

Physique statistique

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

Cours 1 : « *Quelques problèmes de physique des surfaces : stabilité, fluctuations, croissance* »

Ces douze heures d'enseignement ont été données intégralement à l'Université de la Méditerranée à Marseille Luminy. Elles ont eu lieu au sein du « CRMC2 », Centre de Recherche sur les Mécanismes de la Croissance Cristalline, l'un des pôles de la physique des surfaces en France. Mais elles ont aussi attiré un large auditoire des autres centres de recherche, en particulier de Marseille Saint Jérôme. L'objectif du cours était d'apporter un regard théorique à une communauté majoritairement constituée d'expérimentateurs.

1) Quantités interfaciales

Leur définition précise, due à Gibbs, fait intervenir une surface de séparation nominale, a priori arbitraire. Pour un corps pur il est d'usage de la choisir telle que la masse de surface soit nulle (pour un mélange, il subsiste une masse de soluté : c'est « l'adsorption »). On définit ainsi une énergie libre de surface γ (scalaire), à ne pas confondre avec l'effort mécanique de surface τ qui lui est un tenseur tangentiel 2×2 . L'énergie γ intervient lorsque l'on fait croître le solide : elle contrôle la forme d'équilibre de l'échantillon. τ contrôle pour sa part les déplacements élastiques sans apport de masse. La conservation de l'énergie impose la relation de Herring, $\tau = \gamma + \partial\gamma/\partial u$. Les mesures de τ sont récentes, et souvent délicates, soit absolues par variation de maille d'un petit échantillon, soit différentielles par courbure d'un film mince dont on modifie une face par dépôt en phase vapeur. τ intervient aussi dans l'équilibre de mouillage d'une goutte liquide sur un substrat solide, qui reste à exploiter. À noter que les déformations élastiques de volume dues à l'effort de surface τ modifient l'énergie de surface γ . Pour un solide ces corrections ne sont importantes qu'à petite échelle, lorsque le vecteur d'onde de la modulation de surface est d'ordre ato-

mique : l'effet peut devenir déterminant lorsque le volume est très compressible, comme dans un gel.

Traditionnellement la forme d'équilibre est donnée par la construction de Wulff. Celle-ci revient à équilibrer une « force extérieure » mesurant la sursaturation avec un terme capillaire γ_{eff}/R , où R est le rayon de courbure local et $\gamma_{\text{eff}} = \gamma + \gamma'$ la « raideur de surface » (lorsque $\gamma(\theta)$ est anisotrope). L'équilibre est stable lorsque $\gamma_{\text{eff}} > 0$. D'où une question : que devient une orientation instable, imposée par exemple par la gravité ? On sait que l'interface plan se décompose alors en « toit d'usine », alternant deux orientations stables en équilibre mutuel (un peu comme le plateau de Maxwell de la séparation liquide-gaz). La seule inconnue est la période de cette structure, qui semble contrôlée par les effets élastiques aux points anguleux de raccordement (τ crée une force résultante, le volume relaxe et abaisse donc son énergie : la compétition est entre énergie élastique et énergie de coin).

La physique change lorsque l'échelle est atomique. Un exemple typique est le modèle de « Frenkel-Kontorova », où la couche de surface préfère une maille différente de celle du substrat. Ce désaccord crée un grand effort de surface τ , que l'on peut relaxer en créant un réseau périodique de dislocations (« solitons »). La période de cette structure est une compétition entre énergie élastique et piégeage sur le substrat.

2) Équilibre d'une surface cristalline

La morphologie est faite de marches cristallines, caractérisées par leur énergie β (par unité de longueur) et leur largeur ξ . Les marches peuvent à leur tour présenter des décrochements, entités atomiques beaucoup plus fragiles. La forme d'équilibre est contrôlée par l'interaction entre marches, luttant contre la force de sursaturation qui tend à les faire glisser. L'équilibre est stable si la compressibilité des marches est > 0 .

Une marche exerce sur le substrat un doublet de force M (sous contrainte uniaxiale ce doublet devient une force finie). À grande distance la réponse élastique du substrat à ce doublet M induit une interaction entre deux marches distantes de d , répulsive pour des marches de même signe et décroissant comme ϕ/d^2 . Hélas ce mécanisme n'est pas le seul : une marche est toujours accompagnée d'un dipôle électrique, d'où une répulsion du même ordre. En outre deux marches ne peuvent pas se croiser : leur confinement induit une répulsion entropique, elle aussi d'ordre $1/d^2$. En l'absence d'interaction élastique cet effet entropique se calcule exactement par une méthode très élégante, exploitant l'analogie avec un gaz de fermions quantiques (l'ingrédient en est la « diffusivité » de la chaîne, que l'on peut évaluer soit pour une chaîne libre, soit en régime de décrochements). La synthèse des différents mécanismes est plus délicate, mais on dispose d'interpolations raisonnables. Une fois connus l'énergie β et l'interaction ϕ on peut calculer

toutes les propriétés d'une surface vicinale de faible inclinaison θ , en particulier son effort élastique moyen, qui varie comme θ^2 , alors que l'énergie varie comme θ^3 (ce calcul garde des zones d'ombre car différentes approches donnent des résultats différents).

Malheureusement le comportement élastique à grande distance n'est qu'une partie du problème : une marche corrige aussi la structure locale et donc l'énergie de ses voisines, effet qui échappe à tout calcul détaillé. On est donc réduit à *mesurer* β et ϕ . Pour cela on dispose de méthodes diverses, pour la plupart très récentes :

(i) *Les ondes capillaires d'une surface vicinale à l'interface solide-superfluide de ^4He* (ENS Paris). Du fait de la convection thermique dans le superfluide ces ondes sont peu amorties. Selon qu'elle se propagent perpendiculairement ou parallèlement aux marches, elles correspondent à une onde de compression (contrôlée par l'interaction ϕ) ou d'ondulation (contrôlée par la tension de ligne β). Le spectre est en $k^{3/2}$, comme pour tout mode capillaire, avec un coefficient $\approx \theta$ dans le premier cas, d'ordre $1/\theta$ dans le second. La signature angulaire est donc sans équivoque. Lorsque les marches se recouvrent les deux raideurs saturent à la même valeur : on a ainsi accès à la largeur ξ de la marche. Ces très belles expériences montrent le passage d'un régime élastique à très basse température à un régime entropique lorsque l'on s'approche de la transition rugueuse. L'amortissement des ondes donne en outre accès à la mobilité des marches : l'accord avec la théorie est là plus incertain.

(ii) *Le profil d'interface au bord d'une facette*. La répulsion en $1/d^2$ entraîne un profil inhabituel $z \approx x^{3/2}$, recherché depuis des années sans conclusion bien nette. L'expérience est difficile (fenêtre angulaire étroite, difficulté de pointer le bord de la facette). Mais il y a peut être aussi des difficultés de principe. Par exemple les forces de surface divergent en bord de facette et pourraient courber les plans cristallins. La question reste en partie ouverte.

(iii) *Les fluctuations thermiques de l'interface*. On les observe par visualisation directe des marches en microscopie électronique (CRMC2 Marseille). Aux courtes longueurs d'onde, $kd \gg 1$, les fluctuations sont celles d'une corde tendue unique et mesurent l'énergie β (ou plutôt l'énergie libre à température finie). Lorsque $kd \ll 1$ les fluctuations sont collectives et mesurent ϕ . La loi en $1/d^2$ a une signature très simple : les fluctuations sont toujours d'échelle d ! Les résultats spectaculaires sur le silicium confirment la théorie dans ses moindres détails, permettent de séparer interactions élastique et entropique, et démontrent même l'anisotropie de β lorsque la marche tourne dans le plan (111).

(iv) *Le rayon d'effondrement d'une facette circulaire* devrait en principe fournir l'énergie β directement. Apparemment simple cette expérience n'a pas réussi jusqu'à présent, sans explication apparente.

Cette panoplie est impressionnante, mais un peu illusoire, car chaque méthode est adaptée à des matériaux particuliers. Dans la pratique, la mesure des paramètres de marche reste un défi expérimental.

Les surfaces vicinales sont riches d'enseignement, mais il ne faut pas oublier les facettes elles-mêmes ! Par-delà les questions de raccordement (aux parties courbes ou aux parois), elles soulèvent un problème inattendu lorsqu'elles sont percées par des dislocations vis. Concrètement le volume peut contenir des boucles de dislocation, qui percent la surface en A_+ et A_- . On sait depuis longtemps que A_+ et A_- sont l'origine de marches (on se déplace de la maille a quand on tourne autour). Ces demi marches joignent un point + à un point - (sources de Frank et Read). La notion de plan cristallin devient alors ambiguë, et l'on peut se demander si le concept de facette garde un sens. La réponse dépend en fait de deux longueurs : la distance d de deux dislocations + (densité de boucles) et la distance r d'une paire +,- (taille d'une boucle). La configuration d'énergie minimale correspond aux marches les plus courtes possibles. Si $r \ll d$ cette configuration est unique. Il faut payer une énergie finie pour créer une marche macroscopique : $\gamma(\theta)$ a une rupture de pente ce qui est la signature expérimentale d'une facette (bien que les « plans » cristallins soient gondolés). Si en revanche r et d sont comparables, l'appariement des A_+ et A_- n'est pas unique, γ n'a pas de rupture de pente et l'interface est « rugueuse ». Cette « ionisation » des singularités + et - est réminiscente de la transition de Mott dans un plasma, où les charges + et - sont appariées dans l'état isolant, découplées dans l'état conducteur.

Plus généralement, les facettes ne sont pas à l'abri d'une reconstruction. Un exemple spectaculaire est celui de la surface (100) du silicium. Les marches sont alors des demi marches, séparant des niveaux 1 et 2 où les liaisons pendantes pointent respectivement dans les directions x et y . Ces liaisons tendent à se refermer, produisant une surstructure 1×2 alternée. Les énergies γ_1 et γ_2 sont les mêmes, mais les tenseurs d'effort anisotropes τ_1 et τ_2 sont différents : chaque marche crée une force sur le substrat. On a alors intérêt à créer une alternance de terrasses 1 et 2, la relaxation élastique compensant le coût de formation des marches. Ce genre de surstructure, d'échelle semimacroscopique, rappelle les échelles de Herring.

3) Fluctuations de la surface, transition rugueuse

Une marche de longueur L a des fluctuations transverses d'ordre $(L\xi)^{1/2}$, où $\xi \approx T/\beta$ est la largeur statistique, compte tenu des fluctuations thermiques. En gros la marche est une corde tendue aux échelles $\gg \xi$, une chaîne erratique aux échelles $\ll \xi$. Du fait des fluctuations, l'énergie libre β décroît à T fini et s'annule à une température T_R : c'est la transition rugueuse ! On retrouve cette transition par un calcul naïf des fluctuations gaussiennes d'un interface $L \times L$. En l'absence de piégeage celles-ci divergent comme $\text{Log } L$. On peut modéliser le réseau cristallin par un potentiel de piégeage V de période a . Au premier ordre en V l'énergie de piégeage est d'ordre $L^2 \exp[-\pi T/\gamma a^2 \text{Log } L]$. L'interface est facetté si cette énergie diverge, rugueux si elle s'annule pour L infini. On en déduit la

relation universelle $T_R = 2\gamma a^2/\pi$. En fait ce résultat n'est exact que si l'on prend pour γ l'énergie de surface à la transition.

La théorie précise de Kosterlitz et Thouless fait appel à un processus de renormalisation, où les fluctuations sont éliminées de proche en proche en partant des petites échelles. L'état rugueux correspond à une ligne de points fixes $V = 0$, limitée par un point marginal correspondant à la transition. Le voisinage de ce point singulier dégage un comportement critique très inhabituel, parfaitement vérifié par les expériences sur l'hélium.

Le facettage d'une surface de haute symétrie est donc bien compris. Celui d'une surface vicinale de faible inclinaison est plus subtil. Il est dû à la commensurabilité des marches cristallines avec la périodicité dans le plan du réseau sous jacent. Cet ancrage périodique est faible, et l'argument naïf du premier ordre esquissé plus haut doit s'appliquer parfaitement. La seule difficulté est d'estimer la tension de surface γ pour une géométrie maintenant anisotrope. Pour un vecteur d'onde perpendiculaire aux marches γ_x est contrôlé par la compressibilité desdites marches, donc par leur interaction ϕ . En revanche γ_y traduit une ondulation et dépend de l'énergie β . On vérifie facilement que les fluctuations en $\text{Log } L$ font intervenir une énergie effective $\gamma_{\text{eff}} = (\gamma_x \gamma_y)^{1/2} = (6\phi\beta/a^4)^{1/2}$. La relation universelle fournit alors T_R , à condition d'y mettre la maille de la surface vicinale et non celle de la facette ! Pour des marches presque libres la température de transition d'une face $(1,0,n)$ est $\approx 1/n^2$, contrairement aux opinions reçues. En régime de décrochements raides, la raideur des marches, $\beta_{\text{eff}} = \beta + \beta''$, est contrôlée par l'excitation thermique de ces décrochements, d'énergie ε . En ce cas le facteur de Boltzmann correspondant domine tout et conduit à $T_R \approx \text{Log } n$, conformément à la vieille théorie de Greppl *et al.*

Un autre aspect sujet à controverse est l'influence du désordre sur la transition rugueuse. Que devient le facettage lorsque les plans cristallins sont gondolés, par des défauts ou des champs de contraintes ? Si la fonction de corrélation de ces déplacements diverge à grande distance, un interface piégé sera encore moins plan qu'un interface libre — d'où l'idée de « superrugosité » abondamment discutée dans la littérature. Cette notion est fallacieuse. Ce qui compte dans le facettage n'est pas la planéité de l'interface, mais l'existence d'une rupture de pente dans $\gamma(\theta)$. Le désordre n'affecte nullement l'existence des marches, dont l'énergie β reste finie. L'état « superrugueux » est donc simplement un état facetté, gondolé certes à l'échelle microscopique, mais avec une région « plane » à l'échelle macroscopique. Cette erreur conceptuelle doit être soulignée. En particulier il n'y a pas deux transitions, mais seulement la transition rugueuse correspondant à l'annulation de β . Plus généralement, cette transition rugueuse, marquée par des fluctuations divergentes de l'interface, ne doit pas être confondue avec d'éventuelles transitions structurales. Le modèle naïf avancé par Burton, Cabrera et Frank en 1949 est à cet égard trompeur. Un contre exemple est la reconstruction alternée de Si (100), qui n'a rien à voir avec la rugosité.

4) Cinétique de croissance en phase liquide

Les corrections capillaires déplacent le point d'équilibre de fusion (correction de Gibbs Thomson). La cinétique traduit la relation entre vitesse de croissance et écart à l'équilibre. La dissipation se situe à deux niveaux (i) à l'interface lui-même, via la cinétique d'attachement des atomes (ii) en volume, car la diffusion de la chaleur latente (et des solutés pour un mélange) implique un gradient de potentiel chimique. ^4He superfluide est un cas particulier exemplaire car seul le mécanisme (i) survit (il n'y a pas d'impureté et la chaleur s'évacue par convection thermique dans le liquide). Pour tous les autres matériaux le mécanisme (ii) domine, sauf pour la croissance de facettes où les problèmes de nucléation deviennent déterminants. Cette « circuiterie thermique » se formalise très facilement.

Le profil de température d'un interface plan cristallisant à vitesse constante v est exponentiel, avec une longueur de diffusion caractéristique D/v . Mais cet état « canonique » est instable, par un mécanisme réminiscent de l'effet de pointe en électrostatique : une protubérance du solide augmente le gradient thermique et renforce la croissance. Cette instabilité « de Mullin-Sekerka » est limitée par la capillarité. L'analyse de stabilité linéaire est sans difficulté, quoique avec beaucoup de paramètres ! Les conditions de raccordement à l'interface traduisent la conservation de la chaleur et l'équilibre de fusion local. On obtient ainsi une équation de dispersion qui confirme les prédictions qualitatives. Mais il est difficile d'aller plus loin faute d'un paramètre de contrôle.

Ce paramètre de contrôle existe dans la solidification directionnelle d'un alliage, où l'on tire à vitesse constante v un interface dans un gradient thermique G . L'instabilité se développe lorsque la longueur de diffusion du soluté $L_D = D/v$ est inférieure à la « longueur thermique » L_T mesurant le gradient G . La capillarité, mesurée par une « longueur capillaire » d , joue un rôle stabilisant aux grands vecteurs d'onde : la plage d'instabilité disparaît lorsque d/L_T excède une valeur finie. En fait la bifurcation intervient à k fini, d'ordre $[dL_D^2]^{-1/3}$ aux faibles vitesses de tirage. Le voisinage du seuil est un peu complexe, mais bien compris. La vie se complique au-delà du calcul linéaire. Un simple développement d'amplitude prévoit une bifurcation sur ou sous critique en fonction du coefficient de ségrégation des impuretés. Au-delà on rentre dans la jungle des instabilités secondaires, très variées et accessibles seulement par la simulation numérique. Les données expérimentales sont très riches, et en pleine évolution : cet aspect a été confié aux séminaires.

Bien que souvent marginale la dissipation d'interface garde son intérêt. On peut par exemple calculer la mobilité d'une marche unique, d'ordre $1/\eta\beta$, où η est la mobilité de l'interface en l'absence de piégeage, β l'énergie de la marche. On prédit ainsi une mobilité d'une surface vicinale proportionnelle à son angle d'inclinaison θ . C'est bien ce que confirme l'amortissement des ondes capillaires dans ^4He superfluide, mais l'angle de crossover est anormalement grand. Un

autre exemple est la croissance des facettes par nucléation de terrasses. L'énergie d'activation est aisément calculable, mais le point délicat est la coalescence des terrasses, limitée par la mobilité de la marche bordière, qui contrôle la croissance verticale (on avance d'une maille à chaque fois qu'un jeu de terrasses couvre tout l'échantillon). Un argument très ancien de Kolmogorov et Avrami permet de calculer le temps de coalescence, réduisant l'exposant d'Arrhénius d'un facteur 3. Ce facteur est essentiel pour extraire β des données expérimentales sur la croissance des facettes de ^4He .

5) Cinétique de croissance en phase vapeur

Partant d'un flux incident ϕ donné, la règle du jeu est une combinaison de (i) réévaporation mesurée par une durée de vie τ d'un adatome (ii) diffusion D dudit adatome. D'où une longueur caractéristique « d'évaporation » $\lambda_c = \sqrt{D\tau}$. Si l'on admet un attachement immédiat à la première marche rencontrée, on prévoit une signature angulaire très claire de la croissance d'une surface vicinale, linéaire en θ et saturant lorsque la distance des marches est $< \lambda_c$.

La richesse du problème vient de la cinétique d'attachement. Le facteur d'Arrhénius correspondant dépend de l'énergie locale de l'atome, et par ce biais de l'interaction entre les marches. C'est à ce niveau qu'intervient la forme d'équilibre de l'échantillon, compétition entre la sursaturation et le couplage marche-marche. Au-delà de l'équilibre les coefficients dissipatifs sont en général asymétriques, la barrière de potentiel à franchir n'étant pas la même selon que l'adatome s'attache à une marche montante ou descendante. Cet effet « Ehrlich-Schwoebel », apparemment innocent, est lourd de conséquences !

Un autre facteur essentiel de la dynamique des adatoms est l'effet des interactions élastiques, surtout sur des couches épitaxiées avec désaccord de maille (d'où contrainte uniaxiale). Un adatome est alors soumis à une force d'interaction avec les marches voisines, d'ordre $1/r$ où r est la distance à la marche : cette force est maximale au milieu de la terrasse et tend à entraîner l'adatome dans une direction fixée — tout comme d'ailleurs la force d'électromigration créée par un courant électrique parallèle à la surface ! Un adatome interagit ainsi avec un îlot épitaxié, ce qui peut provoquer détachement d'un côté et attachement de l'autre, c'est-à-dire un mouvement de l'îlot. Si la distribution de ces îlots est aléatoire, ou pourrait expliquer ainsi leur déplacement erratique à la surface de l'échantillon, observé expérimentalement et quelque peu mystérieux ! Les ordres de grandeur paraissent raisonnables.

Une surface vicinale croît par glissement de marches : l'attachement des adatoms déposés les fait toutes avancer à la même vitesse. Le problème est maintenant de savoir si ce mouvement régulier est stable ou non. Plusieurs questions se présentent :

(i) Tout en restant droites, les marches peuvent se mettre en paquets. En croissance cela se produit lorsque l'attachement se fait de préférence sur la marche

aval (descendante) : si la terrasse augmente, il y a plus d'atomes déposés et la terrasse augmente encore plus vite. En sublimation c'est l'inverse. Cet argument qualitatif est confirmé par une analyse de stabilité linéaire (un peu délicate car il s'agit d'une instabilité convective). L'effet repose sur une asymétrie qui peut venir de l'effet Schwoebel, ou d'un courant d'adatoms (d'origine élastique ou électrique). La mise en paquets est observée expérimentalement, et elle peut conduire à la formation de « macromarches » très spectaculaires. La théorie en reste fragmentaire, avec de nombreux points d'ombre : transition vers le chaos, effets de périodicité dans le plan de la surface, influence des impuretés ?

(ii) Une marche rectiligne peut subir une instabilité diffusive de type Mullin-Sekerka : elle se gondole. Là encore une asymétrie de type Schwoebel est impérative. Comparé au cas 2d le calcul est compliqué par l'existence de la longueur d'évaporation qui change la forme du spectre aux grandes longueurs d'onde et peut stabiliser la surface vicinale. Mais les idées qualitatives restent les mêmes, en particulier l'existence de régimes non linéaires très complexes.

(iii) Enfin il ne faut pas oublier la nucléation d'îlots sur les terrasses en mouvement, qui devient déterminante aux grandes sursaturations.

Au total cette croissance par glissement de marches n'est pas entièrement élucidée, malgré l'apport essentiel de la simulation numérique. Les instabilités conduisent souvent à des sillons profonds, voire à un régime chaotique. Comprendre le couplage entre tous ces mécanismes reste un problème ouvert.

6) Équilibre de fusion sous contrainte

Faute de temps ce problème n'a été qu'esquissé. On part d'un interface plan $z = 0$. Une contrainte uniaxiale $\sigma_{xx} - \sigma_{zz} = \sigma \neq 0$ pénalise le solide et tend donc à le faire fondre. Plus généralement, une modulation de fusion-cristallisation le long de la surface, de vecteur d'onde k , relâche de l'énergie élastique : entre la stabilisation par la gravité aux petits k et par la capillarité aux grands k il apparaît une plage d'instabilité spontanée de l'interface plan, décrite pour la première fois par Asaro et Tiller et redécouverte par Grinfeld. Un développement d'amplitude (ardu !) montre que cette instabilité est sous critique : elle croît sans limite, jusqu'à former des sillons profonds qui peuvent amorcer des fractures. L'effet a été observé sous forme très pure dans ^4He (comme toujours !). On le voit indirectement dans la polymérisation du polydiacétylène. Il devrait être présent dans les couches épitaxiées contraintes, mais il est peut-être masqué par l'attraction de van der Waals qui joue le rôle d'une gravité effective. L'effet est très général, et présent dans de nombreuses situations.

7) Élasticité à l'échelle macroscopique : contact et frottement

Ce dernier chapitre est un peu marginal par rapport au reste du cours. Le point de contact est l'élasticité, mécanisme sous-jacent de tous ces problèmes :

l'interaction entre deux adatoms rappelle celle entre deux aspérités à l'échelle semimicroscopique ! Les communautés correspondantes ont tendance à s'ignorer : il a donc paru utile d'ouvrir un auditoire de physico-chimistes de la croissance cristalline au corpus de connaissances développé par les mécaniciens et récemment enrichi par l'expérimentation physique. Mais le survol était nécessairement rapide !

Le phénomène de base est le contact de Hertz : une pointe de rayon R , pressée sur un substrat par une force F , se déforme pour créer un contact de rayon $d \approx [FR/E]^{1/3}$ où E est le module d'Young. (De même la surface de contact réelle de deux surfaces rugueuses dépend de l'écrasement des aspérités). Ce schéma purement élastique est perturbé par l'adhésion, qui entraîne multistabilité et hystérésis : au collage une aire d'adhésion finie est établie dès que le contact au centre est établi, et à l'inverse il faut une force finie pour arracher un contact adhésif (modèle « JKR » de la littérature). La physique de ces contacts, sous force normale ou tangentielle, est un domaine très riche.

La situation est plus complexe en ce qui concerne le frottement solide. Les lois phénoménologiques « de Coulomb » en sont connues depuis fort longtemps : la force tangentielle de frottement F_t d'un patin soumis à une charge normale F_n est (i) indépendante de la vitesse de tirage (ce qui est le signe d'un comportement hystérétique, avec discontinuité au passage $v = 0$) (ii) proportionnelle à la charge normale $F_t = \mu F_n$ où μ est le coefficient de frottement (iii) indépendante de la surface apparente du contact (loi d'Amontons [1699], découverte en fait par Léonard de Vinci !). En outre le frottement diminue après le démarrage : il faut distinguer un coefficient statique μ_s pour décoller le patin et un coefficient dynamique $\mu_d < \mu_s$ en régime de translation uniforme. Cet écart est responsable de l'instabilité « stick-slip », qui fait grincer la craie sur un tableau noir.

Les développements expérimentaux récents exploitent cette instabilité stick-slip qui s'avère un outil très sensible. On montre ainsi que l'instabilité est une bifurcation de Hopf directe, avec un comportement sinusoïdal au seuil très loin du régime en dents de scie qui se développe ultérieurement. Ces mesures mettent en outre en évidence des dérives logarithmiques, de μ_s en fonction du temps d'attente t , de μ_d en fonction de la vitesse de tirage v , qui semblent compatibles avec une loi universelle fonction de t dans un cas, de a/v dans l'autre, où a est la taille des aspérités. En fait il y a des écarts qui suggèrent des complications conceptuelles et pas seulement quantitatives. Face à cette masse de données la théorie reste embryonnaire ! La première question est l'origine de l'hystérésis. Une multistabilité purement élastique est possible, mais irréaliste dans les cas usuels. L'adhésion est une possibilité, mais probablement à une échelle plus microscopique. Ce qui manque cruellement est une théorie « multiéchelle » où la multistabilité à une échelle donnée dépend du frottement aux échelles inférieures. Une telle hiérarchie des mécanismes de frottement est probablement la clef du problème. Au stade présent, le plus sage est de supposer un cycle d'hysté-

résis pour une aspérité donnée, et d'en explorer les conséquences, pour l'aspérité en question d'abord, pour le couplage élastique entre aspérités ensuite.

La physique est simple pour des aspérités indépendantes. L'énergie est dissipée lors du saut discontinu à la limite spinodale du cycle d'hystérésis (elle est rayonnée comme une bouffée de phonons qui se thermalisent dans la masse). La puissance dissipée $F_1 v$ est simplement le flux $n v dt$ d'aspérités balayées par unité de temps multiplié par la surface interne du cycle d'hystérésis (comme dans un ferromagnétique !). La vitesse v disparaît et le temps n'intervient nulle part. Noter qu'en régime dynamique stationnaire la distribution statistique des branches multistables est entièrement biaisée : on est sur la branche supérieure jusqu'à la limite spinodale quand on tire dans un sens, sur la branche inférieure quand on tire dans l'autre. Si en revanche on supprime la force tangentielle F_t le patin s'arrête, et recule un peu pour annuler F_t . La branche multistable occupée bascule à une position intermédiaire, assurant une résultante nulle. Pour redémarrer il faut revenir aux limites spinodales, et donc on a toujours $\mu_s = \mu_d$ dans ce modèle. La nouveauté est la présence d'une plage élastique entre les deux régions de tirage dynamique vers la droite ou la gauche, observée expérimentalement. Cette région de transition a une largeur $\approx a$, la taille de l'aspérité, et résout le paradoxe d'un comportement discontinu lorsque v change de signe. La combinaison entre cette élasticité « de surface » due aux aspérités, et l'élasticité de volume (permettant de déplacer les aspérités l'une par rapport à l'autre) engendre une longueur d'écran λ_D : patin et substrat sont rigides aux échelles $< \lambda_D$, alors qu'aux $> \lambda_D$ la déformation de volume permet d'optimiser l'énergie de piégeage locale. Il est probable que cette longueur d'écran correspond aux « blocs rigides » introduits par Burridge et Knopoff dans leur analyse du frottement dans un contexte géophysique. Cet effet d'écran est donc important, avec deux points essentiels : (i) il est dû à la largeur finie du cycle d'hystérésis, (ii) il disparaît en régime dynamique.

Un tel modèle est clairement trop naïf ! En particulier il rate complètement les effets de vieillissement logarithmique et la différence entre μ_s et μ_d , pour lesquels il faut introduire la plasticité (la même idée de plasticité est utilisée par Tabor pour expliquer la loi d'Amontons : les aspérités s'écrasent jusqu'au moment où la contrainte normale est égale à la limite élastique. La surface réelle n'a rien à voir avec la surface apparente !). Ceci dit, le point de vue « hystérique » reste fécond.

Reste le problème beaucoup plus délicat de l'interaction élastique entre aspérités. Elles sont à très longue portée, $\approx 1/R_{ij}$, d'où des problèmes de convergence même pour un système dilué. Lorsque le système est multistable à l'échelle de l'aspérité unique le seul effet qualitatif des interactions est de regrouper par paquets les sauts individuels : une impureté peut en sautant en entraîner d'autres au-delà de leur limite spinodale. Ce saut collectif demande de toute évidence un traitement global (il faut connaître le nombre de sauts d'une cascade pour mesurer

l'amplitude du déplacement induit, et donc le nombre dont on est parti). La théorie explicite reste à faire. L'effet devrait se détecter facilement par des mesures de bruit. La situation est plus complexe lorsque l'aspérité unique est monostable : les interactions induisent alors une multistabilité collective lorsque la taille du système dépasse une autre longueur caractéristique, dite « de Larkin », qui dépend exponentiellement des interactions et est donc très longue pour un système dilué. Cet aspect, d'une grande importance conceptuelle pour les théoriciens, ne paraît pas affecter beaucoup les phénomènes de frottement usuels.

P.N.

SÉMINAIRES ASSOCIÉS AU COURS 1

2 décembre, Pierre MULLER, CRMC2, Marseille Luminy, « *Effets d'élasticité dans les couches épitaxiées* ».

14 décembre, Jean-Jacques METOIS, CRMC2, Marseille Luminy, « *Approches macroscopique et microscopique de la mesure de l'énergie de marche et de l'interaction entre marches* ».

16 décembre, Jean-Claude HEYRAUD, CRMC2, Marseille Luminy, « *Transition rugueuse des faces de bas indices (110), (113) et (001) du silicium* ».

12 janvier, Alain POCHEAU, Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Équilibre, Université de Marseille Saint Jérôme, « *Instabilités secondaires en solidification directionnelle* ».

13 janvier, Chaouqui MISBAH, Laboratoire de Spectrométrie Physique, UJF Grenoble, « *Dynamique non linéaire des surfaces vicinales loin de l'équilibre* ».

Cours 2 : « *Liquides de Fermi fortement corrélés : supraconductivité et transition métal-isolant* »

Ces six leçons ont été données en juin 2000 à l'Université « La Sapienza » de Rome, l'un des grands pôles européens en la matière. Organisées sous l'égide de l'Ambassade de France, elles ont permis d'approfondir une collaboration déjà bien établie.

Condensation de Bose Einstein et superfluidité

La condensation d'un gaz de bosons à basse température est bien connue. On sait depuis Landau que les interactions entre particules jouent un rôle déterminant, la stabilité de l'écoulement superfluide reposant sur une vitesse du son finie. Plus généralement c'est la répulsion d'échange qui impose la condensation dans un état quantique pur et unique, de préférence à un mélange statistique incohé-

rent. Ce point essentiel, souvent ignoré, apparaît déjà dans une simple approximation de Hartree-Fock. D'où une question épineuse : le condensat se fragmente-t-il spontanément lorsque l'interaction est attractive. La question est académique pour un système étendu, car l'attraction entraîne inévitablement l'effondrement du gaz dans un volume réduit. Elle devient pertinente pour les gaz alcalins piégés dans un potentiel harmonique (un sujet d'actualité !) : ^7Li est de ce type ! Le vrai fondamental d'un atome unique est non dégénéré et le problème de la fragmentation ne se pose pas. En revanche un état tournant de moment cinétique L est dégénéré : en traitant l'interaction au premier ordre on démontre que le condensat est pur pour une répulsion, fragmenté pour une attraction. Le problème est encore plus crucial lorsque les bosons ont un degré de liberté interne (spin nucléaire pour l'hydrogène atomique, moment dipolaire électrique pour les excitons actifs) : la cohérence du condensat implique un état pur avec rupture de symétrie (par exemple ferromagnétisme pour l'hydrogène). On doit avoir deux transitions, que l'on peut voir comme la condensation de Bose Einstein successive des deux états internes (à $T = 0$ les deux condensats sont verrouillés par l'interaction, via un couplage « Josephson »). Là encore l'état pur n'est pas automatique !

Le cours a laissé de côté les traitements classiques du liquide de Bose : fluctuations de phase (spectaculaires en 1d), déplétion du condensat, théories microscopiques. Il a souligné en revanche les phénomènes qui s'opposent à la superfluidité, en premier lieu la localisation. L'exemple standard est ^4He : si on augmente sa densité, il cristallise ! Qualitativement, la superfluidité optimise l'énergie cinétique, la localisation l'énergie potentielle. De même la résistance d'un film granulaire tend vers 0 à basse température si les grains sont gros, vers l'infini s'ils sont fins : le choix est alors entre le couplage Josephson des grains (énergie cinétique des paires) et l'énergie capacitive (répulsion locale). Des modèles de bosons sur réseau rendent bien compte de cette compétition, soit avec un cœur dur et une répulsion entre premiers voisins (problème isomorphe à un système de spins $1/2$), soit avec une répulsion de Hubbard locale (la description de champ moyen est équivalente à l'approximation de Gutzwiller). On a une transition de Mott franche pour un remplissage entier du réseau, une transition progressive pour un remplissage partiel. Une localisation « d'Anderson » peut aussi provenir du désordre : le superfluide devient alors un verre de Bose. Le mariage de ces deux localisations ne peut se traiter que numériquement.

Un autre ennemi de la superfluidité est la dissociation des bosons en deux fermions sous-jacents, l'exemple typique étant la supraconductivité. Le fondamental devient un liquide de Fermi normal. La transition entre un régime BCS en couplage faible et une condensation de paires préformées est aujourd'hui bien comprise, même dans les cas compliqués de bandes anisotropes ou de condensation de quartets (comme dans les noyaux), où la superfluidité demande une interaction minimum.

2) Transition métal-isolant de Mott

Formulée à l'origine pour le passage d'atomes d'hydrogène à un état de plasma conducteur, la théorie faisait appel à l'effet d'écran pour détruire l'état lié neutre. Cet effet existe, mais l'approximation de Debye-Huckel ne peut donner qu'un ordre de grandeur. En outre le principe d'exclusion fournit un autre mécanisme pour supprimer la liaison : l'accumulation de paires liées sature l'occupation des états de fermions sous-jacents, ce qui est une autre manière de formuler la répulsion d'échange ! La théorie de cette transition « isolant-plasma » est bien comprise à $T=0$ lorsque les atomes sont condensés (le paramètre d'ordre de Bose suffit à décrire la liaison). Elle reste en revanche embryonnaire à $T \neq 0$. Les expériences sur les plasmas électrons-trous dans le silicium suggèrent en fait deux points critiques dans le plan « densité-température », l'un de type liquide-gaz standard, l'autre très étrange où la densité semble n'être qu'une variable secondaire. L'identification du paramètre d'ordre correspondant reste une énigme.

L'autre exemple typique est le modèle de Hubbard sur une bande demi pleine (un système dopé est toujours conducteur et ne peut présenter que des transitions progressives). En répulsion forte il faut payer une énergie U pour créer des charges libres et le fondamental est isolant (avec un ordre magnétique gelé d'échelle $J = t^2/U$, superéchange d'Anderson). En répulsion faible le fondamental est au contraire métallique sauf si les bandes sont emboîtées, auquel cas une onde de densité de spin (SDW) se développe. L'ordre magnétique devient responsable du gap isolant, alors qu'il constituait un détail mineur en couplage fort. Ce jeu subtil du magnétisme et de la transition de Mott est bien illustré par le diagramme de phase de V_2O_3 , qui reste la référence de base. Une limite instructive est celle des fortes aimantations, où le nombre d'électrons \downarrow est faible : ces électrons minoritaires peuvent se dissocier en un site vide et un site doublement occupé, avec une attraction locale $-U$: l'état est isolant si cette attraction crée un état lié neutre. La condensation de Bose en coin de zone est alors mineure — mais elle constitue le « reste » de l'antiferromagnétisme !

La question centrale est la possible existence d'un état isolant paramagnétique, sans rupture de symétrie (une juxtaposition de dimères singulets briserait la symétrie de translation). Cet état peut être incohérent, avec une entropie de spin résiduelle $N \log 2$, ou non dégénéré, par superposition cohérente de dimères singulets. Ce dernier choix correspond à l'état « RVB » d'Anderson, qui pourrait impliquer des corrélations de portée infinie. La plupart des travaux anciens se réfèrent à un isolant incohérent, par exemple l'approximation de Gutzwiller qui décrit la disparition d'une bande de fermions libres au niveau de Fermi, mais ignore le devenir des degrés de liberté magnétiques. Le dilemme reste ouvert.

3) La limite des dimensions infinies

Elle représente le grand progrès récent, contesté, mais très stimulant. Le point essentiel est le caractère local des corrélations : deux électrons qui quittent un

même site ont une probabilité nulle de se retrouver dans le monde extérieur. Ce dernier se traduit donc par une self énergie $\sigma(\omega)$ à un seul électron, que l'on sait exprimer à l'aide de la fonction de Green locale $G(\omega)$. On est ainsi conduit à un modèle à un site self consistant, où G dépend de σ et σ de G . Au plan mathématique le site étudié est hybridé à un bain de fermions effectifs qui décrit $\sigma(\omega)$. Toute la difficulté est la formulation d'un problème local retardé dans le temps, qui échappe aux formulations élémentaires : on dispose d'un arsenal d'approximations plus ou moins convaincantes, mais qui semblent converger. On met ainsi en évidence un isolant de Mott paramagnétique incohérent, avec une transition très inhabituelle où la bande de fermions libres se rétrécit (comme dans Gutzwiller) et disparaît au milieu d'un gap préformé important. Ce comportement est orthogonal à celui de Mott-Hubbard, où l'isolant est dû à la séparation des deux bandes de Mott (les porteurs libres apparaissant lorsqu'elles se croisent). De plus la transition est du premier ordre, avec coexistence de deux états isolant et conducteur dans une plage $U_{c1} < U < U_{c2}$. Il y a deux énergies caractéristiques : le gap δ et la largeur de la résonance Δ . Le poids de cette dernière disparaît à température finie $T \approx \Delta$, sans élargissement notable, ce qui constitue un point très significatif.

On peut reprendre le calcul pour un état antiferromagnétique à deux sous réseaux. On constate que pour des bandes emboîtées la température de Néel est supérieure à la température critique de Mott, qui est donc cachée par le magnétisme. Mais on peut introduire une frustration qui supprime l'emboîtement : la transition de Mott paramagnétique émerge alors de la zone AF (on retrouve le comportement de V_2O_3). La phase métallique près de la transition évoque les « fermions lourds », où l'entropie des moments localisés est tuée sur une gamme de température Δ par les porteurs libres de la bande centrale.

Au plan mathématique le calcul est probablement incorrect dans l'état isolant : une self énergie $\sigma(\omega)$ indépendante de l'état du site central suppose que l'environnement n'a pas le temps de relaxer sur la durée de vie de cet état. Les limites $\Delta \rightarrow 0$ et dimension d infinie sont donc prises dans le mauvais ordre. Plus généralement G est une moyenne sur les configurations du site central gelé : le G moyen ne dépend pas d'un σ moyen ! Il y a là une difficulté des calculs de perturbation trop souvent oubliée : les approximations doivent respecter les lois de conservation, qu'elles soient strictes pour une variable gelée ou approchées pour une variable lente. Ceci dit une telle objection ne concerne pas l'état conducteur $\Delta \neq 0$: elle doit se traduire par un changement de régime très près de U_{c2} , dans une gamme d'ordre $1/d$, sans conséquence appréciable sur la position de la transition.

Des calculs quantitatifs approchés et donc discutables ne sauraient lever une controverse souvent âpre. Il est donc souhaitable de poser dans des termes physiques simples le dilemme du gap préformé. Partant du modèle d'Anderson effectif on peut se projeter sur les états centraux par une transformation de Schrieffer-Wolf : on est ainsi ramené à un problème Kondo où un réseau de N_L

spins $1/2$ est écranté par $N_c = N_L z$ fermions libres, ($z \ll 1$ est le poids de la résonance). On évalue facilement la température de Kondo T_K , de l'ordre de Δ comme on pouvait le prévoir. Partant de l'isolant, il suffit alors de faire le bilan de l'énergie à payer pour transférer à $T = 0$ N_c états de la bande de Mott au niveau de Fermi. On dépense une énergie cinétique $N_c \delta$, mais on gagne une énergie Kondo Δ : la seule question est « une fois par spin » ou « une fois par électron libre » ? Dans le premier cas le bilan est favorable si δ est plus grand que la largeur de bande D (gap préformé). Dans le second cas la transition correspond à $\delta \approx \Delta$ (croisement de bandes). Le choix acquiert donc un sens physique clair. Une telle image est féconde, car (i) elle contient un mécanisme de saturation automatique (les états centraux repoussent les bandes latérales et augmentent le gap δ) (ii) elle explique la disparition des porteurs libres si $T \approx \Delta$ (on ne gagne plus l'énergie Kondo si tous les états magnétiques sont également peuplés) (iii) elle prédit une transition du premier ordre. Une conclusion émerge : l'écrantage des spins localisés est le facteur essentiel de la transition de Mott vers un état isolant incohérent !

4) Isolants paramagnétiques et réseaux Kondo

Dans le régime habituel de couplage faible, N_{imp} impuretés de spin $1/2$ sont écrantées par $N_{\text{eff}} = \rho T_K$ électrons (seuls les états proches du niveau de Fermi sont pertinents). Une nouveauté est l'interaction indirecte « RKKY » entre les spins I , négligeable si $I \ll T_K$, mais qui tue l'effet Kondo en gelant le magnétisme si $I \gg T_K$. Si on décide de l'ignorer, on rencontre un autre problème, dit d'exhaustion : si $p = N_{\text{imp}}/N_{\text{eff}} > 1$ l'effet d'écran magnétique est forcément collectif ! Un argument qualitatif très simple consiste à étudier la précession des spins lorsqu'ils sont visités par un électron : un état singulet isotrope, annulant l'entropie d'orientation, ne peut être atteint que si tous les spins font un tour complet. On fait ainsi émerger une nouvelle « énergie de cohérence », $\epsilon_c = T_K/p$, considérablement réduite, qui marque le passage au régime de liquide de Fermi. Cette distinction entre température Kondo et énergie de cohérence est confortée par l'étude du système en couplage fort, où les spins captent tous les électrons pour fabriquer des singulets. Le seul degré de liberté qui reste est la position des spins célibataires, qui peuvent migrer. Pour un réseau avec un spin par site, chaque impureté célibataire agit comme un fermion à cœur dur. ϵ_c est alors l'énergie de Fermi, très inférieure à $T_K = J$. (Si le nombre de célibataires est faible, on peut tout calculer, en particulier la distribution n_k des électrons et leur surface de Fermi : on vérifie ainsi une propriété prévue depuis longtemps : la surface de Fermi contient un nombre d'états égal au nombre d'électrons + le nombre de spins !).

Ces résultats ont été contestés tout récemment par Burdin, qui travaille sur un réseau Kondo (un spin par site), avec un remplissage électronique par site n . Les spins $1/2$ sont décrits par une bande f dans un modèle d'Anderson, avec la contrainte $n_f = 1$ sur chaque site. L'approximation consiste à utiliser un champ

d'hybridation moyen (condensation de Bose des paires c^*f), ne respectant la contrainte qu'en moyenne. L'algèbre est alors simple et conduit à des résultats très surprenants :

(i) La température de Kondo d'une impureté unique est obtenue correctement. Elle correspond à une transition franche, artefact connu de l'approximation de champ moyen (l'hybridation cohérente rompt une symétrie). À basse température on retrouve le liquide de Fermi habituel : rien de surprenant !

(ii) Pour un réseau la température de Kondo est inchangée. Mais en dessous de la transition la physique change radicalement. En dessous de la transition l'hybridation r_0 , correspondant au gap optique dans le spectre des particules, croît rapidement pour atteindre $(DT_K)^{1/2}$ à $T=0$. Cette échelle très supérieure à la température de transition est pour le moins surprenante. Le gap réel est indirect, $\approx r_0^2/D$, c'est-à-dire T_K lui-même.

Si la bande électronique est pleine, $n=1$, le fondamental est un isolant « Kondo » : chaque site est un singulet ! Pour un système dopé $n < 1$, on a au contraire un état conducteur, dont l'énergie de cohérence $\epsilon_c \approx r_0^2/D$ fait intervenir r_0 au lieu de T_K : ϵ_c passe ainsi de T_K^2/D à T_K , supprimant l'effet d'exhaustion. Celle-ci existe si $n \ll 1$, mais elle dépend de n , pas de T_K/D !

Ce résultat est stimulant, mais sa validité n'est pas évidente. L'analyse du calcul montre que l'échelle haute r_0 provient de la bande f dans le spectre hybridé. Elle traduit donc l'intervention de cette bande dans l'écrantage des spins, c'est-à-dire un couplage direct entre spins d'impureté. De fait l'hybridation ($f - c$) permet un échange entre deux sites beaucoup plus efficace que le couplage RKKY habituel. Mais ce mécanisme est un artefact des fluctuations de charge f induites par l'approximation de champ moyen. D'où un doute sur les conclusions précédentes. Mais il reste que ce travail est un pas en avant important qui mérite réflexion.

5) Supraconductivité dans les semiconducteurs

Les expériences sur les cuprates sous dopés montrent l'existence de deux échelles d'énergie très différentes : la température critique T_c et un « pseudogap » Δ_g très supérieur, observé chaque fois que l'on casse une paire (photoémission, effet tunnel à travers une barrière épaisse). Une explication possible est un régime « atomique » où des paires préformées subissent une condensation de Bose — mais comment faire un état lié dont l'énergie de liaison Δ_g reste très inférieure à l'énergie de Fermi ? Une alternative est d'attribuer à Δ_g une origine physique différente : la supraconductivité se développerait alors à partir d'un semiconducteur de gap primaire Δ_0 , du fait de l'attraction entre les porteurs. Comme dans un isolant excitonique, les porteurs libres apparaissent spontanément si le gain d'énergie supraconductrice excède le coût pour traverser le gap. Les calculs sont très simples pour un modèle naïf où la densité d'états est constante, avec appariement entre états renversés du temps. Pour un semiconducteur non dopé, on décrit

ainsi un passage franc isolant-supraconducteur : le niveau de Fermi μ reste au milieu du gap et le paramètre d'ordre Δ s'annule lorsque Δ_0 atteint un seuil Δ_0^* . Pour un système dopé μ devrait sauter brutalement dans la bande de conduction en l'absence d'ordre supra. Ce dernier adoucit la transition, avec un fondamental qui reste toujours supraconducteur. L'effet d'un dopage ε est mineur lorsque $\Delta_0 < \Delta^*$, mais devient spectaculaire au-delà du seuil. On engendre un état supra exotique, très réminiscent du régime atomique des bosons préformés (Δ est par exemple proportionnel à $\varepsilon^{1/2}$).

Le point difficile concerne la température critique. Dans le cas BCS celle-ci, d'ordre Δ , est contrôlée par la rupture des paires. En régime atomique elle est contrôlée au contraire par les fluctuations de phase, elles-mêmes fixées par la « raideur de phase » Λ . La situation est particulièrement spectaculaire en 2d, où la classe d'universalité de la transition est du type « Kosterlitz-Thouless », contrôlée par ladite phase. Pour un métal ordinaire Λ est comparable à l'énergie de Fermi et la région critique est étroite, T_c restant voisin de sa valeur BCS. Pour un semiconducteur la raideur d'une bande pleine est au contraire nulle : Λ n'existe que grâce à la supraconductivité ! De ce fait le mécanisme de Kosterlitz-Thouless est dominant.

Ce modèle soulève de nombreuses questions : couplage entre plusieurs ordres ? Appariement interbande, expliquant peut-être l'évolution de la raideur Λ lorsque le gap se ferme ? Le problème est à peine esquissé !

6) Réflexion Andreev à l'interface normal-supraconducteur

Un électron normal se réfléchit en trou, avec émission d'une paire dans le condensat supraconducteur. En l'absence de barrière, et pour une tension appliquée $eV < \Delta$, ce canal domine : la conductance est double de celle σ_n dans l'état normal, revenant à σ_n lorsque $eV > \Delta$. La signature est donc claire. L'effet est observé dans les cuprates sous dopés : on constate qu'il disparaît lorsque eV est d'ordre T_c et non pas du pseudogap Δ_g — pourquoi ? Tout modèle fondé sur un pseudogap extrinsèque ne peut pas marcher : on montre facilement qu'entre deux ordres en compétition, le plus fort impose son type de réflexion : Andreev pour un ordre supra, Bragg pour un ordre CDW, par exemple. Un grand Δ_g tue donc le canal Andreev : il faut chercher ailleurs ! Une possibilité est d'invoquer le courant superfluide dans le supra : s'il excède le courant critique, la nucléation de vortex fait sauter la phase du paramètre d'ordre. Ces fluctuations brouillent la réflexion Andreev par interférence destructive et réduisent son importance. À noter qu'elle ne disparaît pas entièrement : le transfert de deux électrons en une paire liée existe même dans l'état normal. Elle est simplement réduite car on perd la cohérence de phase. La question reste largement ouverte.

P.N.

ACTIVITÉS SCIENTIFIQUES

P. NOZIÈRES anime jusqu'à l'été 2000 le groupe de physique théorique de l'Institut Laue Langevin à Grenoble, auquel sont venus s'adjoindre les théoriciens de l'ESRF (Laboratoire du rayonnement synchrotron). L'ensemble comprend une douzaine de physiciens confirmés qui effectuent des séjours de durée limitée, de un à cinq ans, et qui travaillent dans des domaines très divers. Le groupe constitue un pôle d'attraction important, vers lequel convergent de nombreux visiteurs étrangers. Un séminaire théorique est organisé chaque semaine, couvrant tous les thèmes de la physique de la matière condensée. Environ cinquante séminaires ont été tenus pendant la dernière année académique.

En 1999-2000 l'activité scientifique des chercheurs ILL a porté principalement sur les thèmes suivants :

(i) *Corrélations fortes dans les liquides de Fermi*

C'est l'axe principal du groupe, abordé sous des angles divers :

— Dissipation dynamique dans les systèmes à deux niveaux et analogie avec l'effet Kondo (T. COSTI)

— Réseaux Kondo et effet d'exhaustion : étude en champ moyen et énergies caractéristiques (S. BURDIN)

— Influence des interactions coulombiennes dans la transition métal-isolant. Effet des corrélations sur les anisotropies magnétiques. Effet du désordre sur la cristallisation de Wigner (R. CHITRA)

— Chaînes de spins : fluctuations dynamiques dans une transition de spin-Peierls. Couplage interchaînes. Influence des interactions de type Dzyaloshinski-Moryia. Couplage entre ordre de spin et ordre de charge dans NaV_2O_5 (T. ZIMAN, O. CEPAS).

— Réflexion Andreev à l'interface normal-supraconducteur. La rupture de symétrie est-elle essentielle ? À quelle température la réflexion Andreev disparaît-elle ? (F. PISTOLESI, en collaboration avec M. RANDERIA à Bombay).

(ii) *Systèmes intégrables et Ansatz de Bethe*

Élaboration de méthodes nouvelles pour des systèmes à symétrie réduite (par exemple l'effet Kondo anisotrope). L'Ansatz de Bethe peut dans certains cas donner des résultats incorrects : vérification numérique sur des systèmes de petite dimension. Modèle de Coqblin-Schrieffer supersymétrique : points fixes non triviaux. (A. JEREZ, en collaboration avec T. ZIMAN à l'ILL et N. ANDREI à Rutgers).

(iii) « *Géométrie quantique* » et *cohérence de phase*

Validité de la phase de Berry au voisinage d'un point de croisement : influence des éléments non diagonaux de l'opérateur d'évolution (F. PISTOLESI, en collaboration avec N. MANINI).

(iv) *Mouvement brownien dans un contexte biologique*

Menée en liaison étroite avec les expérimentateurs de l'ILL, cette activité vise, soit à caractériser la diffusion dans des géométries complexes, soit à étudier le passage du modèle canonique de Langevin à des régimes de collisions fortes (D. BICOUT).

L'activité personnelle de P. NOZIÈRES s'est divisée, comme les années précédentes, entre deux domaines :

- (i) La physique des surfaces : transition rugueuse des surfaces vicinales, facetage du silicium (100), thermodynamique des interfaces.
- (ii) Les liquides quantiques fortement corrélés et l'effet Kondo : réseaux Kondo et énergies caractéristiques, transition métal-isolant.

Dans un cas comme dans l'autre, les résultats récents ont été aussitôt incorporés dans cette dernière série de cours : ils sont décrits dans les résumés correspondants et n'ont pour l'instant pas fait l'objet de publications. À signaler un petit travail atypique sur les interférences quantiques de particules de spin $1/2$. Considérons une expérience « de pensée » où des électrons dont le spin est polarisé le long de z sont envoyés sur deux fentes d'Young. On fait tourner le spin de l'un des faisceaux d'un angle θ dans le plan zOx . Un calcul élémentaire donne des résultats surprenants : (i) Si $\theta = 2\pi$, les franges blanches et noires s'inversent, manifestation spectaculaire du comportement d'un spineur dans une rotation, (ii) Si $\theta = \pi$ les franges de densité disparaissent, mais il apparaît des franges d'aimantation dans la direction y , signature inattendue de la cohérence quantique. Certains de ces résultats ont été vus avec des neutrons (à l'ILL !) il y a longtemps : ils donnent à la mécanique quantique un caractère concret intéressant !

PUBLICATIONS

P. NOZIÈRES, F. PISTOLESI, « *From semiconductors to superconductors : a simple model for pseudogaps* », Eur. Phys. Jour. **B 10**, 649 (1999).

CONFÉRENCES DONNÉES PAR P. NOZIÈRES

Université Pierre et Marie Curie, Paris, 29 octobre 1999, « *Interférences d'un spin $1/2$: les mystères de la mécanique quantique* ».

Université d'Erlangen, 8 novembre 1999, « *Superconductivity vs metal-insulator transition : a delicate balance* ».

Université d'Erlangen, 9 novembre 1999, « *Surfaces and elasticity* ».

Université de Clermont-Ferrand, 11 février 2000, « *Condensation de Bose Einstein, cohérence quantique et superfluidité* ».