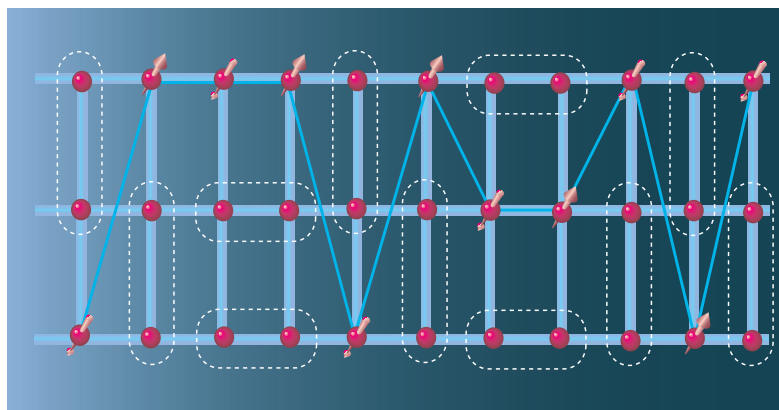


Bien sûr, il existe une interaction directe, d'origine magnétique et identique à l'interaction de deux aimants, mais elle n'est pas, et de loin, la plus importante. L'interaction la plus forte est d'origine purement quantique : on la nomme interaction de superéchange. En effet, la mécanique quantique permet aux particules d'explorer des états qui seraient interdits en mécanique classique, car l'accession à ces états coûte une quantité d'énergie dont les particules ne disposent pas. En mécanique quantique, un système peut toutefois « emprunter » au vide une quantité d'énergie ΔE à condition de le faire pendant un temps très court ΔT , tel que le produit de ΔE par ΔT soit égal à la constante de Planck réduite $\hbar$ (c'est le principe d'indétermination de Heisenberg). Les électrons peuvent donc faire des « sauts virtuels » chez leurs voisins, puis revenir sur leur site. En se délocalisant de la sorte, les électrons abaissent leur énergie (d'ailleurs, sans les interactions répulsives, ils s'étaleraient sur tous les sites possibles). Ce phénomène est un peu comparable à la formation d'une liaison chimique, lorsque la délocalisation des électrons mis en commun par deux atomes abaisse leur énergie totale. Dans le cas qui nous occupe, à cause du principe de Pauli, on ne peut pas mettre deux électrons dans le même état de spin au même endroit et, par conséquent, l'abaissement de l'énergie grâce aux sauts virtuels n'est possible que si le spin d'un électron est opposé à celui de ses voisins. Il en résulte une interaction effective dite de superéchange (découverte par le prix Nobel Philip Anderson), bien plus intense que l'interaction magnétique et qui tend à aligner dans la même direction, mais en sens contraire le spin de deux électrons voisins.

À quel état cela nous conduit-il ? Plusieurs solutions sont possibles. Dans les systèmes tridimensionnels, la présence de cette interaction gèle le moment magnétique de chaque électron dans une direction précise. Le système devient ce que l'on nomme un antiferromagnétique. On peut considérer les antiferromagnétiques comme étant constitués de deux sous-réseaux d'aimantations opposées imbriqués de sorte que le système ne présente pas d'aimantation globale (toutefois l'aimantation de chaque sous-réseau peut être mise en évidence par diverses méthodes, telle la diffraction des neutrons). Notons au passage que, bien que l'électron soit une particule quantique, l'antiferromagnétisme admet une description purement classique due au prix Nobel français Louis Néel. De façon générale, on peut considérer un système antiferromagnétique comme un « solide » de spins où chaque spin a une orientation bien précise. Un tel système possède une susceptibilité magnétique non nulle (c'est-à-dire qu'il acquiert une certaine aimantation en présence d'un champ magnétique).

Que se passe-t-il dans un système unidimensionnel ? À cause du théorème de D. Mermin et H. Wagner que nous avons cité, l'état de Néel ordonné à longue distance ne peut pas exister : le système de spins n'admet, en fait, aucune description classique. La fonction d'onde de l'état fondamental du système de spins unidimensionnel a été obtenue, dès 1931, par Hans Bethe, mais elle est tellement compliquée que l'état du système de spin correspondant n'a pu être élucidé qu'après les travaux de V. Emery, A. Luther et D. Haldane dans les années 1970 et 1980. Il s'avère que la chaîne de spins possède un « quasi-ordre » à longue portée et forme une sorte de liquide de Luttinger de spins (ce qui montre la surprenante universalité du liquide de Luttinger dans les systèmes à une dimension).



6. UNE ÉCHELLE À UN NOMBRE IMPAIR DE MONTANTS. Dans une telle échelle, lors de l'appariement des spins en états singulets, il reste un spin libre sur chaque colonne et le système est alors équivalent à une chaîne (en bleu) de spins antiparallèles qui possède un quasi-ordre antiferromagnétique.

Dans une échelle, état intermédiaire entre les systèmes à une et à deux dimensions, la physique obtenue est encore différente. Considérons tout d'abord un système de deux spins couplés. Il existe deux configurations antiparallèles possibles de ces spins (voir la figure 4) qui sont mélangées par l'interaction d'échange. La configuration de plus basse énergie est une superposition quantique de ces deux états et le système résonne entre les deux configurations possibles. Il est impossible de savoir dans quelle direction pointe le spin d'un des deux électrons, mais cette superposition est en permanence telle que les deux moments magnétiques se compensent mutuellement de manière parfaite. Cet état est dénommé singulet, et il est caractérisé par un moment magnétique total nul.

Désordre complet

Lorsque l'on passe de cette « échelle à un barreau » à une véritable échelle quantique, c'est-à-dire lorsque l'on introduit un couplage magnétique dans la direction des montants, chaque paire de spins reste dans l'état singulet. Le système, qui s'apparente à un alignement d'états singulets de moment magnétique nul, est donc dans un état non magnétique. De plus, fait remarquable, il n'existe ni ordre ni quasi-ordre à longue portée : les spins à l'intérieur de deux états singulets différents ne s'influencent pas, les paires de spins couplés évoluent de façon totalement indépendante. L'échelle de spin a donc une manière radicalement différente de satisfaire les contraintes imposées par le théorème de Mermin-Wagner : au lieu de s'ordonner le plus possible comme la chaîne, l'échelle à deux montants se désordonne complètement.

Les états excités de l'échelle à deux montants sont obtenus en alignant parallèlement des spins sur un même barreau : on parle d'un état triplet. Former un état triplet, c'est-à-dire une paire de singulets dont les spins d'un même barreau évoluent parallèlement, coûte une énergie finie, nommée le seuil, ou « gap », de l'échelle. Ces triplets – qui sont des bosons – forment les excitations élémentaires de l'échelle et, telles les quasi-particules dans les conducteurs ordinaires, se comportent comme un gaz de particules dilué, la principale différence réside ici dans le fait que ces quasi-particules interagissant faiblement sont, cette fois, des bosons. Ce gaz de bosons est susceptible d'acquérir une