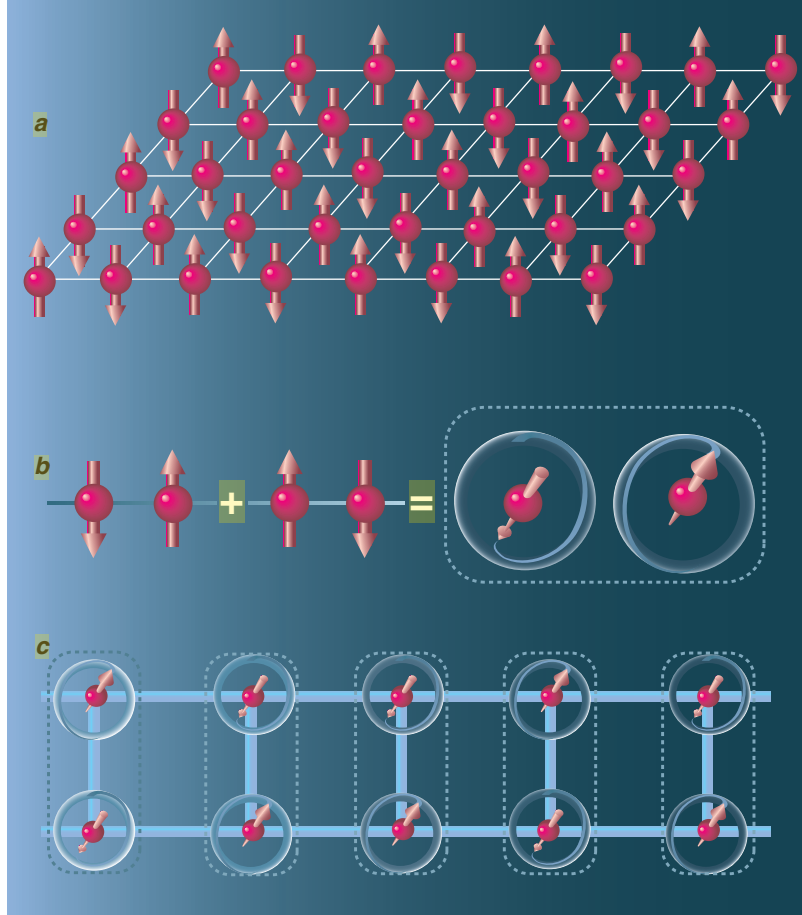


de plus en plus intenses au modèle du gaz parfait quantique. Dès lors, la structure de l'état fondamental et des états excités du gaz est identique à celle des états correspondants dans le liquide.

Les états excités du liquide de Fermi sont des quasi-particules (des particules ajoutées au-dessus du niveau de Fermi) ou bien des quasi-trous (particules enlevées au niveau de Fermi) constituant un gaz de fermions (voir la figure 2). On dit que ces particules sont « habillées », car leurs propriétés dépendent de l'action collective de l'ensemble des particules qui les entoure : on peut les comparer à des personnes dans une foule (un quasi-trou serait l'équivalent de l'espace libéré lorsqu'on enlève une personne dans une foule compacte). Quel que soit son désir d'avancer, une personne dans une foule dense ne peut progresser aussi vite qu'elle le pourrait au milieu d'une place déserte. Pour les particules, cela se traduit par le fait que l'inertie, c'est-à-dire la masse de la quasi-particule ou du quasi-trou, augmente avec l'intensité des interactions. Les électrons de conduction dans un solide sont dotés d'une masse effective différente de celle de l'électron dans le vide, et, quand les interactions sont fortes, ce changement est spectaculaire : on connaît, par exemple, des alliages dits de « fermions lourds », à base d'uranium, pour lesquels la masse effective des particules est une centaine de fois celle de l'électron. Ainsi, le liquide de Fermi ne se distingue du gaz parfait que par une redéfinition des paramètres des quasi-particules élémentaires qui le constituent. Autrement dit, la complexité introduite par les nombreuses interactions entre les électrons et les ions est, pour ainsi dire, balayée à l'intérieur d'une boîte noire : la masse effective des particules. Ceci explique que beaucoup de systèmes connus en physique des solides puissent être décrits au moyen de ces gaz ou de ces liquides de fermions interagissant faiblement.

Liquide à une dimension

Il existe cependant des matériaux où les effets des interactions sont tels qu'une description de leurs électrons de conduction en termes de liquide de Fermi est impossible. Au cours des années 1970, les physiciens du solide ont commencé à s'intéresser à des conducteurs organiques, tel le Tétrathiathulvalène-Tétracyanoquinone (TTF-TCNQ), où les électrons ne peuvent se déplacer facilement que suivant une seule des dimensions du solide (nous verrons comment réaliser de tels conducteurs un peu plus loin). Dans ce cas, il est facile de comprendre que les effets des interactions sont cruciaux : cette fois, il ne faut plus imaginer une foule, mais une file d'attente où le mouvement d'une personne implique celui de toutes les autres (voir la figure 2). Le mouvement des individus devient immédiatement un mouvement collectif du système et les excitations des électrons de conduction ne peuvent plus être traitées comme les particules individuelles du liquide de Fermi. C'est pourquoi la théorie de Landau est inapplicable à des électrons dans des systèmes unidimensionnels. Une autre propriété de ces conducteurs unidimensionnels a été démontrée, en 1960, par David Mermin et Herbert Wagner : du fait de ces mouvements nécessairement collectifs et de l'existence des fluctuations quantiques même à très basse température, ces systèmes ne peuvent jamais s'ordonner sur de grandes distances (comme c'est le cas dans un solide).



4. L'INTERACTION D'ÉCHANGE QUANTIQUE pousse les spins des électrons (leur moment magnétique qui leur confère des propriétés comparables à celles d'une aiguille aimantée) à s'aligner de manière antiparallèle. Dans un réseau de dimension deux (a) ou trois chaque spin est gelé dans une position particulière. Le système est alors essentiellement classique et on peut le considérer comme un « solide » de spin. Il est qualifié d'antiferromagnétique. Un système de deux spins (b) se place, quant à lui, dans la configuration d'énergie la plus basse qui est une superposition quantique des deux états antiparallèles possibles et que l'on nomme état singulet. Le moment magnétique total de l'état singulet est nul en permanence, mais il est impossible de dire quelle est la direction du moment magnétique d'un des deux électrons. Dans une échelle isolante à deux montants (c), les spins se verrouillent deux à deux dans des états singulets. L'aimantation du composé s'annule totalement en même temps que l'orientation de chaque spin est inconnue : on parle de « liquide de spins ».

Au cours des années 1970 et 1980, des théoriciens, tels Alan Luther, Victor Emery et Duncan Haldane ont mis au point une description théorique des électrons en interaction dans un système à une dimension : le modèle des liquides de Luttinger (du nom du physicien Jim Luttinger qui a accompli des travaux précurseurs dans ce domaine). Contrairement à un liquide de Fermi, où, rappelons-le, les excitations ressemblent à de vrais électrons avec leur charge, leur spin et leur masse effective (en général différente de celle de l'électron dans le vide), les excitations (par exemple les transports de charge) sont très différentes dans les liquides de Luttinger. Elles correspondent à des mouvements globaux soit de la charge, soit du moment magnétique du système. Ainsi, dans un liquide de Luttinger, un électron de conduction peut se scinder en deux excitations indépendantes, l'une transportant de la charge, mais pas de moment magnétique, l'autre ayant les propriétés complémentaires !

Aujourd'hui, grâce aux progrès de la chimie et de la nanotechnologie, on réalise toutes sortes de systèmes d'électrons unidimensionnels, aussi l'étude du liquide de Luttinger est-elle particulièrement importante. Citons par exemple,

outre les conducteurs organiques, les fils quantiques (gravés dans un substrat semi-conducteur qui confine les électrons transversalement à l'aide d'un « puits quantique »), les nanotubes de carbone et les échelles quantiques.

Malheureusement, l'analyse de ces matériaux est compliquée par le fait qu'on peut très rarement décrire un matériau réel à l'aide d'un modèle purement unidimensionnel. Ainsi, par exemple, les conducteurs organiques sont composés d'empilements de chaînes atomiques le long desquelles les électrons peuvent se mouvoir plus facilement que dans les autres directions, mais où le mouvement transverse reste possible. Un tel système est, par conséquent, susceptible de présenter un mélange de

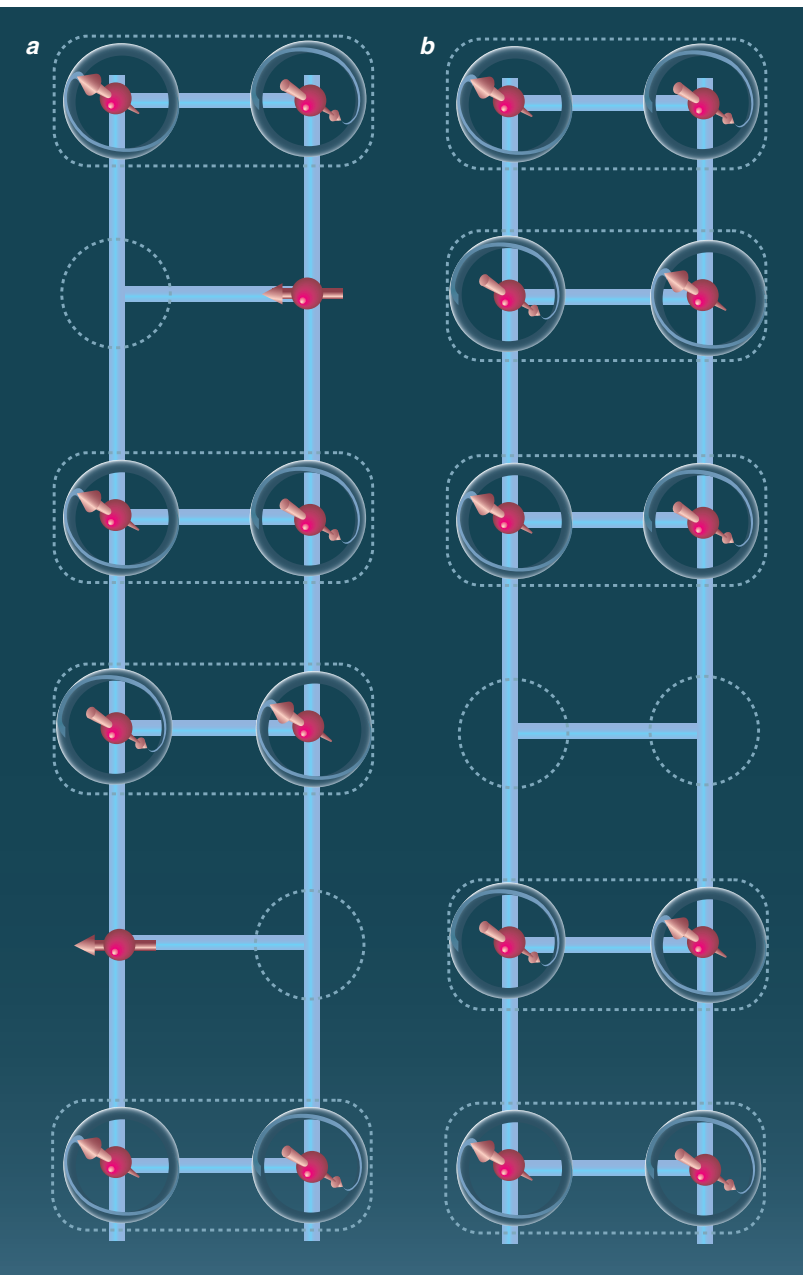
propriétés propres aux liquides de Luttinger et aux liquides de Fermi. La manière dont se fait la transition entre un liquide de Luttinger et un liquide de Fermi, en fonction de la dimension du système considéré ou de l'intensité des interactions, reste une question théorique sans réponse satisfaisante pour le moment.

Stimulée par ces problèmes, une intense activité tant théorique qu'expérimentale s'est développée récemment autour de composés intermédiaires entre une simple structure unidimensionnelle et un ensemble de chaînes unidimensionnelles couplées : les composés en échelle. La surprise est que ces échelles présentent un ensemble de propriétés tout à fait nouvelles.

Les échelles isolantes

Intéressons-nous plus en détail à la structure cristalline d'un de ces matériaux en échelle : un cristal de strontium et d'oxyde de cuivre de formule SrCu_2O_3 . La structure de ce composé est proche de celle des supraconducteurs à haute température. Cependant, alors que les plans d'oxyde de cuivre des pérovskites supraconductrices sont invariants par une rotation de 90 degrés autour d'un axe perpendiculaire à leur plan, dans SrCu_2O_3 , ces plans sont formés de doubles chaînes d'atomes de cuivre et d'oxygène appelées « échelles » (voir la figure 1). Le recouvrement des orbitales atomiques impose aux électrons de suivre les chaînes. En l'absence des ponts « horizontaux » Cu-O-Cu, les électrons devraient suivre un chemin unidimensionnel « vertical » ; la présence de ces ponts – les « barreaux » de l'échelle – permet aux électrons de se déplacer le long des chemins transverses. Cette structure a la forme d'une échelle à deux montants, d'où son nom. En fait, il existe une classe entière de composés, synthétisés pour la première fois en 1991 par Zenji Hiroi, à l'Université de Kyoto, dont la formule chimique générale est $\text{Sr}_{n-1}\text{Cu}_{n+1}\text{O}_{2n+1}$, et qui constituent des échelles à n montants.

Pourquoi les composés en échelle sont-ils si particuliers ? Considérons d'abord une échelle simple ayant exactement un électron libre par site, c'est-à-dire par atome de cuivre. C'est la structure électronique normale d'une échelle en l'absence de dopage. En plus de sa position le long de l'échelle, l'état quantique de l'électron est défini par son spin (un moment magnétique quantifié qui lui confère des propriétés analogues à celles d'une petite aiguille aimantée). Si l'on néglige la répulsion coulombienne, rien n'empêche deux électrons de se trouver sur le même site, pourvu que leurs spins soient opposés, puisque leurs états ne sont alors pas identiques. Cela permet aux électrons de se déplacer le long de l'échelle, d'atome de cuivre en atome de cuivre, et l'on a un état conducteur. Si, au contraire, la répulsion coulombienne est très forte, il y aura exactement un électron sur chaque site pour minimiser la répulsion entre les électrons : toute autre configuration est un état excité de haute énergie. Dans ce cas, la position des électrons est gelée et le système est un isolant dit de Mott (du nom du prix Nobel Sir Nevil Mott qui en a le premier compris le mécanisme). Dans le matériau isolant, le spin joue un rôle essentiel. En effet, les électrons dont la position est gelée se comportent comme de petits « aimants » individuels. Nous devons donc comprendre comment interagissent les moments magnétiques de deux électrons situés sur deux sites différents.



5. SI L'ON INTRODUIT DES TROUS dans une échelle, on détruit des états singulets qui sont les états d'énergie minimale. Par conséquent, l'opération exige de fournir de l'énergie : il en coûte plus de le faire sur deux barreaux distincts (a), ce qui casse deux singulets, que de mettre les deux trous sur le même barreau (b). Il existe, par conséquent, une attraction résultante entre les trous dans une échelle. Cette attraction permet la formation de paires de trous et conduit à la supraconductivité.