

Physique statistique

M. Philippe NOZIÈRES, membre de l’Institut
(Académie des Sciences), professeur

Cours : Magnétisme et localisation dans les liquides de Fermi

Dans bien des cas, les liquides de Fermi « réels » s’écartent notablement du gaz idéal (sans interactions) de même densité : renforcement important de la chaleur spécifique et de la susceptibilité paramagnétique, existence de plusieurs échelles de température caractéristiques. C’est le cas de ^3He liquide, qui servira de modèle tout au long de ce cours — mais une situation analogue se rencontre dans les bandes étroites d’électrons (« fermions lourds »). L’explication de ce comportement anormal reste controversée, avec essentiellement deux écoles :

— Pour les uns, les fortes corrélations sont dues à la proximité d’une transition *ferromagnétique* ; les anomalies proviennent de fluctuations magnétiques de grande échelle (les « paramagnons ») ;

— Pour les autres, ces matériaux anormaux sont proches d’une *localisation* spatiale, vraisemblablement sous forme d’un réseau cristallin qui fluctue au cours du temps. Les corrélations sont essentiellement *locales*.

L’objet de ce cours était de faire le point de ces deux modèles concurrents, d’en simplifier la formulation théorique (bien maîtrisée pour les paramagnons, beaucoup plus discutable pour la localisation), de les confronter entre eux et avec les données expérimentales sur ^3He .

1) *Matériaux presque ou faiblement ferromagnétiques*

La théorie de champ moyen du magnétisme itinérant (dû à des porteurs libres) remonte à Stoner. Le paramètre significatif est $I = \nu_0 U$, où ν_0 est la densité d’états (d’un spin) au niveau de Fermi, U la répulsion locale entre particules de spins opposés. Le magnétisme apparaît pour $I > 1$. Ce modèle de champ moyen marche bien à $T = 0$, mais échoue à température finie : il

prédit une température critique $T_c \sim E_F(I - 1)^{1/2}$ trop élevée, et ne rend pas compte de la susceptibilité de Curie-Weiss observée expérimentalement. L'origine de l'erreur est manifeste : on a négligé les fluctuations *thermiques* de l'aimantation, particulièrement importantes au voisinage d'une transition du deuxième ordre.

Pour un corps *presque* ferromagnétique ($I = 1 - \varepsilon$), ces fluctuations se traduisent par une résonance large (les « paramagnons »), dont le maximum ω_q est d'ordre q aux petits q , d'ordre q^3 aux grands q . La transition se produit pour $q \sim q_c = k_F(1 - I)^{1/2}$, et définit une échelle d'énergie caractéristique $\omega_q = \omega_c \sim E_F(1 - I)^{3/2}$: cette échelle très faible (et souvent ignorée !) contrôle toute la thermodynamique. Elle se retrouve dans un corps *faiblement* ferromagnétique ($I = 1 + \varepsilon$) : les fluctuations sont alors des ondes de spins discrètes $\omega \sim q^2$ pour $q < q_c$, et ω_c est l'énergie maximum des ondes de spin, lorsqu'elles rentrent dans le continuum et viennent se fondre avec les paramagnons.

Pour rendre compte de l'*excitation thermique* de ces fluctuations, le plus simple est de s'appuyer sur un modèle de Landau-Ginzburg statique, où l'énergie est une fonctionnelle de l'aimantation,

$$E = -A M^2 + B M^4 + C [\text{grad } M]^2 + \dots$$

avec un vecteur d'onde de coupure q_m . Le problème possède un paramètre sans dimension $\lambda = C q_m^2 / A$. Si $\lambda \ll 1$, la longueur de l'aimantation est pratiquement constante, et les fluctuations affectent seulement l'*orientation* : c'est le modèle de Heisenberg. Si $\lambda \gg 1$, au contraire, la longueur M^2 fluctue largement. On peut écrire (schématiquement)

$$\overline{M}^4 = (\overline{M})^4 + 2(\overline{M})^2 \delta \overline{M}^2$$

Les *fluctuations* du terme en M^4 corrigent la susceptibilité (terme en \overline{M}^2) : c'est le couplage mode-mode ! La température critique est atteinte lorsque le A total est nul : elle est pilotée par les fluctuations.

Ce modèle très rustique s'applique facilement aux ferromagnétiques faibles. On trouve ainsi une température critique $T_c \sim \varepsilon_F(I - 1)^{3/4}$ très supérieure à la température caractéristique ω_c , mais inférieure au T_c de champ moyen $T_c^{\text{MF}} \sim \varepsilon_F(I - 1)^{1/2}$. Les fluctuations importantes au point critique ont un vecteur d'onde $q \sim \sqrt{q_c k_F} \gg q_c$: ce sont des paramagnons classiques qui n'ont rien à voir avec l'existence d'une aimantation spontanée. Ce résultat est paradoxal, mais important : le ferromagnétisme est tué par l'excitation thermique de fluctuations purement paramagnétiques.

a) La théorie de Moriya des ferromagnétiques faibles

Derrière un langage mathématique abscons, elle cache une réalité physique très simple. L'énergie d'interaction (échange + corrélations) traduit la diffé-

rence des modes de fluctuations selon que le couplage entre particules est présent ou non. On suppose que ces modes sont *découplés*, chaque mode de fréquence ω_n ayant l'énergie libre $\xi(\omega_n)$ d'un boson libre de fréquence ω_n . On écrit donc l'énergie libre d'interaction sous la forme

$$\Delta F = \sum_n [\xi(\omega_n) - \xi(\omega_{no})]$$

Cette approximation de modes indépendants est équivalente à l'approximation de Landau-Ginzburg esquissée précédemment — à ceci près que la coupure est *dynamique* (lorsque $\omega_n \gg T$, il ne reste que les fluctuations de point zéro) et *naturelle* (on n'a pas besoin d'un paramètre supplémentaire q_m). En pratique, la température T et l'aimantation M sont fixées par la distribution des particules individuelles. On obtient donc $\Delta F(M, T)$, qui s'ajoute à l'énergie libre F_0 du gaz idéal. On en déduit l'entropie $S = -\partial F / \partial T$ et le champ magnétique $B = \partial F / \partial M$, donc la susceptibilité.

En champ nul ($M = 0$), on retrouve à basse température le renforcement de la chaleur spécifique dû aux paramagnons, bien connu : $C_v = \gamma^* T$ avec $\gamma^*/\gamma_0 \sim |\log(1 - I)|$. Ce régime linéaire tient jusqu'à une température $T \sim \omega_c = E_F (1 - I)^{3/2}$. Au delà, la chaleur spécifique devient

$$C_v \sim \gamma_0 T + \log T +$$

γ^* décroît lentement lorsque T augmente — un résultat moins familier, qui pourrait expliquer nombre d'observations expérimentales.

En champ fini, le calcul est facile à l'ordre M^2 (la région dangereuse où la convergence est mauvaise occupe un espace de phase d'ordre M^4). On obtient ainsi une susceptibilité paramagnétique χ corrigée

$$\frac{\chi_0}{\chi} = 1 - I + \Lambda(T) = 1 - I_{\text{eff}}$$

où $\Lambda(T)$ traduit l'effet des corrélations. Les fluctuations de point zéro [contribuant à $\Lambda(0)$] n'ont rien de singulier et ont pour seul effet de renormaliser la valeur effective de I (c'est-à-dire la position de la transition). En revanche la dépendance *thermique* de $\Lambda(T)$ est dominée par les fluctuations de petits q : l'échelle de température caractéristique est très basse. Ici encore il faut distinguer deux régimes. Lorsque $T \ll \omega_c$, on retrouve le résultat connu $\Lambda(T) \sim T^2/E_F^2 (1 - I)$, semblant indiquer l'existence d'une « température de fluctuation » $T_{SF} = E_F (1 - I)$ unique. En fait, ce résultat est faux, car lorsque $T \gg \omega_c$, $\Lambda(T)$ est d'ordre $(T/E_F)^{4/3}$. Comme pour la chaleur spécifique, l'échelle $\omega_c \sim E_F (1 - I)^{3/2}$ joue un rôle crucial.

On peut, si l'on veut, rendre le calcul autocohérent en remplaçant I par I_{eff} dans Λ : la correction est négligeable — mais conceptuellement importante pour déterminer la température critique pour $I > 1$ (sinon le calcul n'aurait aucun sens pour $T_c < T < T_c^{MF}$). Concrètement, cette théorie prédit une température critique $T_c \sim E_F (I - 1)^{3/4}$ lorsque $I > 1$, une susceptibilité en

$T^{-4/3}$ à haute température ($T \gg T_c, \omega_c$) : on se rapproche du comportement expérimental. En dessous de T_c , l'aimantation spontanée suit une loi en $T^{3/2}$ lorsque $T < \omega_c$ (régime d'ondes de spin), et passe à une loi en $T^{4/3}$ lorsque $\omega_c < T < T_c$ (régime de paramagnons).

b) *Les termes d'ordre M^4 : fluctuations critiques et singularités de $M(B)$*

Le calcul est compliqué par l'existence de deux paramètres de développement, l'un « normal », q_c/k_F , l'autre « singulier », q_c/q . Le calcul des termes normaux est semblable au calcul à l'ordre M^2 . On constate que les fluctuations de point zéro sont finies, dominées par les vecteurs d'onde d'échelle atomique $q \sim k_F$: en d'autres termes, il n'y a pas de fluctuations critiques pour une transition à $T = 0$ en 3 dimensions ($T = 0$ est équivalent à une dimension supplémentaire). Les corrections *thermiques*, en revanche, sont dominées par les petits q . Elles restent faibles loin du point critique, d'ordre $[T/E_F(1 - I)]^2$ pour $T \ll \omega_c$, d'ordre $T/E_F(1 - I)^{1/2}$ pour $T \gg \omega_c$. Elles divergent près de T_c , lorsque le I effectif tend vers 1. La largeur du domaine critique correspond à une correction d'ordre 1 (c'est une variante du critère de Ginzburg). On trouve ainsi une largeur

$$\frac{\Delta T}{T_c} \sim \left(\frac{T_c}{E_F} \right)^{2/3} \sim \sqrt{I_0 - 1}$$

Le domaine critique est étroit, contrairement aux ferromagnétiques de Heisenberg usuels.

L'étude des termes anormaux est beaucoup plus délicate. Un calcul naïf semble prédire une contribution d'ordre $M^4 \log M$ à l'énergie fondamentale. Ce résultat, parfois avancé dans la littérature, est certainement erroné. Divers arguments peuvent être avancés dans ce sens — mais la situation reste confuse.

c) *Comparaison aux données expérimentales sur 3He liquide*

Le seul paramètre de la théorie « paramagnons » est la force du couplage I , que l'on ajuste sur la susceptibilité à température nulle, pour chaque valeur de la pression p . Le grand succès du modèle est la prévision de $\chi(T)$ — malheureusement, ce succès est fondé sur l'extrapolation à toute température de résultats valables seulement pour $T \ll \omega_c$: il est quelque peu fortuit ! La chaleur spécifique calculée est trop élevée (l'écart est dû à une trop faible dispersion des paramagnons). Surtout le modèle ne prévoit aucune corrélation entre la compressibilité κ à $T = 0$ et l'instabilité magnétique — en contradiction formelle avec l'expérience (l'augmentation de χ est toujours accompagnée d'une très forte réduction de κ !). En ce qui concerne la dilatation, on explique les ordres de grandeur et le changement de signe aux alentours de $0,5^\circ K$ — mais l'évolution en pression va dans le mauvais sens. Le bilan est donc plutôt décevant, malgré des aspects positifs incontestables.

2) La limite du couplage fort : lacunes et polarons

Elle est fondée sur un modèle de gaz réticulé qui n'a que deux paramètres : la force du couplage U/w (w = largeur de bande) et le remplissage n du réseau. Malgré sa simplicité, ce modèle de « Hubbard » est loin d'être entièrement compris.

Dans la limite $U \rightarrow \infty$, on interdit la double occupation d'un site. Si de plus la bande est presque pleine, on aboutit à un schéma de *lacunes* qui migrent sur le réseau : le problème reste difficile du fait du désordre de spin. Pour un état non aimanté, une méthode approchée, due à Brinkman et Rice, prévoit un rétrécissement de la bande de lacunes. Si au contraire l'aimantation est proche de la saturation, les lacunes sont des fermions presque libres, diffusant sur un petit nombre de spins retournés (les magnons). Pour une lacune unique, on peut démontrer exactement que l'état ferromagnétique est localement stable. La généralisation à une concentration de lacunes finie est difficile (le problème est du type « Kondo », les magnons étant des diffuseurs à « mémoire » — leur position).

Lorsque U est grand, mais fini, il subsiste un échange antiferromagnétique $J = w^2/U$ entre spins voisins : le fondamental est un compromis entre cet ordre magnétique, et la délocalisation des lacunes qui abaisse leur énergie cinétique. D'où le modèle maintenant classique de *polaron de spin* : chaque lacune s'entoure d'une région ferromagnétique, de rayon $R \sim a(w/J)^{1/5}$. Ce polaron est un « moment géant » qui devrait se signaler par une susceptibilité de Curie très importante. L'archétype en la matière est ${}^3\text{He}$ solide — et de fait on a cru y déceler une anomalie de susceptibilité due à la présence de lacunes.

Ces polarons posent d'autres problèmes, plus ou moins bien compris. Quelle est leur mobilité ? Comment interagissent-ils ? Si les régions ferromagnétiques percolent à travers l'échantillon, l'état antiferro devrait laisser la place à un « semiconducteur ferromagnétique ». On se convainc facilement que les polarons ont en fait intérêt à fusionner. La transition est du *premier* ordre. En fait, il n'est pas évident que cet état délocalisé reste ferromagnétique : le problème est ouvert.

Toute cette analyse était fondée sur un réseau rigide, fixé une fois pour toutes. En fait, la maille atomique v est libre de fluctuer : à pression donnée, il faut minimiser l'enthalpie par rapport à v et au nombre de lacunes p — d'où un modèle possible de fusion par *prolifération* de lacunes inspiré de la vieille théorie de Lennard Jones. Si l'enthalpie des lacunes s'annule pour un volume molaire v^* , un calcul très simple prédit une transition du premier ordre, avec des volumes molaires v_l et v_s qui *encadrent* v^* : c'est le cas expérimentalement, à quelques % près, et ce n'est pas un hasard !

3) Couplage intermédiaire : l'approximation de Gutzwiller

Cette approche, déjà ancienne, connaît un regain d'actualité. Elle se propose de décrire le *rétrécissement* de la bande lorsque l'interaction U augmente, pouvant aller dans certains cas jusqu'à une localisation complète. Ce n'est qu'une approximation bien sûr, dont on connaît les points faibles — mais elle a le mérite d'être simple, facile à utiliser et d'une fécondité surprenante.

L'usage est de la présenter comme un Ansatz variationnel pour la fonction d'onde du fondamental. Dans la mesure où l'on est contraint ensuite à des approximations de calcul mal contrôlées, il nous paraît plus instructif de partir de la *matrice densité réduite* concernant les configurations ℓ_i d'un petit nombre de sites (1 pour les interactions, 2 pour l'énergie cinétique). L'approximation revient à écrire

$$\langle \ell_i | \rho | \ell'_i \rangle = \langle \ell_i | \rho_0 | \ell'_i \rangle \sqrt{\frac{p(\ell_i)}{p_0(\ell_i)} \frac{p(\ell'_i)}{p_0(\ell'_i)}}$$

ρ se réfère au système corrélé, ρ_0 à des fermions libres. p et p_0 sont les probabilités *moyennes* correspondantes de la configuration ℓ_i . Exacte pour les éléments diagonaux ($\ell_i = \ell'_i$), cette expression ne corrige que le *module* de ρ_0 — de plus, les corrélations entre ℓ_i et ℓ'_i sont complètement ignorées. Dans la version habituelle, on ajoute une approximation : lorsque ℓ_i intéresse plusieurs sites 1, 2, ..., $p(\ell_i)$ est factorisé, $p(1) \times p(2) \dots$ (on néglige les corrélations entre sites). C'est à ce stade que l'on peut espérer améliorer la méthode dans des versions ultérieures.

Le plus simple est de se limiter à un système homogène où tous les sites sont équivalents (la généralisation à un antiferromagnétique ne pose pas de problème). Les probabilités p font intervenir le nombre moyen de particules n_\uparrow et n_\downarrow par site (fixé au départ) et la probabilité moyenne de double occupation d'un site d . La matrice densité est paramétrée par d — donc aussi l'énergie fondamentale E_F : d est un *paramètre variationnel* que l'on détermine en minimisant E_F . En pratique, l'énergie fondamentale a la forme très simple

$$E_F = \sum_{\sigma} q_{\sigma} E_{F0}(\sigma) + Ud$$

L'énergie *cinétique* des spins σ est réduite d'un facteur q_{σ} que l'on sait calculer en fonction de n_\downarrow , n_\uparrow et d . On est ainsi ramené à une algèbre élémentaire que l'on peut développer pour des valeurs arbitraires de $n = n_\uparrow + n_\downarrow$, $m = n_\uparrow - n_\downarrow$ et U .

Les résultats sont très riches :

— Pour une bande demi-pleine $n = 1$, il apparaît une transition franche lorsque $U = U_c \sim w$: c'est la *transition de Mott*. En dessous de ce seuil ($u = U/U_c < 1$), l'état est conducteur, la bande étant rétrécie d'un facteur

$q = (1 - u^2)$. Au-dessus ($u > 1$), d et q sont nuls : le passage tunnel d'un site à l'autre a complètement disparu : les fermions sont *localisés* et l'état est isolant.

— En présence de lacunes ($n < 1$), la transition de Mott est *étalée*. Le fondamental est toujours conducteur, mais change complètement de nature lorsque u passe par 1. Au-delà de $u = 1$, la conduction est assurée par les lacunes, et la largeur de bande effective correspond à $q \sim (1 - n)$ (On peut effectuer un calcul détaillé lorsque n est petit).

— La chaleur spécifique est d'ordre $1/q$: elle diverge à la transition de Mott. En revanche, le rapport $\chi T/C_v$ reste fini. Pour des structures de bandes réalistes, le système devient ferromagnétique pour $U > U_m$, mais le seuil U_m est très supérieur au seuil de Stoner calculé en champ moléculaire (les corrélations jouent un rôle fondamental).

— La courbe $M(B)$ est courbée vers le haut, à l'opposé du modèle de paramagnons (lorsqu'on aimante le système, on se *rapproche* de l'instabilité). En fait, la théorie prévoit une transition *métamagnétique* (saut brutal de M à la saturation pour un champ critique B_t). On calcule facilement ce champ critique en fonction de u : il est d'ordre $(1 - u)^2$, faible près de la transition de Mott.

— En variant la densité n , on peut calculer le potentiel chimique et la compressibilité. Lorsque $u \rightarrow \infty$, on retrouve ainsi la largeur de la bande de lacunes et le gap de Mott dû à la transition métal-isolant. Lorsque $u < 1$, la compressibilité chute rapidement près de la transition — ici encore une différence fondamentale avec le modèle de paramagnons.

L'approximation de Gutzwiller est donc très féconde. Elle a en outre l'avantage de se marier très naturellement avec une approche phénoménologique du type « théorie de Landau ». Le concept de *quasiparticules* apparaît spontanément, et l'énergie $E(n_k)$ (une fois effectuée la minimisation en d), donne tous les coefficients de Landau.

La comparaison avec l'expérience pour ${}^3\text{He}$ liquide est spectaculaire. Ici encore, on n'a pour chaque pression p qu'un seul paramètre $u(p)$, qu'on ajuste sur la chaleur spécifique mesurée (c'est-à-dire la masse effective m^* des quasiparticules). On peut alors calculer la compressibilité et la susceptibilité magnétique (c'est-à-dire les coefficients F_o^s et F_o^a pour chaque p). L'accord est qualitatif pour F_o^s ($F_o^s \gg 1$, croissance rapide près de la localisation — avec une précision $\sim 30\%$) et presque *quantitatif* pour F_o^a (peu de variation en pression, $F_o^a \sim -3/4$ calculé à quelques % près !). Ce modèle de localisation de Gutzwiller est donc beaucoup plus proche de la réalité que le modèle « paramagnons » fondé sur la proximité d'une transition ferromagnétique. Le champ de métamagnétisme B_t , estimé à 40 T à la fusion, est inaccessible par polarisation directe — mais la non-linéarité positive de $M(B)$ devrait être observable : elle permettrait de trancher entre les deux modèles.

Ce tableau idyllique doit cependant être tempéré à $T \neq 0$: la théorie de Gutzwiller prédit alors une transition de Mott du *premier ordre* (ce qui modélise bien la solidification), mais conduit en phase localisée à une entropie deux fois trop grande et à une susceptibilité de Curie deux fois trop petite. L'origine de l'erreur est claire : une expression naïve de l'entropie ne tient pas compte de la localisation (même s'ils n'ont plus de dynamique, les états doublement occupés interviennent toujours dans le décompte des configurations) — d'où des prédictions en désaccord avec l'expérience (par exemple une susceptibilité qui *croît* avec T près de $T = 0$).

Plus généralement, la théorie de Gutzwiller est une théorie de *champ moyen*, qui ne tient pas compte des fluctuations. En phase isolante, par exemple, on a perdu complètement l'échange d'Anderson entre spins localisés (on ne tient compte que de la dynamique des lacunes). Dans le cas opposé d'une interaction attractive, on perd de même le mouvement *global* des paires liées. Le problème a en fait deux échelles d'énergie, l'une basse (la largeur de bande effective), l'autre haute (l'énergie U où les corrélations se défont) : l'échelle haute a complètement disparu ! L'idéal serait de faire une synthèse entre la localisation et les paramagnons, en incorporant les fluctuations dans la théorie de Gutzwiller : malgré quelques efforts en ce sens, le problème reste ouvert.

Malgré ses points faibles, ce modèle de Gutzwiller, fondé sur l'idée d'une localisation, reste quand même le plus adapté à ${}^3\text{He}$. Il confirme explicitement les idées avancées il y a quelques années par B. Castaing, qui assimilait ${}^3\text{He}$ liquide à un verre de spin. Il a surtout l'avantage d'être simple et fécond, et d'ouvrir la voie à des généralisations dont l'esquisse a constitué la conclusion de ce cours.

Le cours a donné lieu à un texte détaillé. Une version résumée en a été donnée aux physiciens grenoblois en avril-mai 1987.

P.N.

ACTIVITÉS SCIENTIFIQUES

I

P. NOZIÈRES anime le groupe de Physique Théorique de l'Institut Laue-Langevin à Grenoble. Ce groupe comporte une dizaine de physiciens confirmés qui y effectuent des séjours de durée limitée, de un à cinq ans, et travaillent dans des domaines très divers. En 1986, l'activité portait sur les domaines suivants :

- *Magnétisme, fluctuations de valence, fermions lourds* : Systèmes de Heisenberg quantiques à une dimension (SÓLYOM, JOSÉ), propriétés magnétiques des supraconducteurs à fermions lourds (CAPELMANN).
- *Systèmes de basse dimensionnalité*. Structures incommensurables (AUBRY), transition métal-isolant (SÓLYOM).
- *Systèmes désordonnés*. Rétrodiffusion de la lumière et localisation (AKKERMANS). Propriétés de transport en présence de couplage spin-orbite (GREMPER). Chaos quantique (GREMPER, PRANGE, JOSÉ).
- *Basses températures*. Théorie microscopique de ^3He (GLYDE). Bipolarons et supraconductivité en couplage fort (ROBASKIEWICZ). Modes collectifs dans des superfluides triplet (SCHOPHOL).

L'activité personnelle de P. NOZIÈRES a porté sur deux thèmes principaux :

1) *Thermodynamique des interfaces et croissance cristalline*

L'étude fine des conditions d'équilibre mécanique et de fusion à l'interface liquide-solide, entreprise l'an dernier avec D. Wolf, a été approfondie. En particulier, on dispose maintenant d'une définition claire de l'énergie et des efforts de surface pour un solide déformé. Un interface plan peut devenir instable vis-à-vis de la fusion si l'on impose une déformation uniaxiale suffisante — un phénomène qui pourrait expliquer des observations récentes sur des cristallites granulaires.

Dans un autre ordre d'idées, un modèle a été élaboré pour expliquer la relaxation des facettes par *diffusion* le long de la surface (au lieu de l'apport par une phase liquide considéré précédemment). Ces conclusions diffèrent notablement des théories en vigueur.

Publications

P. NOZIÈRES, F. GALLET, « The roughening transition of crystal surfaces : static and dynamic renormalization theory, crystal shape and facet growth », *J. de Physique*, 48, 353 (1987).

P. NOZIÈRES, M. UWAHA, « Low temperature mobility of the liquid solid interface of ^4He », *J. de Physique*, 48, 389 (1987).

M. UWAHA, P. NOZIÈRES, « The behavior of steps on a crystal facet under small supersaturation », *J. de Physique*, 48, 407 (1987).

P. NOZIÈRES, « Liquid and solid helium : a probe of condensed matter phenomena ». Sous presse à *Physica Scripta*.

2) *Hydrodynamique des suspensions*

L'étude entreprise l'an dernier a été approfondie. En particulier, les coefficients de couplage phénoménologiques entre sédimentation et convection ont

pu être calculés explicitement à l'ordre le plus bas en concentration — vérifiant ainsi la validité de l'argument de type « Onsager » utilisé précédemment. La méthode utilisée pour extraire des équations *macroscopiques* paraît assez puissante et pourrait être utile dans des cas plus complexes (par exemple lorsque les particules sont soumises à un couple, comme dans un ferrofluide).

Publication

P. NOZIÈRES, « A local coupling between sedimentation and convection : application to the Beenakker-Mazur effect », sous presse à *Physica*.

II

Outre cette activité centrée à Grenoble, un petit groupe travaille au Collège même, autour de D. SAINT JAMES, en étroite collaboration avec C. ASLANGUL et N. POTTIER, tous deux membres du groupe de Physique des Solides de l'E.N.S. Leurs travaux récents développent l'étude du *mouvement brownien quantique*.

a) Mouvement brownien quantique dans un potentiel périodique : un traitement élémentaire

La méthode d'étude de ce problème repose sur un calcul de perturbation au second ordre élémentaire, mais qui demande un peu de subtilité car les opérateurs quantiques décrivant le système ne commutent pas à des temps différents. Le calcul est mené de sorte à pouvoir évaluer la mobilité soit en présence d'une force extérieure constante, soit en présence d'une force extérieure harmonique. On retrouve, par cette méthode éminemment transparente, des résultats obtenus par des méthodes beaucoup plus obscures de théorie des champs.

i) Dans le potentiel périodique la particule se comporte essentiellement comme une particule « libre » soumise à un bruit modifié, et donc à un frottement différent, les deux reliés par le théorème de fluctuation-dissipation.

ii) Il y a une possible renormalisation de masse (qui peut dépendre de la fréquence), que l'on peut interpréter comme un effet non-stochastique lié au caractère non fluctuant du potentiel périodique ajouté.

iii) Dans le cas d'une force appliquée constante, il y a une relation de dualité entre ce système et un système périodique de liaison forte étudié aux cours des années précédentes.

iv) Pour certaines valeurs du paramètre α , caractéristique du couplage avec le bain pour ce problème, le mouvement de la particule est bien représenté par une équation du type Langevin, mais retardée, conformément à un théorème général dû à Mori.

b) Dynamique quantique d'une particule amortie

On étudie ici le comportement d'une particule libre, mais couplée à un bain de phonons, dans une interaction caractérisée par une densité spectrale :

$$\rho(\omega)G(\omega)^2 \sim \omega^\delta f_c(\omega/\omega_c)$$

δ est un nombre positif pouvant varier de zéro à l'infini.

L'avantage de ce problème est qu'il est en principe exactement soluble si bien que le calcul des fonctions de corrélation de position et de vitesse peut donner a priori des renseignements et sur l'état final (permanent ou d'équilibre) et sur l'approche de celui-ci.

La valeur $\delta = 2$ apparaît comme une frontière entre deux types de comportement physique. Pour $\delta < 2$, il apparaît un coefficient de frottement dépendant de la fréquence $\sim \omega^{\delta - 1}$. Pour $\delta > 2$, l'effet essentiel est une renormalisation de la masse de la particule ; de plus le système cesse d'être ergodique, au sens qu'une fluctuation initiale de vitesse ne s'éteint jamais. Il y a alors une contribution cinématique au déplacement quadratique moyen à grands temps. Si l'on calcule la fonction de corrélation non cinématique des vitesses, on trouve qu'elle se comporte comme une puissance inverse du temps à grands temps (longues queues).

PUBLICATIONS

C. ASLANGUL, N. POTTIER, D. SAINT-JAMES, *Quantum ohmic dissipation of a particle in an asymmetric double-well potential* (*J. Physique*, 47, 757-766, 1986).

C. ASLANGUL, N. POTTIER, D. SAINT-JAMES, *Spin bosons systems equivalence between the dilute blip and the Born approximation* (*J. Physique*, 47, 1657-1661, 1986).

C. ASLANGUL, N. POTTIER, D. SAINT-JAMES, *Quantum ohmic dissipation cross-over between quantum tunnelling and thermally resisted motion in a biased tight-binding lattice* (*J. Physique*, 47, 1671-1685, 1986).

C. ASLANGUL, N. POTTIER, D. SAINT-JAMES, *Quantum brownian motion in a periodic potential : a pedestrian approach* (A paraître au *Journal de Physique*).

C. ASLANGUL, N. POTTIER, D. SAINT-JAMES, *Quantum dynamics of a dissipative free particle* (Soumis pour publication à *Physics Letters*).

C. ASLANGUL, N. POTTIER, D. SAINT-JAMES, *Quantum dynamics of a damped free particle* (Soumis pour publication au *Journal de Physique*).

Communication au Congrès de la Société française de Physique (Strasbourg, 1987).

C. ASLANGUL, N. POTTIER, D. SAINT-JAMES, *Dynamique quantique en présence de dissipation.*

CONFÉRENCES

P. NOZIÈRES

Saclay, 10 mars 1987, « Transition rugueuse et croissance des facettes cristallines » ;

Pise, 10 avril 1987, « ^3He and ^4He as a probe of condensed matter phenomena ».

ACTIVITÉS DIVERSES, MISSIONS

P. NOZIÈRES assure cette année encore la présidence des Editions de Physique, et, à ce titre, s'est rendu à Genève pour défendre les intérêts français dans le nouveau journal de lettres européen.

Par ailleurs, deux visites à Leyde ont permis de développer la collaboration avec l'équipe expérimentale de G. FROSSATI, amorcée en 1986.