ii) L'effet de la température pourrait aussi arrondir encore plus la transition. Elle deviendrait similaire à un comportement "presque métamagnétique" (Fig. II-6). Ainsi, une transition apparaissant à aimantation constante, comme le laissent supposer les résultats à température nulle de VOLLHARD et de BEDELL (Fig. II-5 et II-6a) ne serait plus discernable par nos expériences.

3 - Conclusion

Nos résultats expérimentaux s'accordent avec une susceptibilité indépendante de l'aimantation. Cependant, nous avons montré qu'une transition métamagnétique (ou presque métamagnétique) ainsi qu'une variation de la susceptibilité avec l'aimantation ne sont malgré tout pas forcément à écarter.

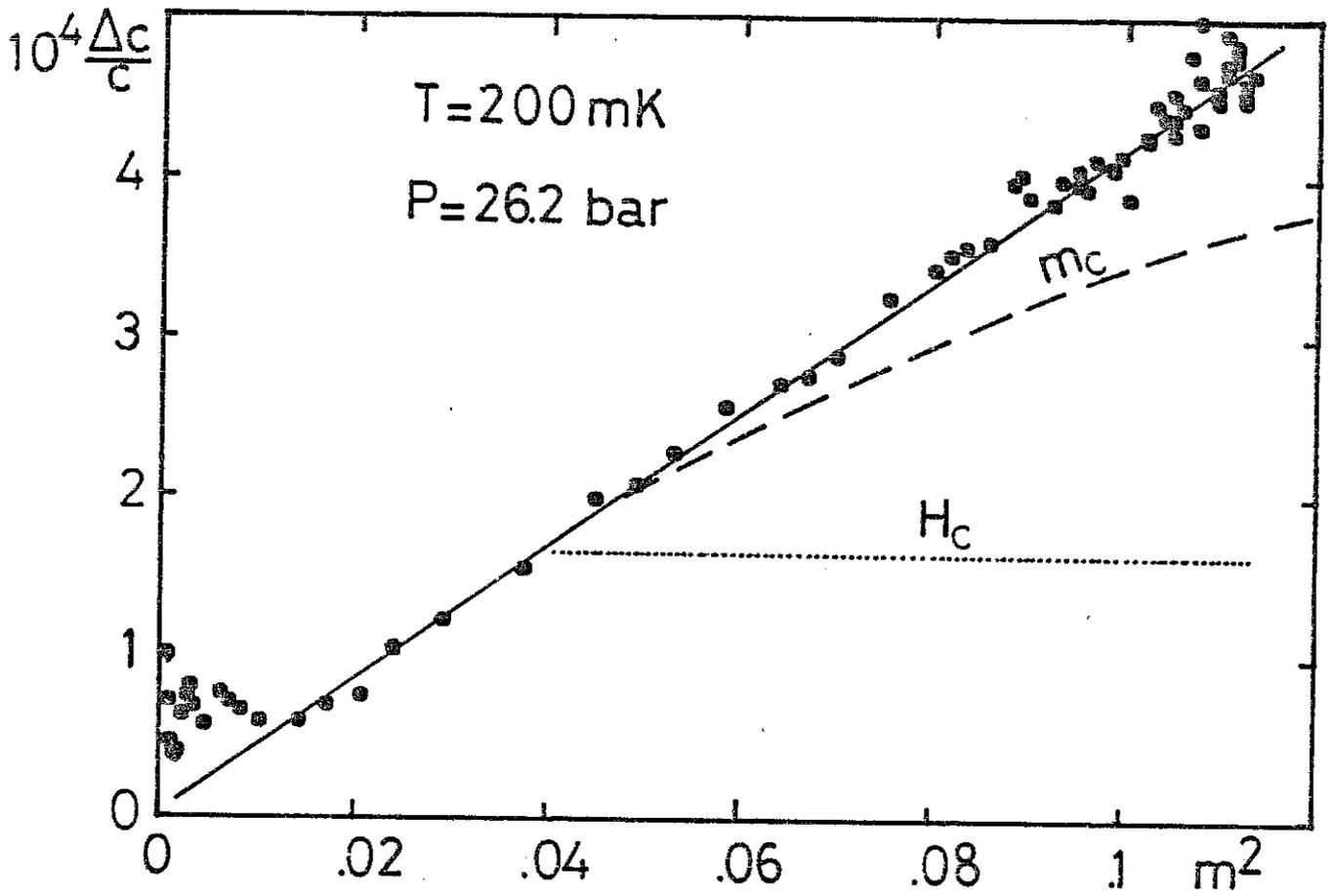


Figure VI-18: ●: Nos mesures ($P = 26$ bar)
 -- : transition à aimantation constante
 ... : transition à champ constant

La température atteinte dans cette expérience est sans doute suffisamment importante pour brouiller les effets dus à la forte aimantation ($m = 30 \% \Rightarrow H_{\text{eff}} \cong 110 \text{ Tesla} \cong 90 \text{ mK}$, $T = 200 \text{ mK}$). Des effets non linéaires auraient pu apparaître avec des sensibilités accrues d'un ordre de grandeur ou une aimantation du liquide encore plus importante.

Il semble donc que les investigations sur ce liquide polarisé passent par une nouvelle étape expérimentale consistant à l'obtenir à basse température ($T \leq 50 \text{ mK}$).

Les avantages seraient alors multiples :

A 50 mK , le temps de relaxation de l'aimantation T_1 est considérablement accru (Fig. II-17). VERMEULEN et al. [VERMEULEN, 1986] ont confirmé que, par décompression rapide, on pourrait obtenir du liquide fortement polarisé relaxant avec un T_1 de l'ordre de 30 minutes ! Dans ces conditions, les mesures pourraient être effectuées quasiment comme si l'aimantation était statique et leur précision en serait substantiellement améliorée.

Des raisons diverses peuvent expliquer que la transition magnétique n'ait pas été observée dans cette expérience. Des expériences à plus basse température sembleraient plus aptes à apporter une réponse à la question :

$L^3\text{He}$ est-il métamagnétique ?

D'autres liquides de Fermi présentent des propriétés similaires à celles de $l^3\text{He}$: les composés à fermions lourds. Certains d'entre eux présentent sans ambiguïté une transition métamagnétique (Fig. VI-19b). La variation de la vitesse du son associée à ce phénomène a été mesurée [KOUROUDIS, 1987] (Fig. VI-19b).

A $1,5 \text{ K}$, elle atteint 15% ! Mais ces expériences sont effectivement faites à des températures bien inférieures à la température magnétique caractéristique ($T_M \sim 24 \text{ K}$) : Il semble bien que les très basses températures soient le secret pour atteindre des comportements spectaculaires pour $l^3\text{He}$ liquide polarisé.

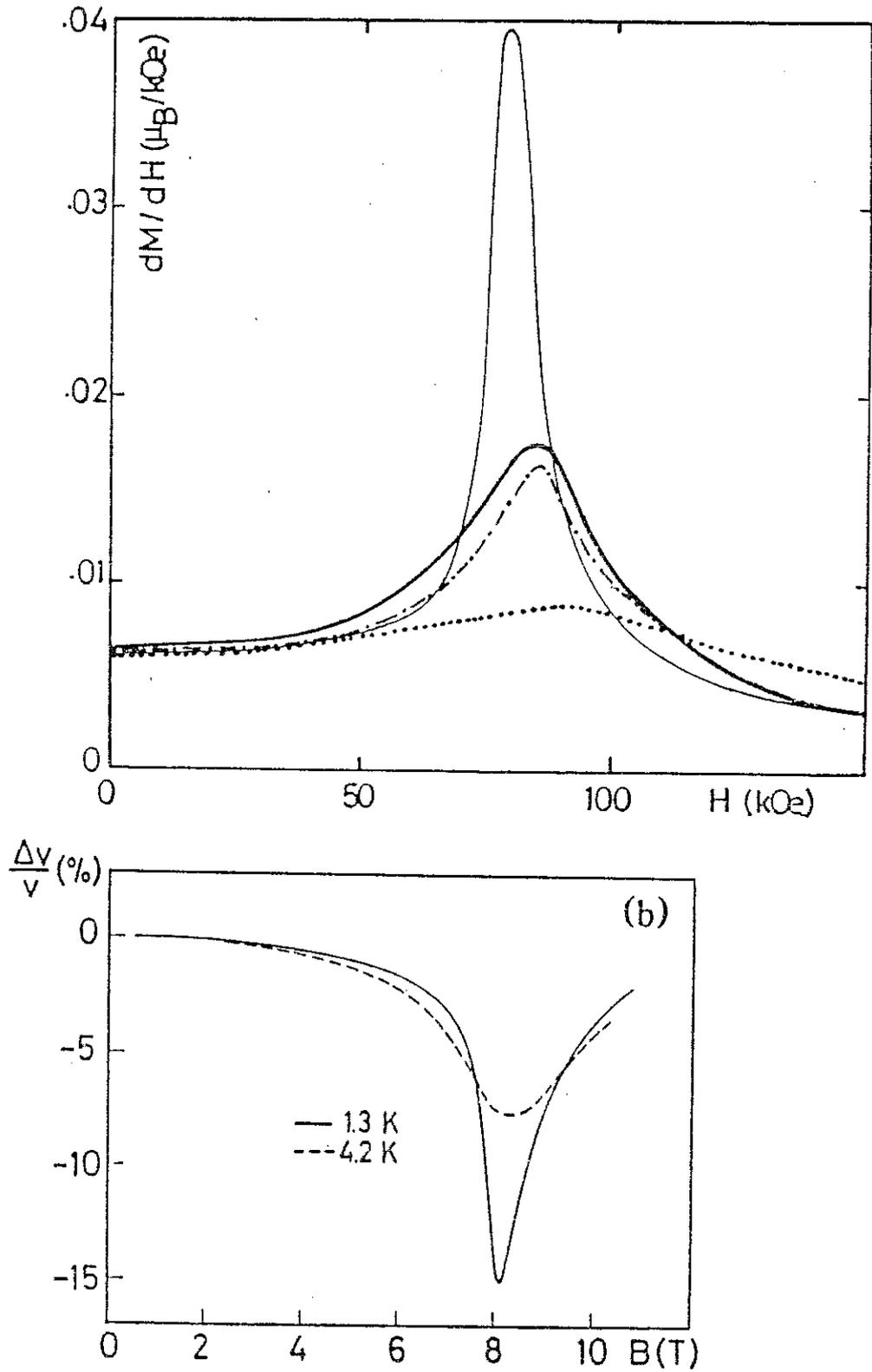


Figure VI-19 : CeRu_2Si_2 : métamagnétisme et vitesse du son
 haut $\chi(H)$; bas $\Delta c/c(H)$

CONCLUSION

Après l'obtention de liquide ^3He fortement polarisé, il restait à démontrer que la mesure des propriétés de ce liquide hors équilibre était possible dans ces conditions expérimentales où l'aimantation ne survit que quelques minutes, voire quelques dizaines de secondes.

Dans nos expériences, un abaissement de la courbe de fusion ainsi qu'une augmentation de la vitesse du son a été mesuré et nous avons démontré que ces deux effets sont dus à l'aimantation du liquide, obtenue par la fusion rapide du solide polarisé. Cette démonstration a nécessité certaines précautions et vérifications que nous estimons indispensables pour éviter ou calibrer les effets parasites causés par la méthode de préparation de l'échantillon liquide.

A 200 mK, nous avons obtenu une dépendance de la vitesse du son quadratique avec l'aimantation et ceci jusqu'à des polarisations de 30 %. Ce résultat est une preuve expérimentale que l'introduction du concept de champ magnétique effectif est adéquate à l'analyse de telles expériences **hors équilibre** : les variations avec l'aimantation des grandeurs thermodynamiques peuvent être calculées grâce aux équations thermodynamiques écrites à l'**équilibre** en utilisant le champ effectif comme s'il était **appliqué**, la seule inconnue étant alors la variation de la susceptibilité avec l'aimantation dont la détermination est justement un des buts de l'étude du liquide ^3He polarisé.

Nos expériences ont montré que, aussi bien pour la vitesse du son que pour l'abaissement de la courbe de fusion, un régime linéaire en m^2 est bien défini. Un tel comportement traduit une indépendance de la susceptibilité avec l'aimantation. Pour trancher entre les différentes théories, il faudra mesurer un écart à cette loi et ceci nécessitera une amélioration substantielle de la précision des mesures, celle-ci devant subsister lors des décompressions rapides. On peut se demander si les mesures faites sous les forts champs magnétiques disponibles à l'heure actuelle ne sont pas concurrentielles dans le domaine des faibles aimantations avec la méthode de polarisation utilisée dans nos expériences.

D'un autre point de vue, on peut considérer cette faible variation de la susceptibilité avec l'aimantation comme une chance pour l'expérimentateur car l'obtention du régime en m^2 est une vérification très puissante de la justesse de la procédure expérimentale et de l'analyse. Nous avons observé ce régime dans nos deux expériences (courbe de fusion et vitesse du son) et l'avons probablement retrouvé dans les expériences de DUTTA et al sur la courbe de fusion.

La question est de savoir à partir de quelle aimantation on peut observer des comportements franchement non linéaires.

D'un point de vue expérimental, nos résultats obtenus par la mesure de l'abaissement de la courbe de fusion montrent un changement de régime de ΔP avec m^2 pour des aimantations comprises entre 15 et 20 % que nous avons analysé comme un accroissement d'un facteur deux de la susceptibilité. Dans le cadre de la théorie des paramagnons, la susceptibilité se développe en :

$$\chi = S\chi_0(1 - \beta Sm^2 + o(m^4))$$

et on peut ne la considérer valable que dans la limite $Sm^2 \ll 1$. Cette condition de validité peut définir un critère pour une aimantation caractéristique, celle-ci vaut alors $1/\sqrt{S}$ et varierait entre 30 % à basse pression et 20 % à haute pression. Ceci corrobore nos résultats et il semble donc que, en dessous de 20 % environ, aucune variation spectaculaire du comportement magnétique du liquide ^3He n'est à attendre.

Dans le domaine des fortes aimantations, nos expériences ont mis en évidence une anomalie prononcée de la susceptibilité magnétique du liquide ^3He que nous analysons comme une transition métamagnétique. Dans l'état actuel des expériences, il est prématuré de trancher entre un comportement métamagnétique prédit par le modèle de fermions localisés ou un comportement presque-métamagnétique comme le suggère BEDELL et al. Notre analyse des résultats de DUTTA et al sur la courbe de fusion justifiée par les résultats à basse aimantation ($\Delta P \propto m^2$) montre aussi la signature d'une transition magnétique.

Cette anomalie de la susceptibilité rappelle celle observée dans certains composés à fermions lourds dans leur état normal comme UPt_3 et CeRu_2Si_2 et la similarité entre les liquides d' ^3He ou d'électrons semble pouvoir aller bien au-delà des effets décrits par la théorie de Landau des fermions en interaction. Nos mesures de vitesse du son n'ayant pas confirmé cette transition, il serait prématuré de vouloir dès à présent pousser trop loin la comparaison entre ces deux liquides.

Nous avons expliqué pourquoi le comportement anormal de la susceptibilité peut ne pas avoir été observé lors de nos mesures ultrasonores, la température étant assez

élevée ou(et) l'effet d'une telle anomalie magnétique n'étant pas forcément très prononcé sur une propriété élastique telle qu'est la vitesse des ondes de pression.

Le comportement métamagnétique que nous suggérons pour l'³He liquide reste donc à confirmer. Les contraintes pour une expérience montée dans cet objectif sont variées (1), les deux principales étant sans doute :

- i) l'obtention de liquide polarisé à basse température, d'une part pour allonger le temps de relaxation T_1 de l'aimantation, d'autre part pour éviter l'amollissement de la transition qui pourrait rendre les résultats expérimentaux moins probants ;
- ii) l'absence de solide ou tout au moins une analyse indépendante de ses propriétés qui sont mal connues dans l'état thermodynamique obtenu.

En effet, par delà le sujet spécifique de l'³He liquide, nos expériences montrent qu'un solide très polarisé et à des volumes molaires supérieurs à ceux existant sur la courbe de fusion d'équilibre à une température donnée a été obtenu. Les travaux théoriques menés sur le solide lacunaire deviennent d'actualité pour l'expérimentateur ; nos résultats ont été interprétés dans ce sens par BOUCHAUD et al et il semblerait bien dangereux de ne pas considérer cette analyse sous prétexte que la relaxation de l'aimantation paraît bien décrite par une loi exponentielle.

Une étude du solide dans de telles conditions de volume molaire et d'aimantation est sans doute un défi expérimental qui pourrait être amusant à relever au même titre qu'une étude de l'interface liquide-solide lors de la fusion.

Par nos expériences et l'analyse que nous en avons donné, nous pensons avoir répondu à quelques questions que soulevait la méthode d'obtention de liquide polarisé proposée par CASTAING et NOZIERES. Nous espérons avoir un peu "dégrossi" son approche expérimentale et grâce à nos essais, erreurs, ... et résultats avoir facilité ou encouragé les expériences futures.

Appendice A:
propriétés
de Helium trois liquide

A-1 : CHALEUR SPECIFIQUE et ENTROPIE [GREYWALL, 1983]

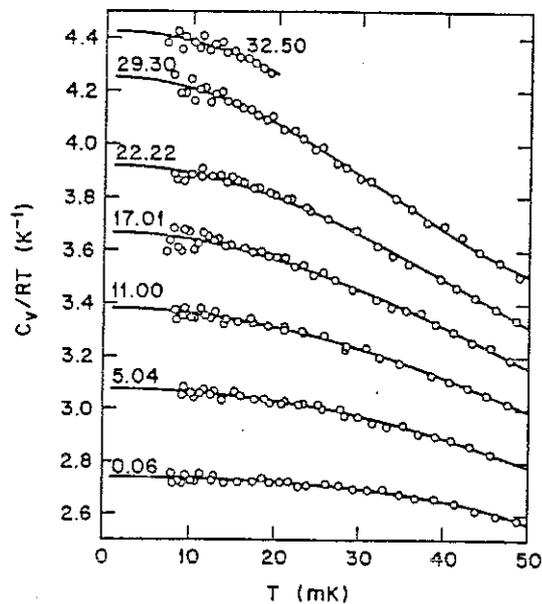


FIG. 14. Specific-heat measurements plotted as C_V/RT vs T . Numbers give the sample pressures in bars at 0.1 K. Solid curves are least-squares fits of the data using Eq. (11).

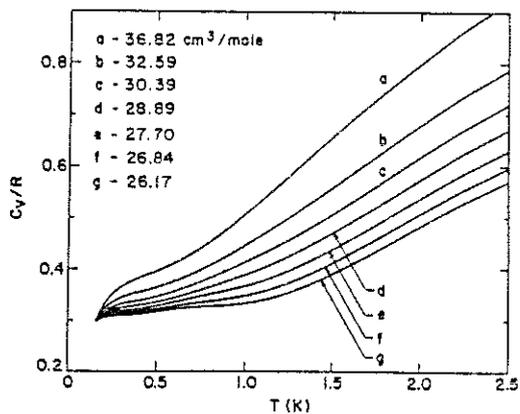


FIG. 9. High-temperature specific-heat results at several molar volumes.

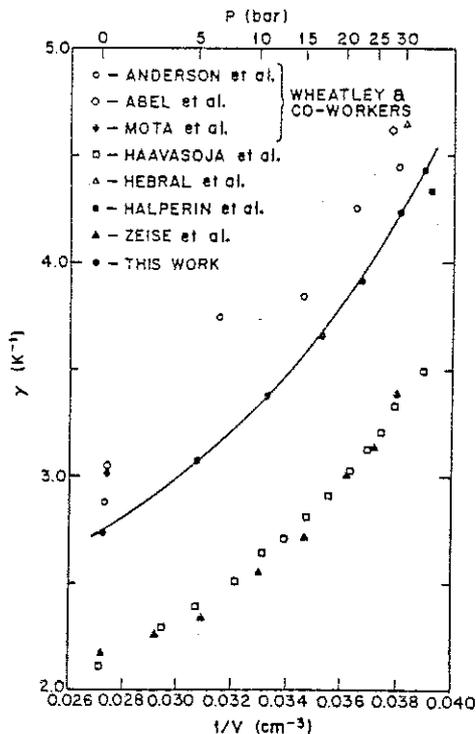


FIG. 15. Comparison of γ values derived from specific-heat measurements.



TABLE V. Smoothed thermodynamic functions for normal liquid ³He. Note that for nominal pressures of 0 and 30 bar some of the listings have P-T coordinates below the vapor curve or above the melting curve, respectively.

T (K)	C _v /R	S/R	(∂P/∂T) _v (bar/K)	P(T)-P(0) (bar)	T (K)	C _v /R	S/R	(∂P/∂T) _v (bar/K)	P(T)-P(0) (bar)
Y=16.820 P(0.1 K)=0.0					Y=32.387 P(0.1 K)=5.0				
0.005	0.0137	0.0137	-0.0245	-0.0001	0.005	0.0153	0.0153	-0.0415	-0.0001
0.010	0.0274	0.0274	-0.0489	-0.0002	0.010	0.0305	0.0306	-0.0824	-0.0004
0.020	0.0543	0.0547	-0.0971	-0.0010	0.020	0.0604	0.0610	-0.1610	-0.0016
0.040	0.1056	0.1083	-0.1882	-0.0038	0.040	0.1157	0.1202	-0.2973	-0.0063
0.060	0.1511	0.1600	-0.2681	-0.0084	0.060	0.1630	0.1764	-0.4008	-0.0133
0.080	0.1899	0.2089	-0.3336	-0.0145	0.080	0.2016	0.2288	-0.4745	-0.0221
0.100	0.2235	0.2550	-0.3850	-0.0217	0.100	0.2323	0.2773	-0.5243	-0.0321
0.150	0.2897	0.3593	-0.4085	-0.0417	0.150	0.2902	0.3837	-0.5829	-0.0603
0.200	0.3272	0.4483	-0.3863	-0.0618	0.200	0.3193	0.4717	-0.5635	-0.0891
0.250	0.3499	0.5240	-0.3391	-0.0800	0.250	0.3352	0.5448	-0.5112	-0.1161
0.300	0.3648	0.5892	-0.2801	-0.0955	0.300	0.3449	0.6068	-0.4457	-0.1400
0.350	0.3754	0.6462	-0.2164	-0.1079	0.350	0.3513	0.6605	-0.3758	-0.1606
0.400	0.3834	0.6969	-0.1516	-0.1171	0.400	0.3562	0.7077	-0.3059	-0.1776
0.450	0.3901	0.7425	-0.0877	-0.1231	0.450	0.3605	0.7499	-0.2384	-0.1912
0.500	0.3966	0.7839	-0.0256	-0.1259	0.500	0.3651	0.7881	-0.1745	-0.2015
0.600	0.4110	0.8574	0.0923	-0.1255	0.600	0.3765	0.8557	-0.0571	-0.2130
0.700	0.4296	0.9221	0.2045	-0.1076	0.700	0.3912	0.9148	0.0509	-0.2133
0.800	0.4525	0.9809	0.3160	-0.0816	0.800	0.4085	0.9681	0.1565	-0.2025
0.900	0.4787	1.0357	0.4309	-0.0443	0.900	0.4274	1.0173	0.2648	-0.1819
1.000	0.5070	1.0876	0.5515	0.0048	1.000	0.4473	1.0634	0.3781	-0.1498
1.200	0.5660	1.1852	0.8098	0.1405	1.200	0.4893	1.1486	0.6178	-0.0504
1.400	0.6257	1.2770	1.0834	0.3297	1.400	0.5340	1.2273	0.8663	0.0979
1.600	0.6845	1.3644	1.3608	0.5731	1.600	0.5808	1.3017	1.1132	0.2963
1.800	0.7417	1.4483	1.6337	0.8737	1.800	0.6287	1.3729	1.3526	0.5427
2.000	0.7965	1.5293	1.8973	1.2270	2.000	0.6760	1.4416	1.5823	0.8363
2.500	0.9191	1.7206	2.5040	2.3305	2.500	0.7853	1.6045	2.1132	1.7627
Y=30.389 P(0.1 K)=10.0					Y=28.387 P(0.1 K)=15.0				
0.005	0.0166	0.0166	-0.0596	-0.0001	0.005	0.0179	0.0179	-0.0787	-0.0002
0.010	0.0331	0.0332	-0.1182	-0.0006	0.010	0.0355	0.0357	-0.1560	-0.0008
0.020	0.0651	0.0661	-0.2298	-0.0023	0.020	0.0695	0.0708	-0.3030	-0.0031
0.040	0.1231	0.1295	-0.4189	-0.0089	0.040	0.1298	0.1382	-0.5503	-0.0117
0.060	0.1709	0.1888	-0.5570	-0.0188	0.060	0.1780	0.2004	-0.7298	-0.0246
0.080	0.2088	0.2434	-0.6525	-0.0309	0.080	0.2154	0.2569	-0.8552	-0.0406
0.100	0.2397	0.2934	-0.7163	-0.0446	0.100	0.2459	0.3082	-0.9419	-0.0586
0.150	0.2911	0.4017	-0.7931	-0.0830	0.150	0.2920	0.4180	-1.0311	-0.1086
0.200	0.3149	0.4891	-0.7752	-0.1224	0.200	0.3118	0.5051	-1.0141	-0.1600
0.250	0.3269	0.5608	-0.7203	-0.1599	0.250	0.3210	0.5758	-0.9575	-0.2094
0.300	0.3337	0.6210	-0.6514	-0.1942	0.300	0.3258	0.6348	-0.8865	-0.2555
0.350	0.3380	0.6728	-0.5786	-0.2250	0.350	0.3287	0.6852	-0.8122	-0.2980
0.400	0.3414	0.7182	-0.5069	-0.2521	0.400	0.3313	0.7293	-0.7400	-0.3369
0.450	0.3448	0.7586	-0.4387	-0.2757	0.450	0.3341	0.7685	-0.6722	-0.3720
0.500	0.3483	0.7951	-0.3749	-0.2960	0.500	0.3377	0.8038	-0.6094	-0.4041
0.600	0.3589	0.8395	-0.2587	-0.3276	0.600	0.3468	0.8662	-0.4938	-0.4592
0.700	0.3715	0.9158	-0.1499	-0.3480	0.700	0.3574	0.9204	-0.3806	-0.5029
0.800	0.3855	0.9663	-0.0395	-0.3575	0.800	0.3684	0.9689	-0.2601	-0.5352
0.900	0.4002	1.0126	0.0771	-0.3557	0.900	0.3795	1.0129	-0.1292	-0.5546
1.000	0.4156	1.0555	0.2007	-0.3419	1.000	0.3913	1.0535	0.0107	-0.5606
1.200	0.4490	1.1342	0.4620	-0.2758	1.200	0.4186	1.1372	0.3049	-0.5292
1.400	0.4869	1.2062	0.7283	-0.1568	1.400	0.4519	1.1941	0.6000	-0.4336
1.600	0.5285	1.2739	0.9883	0.0151	1.600	0.4903	1.2569	0.8836	-0.2901
1.800	0.5722	1.3386	1.2371	0.2378	1.800	0.5315	1.3170	1.1521	-0.0861
2.000	0.6162	1.4012	1.4739	0.5091	2.000	0.5732	1.3752	1.4062	0.1699
2.500	0.7182	1.5500	2.0203	1.2851	2.500	0.6698	1.5138	1.9910	1.0218
Y=27.596 P(0.1 K)=20.0					Y=26.835 P(0.1 K)=25.0				
0.005	0.0191	0.0191	-0.0996	-0.0002	0.005	0.0202	0.0203	-0.1192	-0.0003
0.010	0.0380	0.0382	-0.1976	-0.0010	0.010	0.0402	0.0404	-0.2364	-0.0012
0.020	0.0741	0.0757	-0.3836	-0.0039	0.020	0.0781	0.0801	-0.4590	-0.0047
0.040	0.1367	0.1471	-0.6967	-0.0149	0.040	0.1423	0.1550	-0.8346	-0.0178
0.060	0.1852	0.2121	-0.9253	-0.0312	0.060	0.1918	0.2226	-1.1113	-0.0374
0.080	0.2223	0.2707	-1.0884	-0.0514	0.080	0.2337	0.2831	-1.3126	-0.0617
0.100	0.2515	0.3235	-1.2059	-0.0745	0.100	0.2558	0.3373	-1.4626	-0.0896
0.150	0.2929	0.4346	-1.3050	-0.1380	0.150	0.2937	0.4494	-1.5688	-0.1662
0.200	0.3093	0.5215	-1.2888	-0.2031	0.200	0.3075	0.5361	-1.5333	-0.2445
0.250	0.3162	0.5913	-1.2308	-0.2662	0.250	0.3127	0.6054	-1.4943	-0.3208
0.300	0.3194	0.6493	-1.1584	-0.3259	0.300	0.3147	0.6625	-1.4211	-0.3929
0.350	0.3213	0.6987	-1.0835	-0.3820	0.350	0.3160	0.7112	-1.3464	-0.4629
0.400	0.3223	0.7417	-1.0118	-0.4343	0.400	0.3176	0.7535	-1.2761	-0.5284
0.450	0.3258	0.7799	-0.9454	-0.4832	0.450	0.3200	0.7910	-1.2115	-0.5906
0.500	0.3291	0.8144	-0.8839	-0.5290	0.500	0.3230	0.8249	-1.1512	-0.6496
0.600	0.3370	0.8751	-0.7676	-0.6115	0.600	0.3296	0.8844	-1.0329	-0.7589
0.700	0.3453	0.9277	-0.6463	-0.6823	0.700	0.3356	0.9356	-0.9019	-0.8558
0.800	0.3531	0.9743	-0.5111	-0.7403	0.800	0.3405	0.9808	-0.7508	-0.9386
0.900	0.3608	1.0163	-0.3613	-0.7840	0.900	0.3454	1.0212	-0.5815	-1.0053
1.000	0.3694	1.0548	-0.2006	-0.8122	1.000	0.3513	1.0579	-0.4004	-1.0545
1.200	0.3915	1.1240	0.1341	-0.8190	1.200	0.3695	1.1234	-0.0268	-1.0972
1.400	0.4213	1.1865	0.4641	-0.7589	1.400	0.3968	1.1823	0.3566	-1.0639
1.600	0.4572	1.2450	0.7771	-0.6345	1.600	0.4310	1.2374	0.6730	-0.9641
1.800	0.4964	1.3011	1.0710	-0.4493	1.800	0.4683	1.2904	0.9983	-0.7962
2.000	0.5363	1.3555	1.3478	-0.2072	2.000	0.5073	1.3418	1.2963	-0.5666
2.500	0.6234	1.4853	1.9838	0.6236	2.500	0.5959	1.4648	1.9833	0.2564
Y=26.169 P(0.1 K)=30.0					Y=25.169 P(0.1 K)=30.0				
0.005	0.0213	0.0213	-0.1375	-0.0003	0.450	0.3156	0.3017	-1.4688	-0.6937
0.010	0.0421	0.0425	-0.2728	-0.0014	0.500	0.3133	0.3351	-1.4097	-0.7661
0.020	0.0818	0.0840	-0.5298	-0.0054	0.600	0.3256	0.3936	-1.2886	-0.9007
0.040	0.1484	0.1622	-0.9648	-0.0205	0.700	0.3273	0.4933	-1.1471	-1.0256
0.060	0.1979	0.2322	-1.2880	-0.0432	0.800	0.3296	0.5977	-0.9798	-1.1201
0.080	0.2348	0.2945	-1.5274	-0.0715	0.900	0.3320	0.6266	-0.7916	-1.2179
0.100	0.2594	0.3500	-1.7102	-0.1040	1.000	0.3358	0.6818	-0.5910	-1.2873
0.150	0.2943	0.4630	-1.8219	-0.1931	1.200	0.3509	0.8242	-0.1811	-1.3643
0.200	0.3061	0.5496	-1.8068	-0.2341	1.400	0.3763	1.1801	0.2134	-1.3608
0.250	0.3099	0.6133	-1.7472	-0.2731	1.600	0.4091	1.2324	0.5814	-1.2816
0.300	0.3111	0.6750	-1.6738	-0.4586	1.800	0.4457	1.2827	0.9229	-1.1298
0.350	0.3119	0.7230	-1.5999	-0.5404	2.000	0.4832	1.3316	1.2451	-0.9133
0.400	0.3133	0.7647	-1.5313	-0.6196	2.500	0.5629	1.4489	1.9812	-0.1026

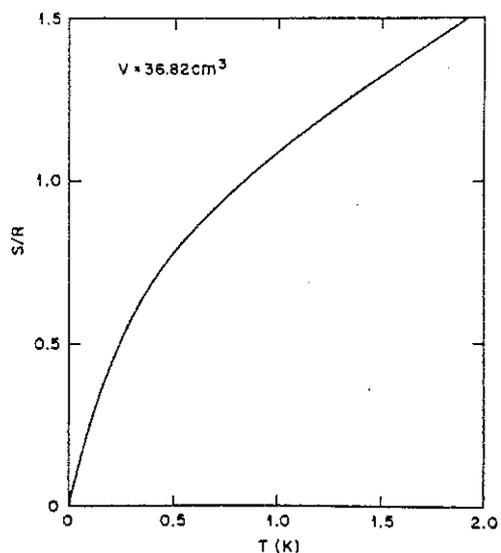


FIG. 10. ^3He entropy at a molar volume of 36.82 cm^3 .

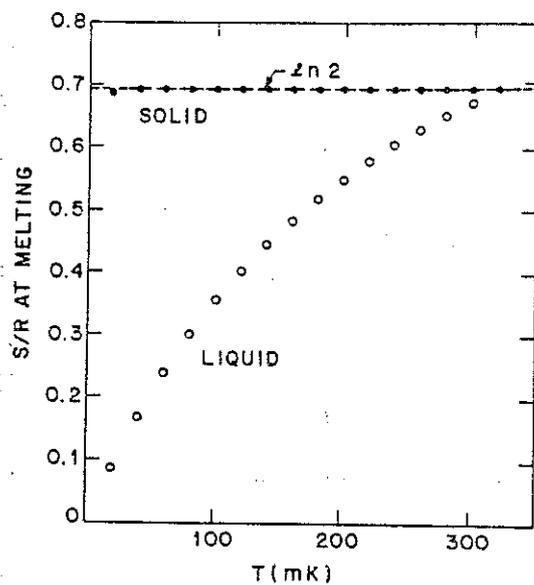


FIG. 17. Entropy of liquid and solid ^3He along the melting curve determined using the measured liquid specific heat and Eqs. (12) and (13).

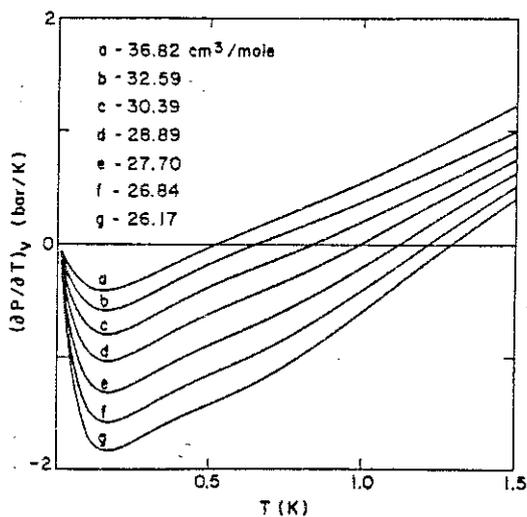


FIG. 12. Derivative $(\partial P / \partial T)_\gamma$ along several isochores.

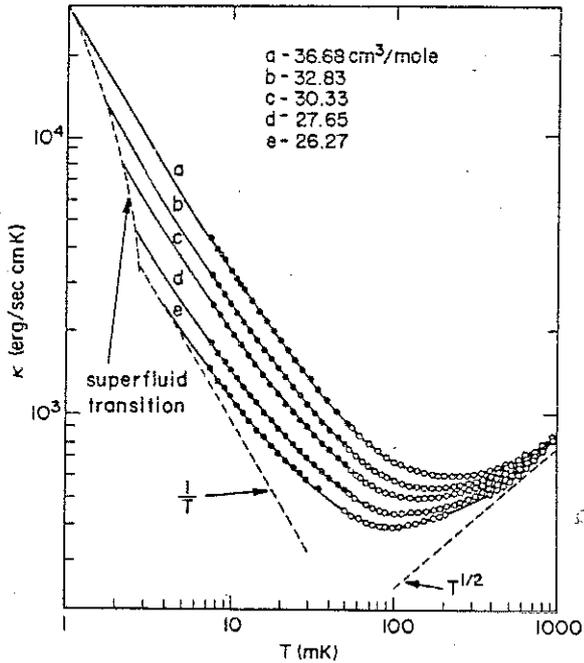


FIG. 6. Thermal-conductivity data for normal liquid ³He on log-log scales. The solid and open circles represent data obtained using the cells shown in Figs. 1 and 2, respectively.

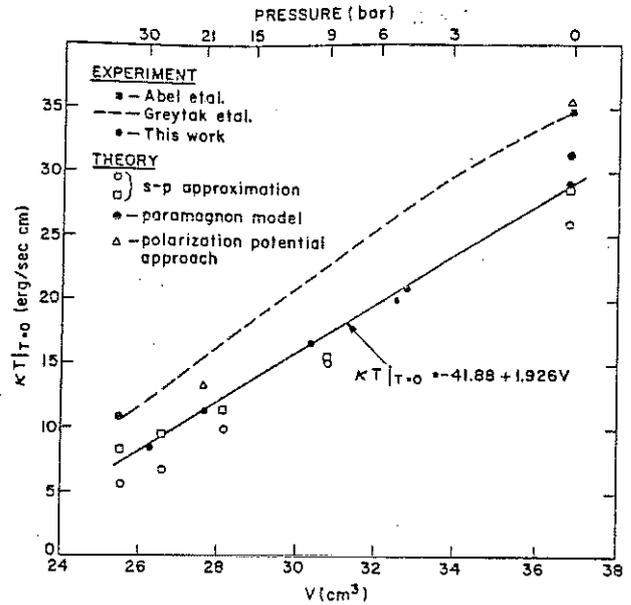


FIG. 11. Thermal conductivity of normal liquid ³He at $T=0$ K. Details are given in the text.

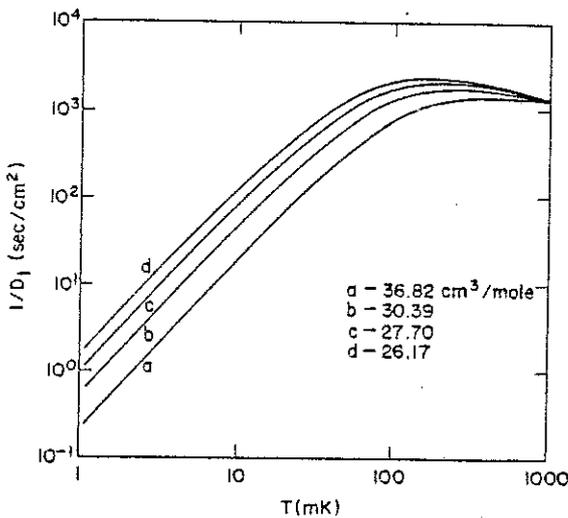


FIG. 10. Inverse of the thermal diffusivity plotted vs the temperature. The diffusivity was determined using Eqs. (6) and (7) for the thermal conductivity and Eqs. (7) and (8) of Ref. 1 for the specific heat.

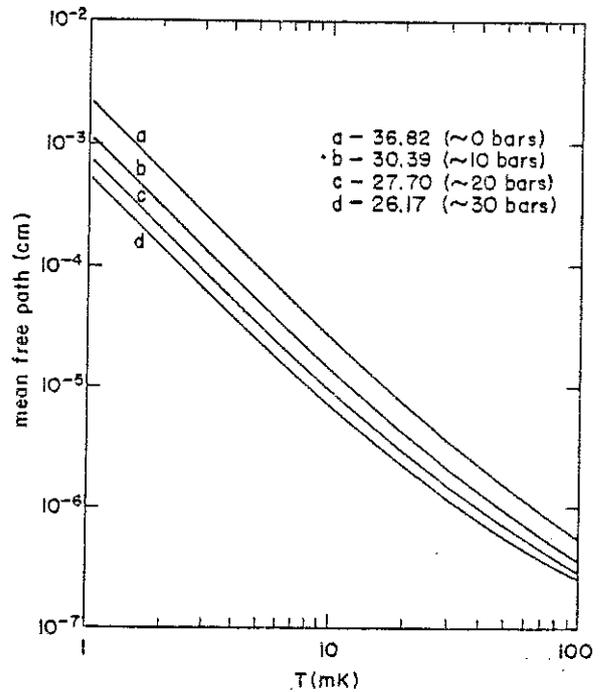


FIG. 15. Quasiparticle mean free path defined by the product of $\tau_x(T)$ from Eq. (11) and $v_F(T)$ from Eq. (13).



TABLE IV. Smoothed results for the thermal conductivity of normal liquid ^3He , and other derived quantities. The specific heat values needed for the computations were taken from Ref. 1. The molar volumes (V) and pressure (P) are in cm^3 and bar, respectively.

T (K)	v_F (10^5cm/sec)	κT (erg/sec cm)	$\tau_e T^2$ (10^{-11}sec K^2)	$10^6 D_1 T^2$ ($\text{cm}^2/\text{sec K}^2$)	T (K)	v_F (10^5cm/sec)	κT (erg/sec cm)	$\tau_e T^2$ (10^{-11}sec K^2)	$D_1 T^2$ ($\text{cm}^2/\text{sec K}^2$)
$V=36.82, P=0$					$V=28.89, P=15.0$				
0.000	6.00	29.0	0.391	4.69	0.000	4.24	13.8	0.223	1.34
0.005	6.00	30.8	0.415	4.98	0.005	4.25	15.1	0.245	1.47
0.010	6.01	32.7	0.439	5.28	0.010	4.27	16.6	0.267	1.63
0.015	6.03	34.5	0.462	5.60	0.015	4.31	18.2	0.290	1.79
0.020	6.05	36.4	0.485	5.93	0.020	4.36	19.8	0.312	1.98
0.025	6.09	38.2	0.507	6.26	0.025	4.43	21.5	0.333	2.17
0.030	6.13	40.1	0.528	6.61	0.030	4.50	23.1	0.353	2.38
0.035	6.18	42.0	0.549	6.98	0.035	4.58	24.8	0.372	2.61
0.040	6.23	43.8	0.568	7.35	0.040	4.67	26.5	0.390	2.84
0.045	6.30	45.7	0.586	7.74	0.045	4.77	28.2	0.406	3.09
0.050	6.37	47.6	0.604	8.16	0.050	4.88	29.9	0.421	3.35
$V=32.59, P=5.0$					$V=27.70, P=20.0$				
0.000	5.15	20.9	0.302	2.67	0.000	3.90	11.5	0.197	1.00
0.005	5.16	22.5	0.325	2.88	0.005	3.91	12.8	0.218	1.11
0.010	5.17	24.2	0.348	3.10	0.010	3.94	14.2	0.240	1.24
0.015	5.20	25.9	0.371	3.34	0.015	3.98	15.6	0.262	1.39
0.020	5.23	27.7	0.393	3.59	0.020	4.04	17.2	0.284	1.55
0.025	5.28	29.4	0.415	3.86	0.025	4.11	18.8	0.306	1.72
0.030	5.33	31.3	0.437	4.13	0.030	4.19	20.4	0.326	1.90
0.035	5.39	33.1	0.457	4.42	0.035	4.28	22.0	0.344	2.10
0.040	5.46	34.9	0.476	4.73	0.040	4.38	23.6	0.360	2.30
0.045	5.54	36.7	0.494	5.05	0.045	4.49	25.2	0.375	2.52
0.050	5.62	38.6	0.511	5.39	0.050	4.60	26.7	0.388	2.74
$V=30.39, P=10.0$					$V=26.17, P=30.0$				
0.000	4.63	16.7	0.256	1.83	0.000	3.44	8.5	0.159	0.63
0.005	4.64	18.1	0.278	1.99	0.005	3.45	9.7	0.180	0.72
0.010	4.66	19.7	0.300	2.18	0.010	3.48	11.0	0.203	0.82
0.015	4.70	21.3	0.323	2.37	0.015	3.53	12.4	0.225	0.93
0.020	4.74	23.0	0.345	2.58	0.020	3.59	13.8	0.247	1.06
0.025	4.79	24.7	0.367	2.81	0.025	3.67	15.3	0.269	1.20
0.030	4.86	26.5	0.388	3.05	0.030	3.75	16.8	0.288	1.35
0.035	4.93	28.3	0.407	3.30	0.035	3.85	18.3	0.305	1.51
0.040	5.01	30.0	0.426	3.57	0.040	3.96	19.6	0.319	1.67
0.045	5.10	31.8	0.443	3.85	0.045	4.07	20.9	0.330	1.82
0.050	5.20	33.6	0.459	4.14	0.050	4.19	22.1	0.339	1.98

$$10^6 DT^2 \text{ cm}^2/\text{s}$$



VISCOSITE

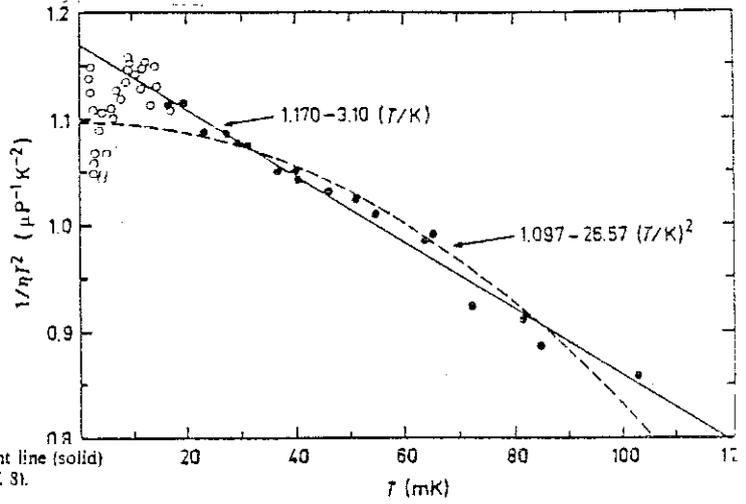


FIG. 1.7. (b) Plot of $(\eta T^2)^{-1}$ versus T for pure He^3 at melting pressure. The straight line (solid) is the form predicted by the paramagnon theory. (After Alvesalo, Collan *et al.* Ref. 8).

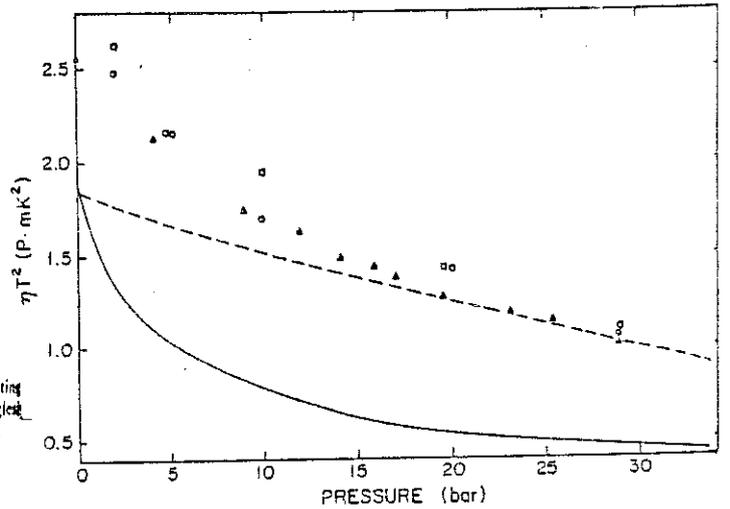
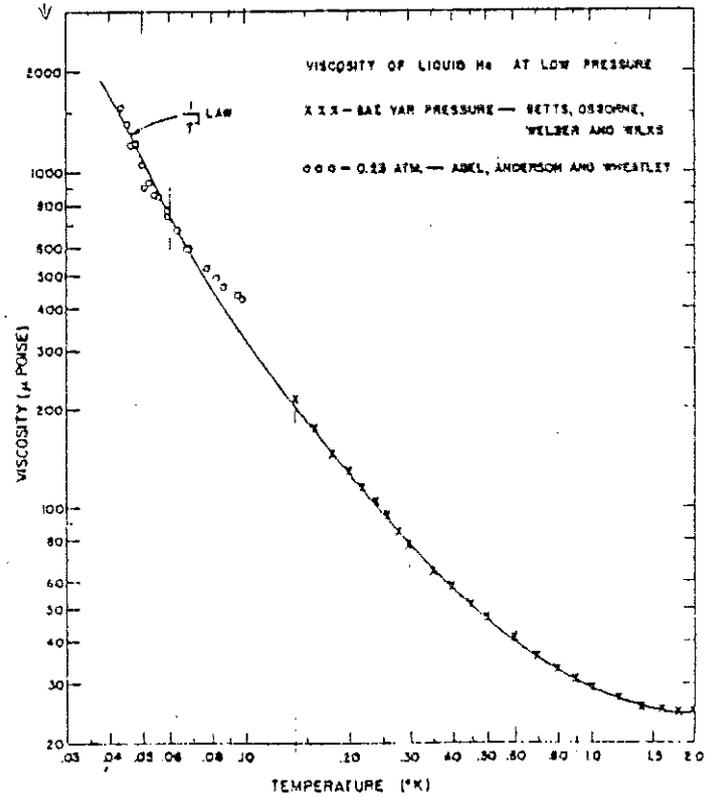
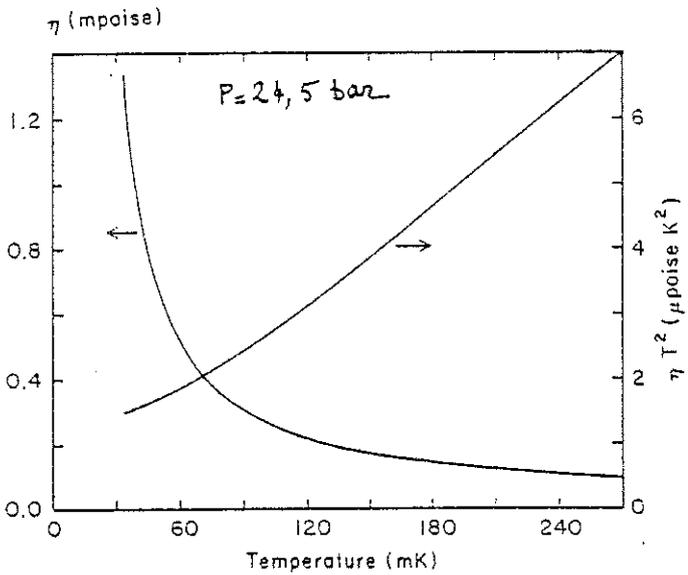


Fig. 11. Measurements of ηT^2 from our torsional oscillator (circles), from our vibrating wire viscometer (squares), and from the torsional oscillator of Parpia *et al.*⁹ (triangles) show a different pressure dependence than suggested by a compilation by Ref. (dashed curve). The solid line is the s and p wave theoretical result.²¹



SELF-DIFFUSION

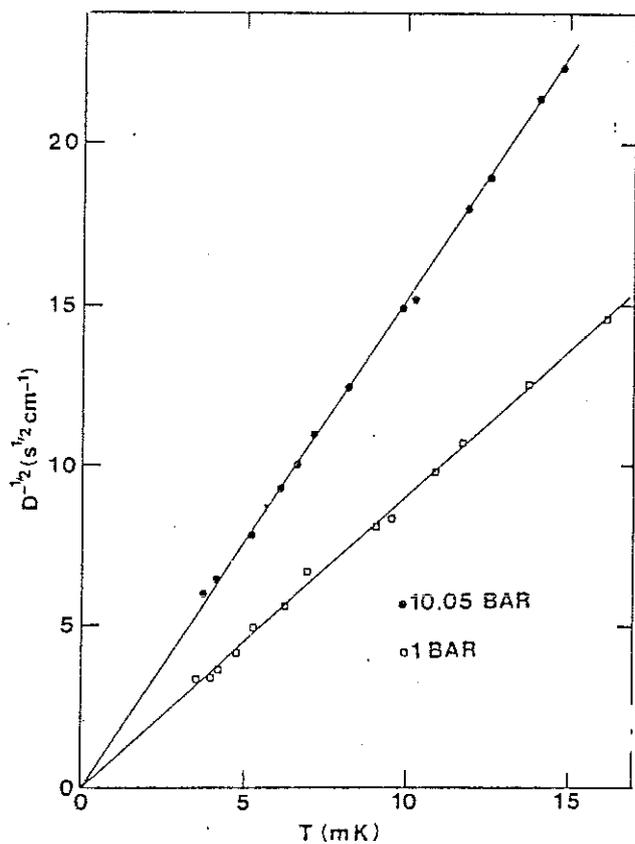


Fig. 4. Graph of $D^{1/2}$ against T for pure ^3He for two of the measured pressures.

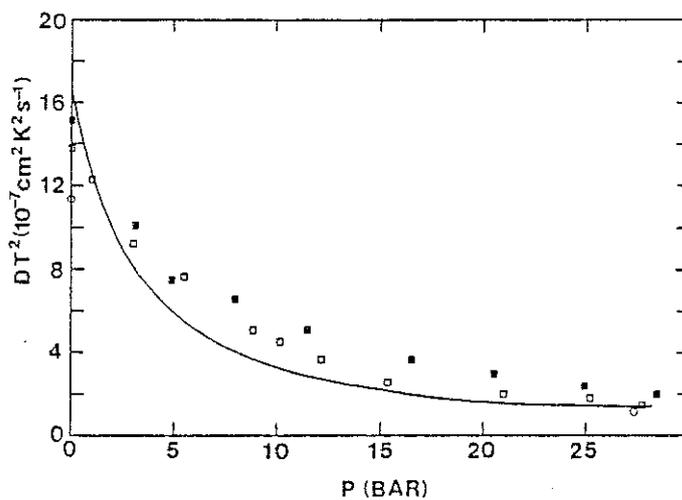
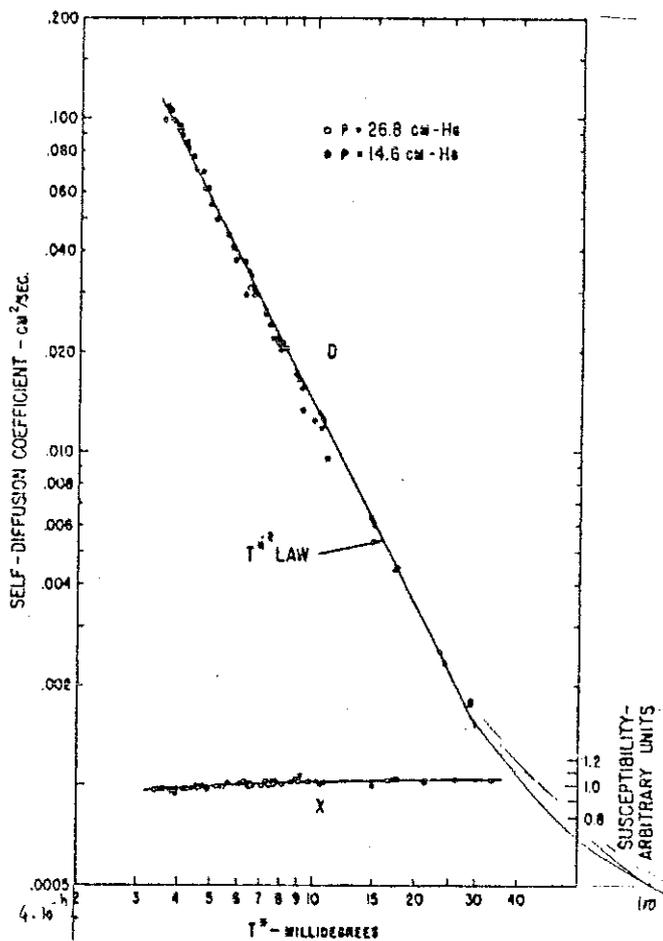


Fig. 5. Graph of DT^2 against pressure: (\square) this work, (\blacksquare) Anderson *et al.*,¹ (\circ) Corruccini *et al.*,³ (—) Pethick *et al.*¹⁵ (theory).



TABLE I
Molar Volume of Liquid ³He, in cm³/mole

atm	mK												
	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200
V.P.	36.873	36.847	36.794	36.741	36.705	36.690	36.697	36.726	36.771	36.831	36.903	36.987	37.088
1	35.623	35.607	35.574	35.539	35.512	35.498	35.499	35.514	35.542	35.581	35.630	35.690	35.763
2	34.638	34.627	34.603	34.576	34.553	34.540	34.536	34.544	34.561	34.588	34.623	34.667	34.723
3	33.825	33.816	33.796	33.773	33.752	33.738	33.732	33.735	33.745	33.764	33.790	33.824	33.868
4	33.132	33.124	33.106	33.085	33.065	33.051	33.043	33.042	33.048	33.061	33.080	33.106	33.141
5	32.529	32.521	32.504	32.483	32.464	32.449	32.439	32.436	32.439	32.448	32.462	32.482	32.511
6	31.994	31.986	31.969	31.949	31.930	31.914	31.904	31.899	31.899	31.904	31.915	31.930	31.954
7	31.514	31.506	31.489	31.469	31.449	31.433	31.422	31.415	31.414	31.417	31.424	31.436	31.455
8	31.078	31.071	31.054	31.033	31.013	30.997	30.985	30.977	30.974	30.975	30.979	30.989	31.005
9	30.680	30.672	30.655	30.634	30.614	30.597	30.584	30.576	30.571	30.570	30.573	30.580	30.593
10	30.313	30.305	30.287	30.266	30.246	30.229	30.215	30.206	30.201	30.198	30.199	30.204	30.215
12	29.635	29.647	29.629	29.608	29.587	29.569	29.554	29.544	29.537	29.532	29.530	29.532	29.539
14	29.080	29.071	29.053	29.031	29.009	28.991	28.976	28.964	28.956	28.950	28.946	28.945	28.949
16	28.568	28.559	28.540	28.518	28.496	28.477	28.461	28.449	28.440	28.432	28.427	28.424	28.426
18	28.107	28.099	28.079	28.057	28.034	28.015	27.999	27.986	27.975	27.967	27.960	27.956	27.957
20	27.689	27.680	27.661	27.637	27.615	27.595	27.578	27.565	27.554	27.545	27.537	27.532	27.531
22	27.306	27.297	27.277	27.254	27.231	27.211	27.194	27.180	27.169	27.159	27.150	27.143	27.142
24	26.952	26.944	26.924	26.900	26.877	26.857	26.839	26.825	26.813	26.803	26.793	26.786	26.784

Isobaric Expansion Coefficient of Liquid ³He, in K⁻¹

atm	mK												
	50	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200
V.P.	-0.0076	-0.0123	-0.0152	-0.0126	-0.0072	-0.0009	0.0051	0.0102	0.0144	0.0179	0.0212	0.0248	0.0294
1	-0.0046	-0.0076	-0.0101	-0.0091	-0.0060	-0.0019	0.0023	0.0062	0.0095	0.0124	0.0151	0.0183	0.0231
2	-0.0034	-0.0057	-0.0078	-0.0074	-0.0054	-0.0025	0.0006	0.0036	0.0064	0.0089	0.0114	0.0143	0.0182
3	-0.0028	-0.0048	-0.0068	-0.0066	-0.0052	-0.0030	-0.0005	0.0020	0.0043	0.0066	0.0088	0.0114	0.0147
4	-0.0026	-0.0044	-0.0063	-0.0063	-0.0052	-0.0034	-0.0014	0.0008	0.0028	0.0048	0.0069	0.0092	0.0122
5	-0.0025	-0.0042	-0.0061	-0.0063	-0.0054	-0.0038	-0.0020	-0.0001	0.0017	0.0035	0.0053	0.0075	0.0103
6	-0.0024	-0.0042	-0.0061	-0.0063	-0.0055	-0.0041	-0.0024	-0.0007	0.0009	0.0024	0.0041	0.0061	0.0087
7	-0.0025	-0.0043	-0.0062	-0.0065	-0.0057	-0.0044	-0.0028	-0.0013	0.0002	0.0016	0.0031	0.0049	0.0075
8	-0.0025	-0.0044	-0.0063	-0.0066	-0.0059	-0.0047	-0.0032	-0.0017	-0.0004	0.0009	0.0022	0.0039	0.0065
9	-0.0026	-0.0045	-0.0065	-0.0068	-0.0061	-0.0049	-0.0035	-0.0021	-0.0009	0.0003	0.0015	0.0031	0.0056
10	-0.0027	-0.0046	-0.0067	-0.0070	-0.0063	-0.0051	-0.0037	-0.0024	-0.0013	-0.0002	0.0009	0.0024	0.0049
12	-0.0028	-0.0048	-0.0070	-0.0074	-0.0067	-0.0055	-0.0042	-0.0029	-0.0019	-0.0011	-0.0001	0.0013	0.0037
14	-0.0029	-0.0050	-0.0073	-0.0077	-0.0070	-0.0058	-0.0045	-0.0034	-0.0025	-0.0018	-0.0009	0.0004	0.0029
16	-0.0031	-0.0052	-0.0076	-0.0080	-0.0073	-0.0061	-0.0048	-0.0037	-0.0029	-0.0023	-0.0016	-0.0003	0.0022
18	-0.0032	-0.0054	-0.0078	-0.0083	-0.0076	-0.0064	-0.0051	-0.0041	-0.0033	-0.0027	-0.0021	-0.0008	0.0017
20	-0.0032	-0.0056	-0.0081	-0.0085	-0.0078	-0.0066	-0.0054	-0.0043	-0.0036	-0.0031	-0.0025	-0.0013	0.0013
22	-0.0033	-0.0057	-0.0082	-0.0087	-0.0080	-0.0068	-0.0056	-0.0046	-0.0039	-0.0035	-0.0029	-0.0017	0.0009
24	-0.0034	-0.0058	-0.0084	-0.0089	-0.0082	-0.0070	-0.0058	-0.0048	-0.0042	-0.0038	-0.0032	-0.0020	0.0007

Bernard M. Abraham and Darrell W. Osborne

Isothermal Compressibility of Liquid ³He, in atm⁻¹

atm	mK												
	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200
V.P.	0.0389	0.0385	0.0377	0.0371	0.0367	0.0367	0.0369	0.0374	0.0380	0.0387	0.0394	0.0402	0.0410
1	0.0308	0.0306	0.0303	0.0300	0.0298	0.0298	0.0300	0.0302	0.0306	0.0310	0.0314	0.0319	0.0324
2	0.0256	0.0256	0.0254	0.0253	0.0252	0.0252	0.0253	0.0255	0.0257	0.0260	0.0263	0.0266	0.0270
3	0.0221	0.0220	0.0220	0.0219	0.0219	0.0219	0.0220	0.0221	0.0222	0.0224	0.0226	0.0229	0.0231
4	0.0194	0.0194	0.0194	0.0194	0.0194	0.0194	0.0194	0.0195	0.0196	0.0198	0.0199	0.0201	0.0203
5	0.0174	0.0174	0.0174	0.0174	0.0174	0.0174	0.0175	0.0175	0.0176	0.0177	0.0179	0.0180	0.0182
6	0.0158	0.0158	0.0158	0.0158	0.0158	0.0159	0.0159	0.0159	0.0160	0.0161	0.0162	0.0163	0.0164
7	0.0145	0.0145	0.0145	0.0145	0.0145	0.0145	0.0146	0.0146	0.0147	0.0147	0.0148	0.0149	0.0150
8	0.0134	0.0134	0.0134	0.0134	0.0134	0.0135	0.0135	0.0135	0.0136	0.0136	0.0137	0.0138	0.0139
9	0.0124	0.0125	0.0125	0.0125	0.0125	0.0125	0.0126	0.0126	0.0126	0.0127	0.0127	0.0128	0.0129
10	0.0116	0.0117	0.0117	0.0117	0.0117	0.0117	0.0117	0.0118	0.0118	0.0119	0.0119	0.0120	0.0120
12	0.0103	0.0103	0.0104	0.0104	0.0104	0.0104	0.0104	0.0104	0.0105	0.0105	0.0105	0.0106	0.0106
14	0.0092	0.0093	0.0093	0.0093	0.0094	0.0094	0.0094	0.0094	0.0094	0.0095	0.0095	0.0095	0.0096
16	0.0085	0.0085	0.0085	0.0085	0.0085	0.0085	0.0086	0.0086	0.0086	0.0086	0.0086	0.0087	0.0087
18	0.0078	0.0078	0.0078	0.0078	0.0078	0.0078	0.0079	0.0079	0.0079	0.0079	0.0079	0.0080	0.0080
20	0.0072	0.0072	0.0072	0.0072	0.0073	0.0073	0.0073	0.0073	0.0073	0.0073	0.0073	0.0074	0.0074
22	0.0067	0.0067	0.0067	0.0067	0.0068	0.0068	0.0068	0.0068	0.0068	0.0068	0.0068	0.0069	0.0069
24	0.0063	0.0063	0.0063	0.0063	0.0063	0.0063	0.0063	0.0064	0.0064	0.0064	0.0064	0.0064	0.0064

Experimental Determination of the Molar Volume

Velocity of Sound in Liquid ³He, in m/sec

atm	mK												
	0	100	200	300	400	500	600	700	800	900	1000	1100	1200
V.P.	178.4	179.3	181.0	182.4	183.2	183.3	182.8	181.8	180.7	179.5	178.2	177.1	176.1
1	197.2	197.7	198.7	199.6	200.0	200.0	199.5	198.7	197.8	196.8	195.8	194.8	193.9
2	213.1	213.4	213.9	214.4	214.6	214.5	214.1	213.4	212.7	211.8	210.9	210.0	209.2
3	226.9	227.1	227.4	227.6	227.7	227.5	227.1	226.5	225.8	225.1	224.2	223.4	222.6
4	239.3	239.3	239.4	239.5	239.5	239.3	238.9	238.4	237.8	237.0	236.3	235.5	234.7
5	250.5	250.5	250.5	250.4	250.3	250.1	249.7	249.3	248.7	248.0	247.3	246.5	245.8
6	260.8	260.8	260.7	260.5	260.3	260.2	259.8	259.3	258.7	258.1	257.4	256.7	256.0
7	270.4	270.3	270.1	269.9	269.7	269.5	269.1	268.7	268.1	267.5	266.8	266.1	265.5
8	279.3	279.2	279.0	278.8	278.5	278.3	277.9	277.5	277.0	276.4	275.7	275.0	274.4
9	287.8	287.6	287.4	287.1	286.8	286.6	286.2	285.8	285.3	284.7	284.0	283.4	282.8
10	295.7	295.6	295.3	295.0	294.6	294.5	294.1	293.6	293.2	292.6	292.0	291.3	290.7
12	310.5	310.3	310.0	309.6	309.3	309.1	308.7	308.3	307.8	307.3	306.7	306.0	305.5
14	324.0	323.8											

[ROACH, 1983]

TABLE I
Thermal Expansion of Liquid ^3He

T, mK	Thermal expansion, 10^{-3}K^{-1}										
	P = 0 bar	3	6	9	12	15	18	21	24	27	30
10	-1.62	-1.53	-1.47	-1.42	-1.39	-1.36	-1.35	-1.34	-1.33	-1.33	-1.33
20	-3.25	-3.06	-2.91	-2.81	-2.73	-2.68	-2.62	-2.60	-2.58	-2.61	-2.68
30	-4.88	-4.55	-4.26	-4.04	-3.89	-3.82	-3.80	-3.79	-3.78	-3.81	-3.90
40	-6.45	-5.91	-5.46	-5.13	-4.90	-4.81	-4.79	-4.81	-4.82	-4.85	-4.92
50	-7.82	-7.08	-6.50	-6.05	-5.76	-5.65	-5.63	-5.65	-5.69	-5.72	-5.75
60	-8.98	-8.09	-7.39	-6.86	-6.52	-6.37	-6.32	-6.34	-6.36	-6.39	-6.43
80	-10.73	-9.68	-8.78	-8.17	-7.73	-7.45	-7.32	-7.27	-7.27	-7.31	-7.37
100	-11.92	-10.77	-9.76	-9.02	-8.53	-8.17	-7.96	-7.84	-7.82	-7.86	-7.96
120	-12.62	-11.42	-10.34	-9.55	-9.00	-8.60	-8.35	-8.17	-8.12	-8.18	-8.30
140	-13.02	-11.74	-10.64	-9.84	-9.24	-8.82	-8.53	-8.35	-8.30	-8.35	-8.46
160	-13.16	-11.84	-10.77	-9.94	-9.32	-8.88	-8.59	-8.41	-8.35	-8.38	-8.50
180	-13.12	-11.78	-10.73	-9.89	-9.27	-8.83	-8.53	-8.35	-8.28	-8.31	-8.44
200	-12.90	-11.58	-10.55	-9.71	-9.09	-8.66	-8.38	-8.21	-8.14	-8.16	-8.28
250	-11.60	-10.48	-9.56	-8.84	-8.33	-7.97	-7.76	-7.66	-7.61	-7.63	-7.70
300	-9.68	-8.88	-8.24	-7.73	-7.38	-7.15	-7.03	-6.97	-6.98	-7.04	-7.13
350	-7.50	-7.10	-6.79	-6.62	-6.47	-6.38	-6.35	-6.38	-6.44	-6.52	-6.61
400	-5.08	-5.34	-5.53	-5.66	-5.73	-5.78	-5.87	-5.96	-6.05	-6.15	-6.27
450	-2.78	-3.82	-4.50	-4.93	-5.20	-5.37	-5.58	-5.72	-5.88	-6.00	-6.14
500	-0.70	-2.40	-3.64	-4.32	-4.77	-5.09	-5.34	-5.55	-5.76	-5.93	-6.10
600	—	0.00	-2.09	-3.13	-3.86	-4.33	-4.70	-5.04	-5.34	-5.63	-5.89

TABLE II
Pressure Change, Sound Velocity, and Compressibility in Liquid ^3He

T, mK	$\rho = 0.08599 \text{ g/cm}^3$ $P_0 = 1.6135 \text{ bar}$			$\rho = 0.09239 \text{ g/cm}^3$ $P_0 = 4.9907 \text{ bar}$			$\rho = 0.09972 \text{ g/cm}^3$ $P_0 = 10.511 \text{ bar}$		
	$P - P_0$, bar	c_1 , cm/sec	κ_1^{-1} , bar $^{-1}$	$P - P_0$, bar	c_1 , cm/sec	κ_1^{-1} , bar $^{-1}$	$P - P_0$, bar	c_1 , cm/sec	κ_1^{-1} , bar $^{-1}$
0	0	20865	0.026713	0	24982	0.017343	0	29781	0.011307
50	-0.00722	20858	0.026730	-0.01018	24979	0.017347	-0.01423	29778	0.011309
100	-0.02557	20846	0.026761	-0.03450	24965	0.017366	-0.04809	29769	0.011316
150	-0.04850	20822	0.026823	-0.06531	24941	0.017400	-0.08980	29755	0.011327
200	-0.07151	20793	0.026898	-0.09625	24912	0.017440	-0.13128	29732	0.011344
250	-0.09323	20762	0.026978	-0.12450	24878	0.017488	-0.17030	29708	0.011362
300	-0.11232	20730	0.027062	-0.14960	24847	0.017532	-0.20593	29680	0.011384
350	-0.12764	20699	0.027143	-0.17153	24816	0.017576	-0.23700	29651	0.011406
400	-0.13915	20669	0.027222	-0.18945	24788	0.017615	-0.26369	29617	0.011432
450	-0.14697	20640	0.027298	-0.20346	24760	0.017655	-0.28708	29594	0.011450
500	-0.15163	20613	0.027370	-0.21436	24732	0.017695	-0.30817	29563	0.011474
600	-0.15241	20566	0.027495	-0.22829	24681	0.017768	-0.34300	29500	0.011523

T, mK	$\rho = 0.10598 \text{ g/cm}^3$ $P_0 = 16.8853 \text{ bar}$			$\rho = 0.11087 \text{ g/cm}^3$ $P_0 = 23.0953 \text{ bar}$			$\rho = 0.11425 \text{ g/cm}^3$ $P_0 = 28.0986 \text{ bar}$		
	$P - P_0$, bar	c_1 , cm/sec	κ_1^{-1} , bar $^{-1}$	$P - P_0$, bar	c_1 , cm/sec	κ_1^{-1} , bar $^{-1}$	$P - P_0$, bar	c_1 , cm/sec	κ_1^{-1} , bar $^{-1}$
0	0	33969	0.008177	0	37293	0.006485	0	39634	0.005572
50	-0.01869	33965	0.008179	-0.02340	37287	0.006487	-0.02887	39624	0.005575
100	-0.06300	33954	0.008185	-0.07720	37273	0.006492	-0.09355	39609	0.005579
150	-0.11526	33934	0.008194	-0.13974	37249	0.006501	-0.16797	39581	0.005587
200	-0.16879	33909	0.008206	-0.20330	37219	0.006511	-0.24174	39546	0.005597
250	-0.21923	33879	0.008221	-0.26373	37183	0.006524	-0.31272	39505	0.005608
300	-0.26471	33848	0.008236	-0.31910	37145	0.006537	-0.37897	39406	0.005621
350	-0.30450	33815	0.008252	-0.36976	37105	0.006551	-0.44091	39415	0.005634
400	-0.34019	33782	0.008268	-0.41675	37065	0.006565	-0.49953	39637	0.005648
450	-0.37363	33750	0.008284	-0.46167	37025	0.006580	-0.55623	39324	0.005660
500	-0.40583	33714	0.008301	-0.50456	36982	0.006595	-0.61186	39281	0.005673
600	-0.46402	33641	0.008338	-0.58529	36901	0.006624	-0.71855	39197	0.005697

A-4 : SUSCEPTIBILITE MAGNETIQUE
[RAMM, 1970]

T > 0,3 K

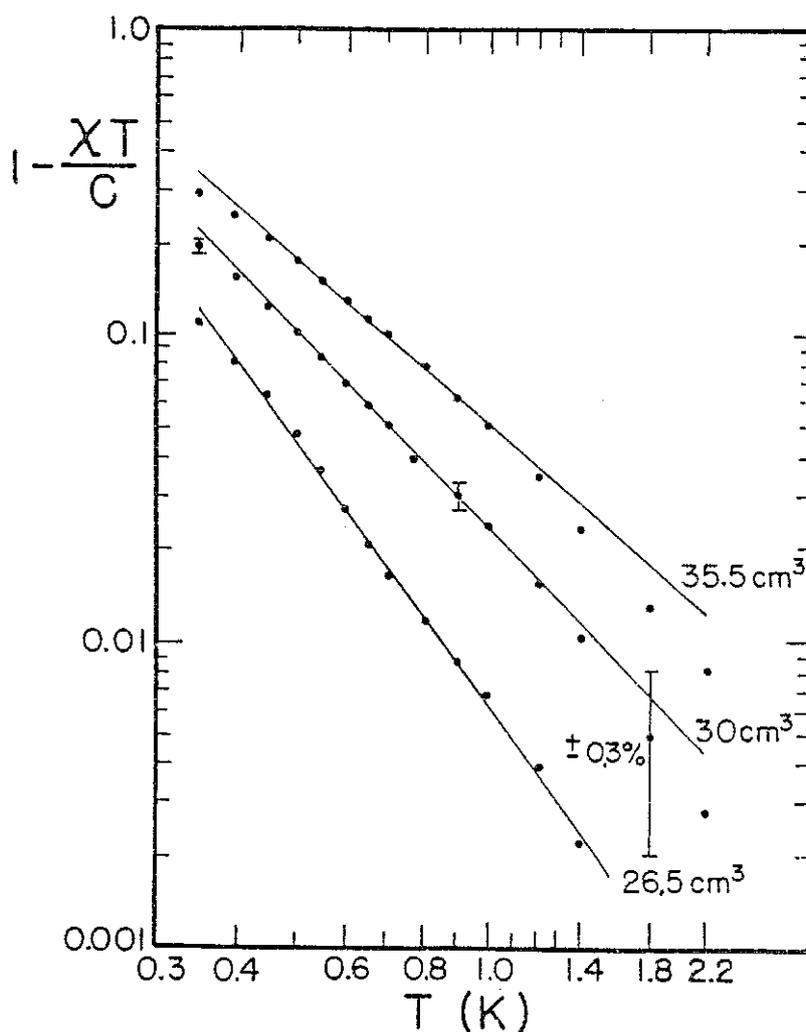


Fig. 5. Logarithmic plot of the departure of the susceptibility from Curie's law, expressed as $[1 - \chi T/C]$, versus T on a logarithmic scale for 3 molar volumes. The error bars denote an uncertainty of $\pm 0.3\%$.

TABLE I
Smoothed Values of the Reduced Nuclear Susceptibility $\chi T/C$ as a Function of Temperature and Molar Volume

T, °K	V, cm ³ /mole								
	26.5	28.0	29.0	30.0	31.0	32.0	33.0	34.0	35.5
2.2	1.000	0.998	0.998	0.997	0.997	0.996	0.995	0.994	0.992
1.8	0.999	0.997	0.996	0.995	0.994	0.993	0.991	0.989	0.987
1.4	0.998	0.994	0.992	0.990	0.988	0.985	0.982	0.980	0.977
1.2	0.996	0.991	0.988	0.984	0.981	0.978	0.973	0.970	0.965
1.0	0.993	0.986	0.981	0.976	0.971	0.966	0.966	0.955	0.948
0.90	0.991	0.982	0.976	0.970	0.964	0.957	0.950	0.945	0.937
0.80	0.988	0.977	0.969	0.961	0.953	0.946	0.937	0.930	0.920
0.70	0.984	0.968	0.958	0.949	0.939	0.929	0.919	0.911	0.899
0.65	0.979	0.963	0.951	0.941	0.930	0.918	0.908	0.898	0.885
0.60	0.973	0.953	0.941	0.930	0.918	0.905	0.894	0.883	0.868
0.55	0.963	0.942	0.928	0.915	0.902	0.889	0.876	0.864	0.847
0.50	0.952	0.927	0.912	0.898	0.884	0.869	0.855	0.841	0.821
0.45	0.937	0.909	0.891	0.875	0.860	0.843	0.829	0.813	0.789
0.40	0.917	0.885	0.864	0.845	0.827	0.811	0.795	0.778	0.753
0.35	0.890	0.852	0.828	0.805	0.784	0.767	0.750	0.734	0.710

T < 300 mK

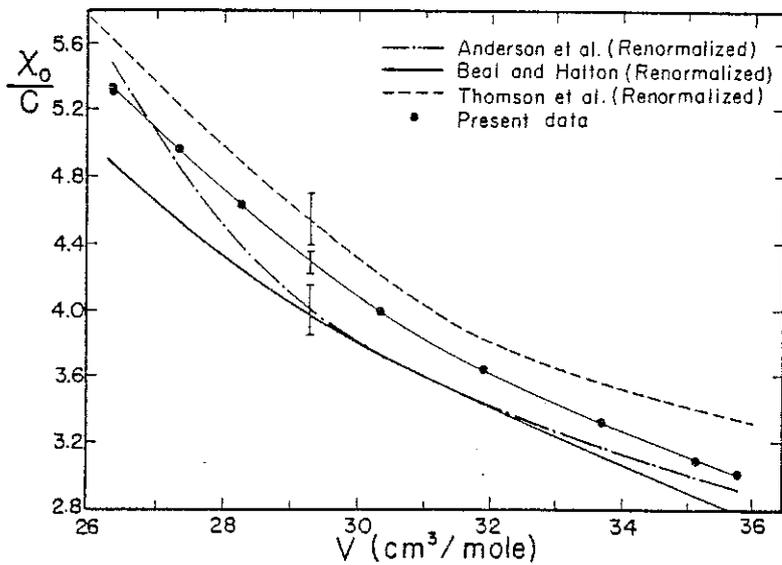


Fig. 7. The limiting susceptibility χ_0/C versus molar volume, as compared with the data of previous authors: Thomson, Meyer, and Adams,² Beal and Hatton,³ Anderson *et al.*¹

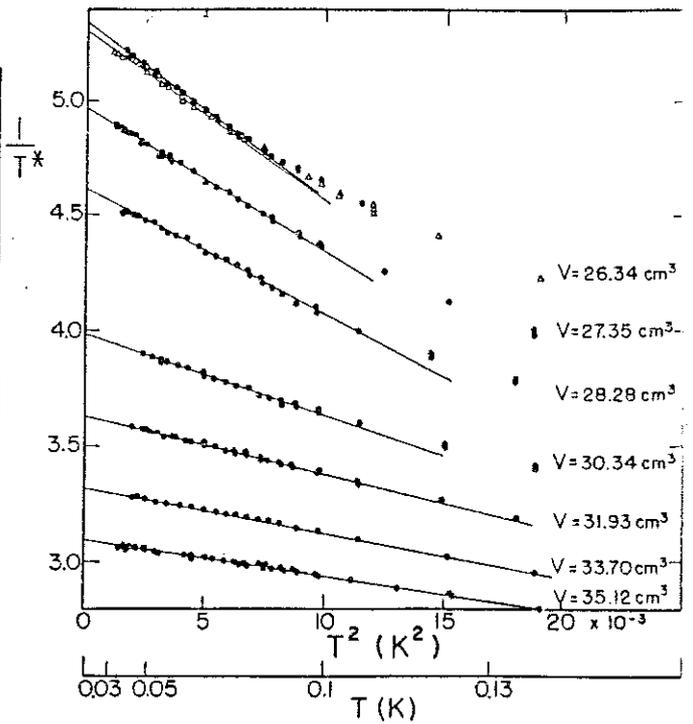


TABLE III

Smoothed Values of χ/C for Liquid He³ at Regularly Spaced Molar Volumes as a Function of Temperatures^a

T, °K	V, cm ³ /mole									
	26.5	27.0	28.0	29.0	30.0	31.0	32.0	33.0	34.0	35.5
0.03	5.189	5.012	4.669	4.343	4.049	3.793	3.588	3.409	3.248	3.022
0.04	5.147	4.973	4.633	4.312	4.027	3.778	3.572	3.398	3.238	3.015
0.05	5.070	4.900	4.570	4.267	3.993	3.750	3.553	3.382	3.222	3.003
0.06	4.989	4.825	4.500	4.206	3.949	3.717	3.528	3.361	3.207	2.990
0.07	4.906	4.743	4.428	4.140	3.894	3.682	3.492	3.334	3.180	2.969
0.08	4.810	4.650	4.345	4.069	3.835	3.639	3.460	3.304	3.155	2.945
0.09	4.710	4.550	4.254	3.994	3.772	3.586	3.419	3.269	3.121	2.919
0.10	4.593	4.448	4.161	3.912	3.709	3.533	3.377	3.232	3.093	2.890
0.12	4.368	4.237	3.816	3.758	3.582	3.422	3.280	3.142	3.014	2.827
0.14	4.161	4.038	3.798	3.614	3.451	3.308	3.173	3.051	2.930	2.759
0.16	3.965	3.856	3.652	3.472	3.320	3.188	3.066	2.952	2.842	2.683
0.18	3.770	3.674	3.495	3.332	3.190	3.062	2.954	2.845	2.748	2.609
0.20	3.584	3.500	3.342	3.194	3.063	2.950	2.847	2.749	2.658	2.536
0.25	3.177	3.115	2.994	2.882	2.778	2.685	2.604	2.528	2.454	2.349
0.30	2.808	2.768	2.678	2.597	2.520	2.453	2.390	2.330	2.272	2.187
0.35	2.542	2.502	2.435	2.366	2.298	2.240	2.190	2.143	2.098	2.029
0.40	2.291	2.263	2.211	2.159	2.111	2.068	2.026	1.986	1.946	1.882
0.45	2.081	2.061	2.020	1.980	1.943	1.910	1.874	1.841	1.805	1.753
0.50	1.904	1.889	1.855	1.823	1.795	1.768	1.738	1.710	1.682	1.642
0.55	1.751	1.740	1.712	1.686	1.664	1.641	1.615	1.593	1.571	1.540
0.60	1.621	1.612	1.589	1.568	1.549	1.529	1.508	1.490	1.472	1.446
0.65	1.507	1.498	1.481	1.462	1.447	1.430	1.412	1.396	1.382	1.361
0.70	1.405	1.398	1.383	1.369	1.355	1.341	1.327	1.313	1.301	1.284
0.80	1.235	1.230	1.221	1.211	1.201	1.191	1.182	1.171	1.163	1.150
0.90	1.101	1.098	1.091	1.084	1.077	1.071	1.064	1.056	1.049	1.041
1.00	0.993	0.991	0.985	0.981	0.976	0.971	0.966	0.960	0.955	0.948
1.20	0.830	0.828	0.825	0.823	0.820	0.817	0.814	0.811	0.808	0.804
1.40	0.712	0.711	0.709	0.708	0.706	0.705	0.703	0.701	0.699	0.697
1.80	0.555	0.554	0.553	0.553	0.552	0.552	0.551	0.550	0.549	0.548
2.20	0.454	0.454	0.453	0.453	0.453	0.453	0.452	0.452	0.451	0.450

^aThese values are a compound of both isobar and isotherm data. The estimated accuracy near the lowest temperatures is $\pm 1\%$. The four digits merely reflect the reproducibility of the data.

A-5 : COEFFICIENTS DE LANDAU [GREYWALL, 1983]

TABLE VII. Landau parameters. Reduced mass m_3^*/m_3 and parameter F_1^* were computed using γ from Eq. (7). F_0^* and F_0^* are from Ref. 43 but corrected for the new determination of m_3^*/m_3 . F_1^* is based on Eq. (20) and the relation $\Gamma = 5.69P + 36.8$ which fits the Γ values listed in Table VI.

P (bar)	V (cm ³)	γ (K ⁻¹)	m_3^*/m_3	F_1^*	F_0^*	F_0^*	Γ (K ⁻³)	F_1^*
0	36.84	2.74	2.76	5.27	9.15	-0.700	36.8	-0.55
3	33.87	2.95	3.13	6.40	15.83	-0.725	53.9	-0.73
6	32.07	3.12	3.44	7.32	22.22	-0.736	71.0	-0.79
9	30.76	3.28	3.72	8.15	28.61	-0.745	88.1	-0.86
12	29.71	3.43	3.98	8.95	34.97	-0.750	105.0	-0.90
15	28.86	3.58	4.24	9.71	41.33	-0.755	122.0	-0.95
18	28.13	3.73	4.49	10.47	48.03	-0.759	139.0	-0.99
21	27.56	3.87	4.71	11.14	54.37	-0.759	156.0	-0.99
24	27.06	4.00	4.93	11.80	61.02	-0.760	173.0	-1.00
27	26.58	4.13	5.17	12.50	68.22	-0.759	190.0	-0.99
30	26.14	4.27	5.40	13.20	75.60	-0.758	208.0	-0.98
33	25.71	4.42	5.65	13.96	83.44	-0.759	225.0	-1.01
34.36	25.54	4.49	5.76	14.28	87.09	-0.757	232.0	-0.99

TABLE V. Smoothed zero-temperature parameters derived from the measured thermal conductivity. The quantities τ_κ and v_F are based on m_3^* values from Ref. 1. The quantity b is defined by Eq. (10).

P (bar)	V (cm ³ /mol)	p_F (10 ⁻²⁰ g cm/sec)	v_F (10 ³ cm/sec)	κT (erg/sec cm)	$\tau_\kappa T^2$ (10 ⁻¹² sec K ²)	b (cm sec/erg K)
0	36.84	8.28	6.00	29.08	0.391	-0.42
3	33.87	8.52	5.42	23.36	0.329	-0.60
6	32.07	8.67	5.04	19.89	0.291	-0.78
9	30.76	8.79	4.72	17.37	0.263	-0.97
12	29.71	8.89	4.47	15.35	0.241	-1.19
15	28.86	8.98	4.24	13.71	0.222	-1.42
18	28.13	9.06	4.03	12.30	0.206	-1.69
21	27.56	9.12	3.86	11.20	0.193	-1.96
24	27.06	9.18	3.71	10.24	0.181	-2.26
27	26.58	9.23	3.57	9.32	0.169	-2.63
30	26.14	9.28	3.44	8.47	0.158	-3.06
33	25.71	9.34	3.30	7.64	0.147	-3.62
34.36	25.54	9.36	3.24	7.31	0.143	-3.89

A-6 : SUR LA COURBE DE FUSION

TABLE VIII
Properties on the Melting Curve Below 0.1 K

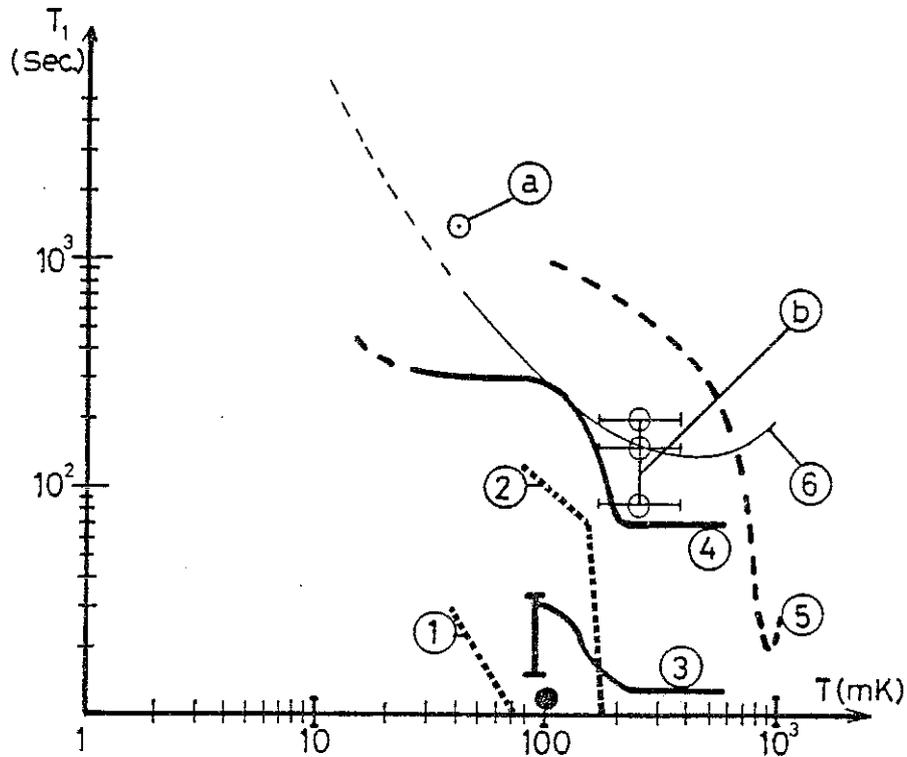
T, K	P, bar	P - P _A , bar	dP/dT, bar/K	s _l /R	s _v /R	Δv, cm ³ /mole	v _h , cm ³ /mole	α _h , 10 ⁻³ K ⁻¹	κ _h , 10 ⁻³ bar ⁻¹
0.100	31.3127	-3.0292	-21.68	0.3536	0.6929	1.301	25.926	-11.32	5.19
0.095	31.4229	-2.9190	-22.52	0.3400	0.6929	1.302	25.911	-10.16	5.18
0.090	31.5375	-2.8044	-23.38	0.3261	0.6929	1.303	25.896	-9.06	5.16
0.085	31.6564	-2.6855	-24.26	0.3119	0.6929	1.305	25.880	-8.03	5.15
0.080	31.7799	-2.5620	-25.17	0.2973	0.6928	1.306	25.864	-7.07	5.13
0.075	31.9079	-2.4340	-26.10	0.2823	0.6928	1.307	25.847	-6.18	5.11
0.070	32.0407	-2.3012	-27.06	0.2669	0.6928	1.308	25.829	-5.35	5.10
0.065	32.1784	-2.1635	-28.04	0.2509	0.6927	1.309	25.811	-4.58	5.08
0.060	32.3212	-2.0207	-29.07	0.2345	0.6926	1.310	25.792	-3.88	5.06
0.055	32.4691	-1.8728	-30.12	0.2175	0.6926	1.311	25.773	-3.24	5.04
0.050	32.6224	-1.7195	-31.21	0.2000	0.6925	1.311	25.753	-2.66	5.02
0.045	32.7813	-1.5606	-32.32	0.1820	0.6923	1.312	25.733	-2.14	5.00
0.040	32.9458	-1.3961	-33.47	0.1634	0.6921	1.312	25.711	-1.68	4.98
0.035	33.1161	-1.2258	-34.65	0.1444	0.6918	1.313	25.690	-1.28	4.96
0.030	33.2923	-1.0496	-35.85	0.1249	0.6913	1.313	25.667	-0.93	4.94
0.025	33.4746	-0.8673	-37.06	0.1049	0.6906	1.313	25.644	-0.64	4.92
0.020	33.6629	-0.6790	-38.25	0.0845	0.6892	1.314	25.620	-0.41	4.89
0.015	33.8571	-0.4848	-39.38	0.0638	0.6864	1.314	25.596	-0.22	4.87
0.010	34.0564	-0.2855	-40.22	0.0427	0.6786	1.314	25.571	-0.10	4.84
0.005	34.2569	-0.0850	-39.33	0.0214	0.6432	1.314	25.547	-0.02	4.82
0.003	34.3331	-0.0088	-36.14	0.0129	0.5842	1.314	25.537	0.00	4.81

TABLE I
³He-Melting-Curve Parameters Determined Using Eq. (2)

T, mK	P, bar	dP/dT, bar K ⁻¹	T, mK	P, bar	dP/dT, bar K ⁻¹
3	34.3330	-36.21	90	31.5407	-23.32
4	34.2957	-38.23	95	31.4262	-22.47
5	34.2569	-39.39	100	31.3159	-21.66
6	34.2171	-40.01	110	31.1072	-20.10
7	34.1769	-40.32	120	30.9136	-18.63
8	34.1365	-40.44	130	30.7343	-17.24
9	34.0961	-40.45	140	30.5685	-15.93
10	34.0557	-40.37	150	30.4154	-14.69
11	34.0154	-40.25	160	30.2745	-13.50
12	33.9752	-40.09	170	30.1452	-12.37
14	33.8954	-39.71	180	30.0268	-11.30
16	33.8164	-39.26	190	29.9191	-10.26
18	33.7383	-38.79	200	29.8215	-9.27
20	33.6613	-38.30	210	29.7336	-8.31
25	33.4729	-37.05	220	29.6551	-7.39
30	33.2907	-35.81	230	29.5856	-6.51
35	33.1147	-34.58	240	29.5248	-5.65
40	32.9448	-33.39	250	29.4725	-4.82
45	32.7808	-32.23	260	29.4282	-4.03
50	32.6224	-31.11	270	29.3918	-3.26
55	32.4696	-30.02	280	29.3630	-2.52
60	32.3222	-28.97	290	29.3414	-1.81
65	32.1799	-27.95	300	29.3267	-1.14
70	32.0426	-26.96	310	29.3185	-0.50
75	31.9102	-26.00	320	29.3166	0.10
80	31.7826	-25.08	330	29.3204	0.66
85	31.6594	-24.18			

$$K_S \approx 5.10^{-3}/\text{bar} \quad ; \quad K_L = 9.172 \cdot 10^{-3} - 1.27 \cdot 10^{-4} * P \quad (\text{bar}^{-1})$$





T_1 : Sur (ou proche de) la courbe de fusion

SOLIDE

- 1 : courbe de fusion : 1,5 Tesla [CHAPELLIER, 1985] [BASSOU, 1981]
 2 : $v_S = 23.86 \text{ cm}^3/\text{mole}$: 1,5 Tesla "
 3 : $v_S = 24.6 \text{ cm}^3/\text{mole}$: 6 Tesla [BERNIER, 1983]
 4 : $v_S = 23.9 \text{ cm}^3/\text{mole}$: 6 Tesla "
 5 : $v_S = 23.6 \text{ cm}^3/\text{mole}$: 7,3 Tesla [THOULOZE, 1980]

6 : LIQUIDE, $P = 22 \text{ bar}$, 7,3 Tesla [THOULOZE, 1980]

a : LIQUIDE, $T = 40 \text{ mK}$, 9 Tesla [VERMEULEN, 1986]

b : LIQUIDE, $P = 20 \text{ bar}$ / 2.7 ; 2.1 ; 0.04 Tesla [CHAPELLIER, 1979]

● : SOLIDE, $P = 31 \text{ bar}$ sur courbe de fusion, 6,6 Tesla [BONFAIT, 1984]

Appendice B:
fusion dendritique

Classification
 Physics Abstracts
 68.70 - 67.50

POLARIZED ^3He : DENDRITIC MELTING

L. PUECH, G. BONFAIT and B. CASTAING

Centre de Recherches sur les Très Basses Températures,
 C.N.R.S., BP 166 X, F-38042 Grenoble Cedex, France

(Reçu le 16 décembre 1985, accepté le 17 février 1986)

Résumé

Nous montrons, par une analyse similaire à celle de Mullins et Sekerka, que l'interface de fusion d'un solide ^3He polarisé est en général instable. De notre analyse nous tirons un ordre de grandeur du rayon de courbure à l'extrémité des dendrites de liquide. Nous montrons qu'il existe une gamme de vitesses d'interface pour laquelle ce rayon est supérieur à la longueur de diffusion de l'aimantation dans le solide.

Abstract

We show, by a Mullins and Sekerka like analysis, that melting polarized solid ^3He gives generally an unstable liquid-solid interface. From our analysis we obtain an order of magnitude estimation of the radius of curvature at the tip of the liquid dendrites. We show that, in some range of interface velocities, this radius is larger than the diffusion length in the solid.

1. Introduction

The experiments of Bonfait et al (1) and Dutta et al (2) recently raised the hope of obtaining non trivial knowledge of polarized liquid ^3He . Both groups obtained a polarized liquid-solid in equilibrium by decompression of a low temperature, high field polarized solid (3). The problem is then to determine the effective field H^* corresponding to the measured average magnetization.

Bonfait et al (1) have suggested that melting in such conditions might be dendritic. The hypothesis was then made of a fine division of the solid, yielding that the measured magnetization m is also that of the solid at the interface $m = m_S = \chi_S H^*$. This interpretation was hardly in accord with the low magnetization data, obtained at the end of the relaxation (1). But it is even more clearly in disagreement with the results of Stony Brook (2). The remark then has been made (4) that, if one assumes that the interface during melting has a radius of curvature larger than the diffusion length in the solid, it is the liquid magnetization at the interface, m_L , which is equal to the measured magnetization $m = m_L = \chi_L H^*$ ($m = m_L$ hypothesis).

In this paper, by a linear stability analysis similar to the Mullins-Sekerka (5) one, we show that liquid dendrites really occur in these melting conditions. We further obtain an order of magnitude estimate for the radius of curvature at

the tip of the dendrites. Comparing it to the diffusion length in the solid gives the minimum interface velocity for which the $m = m_L$ hypothesis is valid.

2. The Planar Instability

As we consider only times shorter than the spin-lattice relaxation time T_1 , our situation is that of a mixture of plus and minus spins. The problem is thus very similar to the Mullins and Sekerka (5) one which has been deeply investigated (see for instance the review by Langer (6)). There are however two important differences in our case. First we consider melting and not growing of the solid, and second we do not neglect, as is often done, the diffusion in the solid phase.

For the particular system of interest here (liquid-solid ^3He), the temperature and the pressure can be considered as uniform in the sample. Indeed, as remarked in reference (1), it is the phonons of the solid and the quasi particles of the liquid which govern the exchange of atoms (and thus of magnetization) between the two phases. It is thus their common temperature which is important thermodynamically. The phonon diffusion in the solid is very rapid and it results in heat conductivity which is larger in the solid than in the liquid above 30 mK. On the liquid side the heat and spin diffusions are of the same order of magnitude but, as we shall see, the instability length is much shorter than the diffusion length in the liquid, and the above remarks show that

the high conductivity of the solid make the temperature uniform at the interface.

Let us consider a plane interface moving in the solid direction. The steady state situation is then for the magnetization, in the frame of the unperturbed interface :

- in the liquid ($z < 0$)

$$m(z) = m_{oL} = \text{const.} \quad (1)$$

- in the solid ($z > 0$)

$$m(z) = m_{oS} + (m_{oS} - m_{oL}) e^{-\frac{Vz}{D_S}} \quad (2)$$

V is the velocity of the interface and D_i the magnetization diffusivity in the phase i ($i = S, L$). We assume here pure diffusive transport of magnetization in the solid, a simplifying assumption which could be wrong for high magnetizations, and/or low temperatures (7).

We shall now consider an harmonic perturbation of the interface position :

$$z = \xi(x, t) = \xi_0 \exp(\gamma t) \exp(ikx) \quad (3)$$

and search for the relation between γ and k imposed by the conservation laws. Associated with this deformation is a perturbation of the magnetization on both sides :

$$\delta m_S(z) = \delta_S e^{\gamma t} e^{ikx} e^{-q_S z} \quad (4)$$

$$\delta m_L(z) = \delta_L e^{\gamma t} e^{ikx} e^{q_L z} \quad (5)$$

The magnetization conservation in both media is given by the equation :

$$D_i \Delta m_i + v \frac{\partial m_i}{\partial z} = \frac{\partial m_i}{\partial t} \quad (6)$$

and thus q_S and q_L are the positive solutions of the equations :

$$q_S^2 - k^2 - \frac{V}{D_S} q_S = \frac{\gamma}{D_S} \quad (7)$$

$$q_L^2 - k^2 + \frac{V}{D_L} q_L = \frac{\gamma}{D_L} \quad (8)$$

We have here neglected the difference in densities between liquid and solid, as usual (8). The magnetization conservation across the interface then leads to the equation :

$$D_S \frac{\partial m_S}{\partial z} + v m_S = D_L \frac{\partial m_L}{\partial z} + v m_L \quad (9)$$

where the quantities are taken at $z = \xi$, $v = V + \frac{\partial \xi}{\partial t}$ is the instantaneous velocity of the interface. $\frac{\partial \xi}{\partial t}$ to the first order in ξ :

$$m_S(\xi) = m_{oS} - (m_{oS} - m_{oL}) \frac{V}{D_S} \xi + \delta m_S \quad (10)$$

$$m_L(\xi) = m_{oL} + \delta m_L \quad (11)$$

$$\frac{\partial m_S}{\partial z}(\xi) = -(m_{oS} - m_{oL}) \frac{V}{D_S} + (m_{oS} - m_{oL}) \frac{V^2}{D_S^2} \xi - q_S \delta m_S \quad (12)$$

$$\frac{\partial m_L}{\partial z}(\xi) = q_L \delta m_L \quad (13)$$

The local equilibrium imposes the condition that m_S and m_L at the interface correspond to the same effective field $H^* + h$ where H^* refers to the planar interface and $h = h_0 e^{\gamma t} e^{ikx}$:

$$\delta m_S - (m_{oS} - m_{oL}) \frac{V}{D_S} \xi = \chi_S h \quad (14)$$

$$\delta m_L = \chi_L h \quad (15)$$

Note that χ_S and χ_L refer here to the local slopes $\partial m_i / \partial H$.

Finally, compared to the planar situation with the same liquid pressure, the changes in chemical potential per unit volume are :

$$\delta \mu_S = -\bar{\alpha} k^2 \xi - \frac{1}{\phi} m_{oS} h \quad (16)$$

$$\delta \mu_L = -\frac{1}{\phi} m_{oL} h \text{ and thus} \quad (17)$$

$$(m_{oS} - m_{oL}) h = -\bar{\alpha} \phi k^2 \xi \quad (18)$$

where $\bar{\alpha}$ is the liquid-solid surface tension. With a system of units where m is the relative magnetization and H is expressed in Kelvins, ϕ equals the molar volume divided by the perfect gas constant (1).

Taking into account Equations (10) to (15), Eq. (9) becomes, to first order :

$$\frac{V^2}{D_S} (m_{oS} - m_{oL}) \xi - D_S q_S \left[\chi_S h + (m_{oS} - m_{oL}) \frac{V}{D_S} \xi \right] + m_{oS} \gamma \xi + V \chi_S h = D_L q_L \chi_L h + m_{oL} \gamma \xi + V \chi_L h \quad (19)$$

Eq. (18) then gives :

$$\gamma = V \left(q_S - \frac{V}{D_S} \right) - \frac{\bar{\alpha} \phi k^2}{(m_{oS} - m_{oL})^2} \left[D_S q_S \chi_S + D_L q_L \chi_L + V (\chi_L - \chi_S) \right] \quad (20)$$

3. General Discussion

We recall that we are interested in the cases where

$$(A) \frac{V}{D_S} > k > \frac{V}{D_L}$$

For discussing the value of the q_i using Eq. (7) and (8) we distinguish two cases : the quasi stationary case where $\gamma \ll D_S k^2$, close to the instability threshold and the fully unstable case where $\gamma \gg D_S k^2$.

Due to inequalities (A) we can write :

$$q_S \approx \frac{V}{D_S} + \frac{D_S k^2}{V} + \frac{\gamma}{V} - \frac{D_S^3}{V^3} (k^2 + \frac{\gamma}{D_S})^2 \quad (21)$$

$$q_L = k - \frac{V}{2D_L} + \frac{\gamma}{2kD_L} \quad (22)$$

Then if $\gamma \ll D_S k^2$, neglecting again $\frac{D_S k}{V}$:

$$\gamma \left[1 + v^2 \frac{\bar{\alpha} \phi \chi_L (1 + \frac{2D_S \chi_S k}{\chi_L V})}{4(m_{oS} - m_{oL})^2 D_S^2 k} \right] = \frac{V^2}{2D_S} - \frac{\bar{\alpha} \phi V^2}{2D_S^2 (m_{oS} - m_{oL})^2} \left[D_L \chi_L k + \frac{V \chi_L}{2} \right] \quad (23a)$$

$$\gamma = \frac{V^2}{2D_S} \frac{\left[1 - \lambda_\alpha \left(k + \frac{V}{2D_L} \right) \right]}{1 + (\lambda_\alpha V^2 / 4D_S D_L k) \left[1 + 2(D_S \chi_S k / \chi_L V) \right]} \quad (23a)$$

where taking into account inequalities (A) and reasonable values of χ_S / χ_L we have neglected $D_S^3 k^2 \chi_S / V$ compared to $D_L \chi_L k$. One can see that it is also negligible compared to $V \chi_L$ in the cases where this last term is important. Here :

$$\lambda_\alpha = \frac{\bar{\alpha} \phi \chi_L D_L}{D_S (m_{oS} - m_{oL})^2} \quad (24)$$

Approximate values are $D_S = 10^{-11}$ m²/s, $D_L = 3 \cdot 10^{-9}$ m²/s (9), $\phi = 3 \cdot 10^{-6}$ m³K/J, $\chi_L = 5$ K⁻¹ (10), $\bar{\alpha} = 2 \cdot 10^{-5}$ J/m² (11). This gives in metres :

$$\lambda_\alpha = \frac{10^{-7}}{(m_{oS} - m_{oL})^2} \quad (25)$$

above 60 mK.

The first consequence of Eq. (23) is that there is no instability for (12) :

$$V > V_o = \frac{2D_L}{\lambda_\alpha} \approx 2 \cdot 10^{-2} (m_{oS} - m_{oL})^2 \text{ (m/s)} \quad (26)$$

Under this critical velocity, the instability indeed occurs. In order to estimate its growing time we have to take the opposite limit : $\gamma > D_S k^2$. In such a case Eq. (20) becomes :

$$\gamma^2 \approx V^2 k^2 \left[1 - \lambda_\alpha \left(k + \frac{V}{2D_L} \right) \right] \quad (23b)$$

We have neglected $\frac{V^2 \lambda_\alpha k}{2D_L \gamma} \approx \frac{V \lambda_\alpha}{2D_L}$, due to (A).

The most unstable perturbation thus corresponds to :

$$k_m = \frac{2}{3\lambda_\alpha} \left[1 - \frac{V}{V_o} \right] \approx \frac{1}{\lambda_\alpha}$$

Let us end this section by a physical discussion which will be helpful shortly. As is always the case, the growing time of the unstable mode comes from the competition of two characteristic times. One, of order D_S/V^2 , is the growing time in the absence of surface tension, where any mode is unstable. The second comes from the stabilizing effect of the surface tension : due to it, the deformation creates a field undulation which tends to relax by magnetization diffusive currents, mainly in the liquid. This second time, thus proportional to $(\partial D_L)^{-1}$ is of order $D_S/V^2 \lambda_\alpha k$.

4. Conclusion

As a conclusion let us note that with $(m_{oS} - m_{oL}) = 0.3$, $V \approx 10^{-4}$ m/s is well under V_o and gives a growing time for the most unstable mode of approximately 50 ms. It is thus almost certain that dendritic melting occurs in current polarized ^3He experiments. We are thus faced with the problem of fully developed dendrites and particularly to the relation between their tip velocity and their radius of curvature. We cannot solve completely this problem which is always open for ordinary dendrites (6).

We shall however remark that this radius ρ cannot be much larger than λ_α : on such a quasi planar interface, instabilities of wavelength λ_α would develop. On the other hand, as the shape of the dendrite is probably close to a paraboloid, the characteristic length for the variation of the curvature is also ρ at the tip.

We have thus, as at the end of the preceding section, a competition between two times. The

time the dendrite needs to progress a diffusion length is D_S/V^2 . On times shorter than this the dendrite is static, which is coherent only if the evolution time of the curvature, due to the surface tension, $(\rho/\lambda_\alpha)(D_S/V^2)$, is also large.

Thus ρ must be of order λ_α and we can write the condition (A) as :

$$(B) V > V_1 = \frac{D_S}{\lambda_\alpha} = V_{o1} (m_{oS} - m_{oL})^2$$

with $V_{o1} \approx 10^{-4}$ m/s, which is the condition for having the radius of curvature of the interface larger than the diffusion length in the solid.

In another paper we examine whether condition (B) can be considered as fulfilled in the actual experiments (ref. (1) and (2)). This would demonstrate the applicability of the $m = m_L$ hypothesis. While we have strongly focused on melting of polarized ^3He , we think that the situation we have discussed in the present paper can be found in classical systems. It could correspond to ordinary solid dendrites in a case where the heat diffusivity in the liquid is several orders of magnitude smaller than in the solid. We think that liquid dendrites could even be observed at slow enough melting with high enough impurities concentration in the solid.

REFERENCES

- (1) G. Bonfait, L. Puech, A.S. Greenberg, G. Eska, B. Castaing, D. Thoulouze, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1092.
- (2) A. Dutta, C.N. Archie, Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2949.
- (3) B. Castaing, P. Nozières, J. Physique-Lettres 40 (1979) 275.
- (4) G. Bonfait, B. Castaing, A. Schuhl, M. Chapelier J. Physique-Lettres 46 (1985) 1073.
- (5) W.W. Mullins, R.F. Sekerka, J. Appl. Phys. 35 (1964) 444.
- (6) J.S. Langer, Rev. Mod. Phys. 52 (1980) 1.
- (7) B. Castaing, Proceeding of L.T. 17, Physica 126B (1984) 212.
- (8) Some recent papers take it into account. See for instance B. Caroli, C. Caroli, C. Misbah, B. Roulet, J. Physique-Lettres 46 (1985) 1657.
- (9) M.G. Richards, Adv. Magn. Resonance 5 (1971) 305 ; A. Landesman, J. Physique C3 31 (1970) C3-55.
- (10) J. Wilks, The Properties of Liquid and Solid Helium. (Clarendon, Oxford 1967).
- (11) This is estimated from the temperature of the roughening transition (E. Rolley, S. Balibar private communication). See also : S. Balibar, B. Castaing, Surface Science Reports 5 (1985) 87.
- (12) In fact $V > V_o$ corresponds to the breaking of inequality (A). But taking the opposite limit, namely $q_L \approx D_L k^2/V$, one can see that the stability at large V remains.

BIBLIOGRAPHIE

BIBLIOGRAPHIE

- "Theory of Quantum Liquids", PINES D., NOZIERES P., W.A. BENJAMIN Inc. (1966).
- *The Helium Liquids* : Edité par ARMITAGE J.G. et FARGUAR I.E., Academic Press, 1975.
- *Magnétisme de Bandes* : BLANDIN A., Polycopiés DEA Orsay.
Liquide de Fermi ; Magnétisme et localisation dans les liquides de Fermi : Polycopiés des cours de P. Nozières. Ces deux cours collent spécialement au sujet.
- On suivra l'évolution du sujet dans
- "SPOQS" : J. Physique C7, **41** (1980).
- les comptes rendus des LT 16, 17.
- le compte rendu de *Quantum Liquids and Solids*
 - *Quantum Fluids and Solids* - 1983 : AIP Conference Proceedings, édité par ADAMS E.D., IHAS G.G. AIP.
 - *Quantum Fluids and Solids* - 1987 : J. Can. Phys., à paraître.

REFERENCES

- ABEL W.R., ANDERSON A.C., WHEATLEY J.C. : Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 74.
- ABRAGAM A. : *The Principles of Nuclear Magnetism*, Clarendon Press, Oxford (1961).
- ABRAHAM B.M., OSBORNE D.W. : JLTP **5** (1971) 335.
- ABRIKOSOV A.A., KHALATNIKOV I.M. : Rept. Progr. Phys. **22** (1959) 329.
- ANDERSON P.W., BRINKMAN W.F. : *The Helium Liquids*, Academic Press (1975) ; *The Physics of Liquid and Solid Helium* : WILEY, New York (1978).
- ANDREEV A.F., LIFSCHITZ H.I. : Sov. Phys. JETP **29** (1969) 1107.
- ANDREEV A.F., MARTCHENKO, MEIEROVICH : JETP **26** (1977) 36.
- ARCHIE, 1984 : SEN B., ARCHIE C.N., Phys. Rev. B **29**(3) (1984) 1490.
- ARCHIE C.N., ALVESALO T.A., REPPY J.D., RICHARDSON R.C. : JLTP **42**(3/4) (1981) 295.
- ARMSTRONG G., GREENBERG A.S. : Proceeding LT 16, J. Physique C6 **39** (1978) 135.

- BALIBAR S., CASTAING B. ; Surface Sciences Rept. **5** (1985) 87.
- BARRAS-PROVENCE, 12 rue Ampère, 38000 Grenoble.
- BASHKIN E.P., MEIEROVICH A.E. : J. Physique C7 **41** (1980) 61.
- BASSOU M. : Thèse, Université d'Orsay, 1981.
- BEAL-MONOD M.T., MA S.K., FREDKIN D. : Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 929.
- BEAL-MONOD M.T., MAKI K. : Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1461.
- BEAL-MONOD M.T. : JLTP **37(1/2)** (1979) 123.
- BEAL-MONOD M.T. : Proceeding LT 16, Physica **109&110B** (1982) 1837.
- BEAL-MONOD M.T., DANIEL E. : Phys. Rev. B **27** (1983) 4467.
- BEDELL K.S., SANCHEZ-CASTRO C. : Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 854.
- BENOIT M, BOSSY J., FLOUQUET J., SCHWEITZER J. : J. Physique-Lettres **46** (1985) 923.
- BERNIER M.E.R., GUERRIER G. : Physica **121B** (1983) 202.
- BERNIER M.E.R. : JLTP **56(3/4)** (1984) 205.
- BLANDIN A. : *Magnétisme de Bandes* (cours polycopiés) Orsay, 1978.
- BLOEMBERGEN N., PURCELL E.M., POUND R.V. : Phys. Rev. **73** (1948) 679.
- BONFAIT G., PUECH L., GREENBERG A.S., ESKA G., CASTAING B., THOULOZE D. : Phys. Rev. Lett. **53(11)** (1984) 1092.
- BONFAIT G., CASTAING B., SCHUHL A., CHAPPELLIER M. : J. Physique-Lettres **46** (1985) 1073.
- BONFAIT G., PUECH L., CASTAING B., THOULOZE D. : Europhys. Lett. **1** (1986) 521.
- BONFAIT G., PUECH L., HALPERIN W.P., CASTAING B. : Europhys. Lett. **3** (1987) 489.
- BOUCHAUD J.P., LHUILLIER C. : Europhys. Lett. **3(4)** (1987) 481.
- CASTAING B., NOZIERES P. : J. Physique **40** (1979) 239.
- CASTAING B. : Compte Rendu LT 17, Physica **126B+C** (1984) 212.
- CHAPPELLIER M., OLSEN M., RASMUSSEN F.B. : Proceeding LT 16, Physica **109&110B** (1982) 31.
- CHAPPELLIER M., BASSOU M., DEVORET M., DELRIEU J.M., SULLIVAN N.S. : J.L.T.P. **59(1/2)** (1985) 45.
- CHAPPELLIER M., FROSSATI G., RASMUSSEN F.B. : Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 904.
- DONIACH S., ENGELSBERG S. : Phys. Rev. Lett. **17** (1966) 750.
- EBNER C., EDWARDS D.O. : Phys. Reports **2c** (1971) 77.
- FRANSE J.J.M. et al, Proceeding LT 17, Physica **126B+C** (1984).

- FROSSATI G. : Thèse Université de Grenoble (1978).
- FROSSATI G. : J. Physique C7 **41** (1980) 95.
- GLYDE H.R., HERNADI S.I. : Phys. Rev. B **29** (1984) 3873.
- GODFRIN H., FROSSATI G., GREENBERG A.S., HEBRAL B., THOULOUBE D. : Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 1695.
- GODFRIN H., FROSSATI G., HEBRAL B., THOULOUBE D. : J. Physique C7 **41** (1980) 275.
- GODFRIN H. : Thèse Université de Grenoble (1981).
- GREYWALL D.S., BUSCH P.A. : JLTP **46(5/6)** (1982) 451 (courbe de fusion).
- GREYWALL D.S. : Phys. Rev. B **27(5)** (1983) 2747 : chaleur spécifique.
- GREYWALL D.S. : Phys. Rev. B **29(9)** (1984) 4933 : conductivité et diffusivité thermique.
- HALPERIN W.P., RASMUSSEN F.B., ARCHIE C.N., ALVESALO T.A., RICHARDSON R.C. : JLTP **31** (1978) 617.
- HAMMEL P.C., RICHARDSON R.C. : Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1441.
- HEBRAL B. : Thèse Université Grenoble (1978).
- HEBRAL B., FROSSATI G., GODFRIN H., SCHUMACHER G., THOULOUBE D. : J. Physique-Lettres **40** (1979) 41.
- HERTZ J. : Phys. Rev. B **14** (1976) 1165.
- HILL H.D.W., RICHARDS R.E. : J. Scient. Instr. (J. Phys. E) **1** (1968) 1977.
- KOPIETZ P., DUTTA A., ARCHIE C.N. : Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 1231.
- KOUROUDIS et al : Phys. Rev. Lett. **58(8)** (1987) 820.
- LANDAU L.D. : JETP **3** (1957) 920 ; **5** (1957) 101 ; **8** (1959) 70.
- LEVIN K., VALLS O.T. : Physics Reports **98** (1983) 1.
- LHUILLIER C., LALOE F. : J. Physique **40** (1979) 239.
- LHUILLIER C., LEVESQUE D. : Phys. Rev. B **23** (1981) 2203.
- LOUNASMAA O.V. : *Experimental Principles and Methods Below 1 K*, Academic Press Inc. (London) (1974).
- LOUNASMAA O.V. : J. Phys. E (Scient. Instr.) **12** (1979) 668.
- MANOUSAKIS E., FANTONI S., PANDHARIPANDE V.R., USMANI Q. : Phys. Rev. B **28** (1983) 3770.
- MASON P.W. : *Physical Acoustics*, Academic Press Inc. (London) (1964).
- MEISEL M.W. : PhD, Northwestern University (1983), Evanston, IL 60201, USA.
- MINNESOTA Rubber France, 5 rue Laure Fist, 92602 Asnières-Cédex, France.
- MONTAMBAUX G., HERITIER M., LEDERER M. : JLTP **47** (1982) 39.
- NACHER P.J. : Communication privée.
- NOZIERES P. : Cours donné à Grenoble (1983).

- OSHEROFF D.D., CROSS M.C., FISHER D.N. : Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 792.
- PINES D., NOZIERES P. : "*Theory of Quantum Liquids*", BENJAMIN W.A. (1966).
- PREWITT T.C., GOODKIND J.M. : Phys. Rev. Lett. **44** (1977) 792.
- PUECH L., BONFAIT G., THOULOZE D., CASTAING B. : Proceeding LT 17, North-Holland (1984) p. 427.
- PUECH L., BONFAIT G., CASTAING B. : J. Phys. **47** (1986) 723.
- RAMM H., PEDRONI P., THOMSON J.R., MEYER H. : JLTP **2** (1970) 539.
- RANNINGER J., ROBASZKIEWICZ S., SULPICE A., TOURNIER R. : Europhys. Lett. **3(3)** (1987) .
- ROACH P.R., ECSTEIN Y., MEISEL M.W., ANIOLA-JEDRZEJEK L. : JLTP **52** (1983) 433.
- ROGER M., HETHERINGTON J.H., DELRIEU J.M. : Rev. Mod. Phys. **55** (1983).
- RON A. : "*Theory of Fermi Liquids*" in the Helium Liquids, Academic Press (1975).
- SACHARAJDA A.S., BREWER D.F., TRUSCOTT W.S. : JLTP **56** (1984) 516, 617.
- SCHUMACHER G., Thèse Université de Grenoble (1978).
- SCHUMACHER G., THOULOZE D., CASTAING B., CHABRE Y., SEGRANSAN P., JOFFRIN J. : J. Physique-Lettres **40** (1979) 143.
- SCHLICHTER C.P. : Principles of Magnetic Resonance, HARPER and ROW, New York (1963).
- SEILER K., GROS C., RICE T.M., UEDA K., VOLLHARDT D. : JLTP **64** (Août 1986).
- SHIVARAM B.S., MEISEL M.W., SARMA B.L., HALPERIN W.P., KETTERSON J.B. : JLTP **63** (1986) 57.
- SCHUHL A., MAEGAWA S., MEISEL M.W., CHAPPELLIER M. : Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 1957.
- SCHUHL A. : Thèse Université d'Orsay (1986).
- SKÖLD K., PELIZZARI C.A., KLEB R., OSTROWSKI G.E. : Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 842.
- SKÖLD K., PELIZZARI C.A. : J. Phys. C **11** (1978) 589.
- STRINGARI S. : Europhys. Lett. **2(8)** (1986) 639.
- THOULOZE D., BONFAIT G., CHABRE Y. : J. Physique C7 **47** (1980) 111.
- VERMEULEN G., Thèse Université de Leiden (Pays-Bas).
- VOLLHARDT D. : Rev. Mod. Phys. **56** (1984) 1.
- WHEATLEY J.C. : in "*Helium Liquids*", Academic Press (1975).
- WOHLFARTH E.P., RHODES P. : Philos. Magn. **7** (1962) 1817.

AUTORISATION DE SOUTENANCE

DOCTEUR D'ETAT

Vu les dispositions de l'Article 5 de l'Arrêté du 16 avril 1974,

Vu les rapports de M..... B. CASTAING

M..... M. CHAPELLIER

M..... C. ZHILLIER

M..... Frédéric BONFAIT est autorisé à
présenter une thèse en soutenance pour l'obtention du grade de
DOCTEUR D'ETAT ES SCIENCES.

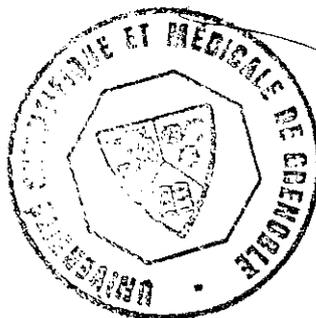
Fait à Grenoble, le 24 MARS 1987

Le Président de l'I.N.P.G.

Le Président de l'U.S.T.M.G.

D. BLOCH
Président
de l'Institut National Polytechnique
de Grenoble

P.O. le Vice-Président,



J.J. Payan
J.J. PAYAN

P.O.

RESUME :

Par fusion rapide du solide ^3He polarisé ($H_0 = 7 \text{ T}$, $T = 5 \text{ mK}$), nous avons obtenu du liquide ayant une aimantation correspondante à celle qui serait obtenue par l'application d'un champ magnétique supérieur à 100 Tesla. Nous avons étudié la variation de la vitesse du son et la modification de la courbe de fusion dans de telles conditions.

A 200 mK, l'augmentation de la vitesse du son est linéaire avec le carré de l'aimantation m comme le prévoit un calcul thermodynamique dans lequel la susceptibilité est supposée indépendante du champ magnétique.

A 100 mK, l'abaissement de la courbe de fusion ΔP atteint 1 bar pour une aimantation du liquide égale à 30 %. Un régime ΔP linéaire en m^2 est aussi observé pour m inférieure à 15 %. Pour les valeurs supérieures de l'aimantation, un accroissement brutal de la susceptibilité a été mis en évidence et suggère que l' ^3He devient métamagnétique.

MOTS CLES : HELIUM, MAGNETISME, METAMAGNETISME, PARAMAGNONS, COURBE DE FUSION, VITESSE DU SON, CHAMPS MAGNETIQUES INTENSES, LIQUIDE DE FERMI.

