

Magnétisme nucléaire

M. Anatole ABRAGAM, membre de l'Institut
(Académie des Sciences), professeur

Le cours de cette année a été consacré à une première étude des propriétés magnétiques des nouvelles phases superfluides de ^3He liquide, étude qui sera reprise et complétée l'année prochaine. Découvertes il y a moins de quatre ans (en 1972) aux Etats-Unis par une équipe de chercheurs de l'Université de Cornell, ces phases ont été l'objet d'une véritable explosion de recherches tant théoriques qu'expérimentales. La prévision théorique de l'existence de telles phases et de bon nombre de leurs propriétés avait suivi de peu l'apparition en 1957 de la théorie BCS de la supraconductivité. Cependant, l'impossibilité pour des raisons sur lesquelles on reviendra, de prévoir par la théorie la valeur de la température critique correspondant à l'apparition de ces phases, avait amené les physiciens des basses températures à s'intéresser en priorité à la transition vers un état ordonné des spins de ^3He solide. En effet, pour le solide, on pouvait, à partir de mesures antérieures, prévoir l'ordre de grandeur sinon la valeur exacte de la température critique, de l'ordre de quelques millikelvins. Un effort considérable s'était donc porté vers l'observation éventuelle d'une phase ordonnée du solide, si bien que les premières manifestations de l'apparition des phases superfluides dans le liquide ont, pendant une courte période, été interprétées comme une transition de phase du solide.

Ce sont les propriétés de la résonance magnétique nucléaire de ^3He qui ont permis d'établir de façon indiscutable qu'il s'agissait bien de nouvelles phases liquides et d'éclaircir considérablement les propriétés de ces phases.

La phase normale de ^3He liquide

Aux températures inférieures à $0,1 \text{ }^\circ\text{K}$, ^3He se comporte comme un liquide de Fermi. Il est caractérisé par une énergie de Fermi $E_F = k_B T_F$ un

vecteur d'onde de Fermi de longueur k_F , par une masse effective m^* , une densité d'états $(dn/d\varepsilon)$, et un nombre N d'atomes par unité de volume, reliés par les relations suivantes :

$$(1) \quad E_F = (\hbar^2 k_F^2 / 2m^*) \quad (dn/d\varepsilon) = (3N/2E_F)$$

Il possède une susceptibilité de Pauli χ_o , indépendante de la température et une chaleur spécifique proportionnelle à la température :

$$(1') \quad \chi_o = \left(\frac{\gamma^2 \hbar^2}{4} \right) (dn/d\varepsilon) \quad C_v = \frac{\pi^2}{2} N k_B (T/T_F)$$

Ces formules décrivent non pas le comportement d'atomes « nus » de ${}^3\text{He}$ mais celui de quasiparticules « habillées » par les fortes interactions des atomes entre eux, ce qui se traduit en particulier par l'existence d'une masse effective m^* différente de la masse atomique m . L'introduction de quasiparticules indépendantes ne suffit pas pour tenir compte des interactions entre atomes et Landau y superpose des couplages entre quasiparticules qui peuvent en particulier dépendre de l'orientation relative de leurs spins. Il en résulte en présence d'une perturbation extérieure telle qu'un champ magnétique appliqué, l'apparition d'une « polarisation » du liquide de Fermi qui peut se décrire par un champ moléculaire \mathbf{H}_m relié à l'aimantation nucléaire \mathbf{M} du liquide de Fermi par :

$$(2) \quad \mathbf{H}_m = - (\gamma \hbar)^{-2} (dn/d\varepsilon)^{-1} Z_o \mathbf{M}$$

Dans cette formule Z_o est l'un des coefficients sans dimensions, qui apparaît dans le développement en harmoniques sphériques des interactions de Landau entre quasiparticules et qui dans ${}^3\text{He}$ au voisinage de la courbe de fission est de l'ordre de -3 . Comme dans la théorie classique du champ moléculaire il en résulte la modification bien connue de la susceptibilité donnée par :

$$(3) \quad \chi = \frac{\chi_o}{1 + (\gamma \hbar)^{-2} \left(\frac{dn}{d\varepsilon} \right)^{-1} Z_o \chi_o} = \frac{\chi_o}{1 + (Z_o/4)} \simeq 4\chi_o$$

L'instabilité de Cooper

Dans une publication historique Cooper a montré en 1956 que deux fermions, placés à la surface de Fermi d'un fluide, dont on suppose pour simplifier qu'ils interagissent entre eux mais pas avec les autres fermions de la mer de Fermi, forment nécessairement un état lié dès lors que leur

interaction $V(1,2)$ est attractive, aussi faible que soit cette attraction, en contraste frappant avec ce qui se passe pour deux fermions libres en interaction. Cooper montre qu'à température nulle l'énergie de liaison E des

deux fermions est proportionnelle à $\exp \left[- 2 / \left(V \frac{dn}{d\varepsilon} \right) \right]$

où V est la force du potentiel attractif. Cette dépendance est singulière au voisinage de la valeur $V = 0$ et ne peut donc être obtenue par un calcul de perturbation à un ordre quelconque. Un calcul très approché permet de prévoir une dépendance similaire par rapport à V de la température à laquelle cette énergie de liaison s'annule, température que l'on peut interpréter comme donnant l'ordre de grandeur de la température critique de transition vers une phase superfluide du fluide de Fermi considéré. Il résulte de cette dépendance exponentielle qu'une erreur par un facteur de quelques unités sur V qui est fort mal connu, entraîne une erreur de plusieurs ordres de grandeur sur T_c , ce qui explique l'impuissance des théoriciens à prédire la valeur de T_c .

La théorie BCS et ^3He superfluide

La théorie BCS (Bardeen, Cooper, Schrieffer) donne à l'idée qualitative de Cooper une base mathématique plus solide, prenant en compte correctement l'indiscernabilité des fermions et le caractère antisymétrique de leur fonction d'onde. On sait le succès qu'elle a obtenu dans l'explication de la supraconductivité décrite comme un passage à l'état superfluide avec formation de paires, du liquide de Fermi constitué par les électrons de conduction d'un métal.

Quelles sont les différences principales entre ce « liquide » et celui formé par les atomes de ^3He ? Tout d'abord, bien entendu, l'absence de charge pour les atomes d'hélium et donc aussi celle des deux effets les plus spectaculaires de la supraconductivité : l'effet Meissner, c'est-à-dire l'expulsion (totale ou partielle) du flux magnétique par le supraconducteur et l'annulation de sa résistance électrique. Ensuite, la nature de l'attraction entre les quasiparticules dans les deux liquides de Fermi que nous comparons : pour les électrons de conduction elle peut être décrite en termes classiques comme suit : un électron e attire vers lui les ions positifs qui l'entourent. Cette concentration de charge positive autour de l'électron e attirera un électron e' . Les mouvements des électrons étant beaucoup plus rapides que ceux des ions, cette concentration de charge positive ionique ne pourra

pas « suivre » l'électron qui lui a donné naissance et il en résulte que l'interaction des deux électrons e et e' sera une interaction retardée dont la transformée de Fourier dépendra à la fois de l'échange d'impulsion \mathbf{q} et de l'échange d'énergie ω entre les deux électrons.

Dans ${}^3\text{He}$ une interaction attractive intrinsèque existe, c'est l'attraction de Van der Waals entre les couches électroniques de deux atomes d'hélium. Cette interaction intrinsèque possède aussi un cœur dur répulsif défavorisant les fonctions d'onde qui permettent aux atomes de venir très près l'un de l'autre, c'est-à-dire les ondes s , contrastant avec les électrons de conduction où l'état stable des paires de Cooper est un état s c'est-à-dire isotrope. L'état fondamental d'une paire de Cooper dans ${}^3\text{He}$ sera donc un état anisotrope avec $l \neq 0$, triplet de spin si l est impair, et singulet si l est pair, comme l'exige la statistique de Fermi.

A l'interaction Van der Waals directe entre les atomes d'hélium viennent se superposer, là aussi, des couplages indirects. Le plus significatif d'entre eux est un couplage entre spins. A un spin nucléaire de coordonnées spatio temporelles (\mathbf{r}, t) correspond une aimantation nucléaire locale $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$ et par l'équation (2) de Landau un champ moléculaire $\mathbf{H}_m(\mathbf{r}, t)$. Ce dernier induit en un point (\mathbf{r}', t') une aimantation $\mathbf{M}(\mathbf{r}', t')$ par l'intermédiaire de la susceptibilité non locale, $\chi(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t')$

$$(4) \quad \mathbf{M}(\mathbf{r}', t') = \int \chi(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') \mathbf{H}_m(\mathbf{r}, t) \, d\mathbf{r} \, dt$$

Il en résulte de nouveau par l'équation (2) un champ moléculaire local, $\mathbf{H}_m(\mathbf{r}', t')$ qui, se couplant à un spin s' de coordonnées (\mathbf{r}', t') , crée une énergie d'interaction supplémentaire, proportionnelle à $(\mathbf{s} \cdot \mathbf{s}')$ et qui se trouve être attractive pour des spins parallèles. ${}^3\text{He}$ est presque un liquide ferromagnétique. Une dernière différence entre la supraconductivité et la superfluidité de ${}^3\text{He}$ est que dans le second cas, le milieu polarisable responsable des interactions indirectes est le fluide *lui-même* et non, comme dans le cas des électrons, les ions positifs. Il en résulte que la contribution des interactions indirectes à l'énergie totale dépendra très fortement de l'état supposé du fluide au point de pouvoir intervertir l'ordre de stabilité de deux structures que l'on aurait calculé sans tenir compte de cet effet supplémentaire, ou encore, comme on dit, dans l'approximation du couplage faible. C'est bien ce qui se passe dans ${}^3\text{He}$ où une certaine phase dite phase A est plus stable qu'une autre phase B dans un certain domaine de température et de pression alors que le calcul en couplage faible prédit un ordre de stabilité inverse. Ce problème à peine mentionné dans le cours sera approfondi l'année prochaine.

La théorie BCS de l'état singulet anisotrope

Bien que l'expérience montre sans ambiguïté que les paires de Cooper de ^3He superfluide sont dans l'état triplet de spin, le cours suivant l'exposé magistral de Leggett (Rev. Mod. Phys., 1975) a porté tout d'abord sur l'état singulet, à partir duquel les propriétés de l'état triplet se déduisent par une généralisation naturelle. Pour des raisons pédagogiques on a également préféré la présentation originelle de BCS à celle, plus synthétique et plus compacte, de Bogoliobov-Valatin. Cette présentation est trop connue pour être reproduite dans ce résumé. On soulignera simplement les particularités apportées au traitement BCS standard par l'anisotropie due au caractère non-s de la fonction d'onde des paires. Le « gap » $\Delta(T)$ est maintenant une fonction $\Delta(\mathbf{n}, T)$ de l'orientation du vecteur $\mathbf{k} = \mathbf{n}|\mathbf{k}|$ sur la surface de Fermi. Au voisinage d'une température nulle l'équation intégrale de B.C.S. qui donne $\Delta(\mathbf{n}, T)$ est hautement non linéaire et l'on a préféré étudier le $\Delta(\mathbf{n}, T) \simeq \Delta(T) f_1(\mathbf{n})$ où $f_1(\mathbf{n})$ est une superposition d'harmoniques sphériques de la température de transition, où cette équation est approximativement linéaire et admet des solutions approchées de la forme riches d'ordre 1, normalisée à $\int |f_1(\mathbf{n})|^2 (d\Omega/4\pi) = 1$.

On a introduit aussi le paramètre d'ordre

$$\Psi(\mathbf{n}, T) = \sum_{|\mathbf{k}|} F_{\mathbf{k}} = \sum_{|\mathbf{k}|} \langle a_{-\mathbf{k}\downarrow} a_{\mathbf{k}\uparrow} \rangle$$

où $a_{\mathbf{k}\uparrow}$ est un opérateur d'absorption d'un fermion d'impulsion \mathbf{k} et de spin up, et le symbole $\langle \rangle$ représente une moyenne thermique. Dans l'approximation quasi linéaire on a encore $\Psi(\mathbf{n}, T) \cong \Psi(T) f_1(\mathbf{n})$. L'énergie libre s'exprime en fonction de $\Psi(T)$ par le développement de Ginzburg-Landau limité aux termes du 4^e ordre.

$$(6) \quad \mathcal{F} = E - TS = \alpha(1 - (T/T_c)) \Psi^2 + \frac{1}{2} \kappa \beta \Psi^4$$

où α et β sont des coefficients ayant la dimension d'une énergie et $\kappa = \int |f_1(\mathbf{n})|^4 (d\Omega/4\pi)$ est sans dimensions. La valeur de Ψ qui minimise \mathcal{F} est :

$$\Psi(T) = (\alpha/\kappa\beta)^{1/2} \left(\frac{T - T_c}{T_c} \right)^{1/2}$$

et le gap Δ est donné par une formule identique à celle de la supraconductivité si l'on y fait $\kappa = 1$

$$(6') \quad \Delta(T) = 3,06 \kappa^{-1/2} (k_B T_c) (1 - T/T_c)^{1/2}$$

Comme il est bien connu, la susceptibilité dans l'état superfluide singulet décroît au-dessous de la température de transition et s'annule au zéro

absolu. Si l'on ne tient pas compte des interactions de Landau, la susceptibilité superfluide χ_{so} est donnée par la formule classique $\chi_{so} = \chi_o Y(T)$ où $Y(T)$, la fonction dite de Yosida, décroît de 1 à 0 quand la température varie de T_c à 0. Au voisinage de $T = T_c$, $1 - Y(T)$ varie comme $\Delta^2(T)$. Le concept de champ moléculaire permet, comme dans l'état normal, de corriger la susceptibilité. Compte tenu des équations (2) et (3) on trouve :

$$(7) \quad \chi_s = \chi_n Y(T) (1 + Z_o/4) / \left[1 + \frac{Z_o}{4} Y(T) \right]$$

Au voisinage de T_c , $\left(\frac{\chi_s}{\chi_n} - 1 \right)$ varie comme $1 - Y(T)$ c'est-à-dire d'après (6) comme $(1 - T/T_c)$.

Enfin, une dernière formule relative à l'état singulet, que l'on aura besoin de généraliser pour le calcul de l'interaction dipolaire magnétique entre les spins d'une paire dans l'état triplet, est celle de la valeur moyenne d'un opérateur orbital à deux particules :

$$M = \frac{1}{2} \sum_{j < k} g(\mathbf{r}_j - \mathbf{r}_k)$$

On trouve :

$$(8) \quad \langle M \rangle = \int g(\mathbf{r}) |F(\mathbf{r})|^2 d\mathbf{r}$$

où la fonction $F(\mathbf{r})$ est la transformée de Fourier de $F_{\mathbf{k}} = \langle a_{-\mathbf{k}\downarrow} a_{\mathbf{k}\uparrow} \rangle$ définie plus haut.

L'état superfluide triplet

Un état triplet de spin $S = 1$ est sous-tendu par trois fonctions d'onde $S_z = 1, 0, -1$. Une première extension des résultats de l'état singulet à l'état triplet consiste à supposer que seuls les états $S_z = +1$ et $S_z = -1$ sont réalisés dans la phase considérée. La justification pour cette restriction un peu surprenante est double : de telles phases avaient été considérées dans le travail de pionnier d'Anderson et Morel (1960) et d'autre part il se trouve qu'expérimentalement la phase dite A est de ce type. Une telle phase dite ESP (equal spin pairing) peut être considérée comme la juxtaposition pure et simple de deux phases indépendantes spin up et spin down. Il y correspond 2 gaps Δ_1 et Δ_{-1} , 2 paramètres d'ordre Ψ_1 et Ψ_{-1} et deux fonctions $F(\mathbf{r})$, F_1 et F_{-1} . Une formule telle que (8) sera remplacée par :

$$\langle M \rangle = \frac{1}{2} \int g(\mathbf{r}) \{ |F_1(\mathbf{r})|^2 + |F_{-1}(\mathbf{r})|^2 \} d\mathbf{r}$$

que l'on peut encore écrire :

$$(9) \quad \langle M \rangle = \frac{1}{2} \int g(\mathbf{r}) \text{Sp} \{ \hat{F} \hat{F}^+ \} d\mathbf{r}$$

où F est la matrice diagonale d'ordre 2, dont les éléments sont F_1 et F_{-1} .

L'extension au cas général où l'état $S_z = 0$ n'est pas exclu est simple ; Ψ , F et Δ deviennent des matrices symétriques d'ordre 2, $\hat{\Psi}$, \hat{F} et $\hat{\Delta}$ dont les éléments non-diagonaux sont respectivement Ψ_0 , F_0 , Δ_0 et où la formule (9) est toujours applicable.

Il est nécessaire de définir la loi de transformation de ces matrices lorsque l'on fait tourner dans l'espace l'axe de quantification des spins. On montre que cette loi est la suivante : Δ_1 , Δ_0 , Δ_{-1} se transforment comme les coefficients a_1 , a_0 , a_{-1} de la fonction d'onde de spin de la paire de Cooper si l'on écrit cette dernière :

$$(10) \quad |\varphi\rangle = a_1 |1\rangle + a_0 \sqrt{2} |0\rangle + a_{-1} |-1\rangle$$

L'équation (10) peut encore se récrire :

$$(11) \quad \varphi = a_x |X\rangle + a_y |Y\rangle + a_z |Z\rangle$$

où $|X\rangle$, $|Y\rangle$, $|Z\rangle$ sont les harmoniques sphériques d'ordre 1, combinaisons linéaires bien connues de $|1\rangle$, $|0\rangle$, $|-1\rangle$, se transformant comme les composantes d'un vecteur, ainsi donc que a_x , a_y , a_z . De même pour les matrices $\hat{\Delta}$, \hat{F} , $\hat{\Psi}$ on peut introduire des quantités Δ_x , Δ_y , Δ_z , etc. qui se transforment par rotation des axes de spin comme les composantes d'un vecteur Δ (ou F ou Ψ) et qui, compte tenu des relations entre a_1 , a_0 , a_{-1} et a_x , a_y , a_z peuvent s'écrire de façon compacte :

$$(12) \quad \Delta = - (i/2) \text{Sp} \{ \hat{\Delta} \sigma_2 \}, \quad \hat{\Delta} = i(\Delta \cdot \sigma) \sigma_2$$

où σ est un opérateur vectoriel dont les trois composantes sont les matrices de Pauli σ_1 , σ_2 , σ_3 .

Dans le cadre de l'approximation quasi-linéaire où la fonction d'onde de la paire se compose d'harmoniques sphériques ayant un indice 1 unique, on pourra définir un vecteur normalisé $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ tel que :

$$(13) \quad \Psi(\mathbf{n}, T) = \Psi(T) \mathbf{d}(\mathbf{n}) ; \Delta(\mathbf{n}, T) = \Delta(T) \mathbf{d}(\mathbf{n})$$

où : $\int |\mathbf{d}(\mathbf{n})|^2 (d\Omega/4\pi) = 1$

Une catégorie importante des états triplets superfluides est celle des états dits unitaires. Ce sont ceux où la matrice $\hat{\Delta} \hat{\Delta}^+$ est un multiple de la matrice unité. On trouve d'après (12) et (13) que :

$$(14) \quad \hat{\Delta} + \hat{\Delta}^+ = |\Delta|^2 \{ |\mathbf{d}|^2 + i \sigma \cdot (\mathbf{d}^* \wedge \mathbf{d}) \}$$

Pour qu'un état soit unitaire il faut et il suffit donc que le vecteur $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ soit co-linéaire à son imaginaire conjugué $\mathbf{d}^*(\mathbf{n})$, c'est-à-dire qu'il soit

réel, à part un facteur de phase, unique pour ses trois composantes. La structure des états unitaires est beaucoup plus simple que dans le cas général et comme il semble bien que les phases observées jusqu'ici (avec l'exception de la phase dite A_1 observée en champ magnétique élevé) soient unitaires, nous ferons cette hypothèse dans ce qui suit.

Pour les états unitaires le vecteur $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ a une interprétation simple, dans l'état \mathbf{n} correspondant la projection du spin le long du vecteur $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ est nulle.

Enfin le formalisme vectoriel permet d'exprimer sous forme compacte la valeur moyenne d'un opérateur à deux particules dépendant du spin :

$$(15) \quad M = \frac{1}{2} \sum_{ij, \alpha\beta} g_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_i - \mathbf{r}_j) s_{\alpha}^i s_{\beta}^j$$

On trouve par une généralisation naturelle de (8) :

$$(16) \quad \langle M \rangle = \frac{1}{4} \int d\mathbf{r} \left\{ \sum_{\alpha\beta} g_{\alpha\beta}(\mathbf{r}) [\delta_{\alpha\beta} |\mathbf{F}(\mathbf{r})|^2 - 2R_c F_{\alpha}(\mathbf{r}) F_{\beta}^*(\mathbf{r})] \right\}$$

Les phases superfluides de He^3 et leurs propriétés magnétiques statiques

Lorsque l'on refroidit, par exemple par la méthode Pomerantchuk (compression adiabatique le long de la courbe de fusion), un mélange de 3He solide et liquide, un premier changement de phase apparaît à une température de l'ordre de $T_c \approx 2,6$ millikel. et un second vers $T' \approx 2,1$ millikel. La phase stable entre T_c et T' a reçu le nom de phase A et celle stable au-dessous de la température T' celui de la phase B.

Les structures attribuées aux phases A et B, appelées également respectivement : phase ABM (Anderson, Brinkman, Morel) et BW (Balian, Werthamer), sont les suivantes (on a postulé que les deux phases sont des phases p c'est-à-dire de moment orbital $l = 1$) :

La phase ABM est une phase ESP où la direction du vecteur $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ est supposée indépendante du vecteur \mathbf{n} . Une telle phase peut être décrite par l'expression :

$$(17) \quad d_x = d_y = 0 \quad d_z = \sqrt{\frac{3}{2}}(n_y + in_z)$$

mais il est clair que toutes les phases qui s'en déduisent, soit par une rotation dans l'espace des spins de tous les vecteurs $\mathbf{d}(\mathbf{n})$, ou, par une rotation dans l'espace orbital de tous les vecteurs \mathbf{n} auront la même énergie (du moins en milieu infini) et l'expression la plus générale de $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ pour la phase ABM sera :

$$(18) \quad \mathbf{d}(\mathbf{n}) = \mathbf{d}' \{ (\alpha_1 \cdot \mathbf{n}) + i(\alpha_2 \cdot \mathbf{n}) \}$$

Dans cette formule dont (17) est un cas particulier, \mathbf{d}' , α_1 et α_2 sont trois vecteurs fixes unitaires et réels avec $(\alpha_1 \cdot \alpha_2) = 0$. On peut montrer que le moment orbital porté par la paire est $\mathbf{l} = \alpha_1 \wedge \alpha_2$.

La phase B est une phase dite isotrope qui peut être définie par $\mathbf{d}(\mathbf{n}) = \mathbf{n}$ mais il est clair que toutes les phases $\mathbf{d}(\mathbf{n}) = \mathbf{R}\mathbf{n}$ où R est une matrice de rotation dans l'espace à trois dimensions est également une phase B de même énergie. Le premier critère qui permet d'identifier les phases expérimentales A et B avec les phases théoriques ABM et BW résulte de la comparaison entre les valeurs théoriques et expérimentales de leurs susceptibilités. Pour une paire $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ où \mathbf{d} est supposé maintenu fixe, en présence d'un champ magnétique, la susceptibilité sera différente suivant que le champ est perpendiculaire ou parallèle à \mathbf{d} .

Il est à peu près évident que dans le premier cas la susceptibilité superfluide est égale à la susceptibilité normale $\chi_{so} = \chi_o$ (en l'absence de la correction de Landau) et que dans le second cas elle est la même que pour l'état superfluide singulet : $\chi_{so} = \chi_o Y(\mathbf{n}, T)$ où $Y(\mathbf{n}, T)$ est une fonction de Yosida anisotrope dont la moyenne sur la sphère de Fermi est $Y(T)$.

On a donc une susceptibilité tensorielle qui peut s'écrire :

$$(19) \quad \chi_{ij}(\mathbf{n}) = \chi_o \left\{ \delta_{ij} - [1 - Y(\mathbf{n}, T)] \frac{d_i^*(\mathbf{n}) d_j(\mathbf{n})}{|\mathbf{d}(\mathbf{n})|^2} \right\}$$

Comme une paire $\mathbf{d}(\mathbf{n})$ n'a pas d'existence physique, il faut intégrer sur la sphère de Fermi l'expression (19), ce qui s'écrit $\chi_{ij} = \chi_o \theta_{ij}$ où θ_{ij} est le tenseur, valeur moyenne de (19). La correction de Landau se fait comme dans le cas du singulet ce qui conduit pour le tenseur de susceptibilité $\hat{\chi}$ à l'expression suivante :

$$(20) \quad \hat{\chi} = \chi_n (1 + Z_o/4) \hat{\theta} / (1 + (Z_o/4) \hat{\theta})$$

Si nous appliquons (20) aux phases BW et ABM on trouve pour BW une susceptibilité isotrope :

$$(21) \quad \frac{\chi_{BW}}{\chi_n} = (1 + Z_o/4) \left[\frac{2}{3} + \frac{1}{3} Y(T) \right] / \left\{ 1 + \frac{Z_o}{4} \left[\frac{2}{3} + \frac{1}{3} Y(T) \right] \right\}$$

Pour ABM on trouve

$$(22) \quad \frac{\chi_{ij}}{\chi_n} = (\delta_{ij} - d'_i d'_j) + d'_i d'_j \left\{ \left(1 + \frac{Z_o}{4} \right) Y(T) / \left[1 + \frac{Z_o}{4} Y(T) \right] \right\}$$

La formule (21) prédit pour le rapport (χ_{BW}/χ_n) des valeurs décroissant depuis l'unité jusqu'à $\frac{2}{3} (1 + Z_o/4) / (1 + Z_o/6)$ c'est-à-dire jusqu'à $1/3$

environ ($Z_0 \approx -3$). Comme c'est bien ce qui est observé expérimentalement il est raisonnable d'attribuer à la phase B la structure BW. En ce qui concerne la structure ABM, l'équation (22) lui prédit une susceptibilité anisotrope mais il ne faut pas oublier que cette formule a été établie en supposant que le vecteur \mathbf{d}' est maintenu rigidement dans l'espace lorsque l'on applique le champ \mathbf{H} . Physiquement le vecteur \mathbf{d}' qui peut tourner dans l'espace sans que change l'énergie de la phase se placera perpendiculairement au champ pour minimiser l'énergie magnétique.

En prenant l'axe oz le long du champ, on aura $d'_z = 0$ et l'on mesurera d'après (22) $(\chi_{zz}/\chi_n) = 1$ c'est-à-dire une susceptibilité égale à celle de l'état normal. Comme c'est ce que l'on observe, on identifie phase A et structure ABM. On notera enfin, que d'après l'expression (6) de l'énergie libre, pour la valeur de Ψ qui minimise cette expression, F est proportionnelle à κ^{-1} , où κ dans le cas triplet est $\int |\mathbf{d}(\mathbf{n})|^4 (d\Omega/4\pi)$. Comme κ est égal à $6/5$ dans la phase ABM et à l'unité dans la phase BW on voit que la théorie (en couplage faible) prédit que BW est plus stable que ABM. C'est le contraire que l'on observe, invalidant l'hypothèse du couplage faible.

L'interaction dipolaire magnétique dans ^3He superfluide

Le caractère superfluide des nouvelles phases a été démontré par Leggett lorsque fut observé un déplacement de la fréquence de résonance de plusieurs dizaines de kilohertz. Leggett a insisté sur le fait que seule une force qui ne conserve pas le spin total pouvait produire un tel déplacement. De telles forces sont connues en RMN classique mais leur rôle est en général négligeable dans les liquides. Considérons en effet une paire de particules, son spin total \mathbf{S} et son moment orbital \mathbf{L} . En l'absence d'interaction dipolaire toutes les orientations relatives de \mathbf{S} et de \mathbf{L} ont la même énergie. L'interaction dipolaire lève bien cette dégénérescence donnant des énergies différentes pour différentes orientations relatives de \mathbf{L} et de \mathbf{S} . Cependant, pour un fluide normal, ces différences d'énergie de l'ordre de l'interaction dipolaire à l'intérieur d'une paire sont inférieures au dixième de microkelvin ; les niveaux correspondants sont également peuplés aux températures expérimentales les plus basses qui sont de l'ordre du millikelvin et les fluctuations thermiques neutralisent complètement l'effet des interactions dipolaires.

Le fait nouveau dans le superfluide c'est la *cohérence* : toutes les paires de Cooper ont la même orientation c'est-à-dire la même direction de leur vecteur \mathbf{L} et les différences d'énergie correspondant à des orientations diffé-

rentes de \mathbf{L} et de \mathbf{S} sont de l'ordre de l'énergie dipolaire à l'intérieur d'une paire, multipliée par le nombre N_s de paires superfluides. Ce n'est donc pas $10^{-7} k_B$ mais $N_s 10^{-7} k_B$ qui se trouve en compétition avec l'énergie $k_B T_c$ des fluctuations thermiques. Le nombre de paires superfluides est $N_s \approx N(\Delta/E_F)^2$ et l'énergie dipolaire de l'ordre :

$$(23) \quad \langle \mathcal{H}_D \rangle \approx (\gamma^2 \hbar^2 / a^3) N(\Delta/E_F)^2 \simeq [2M(T_c/T_F)]^2 (1 - T/T_c)$$

où $M = N\gamma\hbar/2$ est l'aimantation d'un volume unité de ${}^3\text{He}$ dont tous les spins seraient parallèles et a est la distance interatomique (on a tenu compte de $Na^3 \approx 1$).

Avec $M \approx 1$ gauss, $T_c/T_F \sim 10^{-2}$, cette estimation grossière donne :

$$\langle \mathcal{H}_D \rangle \approx \left(1 - \frac{T}{T_c} \right) \times 5 \times 10^{-4}$$

très supérieur évidemment à $k_B T_c$. Une estimation plus rigoureuse peut être obtenue en calculant la valeur moyenne de l'énergie dipolaire à partir de (16). Dans le cas où les fonctions d'onde des paires sont des ondes p on trouve :

$$(24) \quad \langle \mathcal{H}_D \rangle = g_D(T) \int \frac{d\Omega}{4\pi} \{ 3 |\mathbf{n} \cdot \mathbf{d}(\mathbf{n})|^2 - |\mathbf{d}(\mathbf{n})|^2 \}$$

$$g_D(T) = \frac{1}{2} \pi \gamma^2 \hbar^2 \Psi^2(T) \simeq 10^{-3} (1 - T/T_c)$$

L'étape suivante est de calculer $\langle \mathcal{H}_D \rangle$ pour les deux phases A et B ainsi que la configuration qui, dans chacune de ces phases minimise $\langle \mathcal{H}_D \rangle$. Dans la phase A, compte tenu de (18) et de $\alpha_1 \wedge \alpha_2 = \mathbf{l}$ on trouve :

$$(25) \quad \langle \mathcal{H}_D \rangle_A = -\frac{3}{5} g_D(T) (\mathbf{d}' \cdot \mathbf{l})^2 + \text{cste}$$

et $\langle \mathcal{H}_D \rangle$ est minimum lorsque \mathbf{d}' et \mathbf{l} sont parallèles. En présence d'un champ magnétique le vecteur \mathbf{d}' et donc aussi \mathbf{l} sont perpendiculaires à \mathbf{H} .

Pour la phase B nous avons :

$$(26) \quad \langle \mathcal{H}_D \rangle_B = 3g_D \int |\mathbf{n} \cdot \mathbf{R}\mathbf{n}|^2 \frac{d\Omega}{4\pi} + \text{cste}$$

$$= \frac{g_D}{5} \{ \text{Sp}(\mathbf{R})^2 + \text{Sp}(\mathbf{R}^2) + \text{cste} \} = \frac{4}{5} g_D (\cos \theta + 2 \cos^2 \theta)$$

où θ est l'angle de rotation défini par la matrice \mathbf{R} , qu'en chaque point de la surface de Fermi, le vecteur \mathbf{d} fait avec le vecteur \mathbf{n} . $\langle \mathcal{H}_D \rangle_B$ est minimum pour $\cos \theta = -1/4$. L'axe ω autour duquel se fait la rotation, lui, est indéterminé. Toutefois, en présence d'un champ magnétique, il y a un très petit gain d'énergie d'ordre $g_D(\mu \cdot \mathbf{H}/\Delta)^2$ à choisir cet axe parallèle au champ magnétique.

Les équations de Leggett et la résonance magnétique dans ^3He superfluide

La vitesse de variation du vecteur \mathbf{S} , $\frac{d\mathbf{S}}{dt} = \gamma \mathbf{S} \wedge \mathbf{H}$ ou \mathbf{H} est le champ appliqué dont tout ou partie peut dépendre du temps, doit être augmentée d'une contribution due à l'existence d'une interaction dipolaire $\langle \mathcal{H}_D \rangle$ non nulle

$$(27) \quad \frac{d\mathbf{S}}{dt} = \mathbf{R}_D = -i [\mathbf{S}, \langle \mathcal{H}_D \rangle] \text{ où } \langle \mathcal{H}_D \rangle$$

est donné par (24) et (25) ou (26).

Pour calculer (27) il faut connaître les relations de commutation des différentes composantes de \mathbf{S} et de $\mathbf{d}(\mathbf{n})$, qui s'expriment aisément à partir de la relation :

$$(28) \quad [i(\delta\omega \cdot \mathbf{S}), \mathbf{d}] = \delta\omega \wedge \mathbf{d}$$

signifiant qu'une rotation élémentaire $\delta\omega$ a pour effet de transformer un vecteur quelconque de l'espace des spins (et donc \mathbf{d}) en :

$$(29) \quad \mathbf{d} \rightarrow e^{i(\delta\omega \cdot \mathbf{S})} \mathbf{d} e^{-i(\delta\omega \cdot \mathbf{S})} \approx \mathbf{d} + i [\delta\omega \cdot \mathbf{S}, \mathbf{d}]$$

On en déduit les relations de commutations :

$$(30) \quad [S_i, d_j] = i\epsilon_{ijk} d_k$$

A partir des expressions (25) et (26) de l'énergie dipolaire et des relations de commutation (30) on trouve pour le couple \mathbf{R}_D les expressions suivantes :

Pour la phase A :

$$(31) \quad (\mathbf{R}_D)_A = \frac{6}{5} g_D (\mathbf{d} \wedge \mathbf{l}) (\mathbf{d} \cdot \mathbf{l})$$

où \mathbf{l} est le vecteur moment orbital des paires qui définit l'orientation d'équilibre du vecteur \mathbf{d} en l'absence de perturbation magnétique par un champ H_1 .

Pour la phase B :

$$(32) \quad (\mathbf{R}_D)_B = \frac{4}{5} g_D \omega \sin \theta (1 + 4 \cos \theta)$$

où ω est le vecteur unité (parallèle au champ magnétique, du moins en géométrie infinie) autour duquel se fait la rotation d'angle θ .

Pour prévoir le mouvement de \mathbf{S} il faut savoir comment \mathbf{d} qui figure dans l'équation (27) varie avec le temps : son mouvement est donné par le commutateur de \mathbf{d} avec l'Hamiltonien total :

$$(33) \quad \mathcal{H} = -\gamma \hbar \mathbf{H} \cdot \mathbf{S} + \langle \mathcal{H}_D \rangle - \frac{\gamma^2 \hbar^2 \mathbf{S}^2}{2\chi}$$

où χ est la susceptibilité, le dernier terme de (33) étant la self-énergie magnétique $-M^2/2\chi$ du système des spins. Pour un fluide anisotrope comme ${}^3\text{He}$ en phase A, c'est la susceptibilité effectivement observée, c'est-à-dire la plus grande des valeurs propres du tenseur de susceptibilité qui apparaît dans (33).

On montre que le commutateur de \mathbf{d} avec $\langle \mathcal{H}_D \rangle$ est négligeable et compte tenu de (30) et de (33) l'équation de mouvement de \mathbf{d} s'écrit :

$$(34) \quad \dot{\mathbf{d}} = \gamma \left[\mathbf{d} \wedge \left(\mathbf{H} - \frac{\gamma \hbar \mathbf{S}}{\chi} \right) \right]$$

qui avec l'équation déjà établie :

$$(34) \quad \dot{\mathbf{S}} = \gamma (\mathbf{S} \wedge \mathbf{H}) + \mathbf{R}_d$$

constitue les équations de Leggett.

La résolution de ces équations pour la phase A et la phase B dans l'hypothèse des petits mouvements conduit aux conclusions suivantes :

Phase A :

1) *Champ de radiofréquence* $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_0$. La fréquence de résonance ω_0 est différente de la fréquence de Larmor $\omega_L = \gamma H_0$ et est donnée par

$$(35) \quad \omega_0^2 = \omega_L^2 + \Omega_A^2 \quad \text{où} \quad \Omega_A^2 = \frac{\gamma^2}{\chi_A} \frac{6}{5} g_D(T)$$

2) *Champ de fréquence* $\mathbf{H}_1 // \mathbf{H}_0$ (ou absence de champ \mathbf{H}_0) $\omega_0^2 = \Omega_A^2$ où Ω_A^2 a la même valeur qu'en (35).

Phase B :

1) *Champ de radiofréquence* $\mathbf{H}_1 \perp \mathbf{H}_0$

Pas de déplacement de fréquence, du moins en milieu infini.

2) En champ appliqué nul

$$(36) \quad \omega_0^2 = \Omega_B^2 \quad \text{avec} \quad \Omega_B^2 = \frac{3\gamma^2}{\chi_B} g_D(T)$$

Les résultats (35) et (36), confirmés par l'expérience, justifient l'identification des phases A et B avec respectivement ABM et BW.

Problèmes non abordés dans le cours

Un problème aussi riche que celui de ^3He superfluide n'a pas pu être traité complètement en une année, même en se limitant aux propriétés magnétiques. Comme on l'a dit au début il sera repris l'année prochaine. Outre l'approfondissement de certaines questions traitées cette année, les sujets suivants, totalement laissés de côté, seront traités : densité de spin superfluide, rôle de la géométrie (parois, gradients de vitesse ou de chaleur, etc.), l'étude de la phase A_1 , les effets non-linéaires en résonance, le rôle du couplage fort.

MISSIONS ET CONFÉRENCES

Juillet à décembre 1975 : University of Washington (Seattle, Etats-Unis). Enseignement de recherche en tant que Distinguished Battelle Visiting Professor.

3-5 juillet 1975 : 2 conférences sur l'ordre nucléaire et le pseudomagnétisme. Université de la Colombie Britannique (Vancouver, Canada).

8 septembre 1975 : Conférence sur le ferromagnétisme nucléaire. Université de Californie (Berkeley).

10 septembre 1975 : Conférence sur le pseudomagnétisme nucléaire. Université de Californie (La Jolla).

PUBLICATIONS

A. ABRAGAM (avec G. L. BACCHELLA, H. GLÄTTLI, P. MERIEL, J. PIESVAUX et M. PINOT), *Spin-dependent scattering lengths of slow neutrons with nuclei by pseudomagnetic measurements (Journal de Physique - Lettres, t. 36, p. L-263, novembre 1975).*

— *Nuclear pseudomagnetism in holmium ethylsulphate : New mechanisms of nuclear relaxation (Physica, 81 B, 245-258, 1976).*

A. ABRAGAM, *Magnétisme nucléaire. L'ordre magnétique nucléaire et les impuretés paramagnétiques ; leur « neutralisation » éventuelle* (C. R. Acad. Sc. Paris, t. 282, 15 mars 1976).

A. ABRAGAM (avec V. BOUFFARD et Y. ROINEL), *Concentration Relaxation, and Phonon Bottleneck of paramagnetic centers : A new experimental method of study* (Magnetic Resonance, vol. 22/1, MS 6-70, PN 1368, 1976).

DISTINCTIONS

Le Professeur a été nommé Docteur honoris causa de l'Université d'Oxford.

Il a été élu Honorary Fellow par les Collèges Merton et Jesus de cette Université.

COMPTE RENDU DES ACTIVITÉS DU LABORATOIRE

Le laboratoire de magnétisme nucléaire que dirige M. Anatole ABRAGAM constitue au Commissariat à l'Energie atomique un groupe du Service de Physique du Solide et de Résonance magnétique. Il comporte seize chercheurs, dont un boursier de thèse, et un ingénieur chimiste. Il bénéficie du concours de huit techniciens.

Les travaux du laboratoire au cours de l'année 1975-1976 sont résumés ci-dessous.

a) *Ordre magnétique nucléaire dans le fluorure de calcium*

Les études effectuées cette année ont porté sur les propriétés des domaines de la structure ferromagnétique produite par désaimantation adiabatique à température négative dans le référentiel tournant des spins de fluor polarisés, lorsque le champ extérieur est parallèle à un axe cristallin ternaire.

Ces études concernent la taille et la mémoire des domaines. Elles utilisent le « marquage » des domaines par la polarisation du calcium 43, qui se fait comme suit. Dans une structure ferromagnétique à domaines, le champ dipolaire créé par les spins de fluor a des valeurs opposées dans les domaines d'aimantation opposée, et les fréquences de résonance des spins de ^{43}Ca y sont différentes. On peut saturer les spins de ^{43}Ca d'un type de domaines et non de l'autre, ce qui a pour effet de matérialiser la position des différents

domaines. Si on procède alors à une réaimantation du fluor suivie d'une désaimantation, on constate que les intensités des deux raies de ^{43}Ca sont inégales : les nouveaux domaines sont revenus à la même place que les anciens. Cette reproductibilité n'est pas parfaite, et la perte de mémoire est d'environ 30 %.

Le phénomène de mémoire des domaines est indépendant de la polarisation relative du ^{43}Ca dans les domaines, ainsi que du sens relatif des désaimantations du fluor. Il est également observé lorsqu'en champ effectif nul on tourne le cristal dans le champ extérieur puis le ramène à son orientation initiale.

On observe finalement que les intensités relatives des signaux de ^{43}Ca dépendent du temps pendant lequel le système est resté dans l'état réaimanté avant que l'on procède à la seconde désaimantation : elles tendent vers une valeur commune avec une constante de temps de l'ordre de 20 heures. Ce phénomène est interprété par la diffusion de spin du ^{43}Ca qui homogénéise peu à peu sa polarisation dans l'échantillon. Une estimation de la constante de diffusion de spin du ^{43}Ca permet alors d'évaluer l'épaisseur des domaines à quelques centaines d'Å. Cette valeur est inférieure, par un ordre de grandeur, à son évaluation théorique dans un cristal parfait. Elle est comparable à la distance moyenne entre les impuretés paramagnétiques de Tm^{2+} présentes dans l'échantillon, dont le rôle probable de nucléation des domaines n'a pas été établi directement.

(Jacquinot, Goldman)

b) *Polarisation dynamique de l'hydrure de lithium*

Cette étude se propose de produire des états antiferromagnétiques nucléaires dans l'hydrure de lithium et de les mettre en évidence par des expériences de diffraction de neutrons, grâce à la valeur élevée du moment pseudo-magnétique du proton.

L'élaboration des matériels nécessaires aux expériences de diffraction des neutrons se poursuit parallèlement à l'étude de la polarisation dynamique de LiH.

Les centres électroniques servant à cette polarisation sont des centres F créés par irradiation électronique des échantillons à basse température. On a construit et mis au point un dispositif d'irradiation dans lequel les échantillons sont refroidis par de l'argon liquide en circuit fermé. Ce dispositif a permis d'améliorer considérablement la fiabilité et la reproductibilité des irradiations. Un grand nombre d'échantillons ont été ainsi irradiés dans des conditions expérimentales variées. On y a mesuré systématiquement un certain nombre de paramètres importants, tels que la concentration des

centres F, la forme de raie et le temps de relaxation électroniques. La méthode originale utilisée pour ces mesures consiste à observer, par le déplacement de la fréquence de résonance nucléaire, la variation avec la polarisation des électrons F du champ dipolaire qu'ils produisent, dans un échantillon en forme de plaquette.

Ces mesures ont permis de dégager certaines règles empiriques pour l'obtention d'échantillons de LiH à la fois peu dopés en centres F et capables de conduire à des polarisations nucléaires élevées. On a ainsi produit une polarisation de protons supérieure à 50 % après 70 heures de polarisation dans un échantillon contenant 6.10^{18} centres F par cm^3 .

Les recherches d'optimisation de l'irradiation et de production d'antiferromagnétisme se poursuivent.

(Roinel, Bouffard)

c) Pseudomagnétisme nucléaire

Les mesures de moments pseudomagnétiques nucléaires (μ^*) ont été poursuivies avec l'appareillage à précession de neutrons polarisés réalisés les années précédentes.

En utilisant des échantillons isotopiquement enrichis, on a mesuré les valeurs de μ^* des éléments ^{107}Ag et ^{109}Ag .

Une analyse destructive ayant révélé dans des échantillons utilisés précédemment une teneur en hydrogène susceptible de fausser la valeur des μ^* , on a été amené à répéter ces mesures pour les éléments ^{89}Y , ^{139}La et ^{91}Zr sur des échantillons à faible teneur en hydrogène, obtenus par dégazage sous vide.

On a étudié la possibilité de refroidir des poudres jusqu'à 50 mK tout en maintenant la quantité d'hélium 3 sur le trajet des neutrons à une valeur suffisamment faible pour ne pas les absorber de façon excessive. Ceci est obtenu en utilisant des pastilles de poudre comprimée. On a pu ainsi refroidir des pastilles de carbure de vanadium. Cette technique ouvre la voie à la mesure de μ^* de ^{13}C , ^{14}N et ^{15}N en utilisant des carbures et nitrures d'uranium ou de thorium. Des études préliminaires sur de la poudre d'arsenic ont montré que le temps de relaxation de cet élément est très long et son μ^* considérable.

On a enfin construit un cryostat à hélium 3 permettant la polarisation dynamique des noyaux que l'on ne peut refroidir suffisamment par relaxation spin-réseau. Ce dispositif a été utilisé pour mesurer le μ^* de ^{19}F dans CaF_2 . La valeur trouvée est égale à celle obtenue précédemment par la variation avec la polarisation de l'intensité d'un pic de Bragg.

(Glättli)

d) *Réalisation d'une cible de protons polarisés*

On a achevé la construction d'une cible de protons polarisés en collaboration avec un groupe de l'Institut Laue-Langevin, de Grenoble, et le groupe des basses températures du Service. Cette cible sera utilisée comme un analyseur de polarisation de neutrons thermiques doué de performances uniques. On obtient en régime continu une polarisation de protons voisine de 95 % dans un monocristal de nitrate double de lanthane et de magnésium dont les dimensions sont $30 \times 30 \times 7$ mm. Le rapport des intensités transmises, lorsque les neutrons ont leur spin parallèle ou antiparallèle à la polarisation des protons, est de 10 pour un faisceau de 30×30 mm, et ce, indépendamment de l'énergie des neutrons.

(Glättli)

e) *Etude de l'ordre orientationnel dans l'hydrogène solide*

L'espèce ortho de l'hydrogène solide subit à basse température une transition vers un état d'ordre orientationnel sous l'effet des interactions quadrupole-quadrupole entre molécules ortho. La température de transition dépend de la concentration de l'espèce ortho. La valeur du paramètre d'ordre est déduite de la forme de la raie de résonance nucléaire des protons. Son comportement autour de la température critique a été étudié sur plusieurs échantillons. On a ainsi confirmé l'existence d'une transition pour des concentrations ortho inférieures à 50 %. La mesure précise de la variation du paramètre d'ordre avec la température, montre que la transition est bien de nature collective et ne peut être due au simple effet d'un champ cristallin anisotrope.

La variation de la température critique avec la concentration ortho a été établie jusqu'à des concentrations de 18 %. Cette limitation pratique dans l'appareillage existant provient de ce que la chaleur dégagée dans l'échantillon par la conversion spontanée de l'espèce ortho en espèce para limite sévèrement la température minimale que l'on peut atteindre.

On procède actuellement à la construction d'un cryostat à dilution plus élaboré que celui existant, qui devrait permettre d'atteindre des températures plus basses. On se propose d'y pousser à des concentrations ortho plus faibles, l'étude de la transition ordonnée dans l'hydrogène solide, et notamment celle de la portée du paramètre d'ordre. On projette également d'étudier l'influence du volume molaire sur la transition, ce qui pourrait éclaircir la nature des interactions responsables de l'ordre orientationnel, ainsi que d'étendre l'étude à des monocristaux de deutérium.

Du point de vue théorique, on a appliqué au problème de l'ordre orientationnel la méthode de la trace restreinte dont les prédictions présentent, pour des concentrations ortho supérieures à 50 %, un accord qualitatif avec les résultats expérimentaux bien meilleur que celui d'autres approximations théoriques.

Cette méthode, cependant, n'apporte pas d'explication à l'apparition d'ordre à faible concentration ortho. Une tentative en cours essaie d'interpréter la transition à faible concentration par l'apparition d'une phase analogue aux phases dites « spin glass » des moments magnétiques, dans laquelle l'orientation des molécules serait gelée le long de directions variables à courte portée dans l'échantillon.

(Sullivan)

f) *Etude de solides en contact avec l'hélium trois liquide*

Cette étude se propose l'analyse des mécanismes de couplage à basse température entre les spins d'un solide et ceux du bain d'hélium 3 où il est plongé, et leur utilisation en cryogénie. L'activité de cette année se présente sous trois rubriques.

On a d'abord développé la réalisation de cryostats à dilution. Un appareil à deux échangeurs discrets fonctionne en continu à 15 mK (température mesurée par orientation nucléaire). Il a été récemment modifié et comporte maintenant cinq échangeurs et une chambre de dilution démontable en plastique. Un second cryostat à six échangeurs fonctionne en continu à 9,5 mK. Il sera utilisé prochainement en collaboration avec un groupe de la Faculté des Sciences d'Orsay pour l'observation de la supraconductivité éventuelle d'un composé organique, sous pression. Un troisième cryostat de grande taille est en construction. L'utilisation d'échangeurs à grande surface à poudre d'argent permet d'espérer l'obtention de températures inférieures à 6 mK. On a effectué des expériences de résonance magnétique sur un cristal de LMN dopé à 10 % de cerium, à une température de 50 mK. On y a étudié la relaxation spin-réseau des protons et observé par résonance la transition $3/2 \leftrightarrow 5/2$ du lanthane en champ faible, puis nul. On a mis au point une méthode de détermination de la température de spin du cérium par mesure simultanée de l'absorption et de la dispersion. Cette méthode permet en outre d'apporter des quantités de chaleur connues au système de spin ; elle sera utilisée pour des mesures de résistances de Kapitza.

On a enfin collaboré à une expérience d'orientation nucléaire de palladium-cobalt refroidi par désaimantation adiabatique. On a trouvé dans cet alliage dilué un moment géant associé à un effet Kondo.

(Chapellier)

g) *Etude de l'hélium trois à basse température*

Cette expérience est menée en collaboration avec la faculté des Sciences d'Orsay et se propose l'étude de l'hélium trois solide et liquide aux températures voisines du mK.

On a cherché, dans la phase superfluide A du liquide, à créer un monodomaine d'orientation du moment orbital par l'application d'un champ électrique perpendiculaire au champ magnétique, ce qui aurait eu pour effet, de rétrécir la raie de résonance magnétique. Aucun effet n'a été observé jusqu'à des champs de 30 000 v/cm. Le même résultat négatif a été obtenu dans d'autres laboratoires et n'a reçu, à ce jour, aucune interprétation.

La résonance longitudinale dans la phase A a permis d'observer une raie satellite de la raie principale, dont l'existence est probablement liée aux orientations relatives des vecteurs l et d .

Dans l'hélium solide, on a cherché sans succès jusque-là à observer une résonance caractéristique de la phase antiferromagnétique prévue à basse température. Les recherches continuent sur ce point. On a d'autre part, dans des expériences d'échos de spins, observé un phénomène nouveau : l'apparition d'échos multiples après une séquence de deux impulsions aux températures inférieures à 15 mK dans des champs de quelques dizaines de Gauss. Ce phénomène s'interprète par l'influence du champ dipolaire nucléaire sur la précision des spins. Des expériences sont en cours afin de vérifier cette interprétation et mettre à profit le phénomène d'échos multiples pour une mesure propre des temps de relaxation T_1 et T_2 et du coefficient de diffusion de spin à basse température.

(Delrieu, Bernier)

PUBLICATIONS DES TRAVAILLEURS DU LABORATOIRE

Y. ROINEL et V. BOUFFARD, *First moments of NMR lines for highly polarized nuclei. A rigorous version of the « Local field »* (*J. Magn. Res.*, t. 18, p. 304, 1975).

Y. ROINEL, V. BOUFFARD et H. GLÄTTLI, *Polarisation dynamique nucléaire dans l'hydrure de lithium* (*C. R. Acad. Sc. Paris*, t. 281, B 113, 1975).

P. SEIFERT, D. FELTIN, J. L. RAGAZZONI, H. GLÄTTLI et P. ROUBEAU, *A cryogenic neutron polarization filter* (6th International Cryogenic Engineering Conference, Grenoble, 1976).

N. S. SULLIVAN, H. VINEGAR et R. V. POUND, *Orientational order in solid hydrogen at reduced ortho concentrations* (*Phys. Rev.*, B 12, p. 2596, 1975).

N.S. SULLIVAN, *Anomalous nuclear spin-lattice relaxation of ^3He adsorbed on porous material* (*J. Low. Temp. Phys.*, t. 22, p. 313, 1975).

— *Orientational ordering in solid hydrogen* (*J. Physique*, à paraître).

— *Temperature dependence of the orientational order parameter in solid hydrogen at reduced ortho concentrations* (*J. Physique lettres*, à paraître).

G. DEVILLE, *Anisotropy of the nuclear relaxation times induced in solid ^3He by modulation of the dipolar interactions* (*J. Physique*, t. 37, p. 131, 1976).

J. FLOUQUET, M. CHAPPELLIER et A. BENOIT, *Giant moment and Kondo-like coupling* (*Phys. Rev. Lett.*, à paraître).

O. AVENEL, M. BERNIER, D. BLOYER, P. PIEJUS, E. VAROQUAUX et C. VIBERT, *NMR Thermometry. Experimental checks on metallic samples* (*Proc. 14th Int. Conf. on low Temp. Phys.*, LT 14, vol. 4, p. 64).

— *Intrinsic relaxation of longitudinal NMR in ^3He A* (*Ibid.*, vol. 5, p. 429).

M. GOLDMAN, J. F. JACQUINOT, M. CHAPPELLIER, VU HOANG CHAU, *Non-linear effects in spin temperature* (*J. Magn. Res.*, t. 18, p. 22, 1975).

S. F. J. COX, V. BOUFFARD et M. GOLDMAN, *Nuclear antiferromagnetic ordering in lithium fluoride* (*J. Physics C*, t. 8, p. 3664, 1975).

M. GOLDMAN et G. SARMA, *Restricted-trace approximation for nuclear antiferromagnetism* (*J. Physique*, t. 36, p. 1353, 1975).

M. GOLDMAN et J. F. JACQUINOT, *Measurement of ^{43}Ca - ^{19}F dipolar energy in antiferromagnetic CaF_2* (*Phys. Rev. Lett.*, t. 36, p. 330, 1976).

— *Spin-lattice relaxation of a nuclear antiferromagnet* (*J. Physique*, t. 37, p. 617, 1976).