Les atomes froids et la supraconductivité

Frédéric Chevy (chevy@lkb.ens.fr) et Yvan Castin (castin@lkb.ens.fr)

Laboratoire Kastler Brossel, UMR 8552 ENS/UPMC/CNRS, École normale supérieure, 24 rue Lhomond, 75231 Paris Cedex 05.

La compréhension des propriétés de supraconductivité des fermions en interaction forte constitue l'un des défis actuels de la physique, pour des systèmes aussi divers que les cuprates à haute température critique et les étoiles à neutrons. Les modèles minimaux proposés pour l'étude de ces systèmes restent difficiles à résoudre. Les gaz d'atomes froids, dont la force des interactions est ajustable, devraient permettre de simuler ces modèles expérimentalement.

Des premiers succès ont ainsi été obtenus, confirmant la prédiction de Leggett, Nozières et Schmitt-Rink sur la possibilité de passer continûment d'un condensat BCS de paires de Cooper à un condensat de Bose-Einstein de dimères, et révélant aussi des insuffisances dans la théorie.

Des supraconducteurs aux atomes froids

L'un des défis de la physique contemporaine est la compréhension des systèmes quantiques constitués d'un grand nombre de corps en interaction forte, ce qu'on appelle les systèmes fortement corrélés [1]. Un exemple particulièrement important est celui des ensembles de fermions, comme les électrons dans les solides, ou bien les nucléons dans les noyaux ou les étoiles à neutrons. Pour percevoir la difficulté du problème théorique, songeons que quarante-six ans de recherches intensives impliquant les plus grands noms de la physique de la première moitié du vingtième siècle séparent l'observation de la supraconductivité métallique, en 1911 à Leyde par Kamerlingh Onnes, de son explication microscopique en 1957 par Bardeen, Cooper et Schrieffer [2]. Plus proche de nous, malgré les progrès réalisés depuis les années cinquante dans les méthodes théoriques, les propriétés de supraconductivité de certains matériaux, et plus particulièrement des cuprates à haute température critique découverts dans les années quatre-vingt, restent en attente d'une explication microscopique.

Avant d'espérer pouvoir décrire quantitativement les systèmes fermioniques fortement corrélés, comme les cuprates en physique de la matière condensée ou les étoiles à neutrons en astrophysique, il est apparu raisonnable, d'un point de vue théorique, de s'attaquer à des modèles simples minimaux.

- Dans le cas des cuprates, il s'agit du modèle de Hubbard à deux dimensions,

un modèle sur réseau dans lequel des fermions de $spin\ 1/2$ (les électrons chargés négativement) passent d'un site à l'autre par effet tunnel et subissent une interaction répulsive sur un même site.

- Dans le cas des couches extérieures peu denses des étoiles à neutrons, comme l'a réalisé Bertsch, le modèle minimal est celui de Wigner-Bethe-Peierls : les fermions de $spin\ 1/2$ (neutrons) interagissent dans l'espace ordinaire par un potentiel attractif (interaction nucléaire forte) de portée très faible par rapport à la distance entre les fermions. Si l'on passe à la limite d'une interaction de portée nulle, en augmentant graduellement la profondeur du potentiel pour maintenir fixée la section efficace de diffusion à énergie nulle σ entre deux particules de spins opposés, les interactions sont caractérisées par *un seul* paramètre, la longueur de diffusion, notée a , ce qui rend le problème à N corps universel, donc fascinant. Notons que σ vaut simplement $4\pi a^2$, et que le signe de a est positif ou négatif suivant que le potentiel admet ou non un état lié à deux corps, ce qui jouera un rôle important par la suite.

Cependant la résolution, même numérique, de ces deux modèles reste difficile sans approximation. Pour vaincre ce défi, Feynman proposa en 1982 d'avoir recours à la simulation analogique [3], une technique en général tombée en désuétude depuis les années soixante avec le développement des ordinateurs modernes, mais qui garde son intérêt pour le problème à N corps quantique. L'idée est de simuler le problème à l'aide d'un système physique obéissant aussi précisément que possible aux équations à résoudre. Ainsi, pour

Les expériences effectuées par l'équipe de C. Salomon, au Laboratoire Kastler Brossel à l'ENS, refroidissent, piègent et sondent des gaz d'atomes fermioniques grâce à des faisceaux laser (avec une longueur d'onde dans le visible pour le lithium), ce qui conduit à des montages spectaculaires sur des tables optiques.

résoudre $3x = 4$, on peut brancher un générateur de tension $V = 4$ volts sur une résistance de 3 ohms : d'après la loi d'Ohm, la mesure en ampères du courant circulant dans la résistance donne la solution de l'équation. Pour les deux modèles de Hubbard et de Wigner-Bethe-Peierls, il n'existait, jusqu'en 1995, malheureusement pas de système physique contrôlé à un degré suffisant pour pouvoir être utilisé pour la simulation analogique quantique de la matière condensée.

Les perspectives changèrent brutalement en 1995 lorsque Cornell et Wieman à Boulder, et Ketterle au MIT, parvinrent à observer les premiers condensats de Bose-Einstein dans des gaz d'atomes refroidis par laser, puis par évaporation dans un piège [4]. Ces expériences ont été saluées en 2001 par l'attribution du Prix Nobel à leurs auteurs. Elles ont nécessité le développement de techniques de refroidissement permettant d'atteindre des températures de l'ordre de la centaine de nanokelvins,

nécessaires à l'obtention de la condensation de Bose-Einstein aux très basses densités, de l'ordre de quelques 10^{12} atomes/cm³, qu'ont les gaz d'atomes froids⁽¹⁾.

L'observation des premiers gaz de fermions froids en 1999, puis le contrôle de leurs interactions par résonance de Feshbach [5] (voir encadré, p. 6), allaient ouvrir la voie à la réalisation du simulateur analogique de la matière condensée imaginé par Feynman. En ce centenaire de la découverte de la supraconductivité, nous allons voir comment les progrès récents dans ces techniques de physique atomique ont permis de réaliser le modèle de Wigner-Bethe-Peierls, de dépasser le paradigme de la théorie BCS introduite par Bardeen, Cooper et Schrieffer pour interpréter les propriétés microscopiques des supraconducteurs métalliques, et de fournir la confirmation d'un scénario théorique émis dans les années quatre-vingt clarifiant la relation existant entre la supraconductivité et la condensation de Bose-Einstein.

La transition CBE-BCS

La théorie BCS montre que des interactions attractives très faibles entre fermions de *spin* 1/2 aboutissent à suffisamment basse température à la formation de paires de fermions de *spins* opposés et d'impulsion totale nulle, dites paires de Cooper, qui constituent un superfluide (ou un supraconducteur dans le cas des électrons) [2]. Bien que les paires de Cooper soient de *spin* nul, on ne peut pas ignorer leur caractère composite et les considérer comme des bosons, car leur taille est beaucoup plus grande que leur séparation moyenne. Cette superfluidité à la BCS n'est donc pas simplement une condensation de Bose-Einstein de paires de Cooper. Pourtant, au début des années quatre-vingt, des physiciens théoriciens, parmi lesquels Nozières, Leggett et Schmitt-Rink, ont proposé un scénario dans lequel les deux phénomènes apparaissent comme les deux limites d'une même théorie, que l'on appelle depuis la

>>>

► La résonance de Feshbach

En physique atomique, les atomes interagissent à travers plusieurs courbes de potentiel, suivant leurs états internes quantiques. Supposons qu'il n'y ait que deux courbes V_a et V_b , correspondant à des états internes $|a\rangle$ et $|b\rangle$ en notation de Dirac. De plus, il existe un faible couplage cohérent entre ces états $|a\rangle$ et $|b\rangle$, lorsque les deux atomes sont proches (fig. A)^(a). Considérons alors une collision à très faible énergie cinétique entre deux atomes initialement préparés dans l'état interne $|a\rangle$. À cause de ce faible couplage, les atomes à courte distance seront dans une superposition quantique de $|a\rangle$ et $|b\rangle$, ils « sentiront » surtout la courbe de potentiel V_a mais aussi un peu la courbe de potentiel V_b . À l'issue de la collision, les deux atomes, à grande distance, seront dans l'état $|a\rangle$, par conservation de l'énergie. Aussi l'état $|b\rangle$ constitue-t-il une voie *fermée*, peuplée seulement lorsque les atomes sont proches. Cependant, cette voie *fermée* peut affecter considérablement la collision dans l'état $|a\rangle$, lorsqu'un état lié (un état moléculaire) dans la courbe de potentiel V_b a une énergie proche de la limite de dissociation de la courbe de potentiel V_a : on dit que la collision devient **résonnante**.

Ce phénomène de diffusion résonnante se produit très généralement lorsque l'on sonde un système à une fréquence proche de celle d'un de ses modes propres, par exemple lorsqu'on envoie un faisceau laser sur une cavité optique à une fréquence proche d'un mode de la cavité : le faisceau laser, au lieu d'être réfléchi par la cavité, peut y pénétrer, la traverser et en sortir avec une amplitude maximale. Ici, le faisceau laser est remplacé par l'onde de matière que constituent les deux atomes en collision, le mode de la cavité optique est remplacé par l'état lié dans la voie fermée, et les miroirs *presque* parfaits de la cavité sont remplacés par le *faible* couplage à courte distance entre $|a\rangle$ et $|b\rangle$.

La collision résonnante se traduit alors par une divergence de la section efficace de collision à énergie nulle, c'est-à-dire par une divergence de la longueur de diffusion a vers plus ou moins l'infini, ce qui permet en particulier de choisir son signe. En pratique, on contrôle cette résonance en appliquant un champ magnétique sur le gaz atomique : les états $|a\rangle$ et $|b\rangle$ subissent en effet des déplacements par effet Zeeman différents. La variation très rapide de a avec le champ magnétique (fig. B) permet de passer continûment de la limite CBE (a faiblement positive, présence d'un état lié à deux corps) à la limite BCS (a faiblement négative, pas d'état lié à deux corps), en passant par le régime d'interaction maximale invariant d'échelle ($1/a = 0$).

(a) Pour les gaz d'alcalins utilisés, on peut considérer en simplifiant, qu'il s'agit des courbes *singulet* et *triplet*, avec un couplage hyperfin induit par le *spin* nucléaire.

(A) Deux atomes interagissent par les potentiels V_a ou V_b , suivant leur état interne $|a\rangle$ ou $|b\rangle$. S'ils entrent à basse énergie cinétique dans l'état $|a\rangle$, ils ressortiront dans le même état par conservation de l'énergie. Cependant, à cause d'un faible couplage à courte distance entre les deux états, la présence d'un état lié (un état moléculaire) dans le potentiel V_b peut rendre la collision **résonnante** dans l'état $|a\rangle$ (la longueur de diffusion diverge). Les valeurs du potentiel (en kelvin) sont indicatives, et l'écart entre les deux courbes de potentiel a été grandement exagéré.

(B) L'énergie E_{mol} de l'état moléculaire, et donc la longueur de diffusion a , sont ajustées expérimentalement grâce à un champ magnétique B , par effet Zeeman. Les valeurs de a sont celles du lithium 6, en unités du rayon de Bohr ($a_0 = 0,053$ nm), et B est en gauss.

»»

transition CBE-BCS, unifiant dans un même cadre la condensation de Bose-Einstein (CBE) et la théorie BCS.

La théorie de la transition CBE-BCS décrit le comportement d'un ensemble de fermions en interaction attractive lorsque l'on fait varier par la pensée la force des interactions. Considérons un gaz d'atomes fermioniques de *spin* 1/2 interagissant par un potentiel comme celui représenté sur la figure 1. Lorsque ce potentiel est assez profond, $V_0 > V_0^*$, il contient un état lié à deux corps, c'est-à-dire un dimère (la longueur de diffusion a est alors positive). Si le potentiel est suffisamment attractif, la distance entre les deux atomes du dimère est très courte par rapport à la distance entre deux dimères dans le gaz. On peut alors considérer les dimères comme des particules bosoniques élémentaires pouvant former un condensat de Bose-Einstein à basse température⁽²⁾.

Lorsque l'on réduit la profondeur V_0 des interactions attractives, il existe un seuil en dessous duquel l'énergie cinétique associée aux fluctuations quantiques de position l'emporte sur le potentiel attractif, ce qui interdit l'existence d'un état lié⁽³⁾. Dans ce régime, il ne peut donc plus se former de dimères et on s'attendrait naïvement à la disparition de la superfluidité. Comme nous l'avons vu, la réalité est cependant plus subtile, puisque Bardeen, Cooper et Schrieffer ont montré que des interactions arbitrairement faibles aboutissaient à la supraconductivité à température nulle. Dans la théorie BCS, les paires de Cooper liant deux fermions sont stabilisées par la présence de la mer de Fermi que forment les autres fermions du système. Du fait du principe de Pauli, les états occupés de la mer de Fermi limitent les valeurs de l'impulsion accessibles, donc réduisent l'énergie cinétique des fluctuations quantiques et parviennent à stabiliser des paires qui n'existeraient pas pour deux fermions isolés.

La condensation de Bose-Einstein et la supraconductivité à la BCS ne seraient donc que les limites d'attraction forte et d'attraction faible d'un même problème physique. Développé dans le début des années quatre-vingt, ce scénario a connu un regain d'intérêt avec la découverte des supraconducteurs à haute température critique. En effet, certains résultats expérimentaux indiquent que la taille des paires de Cooper dans ces matériaux est significativement plus petite que dans les métaux, suggérant que l'on se situe dans un régime intermédiaire entre les limites BCS et CBE.

1. Illustration de la transition CBE-BCS : potentiel atomique (schémas du haut) et mise en évidence de l'état superfluide (photos du bas).

À gauche : limite CBE. Lorsque le potentiel atomique possède une profondeur V_0 suffisamment grande, l'existence d'un état lié à deux corps de rayon suffisamment faible conduit à la formation d'un condensat de Bose-Einstein de dimères bosoniques à basse température (la longueur de diffusion a est positive).

À droite : limite BCS. Si V_0 est en dessous d'un seuil V_0^* , il n'existe plus d'état lié à deux corps, mais des paires de Cooper peuvent être stabilisées par la présence de la mer de Fermi (la longueur de diffusion a est négative).

Au centre : le seuil V_0^* correspond à la limite unitaire. La longueur de diffusion a est infinie, ce qui conduit à des propriétés remarquables d'invariance d'échelle. Théoriquement, on s'attend à ce qu'il y ait un état superfluide pour toutes les valeurs de la force des interactions, comme on le confirme expérimentalement par la formation et la détection d'un réseau régulier de tourbillons (dit réseau d'Abrikosov) lorsque l'on met le nuage en rotation [6] (photos du bas, où l'échelle est de l'ordre de 100 microns). Suivant un argument de physique macroscopique proposé par R. Feynman, la densité de tourbillons dans un superfluide est dictée essentiellement par sa vitesse de rotation, indépendamment de la nature microscopique du système, d'où la ressemblance entre les trois images. En revanche, le contraste des trous dans la densité atomique créés par les tourbillons est en principe maximal dans la limite CBE (les dimères y sont de petit diamètre) et minimal dans la limite BCS (les paires de Cooper y sont de grand diamètre). La technique utilisée dans la référence [6] pour produire ces images ne permet pas de différencier ces contrastes, car elle consiste justement à mesurer le profil de densité du gaz d'atomes froids après passage adiabatique du système dans la limite CBE pour augmenter le contraste des trous.

Réalisation expérimentale avec des atomes froids

Les atomes froids se prêtent particulièrement bien à la simulation quantique de ce scénario de transition CBE-BCS. En effet, dans un gaz, contrairement aux cas des solides, on peut très facilement contrôler les interactions entre atomes sur une grande plage de valeurs en imposant un champ magnétique extérieur, grâce au phénomène de résonance de Feshbach (voir encadré). De plus, les gaz sont dans le régime universel de Wigner-Bethe-Peierls, la portée des interactions (de l'ordre de quelques nanomètres) étant environ cent fois plus faible que la distance entre atomes. L'expérience de pensée analysée par Leggett, Nozières et Schmitt-Rink a ainsi pu être réalisée dans les groupes de J. Thomas en Caroline du Nord, de R. Grimm à Innsbruck, de D. Jin au JILA à Boulder, de W. Ketterle au MIT, de C. Salomon à Paris, etc. Ces expériences ont confirmé l'existence d'une phase superfluide pour toute valeur de la force des interactions, à suffisamment

basse température. La preuve la plus manifeste provient d'une expérience réalisée au MIT [6]. L'équipe de Ketterle a pu en effet observer l'apparition d'un réseau de tourbillons quantiques dans un gaz mis en rotation par un agitateur laser pour différentes valeurs de la force des interactions (fig. 1), ce qui constitue une signature directe de l'apparition d'une phase superfluide [7]. Du fait de l'analogie entre la force de Coriolis et la force de Lorentz pour une particule chargée, ces réseaux de tourbillons sont analogues aux réseaux d'Abrikosov des supraconducteurs de type II sous champ magnétique [8]. Le régime de température est cependant très différent : les températures critiques, en pratique de l'ordre d'un dixième de la température de Fermi, sont dans la gamme du microkelvin pour les atomes froids (au lieu de la dizaine de kelvin pour les matériaux supraconducteurs).

Au-delà de ces aspects qualitatifs, ces expériences ont permis de caractériser quantitativement de nouvelles propriétés des gaz fermioniques. D'abord, une nou-

velle observable, propre aux gaz atomiques et *absente* du modèle de Wigner-Bethe-Peierls, a été mesurée (par le groupe de R. Hulet à Rice au Texas) : il s'agit du nombre de molécules dans la voie fermée de la résonance de Feshbach (voir encadré, p. 6). L'un de nous a cependant montré, avec F. Werner et L. Tarruell, que l'on peut, paradoxalement, prédire cette observable à partir de la solution du modèle de Wigner-Bethe-Peierls. Pour cette observable, et pour d'autres comme la densité de probabilité de trouver deux fermions de *spin* opposé au même point (mesurée par P. Hannaford en Australie), la théorie BCS est incorrecte dans la limite d'une interaction faiblement attractive : elle prédit une décroissance exponentielle avec la force des interactions, alors que la décroissance n'est en réalité qu'en loi de puissance.

De plus, un point particulier de la transition CBE-BCS n'avait pas reçu par le passé l'attention qu'il méritait. Lorsque l'interaction est juste suffisamment attractive pour être au seuil d'apparition d'un état lié entre deux atomes isolés ($V_0 = V_0^*$),

»»»

Profil de densité mesuré (ici en fausses couleurs) d'un condensat d'atomes fermioniques (lithium) refroidis, permettant d'obtenir son équation d'état, c'est-à-dire sa pression en fonction du potentiel chimique et de la température.

>>>

la longueur de diffusion a est infinie. La section efficace de diffusion entre deux atomes d'impulsions quelconques atteint alors (dans l'onde s) la valeur maximale permise par la mécanique quantique. Le gaz est donc dans un régime d'interaction maximale et possède des propriétés d'invariance d'échelle fascinantes, puisqu'il n'y a plus aucune échelle de longueur associée aux interactions. Ainsi, le potentiel chimique à température nulle est simplement $\mu = \eta E_F$, où E_F est l'énergie de Fermi du gaz parfait de même densité et η un nombre universel, pertinent pour les gaz d'atomes froids... et pour les couches superficielles des étoiles à neutrons, bien que les énergies de Fermi de ces systèmes diffèrent de 12 ordres de grandeur ! Les mesures précises effectuées au MIT par M. Zwierlein et à l'ENS [9] donnent $\eta = 0,38 \pm 0,01$, ce qui sert de banc d'essai aux méthodes numériques de résolution du problème à N corps. Comme l'un de nous l'a montré théoriquement, une autre conséquence, plus subtile, de l'invariance d'échelle est l'existence d'un mode propre du gaz dans un piège isotrope (le mode dit de *respiration*) qui ne s'amortit jamais, même lorsque le gaz n'est pas superfluide, ce qui implique l'exacte annulation de sa viscosité élongationnelle.

Dans la transition CBE-BCS, nous avons supposé jusqu'à présent que les nombres

d'atomes étaient similaires dans les deux états de *spin*. Dans le régime opposé d'un fort déséquilibre des populations de *spin*, comme l'avaient compris Chandrasekhar et Clogston dans un contexte d'astrophysique, le mécanisme d'appariement de Cooper est inhibé puisque la différence de potentiel chimique entre les deux états de *spin* (résultant ici simplement de leur différence de population) excède l'énergie de liaison d'une paire de Cooper (ce que l'on appelle le *gap* Δ). Le système doit dans ce cas se retrouver dans une autre phase que la phase BCS habituelle⁽⁴⁾. Les expériences à Rice, au MIT et à l'ENS détectent en effet une phase qui n'est pas superfluide, même aux plus basses températures accessibles. Comme suggéré par l'un de nous, C. Lobo, S. Giorgini et S. Stringari à Trente, par R. Combescot, X. Leyronas et S. Giraud au LPS de l'ENS à Paris, cette phase correspond à un gaz de quasi-particules fermioniques appelées *polarons fermioniques*⁽⁵⁾. Les interactions entre *polarons*, en cours d'étude, semblent très faibles au vu des mesures récentes effectuées au LKB [9], ce qui conduirait à une très faible température critique et expliquerait pourquoi le gaz de *polarons* n'est pas superfluide dans les expériences.

Vers une simulation des cuprates

Après la réalisation expérimentale fructueuse du modèle de Wigner-Bethe-Peierls, les chercheurs des atomes froids aimeraient se rapprocher de la supraconductivité à haute température critique et simuler le modèle de Hubbard. En piégeant des atomes aux nœuds de potentiels périodiques créés par laser, dans ce que l'on appelle des réseaux optiques [10], on peut réaliser un cristal artificiel, avec un couplage tunnel entre sites voisins et une interaction sur site, comme l'a proposé le groupe de P. Zoller en 1998. Dans le cas d'atomes bosoniques, l'équipe d'Immanuel Bloch à

Munich a déjà observé dans une telle géométrie la transition de phase quantique entre un superfluide et un isolant de Mott. Récemment, des progrès spectaculaires dans les méthodes d'imagerie et de manipulation de ces systèmes ont permis de réaliser à Harvard et à Munich des images de ces deux phases à la résolution de l'atome unique [11]. Dans le cas de fermions de *spin* 1/2, en combinant ces techniques récentes à celles mises en œuvre dans l'étude de la transition CBE-BCS, il devrait être possible d'explorer le diagramme de phase du modèle de Hubbard fermionique, comme l'ont proposé Antoine Georges et ses collaborateurs à l'École polytechnique, et, qui sait, apporter de nouveaux éclairages sur des matériaux réels tels que les cuprates supraconducteurs. L'enjeu expérimental consiste à abaisser suffisamment la température, par exemple par refroidissement adiabatique. En effet, les atomes froids fermioniques sont, pour l'instant et assez paradoxalement, beaucoup plus chauds que les supraconducteurs de la physique du solide lorsque la température est exprimée en unité de la température de Fermi... ■

(1) Pour des systèmes plus denses comme l'hélium 4 liquide, des températures de quelques kelvins suffisent pour observer la superfluidité.

(2) Bien que la formation d'un condensat de Bose-Einstein dans un gaz de fermions puisse paraître au premier abord assez contre-intuitif, ce résultat est en réalité générique. En effet, ni les atomes de l'hélium 4 liquide, ni ceux des gaz d'alcalins ne sont des particules élémentaires : ce sont en réalité des assemblages de briques fermioniques (électrons et quarks) fortement liées les unes aux autres par les interactions forte et électromagnétique.

(3) C'est pour une raison analogue que l'hélium reste liquide à température nulle et pression ordinaire, le cristal d'hélium étant déstabilisé par les fluctuations quantiques.

(4) La phase FFLO, qui est un condensat BCS avec des paires d'impulsion totale non nulle, n'a pas été vue avec des atomes froids.

(5) En matière condensée, le *polaron* est la quasi-particule constituée d'un électron habillé par la polarisation du réseau cristallin (phonons bosoniques) qu'il a induite. Ici, chaque atome de l'état de *spin* minoritaire est habillé par les excitations (particules et trous fermioniques) de la mer de Fermi de l'état de *spin* majoritaire qu'il a induites.

Références

- 1• Demain, la physique, sous la direction d'Édouard Brézin, éditions Odile Jacob (2004).
- 2• K. van der Beek, « Supraconducteurs : la mécanique quantique à grande échelle », *Reflets de la physique*, **27** (2011) 6-11.
- 3• R.P. Feynman, *International Journal of Theoretical Physics*, **21** (1982) 467.

- 4• J. Dalibard, « Les condensats de Bose-Einstein en phase gazeuse », *Images de la physique* (2000), p. 22.
- 5• F. Chevy et C. Salomon, « Les gaz de fermions ultra-froids », *Images de la Physique* (2005), p. 90.
- 6• M.W. Zwierlein et al., *Nature*, **435** (2005) 1047.
- 7• F. Chevy et J. Dalibard, « Les condensats de Bose-Einstein en rotation », *Bulletin de la SFP*, **142** (2004) 4.

- 8• K. van der Beek et F. Levy-Bertrand, « Les vortex dans les supraconducteurs : une matière molle au sein de la matière dure », *Reflets de la physique*, **28** (2012) 4-9.
- 9• S. Nascimbène et al., *Nature*, **463** (2010) 1057.
- 10• G. Grynberg, « Réseaux optiques », *Bulletin de la SFP*, **112** (1998).
- 11• T. Lahaye et S. Kuhr, ce numéro, p. 9.