

Qu'est-ce qu'une assemblée d'atomes froids ?

Comment produire ces atomes froids ?

La thématique des atomes ultra-froids s'est développée au cours des trente dernières années, avec des contributions de premier plan par un grand nombre de chercheurs français. Dans cet article, nous proposons d'introduire quelques notions fondamentales sur la question du contrôle des degrés de liberté externes des atomes avec des lasers. Nous commencerons par définir ce que l'on entend par une assemblée d'atomes (ultra)-froids, puis nous indiquerons les techniques de base qui permettent successivement de ralentir, refroidir, et piéger des atomes. Enfin, nous évoquerons comment la course aux basses températures a permis des manifestations spectaculaires du caractère quantique de gaz atomiques, en particulier à travers l'obtention de condensats de Bose-Einstein.

>> **Erwan JAHIER**
 Professeur CPGE Rennes,
 anciennement Laboratoire Kastler Brossel
erwan.jahier@ac.rennes.fr

Des atomes froids ?

La compréhension de la notion de température à l'échelle atomique est reliée aux origines de la physique statistique. Citons en particulier les contributions théoriques de L. Boltzmann relatives à l'entropie statistique ($S = k_B \ln \Omega$) et à la théorie cinétique des gaz, l'interprétation du mouvement brownien par A. Einstein, et le travail expérimental de J. Perrin qui a suivi (expériences de sédimentation par exemple). Basé sur l'étude de l'agitation thermique dans les gaz, l'ensemble de ces travaux aborde la question des liens entre fluctuations et dissipation, à travers des problèmes de diffusion, qui reste une question majeure en physique statistique. On retrouve ces questions dans le domaine des atomes ultra-froids.

Aux températures usuelles, on peut envisager les molécules ou atomes d'un gaz comme un jeu de billard microscopique à trois dimensions. Le centre de masse d'une molécule donnée est animé à chaque instant d'une certaine vitesse, à laquelle correspond une quantité de mouvement et une énergie cinétique.

Certaines molécules sont plus énergétiques, d'autres moins. La température caractérise la *dispersion* des vitesses dans une assemblée contenant un nombre d'atomes suffisant pour qu'une approche statistique (thermodynamique) soit pertinente. Plus quantitativement, la température est proportionnelle à la variance de la distribution des vitesses :

$$\frac{1}{2} m \langle (\vec{v} - \langle \vec{v} \rangle)^2 \rangle = \frac{3}{2} k_B T$$

Produire une assemblée d'atomes froids signifie donc agir sur la distribution des vitesses pour réduire la largeur typique de cette distribution. Indépendamment de la température, on peut chercher à agir sur la vitesse moyenne. Par exemple, il s'avère utile de *ralentir* un jet atomique, pour l'amener de la vitesse moyenne à la sortie d'un four vers une vitesse moyenne nulle, afin de le piéger au centre d'une cellule.

Les techniques de refroidissement d'atomes par laser permettent d'atteindre des températures inférieures au micro kelvin (10^{-6} K). Si la densité volumique d'atomes est suffisante, on ne peut plus, à ces températures, considérer le gaz comme un jeu de billard microscopique : les degrés de liberté externes des atomes (position, vitesse) doivent nécessairement recevoir un traitement quantique. Des effets de statistiques quantiques conduisent alors à la formation d'un condensat de Bose-Einstein, ou d'une mer de Fermi, selon que le spin des

atomes considérés est entier ou demi-entier. Dans ce régime, on ne peut plus définir la température avec l'équation précédente. La mesure expérimentale de la température devient d'ailleurs elle-même très difficile dans ces conditions.

Interaction atome-photons, effet de recul

Chacun sait qu'un atome peut passer d'un niveau d'énergie interne vers un autre par des processus élémentaires d'absorption ou d'émission de photons. Historiquement, la spectroscopie atomique a pour objet d'étude la distribution de ces niveaux d'énergie interne, ainsi que la perturbation de la structure atomique par des champs extérieurs : champ électrique (effet Stark), champ magnétique (effet Zeeman), ou par la lumière elle-même (déplacement lumineux). Le contrôle des degrés de liberté externes des atomes (position, vitesse) passe, en pratique, par ces mêmes échanges énergétiques entre photons et atomes. Il est amusant de constater que des connaissances très subtiles sur ces degrés de liberté internes ont finalement permis d'agir sur des quantités *a priori* nettement plus simples conceptuellement : la position et la vitesse des atomes.

La spectroscopie atomique repose sur la conservation de l'énergie pour le système isolé {photons + atomes}. L'absorption

d'un photon d'énergie $h\nu$ peut faire passer un atome d'un niveau E_f vers un niveau E_e si l'on vérifie $h\nu = E_e - E_f$. En fait, cela n'est pas tout à fait exact, et la correction sur cette formule est au cœur du sujet. Outre une énergie, le photon possède en effet une quantité de mouvement, proportionnelle au vecteur d'onde \vec{k} correspondant : $\vec{p} = \hbar \vec{k}$. L'absorption d'un photon par un atome conduit par conséquent à une modification de la quantité de mouvement de l'atome, et donc de son énergie cinétique. Le photon amène la somme de la variation de l'énergie cinétique et de l'énergie interne. Cet effet de recul, assez intuitif, permet d'exercer une force, dite de pression de radiation, en illuminant des atomes avec un faisceau laser résonnant sur une transition entre deux niveaux d'énergie interne.

Ralentissement d'un jet atomique - cycles émission absorption

Un schéma expérimental assez classique consiste à partir d'un four, qui contient une vapeur en équilibre avec quelques gouttes de l'élément étudié (par exemple un alcalin). Une ouverture dans le four produit un jet atomique, que l'on guide dans une enceinte à ultra haut vide, vers une cellule au centre de laquelle on piège un nuage atomique. Une étape historiquement très importante a consisté à observer le ralentissement d'un tel jet atomique. Le principe de l'expérience est d'envoyer un faisceau laser contre le jet atomique, et de maintenir la condition de résonance $h\nu = \Delta E$ au fur et à mesure de la décélération du jet, pour profiter au maximum de l'effet de pression de radiation. Il convient ici de préciser un peu les processus d'interaction atome-photons pour comprendre l'enjeu de ces premières expériences. L'absorption d'un unique photon laser produit une variation de vitesse mineure, de l'ordre de quelques centimètres par seconde, très faible par rapport à une vitesse thermique usuelle, qui est de l'ordre de quelques centaines de mètres par seconde. L'obtention d'un effet méca-

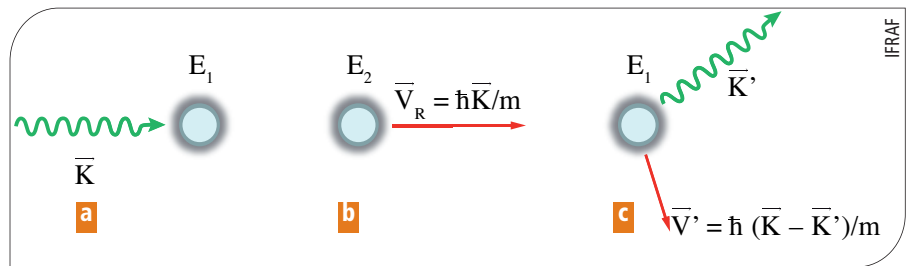


Figure 1. a. Atome au repos et photon laser incident. b. Atome après absorption du photon laser. c. Atome après émission spontanée d'un photon de fluorescence.

nique significatif passe par une succession de cycles {absorption de photon laser + émission spontanée} (voir fig. 1), avec un taux de répétition très important. Le caractère isotrope de l'émission spontanée conduit à un effet de recul moyen imposé seulement par l'absorption des photons laser. En pratique, le taux maximal de diffusion de photons laser par l'atome est imposé par la durée de vie du niveau excité, et atteint typiquement 10^8 s^{-1} . Ainsi, si le laser est maintenu résonnant, on peut atteindre des accélérations de l'ordre 10^5 fois l'accélération de la pesanteur.

Effet Doppler vs effet Zeeman

La condition de résonance entre le faisceau laser et les atomes dépend cependant de la vitesse même de l'atome, à cause de l'effet Doppler-Fizeau : la fréquence perçue par l'atome est donnée approximativement par $\nu_{\text{at}} = \nu_{\text{laser}} (1 - v/c)$ si l'on note v la projection de la vitesse

de l'atome selon la direction et le sens de propagation du faisceau laser. En conséquence, l'atome sort de résonance après quelques cycles absorption – émission spontanée si l'on ne traite pas ce problème.

Une solution à laquelle le laseriste pense spontanément consiste à balayer judicieusement la fréquence du laser. Cette technique de « chirped laser » a été effectivement mise en œuvre, en particulier grâce à l'utilisation de diodes laser. Dans la pratique, une autre solution, plus proche de la physique atomique, consiste à jouer sur le déplacement des niveaux d'énergie de l'atome par l'application d'un champ magnétique, c'est-à-dire que l'on exploite l'effet Zeeman.

On applique un champ magnétique stationnaire, mais non uniforme. Un calcul préalable de l'évolution de la vitesse de l'atome permet de déterminer le profil de champ magnétique adapté, et ainsi de dimensionner le bobinage qui réalise ce champ magnétique. >>>

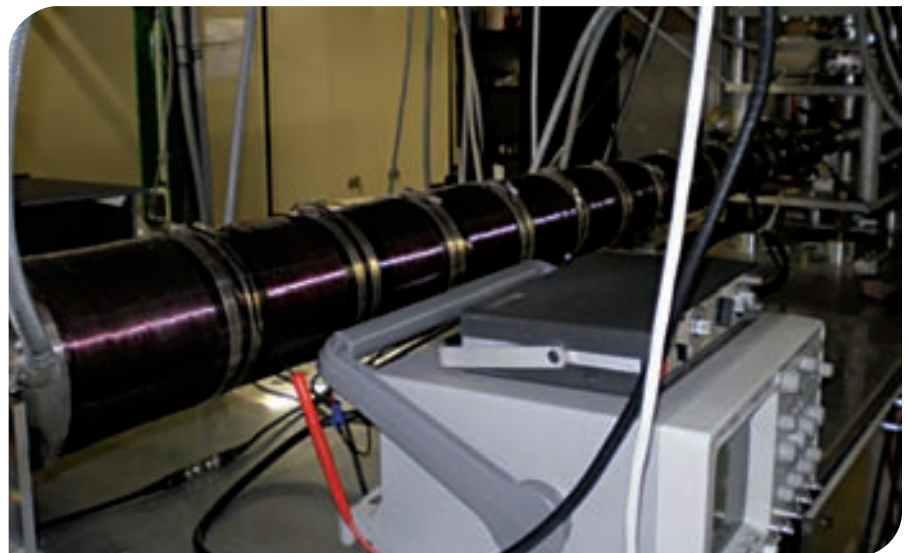


Figure 2. Ralentisseur à effet Zeeman pour l'atome d'hélium (métastable).

En pratique, ces ralentisseurs Zeeman mesurent de quelques dizaines de centimètres (rubidium) à environ deux mètres de long (pour les atomes plus légers comme l'hélium, voir *fig. 2*).

Le lecteur attentif aura par ailleurs compris que, outre un ralentissement, cette technique produit aussi un refroidissement, puisque les atomes initialement plus lents que la moyenne, à la sortie du four, ne subissent pas de force, et n'en subiront que lorsque les plus rapides auront décéléré.

Engluer les atomes dans une mélasse optique

L'effet Doppler apparaît comme une source de complication dans les expériences de *ralentissement* que nous venons d'évoquer. Pendant le développement des techniques de *refroidissement* des atomes par laser, cet effet s'est finalement révélé être un outil fort précieux. Pour rétrécir la distribution des vitesses du nuage d'atomes guidés vers la cellule, après « ralentissement Zeeman », on dispose trois paires de faisceaux contre-propageants, dont l'intersection définit un volume de capture au centre de la cellule. Raisonons sur une unique paire de faisceaux qui se propagent selon la même direction, mais en sens opposés (vecteurs d'onde opposés, voir *fig. 3*). En pratique, les deux faisceaux sont obtenus à partir d'une même source laser. Les forces de pression de radiation exercées par les faisceaux sont elles-mêmes en sens opposés. Les normes de ces forces sont identiques si les fréquences des lasers sont identiques, et si l'atome est immobile dans le référentiel du laboratoire. Par contre, lorsqu'un atome se dirige vers un laser donné, l'effet Doppler produit un déséquilibre entre les deux fréquences perçues par l'atome, et, en conséquence, un déséquilibre entre les forces de pression de radiation associées. Pour réaliser l'équivalent d'une « mélasse optique », on décale la fréquence commune des deux faisceaux vers le rouge de la résonance (basse fréquence), de sorte que l'atome subisse systématiquement une force résultante opposée à sa vitesse : on

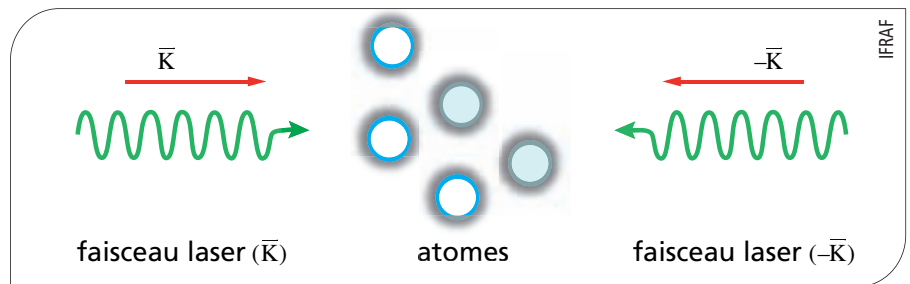


Figure 3. Configuration laser permettant une mélasse optique 1D.

produit ainsi un frottement visqueux par voie optique.

Cette technique a été mise en œuvre expérimentalement à la fin des années 1980, aux États-Unis initialement, puis dans des équipes françaises. Une surprise de taille a été l'obtention de températures nettement plus basses que celles attendues avec le mécanisme que nous venons d'indiquer !

Le groupe français de C. Cohen-Tannoudji, avec J. Dalibard, a joué un rôle déterminant dans l'interprétation de ces températures très basses. Les non uniformités de polarisation et/ou d'intensité laser conduisent à un mécanisme supplémentaire, baptisé effet Sisyphé par ces chercheurs, que nous ne détaillerons pas ici. Étant donné l'ordre de grandeur des températures atteintes, une approche théorique rigoureuse nécessite un traitement quantique des degrés de liberté internes des atomes. Ce travail a fait l'objet du travail de thèse d'Y. Castin (1992), qui prédit des températures correspondant à quelques énergies de recul

$$k_B T_{\text{mélasse}} \sim \frac{\hbar^2 k^2}{2m}$$

en accord avec les mesures expérimentales. Nous retiendrons pour la suite qu'il existe, outre la force de pression de radiation, une force appelée force dipolaire, qui agit sur des atomes soumis à un faisceau laser d'intensité non uniforme.

Piéger les atomes

Parallèlement à la mise en œuvre et la compréhension des mécanismes de refroidissement s'est développé le *piégeage* des atomes. La source atomique est souvent constituée par un jet issu d'un four, mais il s'avère extrêmement utile,

par la suite, de capturer un nuage atomique au centre d'une cellule, ne serait-ce que pour permettre un accès optique simultané selon plusieurs directions. Un autre enjeu, crucial, est d'éviter les collisions des atomes avec la paroi de l'enceinte ultra vide, qui produiraient une thermalisation rédhibitoire pour l'accès au domaine de l'ultra-froid. Il s'agit, au moyen d'un ensemble de faisceaux laser, et éventuellement de champs magnétiques statiques, de produire une force de rappel vers un point qui constituera le centre du piège.

Au milieu des années 1980, J. Dalibard a proposé un dispositif appelé *piège magnéto-optique*, qui s'est imposé depuis comme une technique incontournable sur un très grand nombre d'expériences sur les atomes froids dans le monde entier. Il s'agit, schématiquement, de combiner l'idée à la base du refroidissement Doppler pour piéger dans l'espace des vitesses, et l'exploitation de l'effet Zeeman pour piéger dans l'espace des positions.

Échanges de moment cinétique

Nos discussions ont porté sur des échanges d'énergie, bien connus en spectroscopie, et aussi sur des échanges de quantité de mouvement, qui provoquent une action mécanique de la lumière sur les atomes. Il nous faut à présent évoquer une troisième grandeur cinétique échangée entre la lumière et les atomes : le moment cinétique. L'étude fine des mécanismes d'échange de moment cinétique entre atomes et lumière, en relation avec la polarisation de la lumière, constitue la thématique de recherche initiée par A. Kastler et J. Brossel sur le

pompage optique, et qui a valu le prix Nobel à A. Kastler en 1966. En nous limitant à une discussion à 1D, nous détaillons un peu ce point, à la croisée des chemins entre optique, polarisation et physique atomique. Les photons d'un faisceau de polarisation circulaire gauche (respectivement droite) possèdent un moment cinétique égal à $+\hbar$ (respectivement $-\hbar$) en projection selon le vecteur d'onde, et, comme pour l'énergie et la quantité de mouvement, le moment cinétique total du système {atome + photons} est globalement conservé. Cela conduit aux fameuses règles de sélection : l'absorption d'un photon de polarisation circulaire doit faire augmenter ou diminuer le moment cinétique atomique d'une unité de \hbar .

Pour comprendre le principe du piège magnéto-optique, il faut nécessairement envisager un ensemble d'états internes distincts (une multiplicité) associé au niveau d'énergie excité. Considérons le cas d'un nombre quantique $J=1$ dans cette multiplicité. On a alors trois états internes qui sont caractérisés par la valeur de leur moment cinétique en projection selon un axe de quantification donné ($-\hbar, 0, +\hbar$). On se limite par ailleurs à un unique état fondamental, de moment cinétique nul. En l'absence de champ magnétique appliqué sur les atomes, les trois états de la multiplicité $J=1$ sont dégénérés en énergie, et les fréquences de transition associées aux transitions du fondamental vers ces trois états excités sont donc égales. L'application d'un champ magnétique lève la dégénérescence puisqu'un moment magnétique est associé à chaque moment cinétique (énergie potentielle $-\vec{m} \cdot \vec{B}$).

Supposons que le champ magnétique varie linéairement selon l'axe Oz, on obtient l'allure de la *figure 4* pour les différents niveaux d'énergie.

Le piège magnéto-optique

Pour réaliser simultanément un refroidissement et un piégeage, il suffit à pré-

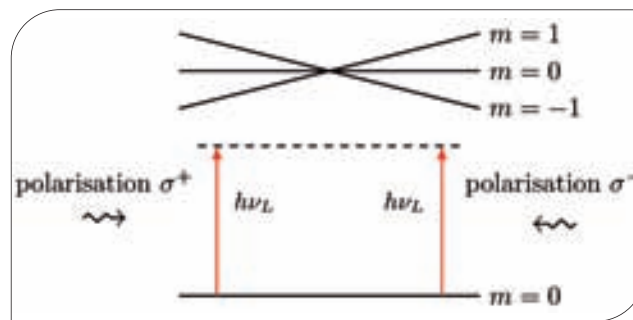


Figure 4. Principe du piège magnéto-optique. On applique un champ magnétique non uniforme pour moduler spatialement la condition de résonance, et l'on envoie deux faisceaux laser en sens opposés, qui produisent des variations opposées de moment cinétique.

sent d'envoyer deux faisceaux contre-propageants, décalés en fréquence d'une même valeur vers le rouge de la résonance atomique, et de polarisations circulaires opposées, c'est-à-dire dont les photons possèdent des moments cinétiques opposés¹. Nous ne reprendrons pas la discussion sur l'effet de vitesse : le principe du refroidissement Doppler a déjà été vu. Concernant le piégeage, on constate que, compte tenu des règles de sélection, le faisceau qui vient de la droite (respectivement gauche) a une probabilité d'être absorbé plus importante lorsque l'atome se décale vers la droite (respectivement gauche), parce que l'effet Zeeman rapproche la fréquence atomique de la fréquence du laser : le champ magnétique non uniforme permet le piégeage spatial.

Dans la pratique, ce type de piège constitue souvent une première étape dans les expériences actuelles sur les atomes froids, et permet de disposer d'une assemblée de quelques centaines de millions d'atomes à une température de l'ordre de quelques milli kelvin (10^{-3} K).

Pièges non dissipatifs

La température caractérise les fluctuations de vitesse dans l'ensemble d'atomes considéré. Nous avons insisté essentiellement sur le mécanisme de refroidissement associé à des cycles de fluorescence : absorption d'un photon laser suivie de l'émission d'un photon par émission spontanée. Ce processus permet une dissipation de l'énergie cinétique des atomes vers les modes initialement vides

du champ électromagnétique. La force de pression de radiation correspond à la moyenne sur un grand nombre de cycles {absorption + émission} pour lesquels les photons de fluorescence sont émis dans des directions aléatoires. Cependant, un petit saut aléatoire dans l'espace des vitesses est associé à chaque émission spontanée individuelle. *In fine*, les fluctuations de vitesses associées à l'émission spontanée imposent donc une limite aux températures accessibles dans un tel piège dissipatif, directement reliée à l'énergie de recul.

Un certain nombre de méthodes ont donc été développées, dans le but de dépasser la limite de température correspondant à l'énergie de recul (équation p. 36). Nous nous limiterons ici à la présentation succincte de deux types de pièges non dissipatifs, qui jouent un rôle très important pour l'obtention des condensats de Bose-Einstein : les pièges magnétiques d'une part et les pièges dipolaires d'autre part.

Dans le piège dipolaire, on exploite un effet appelé *déplacement lumineux*. Un faisceau laser appliqué sur des atomes n'a pas pour seul effet de produire des transitions entre niveaux d'énergie, il conduit aussi à une perturbation de ces niveaux d'énergie. Dans un piège dipolaire, on applique sur l'assemblée d'atomes un faisceau ou plusieurs faisceaux lasers focalisés, qui produisent un fort gradient d'intensité lumineuse. Les atomes dont les niveaux d'énergie sont ainsi spatialement modulés subissent alors une force dite dipolaire. En désaccordant suffisamment les lasers par rapport à toute résonance atomique, la force de pression de radiation peut être diminuée à volonté, et il ne reste que la force dipolaire. De cette façon, il >>>

1. Selon la terminologie des opticiens, les polarisations sont donc les mêmes, mais les vecteurs d'onde sont, eux, opposés.

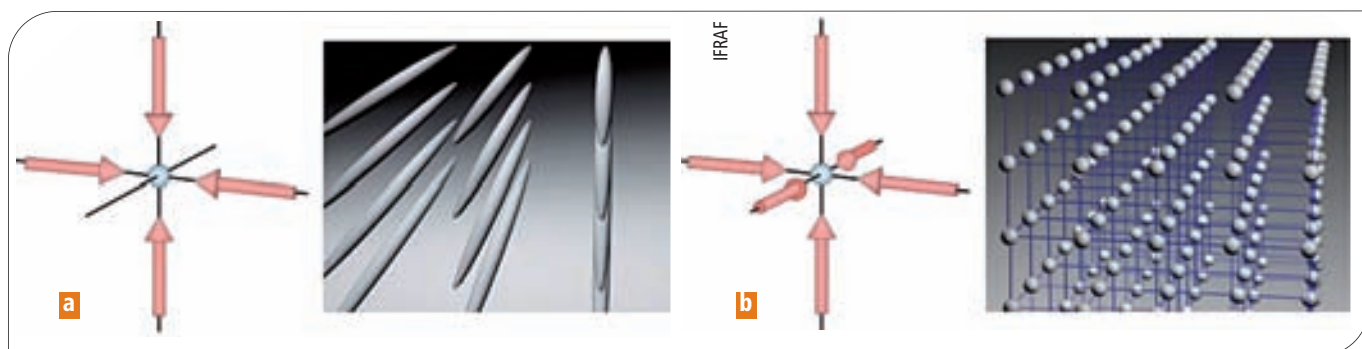


Figure 5. Obtention d'un réseau 2D avec deux paires de faisceaux, et d'un réseau 3D avec trois paires de faisceaux laser.

est possible de piéger simultanément plusieurs états de moment cinétique.

Réseaux optiques

De nombreuses géométries et combinaisons de polarisation ont été exploitées pour ces pièges dipolaires, selon les objectifs souhaités. En croisant deux faisceaux de polarisations orthogonales, on peut obtenir un piège relativement isotrope. En utilisant un unique faisceau gaussien pas trop focalisé, on peut au contraire produire une très forte anisotropie, et ainsi étudier des effets physiques liés à la dimensionalité. Enfin, en jouant avec plusieurs faisceaux de polarisations non orthogonales, on peut obtenir des ondes stationnaires qui conduisent à un déplacement lumineux périodique.

Cela permet de placer les atomes dans un potentiel périodique, à 1, 2 ou 3 dimensions selon les configurations (voir fig. 5). Dans un tel *réseau optique* la dynamique des degrés de liberté externes des atomes s'apparente alors fortement à celle des électrons dans un cristal, à ceci près que le réseau ne souffre ni de défauts cristallographiques, ni de défauts chimiques. De plus, la profondeur des *minima* locaux peut être ajustée assez simplement en jouant sur l'intensité des faisceaux.

Le groupe d'I. Bloch a par exemple pu mettre en évidence expérimentalement une transition spectaculaire entre un état superfluide et un état isolant, en faisant varier continûment la profondeur des puits qui constituent ce réseau.

Ces réseaux optiques jettent donc un formidable pont entre la physique atomique

et la physique de la matière condensée, qui a provoqué une collaboration très fructueuse entre les deux communautés.

Condensats de Bose-Einstein cohérence

Les premières réalisations expérimentales de condensats de Bose-Einstein avec des gaz atomiques dilués refroidis par laser (1995) ont marqué le début de l'explosion de ces collaborations avec les physiciens issus d'autres domaines que la physique atomique ou l'optique. Les degrés de liberté externes des atomes ont été traités classiquement jusqu'ici. En toute rigueur cependant, le centre de masse de chaque atome, dans une assemblée d'atomes de masse en équilibre thermique à la température, est délocalisé sur un volume typique imposé par la longueur d'onde thermique de de Broglie :

$$\lambda_T = \frac{h}{\sqrt{2\pi m k_B T}}$$

Cette distance n'intervient pas tant qu'elle reste négligeable devant la distance moyenne entre les atomes. Lors-

qu'on diminue suffisamment la température, tout en préservant une densité volumique n assez grande, on atteint le seuil de dégénérescence quantique :

$$n\lambda_T^3 \sim 1$$

Dans cette situation les paquets d'ondes associés aux positions des différents atomes interfèrent (voir fig. 6), et le comportement du gaz tranche radicalement avec celui d'un billard microscopique. Si les atomes possèdent un spin entier, on obtient une accumulation macroscopique d'atomes dans un unique état quantique : il se forme un condensat de Bose-Einstein.

Depuis 1995, un grand nombre d'équipes dans le monde a produit des condensats de Bose-Einstein, et une dizaine d'espèces atomiques a pu ainsi être « condensée ». Il n'est pas possible, dans cet article, de passer en revue avec une quelconque exhaustivité la richesse des effets physiques étudiés avec ces condensats.

Nous nous contenterons de mentionner très succinctement une expérience reliée à l'existence d'une fonction d'onde

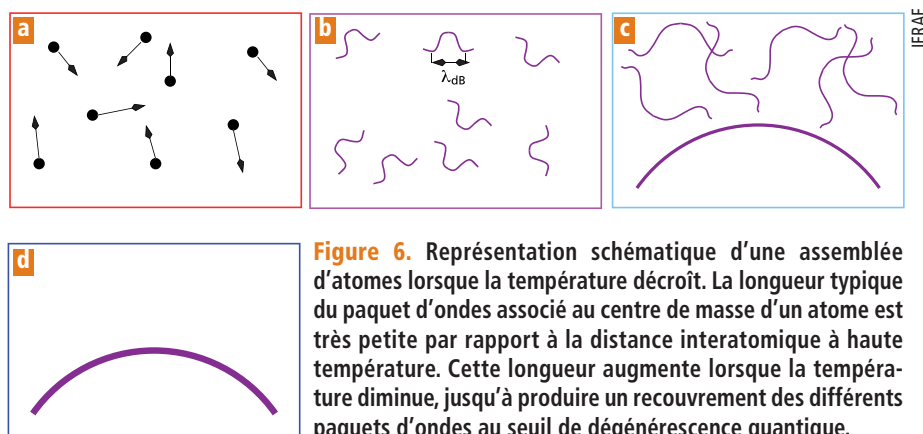


Figure 6. Représentation schématique d'une assemblée d'atomes lorsque la température décroît. La longueur typique du paquet d'ondes associé au centre de masse d'un atome est très petite par rapport à la distance interatomique à haute température. Cette longueur augmente lorsque la température diminue, jusqu'à produire un recouvrement des différents paquets d'ondes au seuil de dégénérescence quantique.

macroscopique, qui décrit une assemblée de plusieurs millions d'atomes, et des propriétés de cohérence associées. Le groupe de W. Ketterle au MIT a obtenu le premier des figures d'interférences contrastées à partir de sources d'atomes constituées de deux condensats de Bose-Einstein. Les chercheurs de ce groupe ont produit, dans une même cellule, deux nuages d'atomes bosoniques, initialement sans recouvrement spatial. En utilisant un faisceau large, résonnant avec les atomes, il est possible d'obtenir une image (en négatif) sur une caméra CCD, qui traduit la distribution de densité volumique d'atomes. En laissant les deux condensats se recouvrir spatialement, les chercheurs ont mis en évidence des franges d'interférences entre deux fonctions d'onde macroscopiques (voir fig. 7). De façon générale, la réalisation d'expériences d'optique avec des atomes, qui constituent le domaine de l'*optique atomique*, constitue un domaine très riche, en relation étroite avec les moyens permis par les atomes froids. Les expériences d'interférences photoniques des fentes d'Young ont été réalisées avec des atomes. L'étude des corrélations de type Handbury-Brown et Twiss ont aussi été étudiées avec des assemblées d'atomes, bosoniques et fermioniques, au-dessus et au-dessous du seuil de dégénérescence quantique. La question de la cohérence et du flux disponibles sur les sources en optique se transpose aussi aux sources atomiques. Un certain nombre d'étapes ont été franchies concernant le laser à atomes, mais l'obtention d'une source d'onde de matière cohérente, stable, intense en régime réellement continu, fait l'objet de travaux en cours.

Conclusion et perspectives

Nous espérons, au terme de cet article, avoir pu donner une idée de la richesse des mécanismes et des expériences qui constituent le domaine des atomes froids.

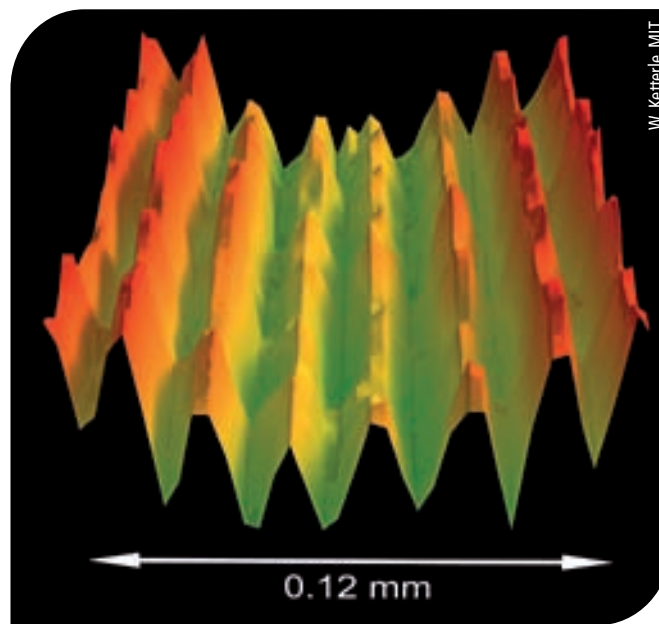


Figure 7. Représentation de la densité volumique d'atomes obtenue après recouvrement entre les ondes de matière associées à deux condensats de Bose-Einstein initialement distincts.

Nous avons insisté sur les concepts de base, aujourd'hui bien maîtrisés expérimentalement et théoriquement, mais sur lesquels reposent toujours les expériences actuelles. Pour finir, nous indiquons brièvement quelques activités plus récentes, qui dépassent le cadre de cet article. Les histoires de l'optique et de la physique atomique sont intimement intriquées depuis plus d'un siècle, de l'étude des spectres atomiques discrets au laser à atomes, en passant par les états cohérents, et les corrélations d'amplitude et d'intensité dans les deux domaines. De même que le laser a révolutionné la physique atomique, l'obtention du régime de dégénérescence quantique, d'abord avec les bosons, puis avec les fermions, a fait exploser le domaine des atomes ultra-froids, et permis d'aborder des problématiques très importantes en physique de la matière condensée. Le caractère à la fois versatile et très contrôlé des expériences de physique atomique permet d'aborder certains aspects du problème à N-corps sous l'angle de la *simulation analogique quantique*. Cela a motivé ces dernières années des activités théoriques et expérimentales nouvelles, par exemple en relation

avec la meilleure compréhension de la supraconductivité à haute température. Les relations entre condensation de Bose-Einstein et superfluidité ont été étudiées finement sur des gaz dégénérés entraînés en rotation. Des effets subtils de physique statistique liés à la dimensionnalité ont, et sont toujours étudiés, grâce à des expériences sur les atomes froids (transition Berezinski-Kosterlitz-Thouless 2D par exemple). Dans le domaine de la métrologie, les horloges atomiques (voir l'article de Noël Dimarq) ont aussi bénéficié du refroidissement des atomes et

contribué à son développement. D'autres thèmes de recherche sur la physique quantique, en particulier l'information quantique, ont connu une activité théorique extraordinaire depuis environ une dizaine d'années, conjointement aux progrès expérimentaux en physique atomique et en optique quantique. Le lecteur intéressé par ces développements trouvera quelques références ci-dessous. ■

Je remercie vivement M. Leduc, F. Chevy, L. Vernac et F. Pereira Dos Santos pour les nombreuses visites de laboratoires et discussions dont ils m'ont fait bénéficier ces dernières années. Je remercie W. Ketterle pour l'autorisation de reproduction de la figure 7.

Références

- [1] C. Cohen-Tannoudji, cours au Collège de France : <http://www.phys.ens.fr/cours/college-de-france/>
- [2] Claude N. Cohen-Tannoudji, *Manipulating atoms with photons*, Rev. Mod. Phys. **70** (3), 707 (1998).
- [3] L. Pitaevskii, S. Stringari, *Bose-Einstein condensation*, Clarendon Press (2003).
- [4] M. Greiner, O. Mandel, T. Esslinger, T.W. Hänsch et I. Bloch, *Quantum phase transition from a superfluid to a Mott insulator in a gas of ultracold atoms*, Nature **415**, 39-44 (3 January 2002)
- [5] Wolfgang Ketterle, Martin W. Zwierlein, *A review on superfluidity and the BEC-BCS crossover in ultracold Fermi gases*, arXiv:0801.2500v1 [cond-mat.other] (2008).
- [6] E. Jahier, *Introduction aux atomes froids*, EDP Sciences (2010).