

MANIPULATION LASER D'ATOMES NEUTRES

A. ASPECT, J. DALIBARD, C. SALOMON, H. METCALF et
C. COHEN-TANNOUDJI

*Ecole Normale Supérieure et Collège de France,
24 rue Lhomond, F-75005 Paris, France*

La manipulation d'atomes neutres par la lumière est un sujet ancien, puisque dès 1933 Frisch put observer la déflexion d'un jet atomique par de la lumière résonnante [1]. L'avènement des lasers rendit cet effet beaucoup plus spectaculaire [2]. C'est tout récemment que le domaine a littéralement explosé. En quelques années on a réussi à ralentir et arrêter les atomes d'un jet thermique, à refroidir la vapeur ainsi obtenue à des températures inférieures au milliKelvin, et à piéger ces atomes froids [3]. Par refroidissement on entend la compression de la distribution des vitesses d'un ensemble d'atomes, que cette compression soit autour de la vitesse nulle ou d'une vitesse moyenne. Ce refroidissement sera obtenu s'il existe une force de friction, proportionnelle à la vitesse des atomes et de sens opposé dans un référentiel donné. Par ailleurs, la notion de de piégeage implique qu'il existe une force de rappel vers un centre de forces. Dans un piège réaliste, il faudra en plus qu'il y ait une force de friction destinée à lutter contre les processus de chauffage qui tendent à expulser les atomes du piège.

Une fois parfaitement maîtrisées, ces techniques de manipulation laser d'atomes neutres sont susceptibles d'avoir un impact dans de nombreux domaines de la physique, aussi bien fondamentale qu'appliquée. Citons par exemple l'étude d'assemblées d'atomes très froids, qui pourraient manifester des effets quantiques collectifs. Des jets d'atomes lents, très monocinétiques, et intenses, peuvent être intéressants aussi bien pour l'étude de collisions à basse énergie que comme outil d'analyses de surfaces ; ils joueront aussi certainement un rôle en métrologie, ne serait-ce que par l'amélioration des horloges atomiques.

A l'heure actuelle, on en est encore à l'étude de ces

méthodes pour elles-mêmes. Si les principes fondamentaux sont compris pour l'essentiel, les problèmes posés sont parfois complexes, et la situation est encore ouverte à de grands progrès. Nous souhaitons présenter ici, au travers d'une revue non-exhaustive d'effets déjà observés, les grands principes sur lesquels repose la manipulation laser d'atomes neutres. Nous articulons notre présentation autour des deux types de force susceptibles d'apparaître dans l'interaction entre un atome et un champ laser : la pression de radiation résonnante \vec{F}_1 , et la force dipolaire \vec{F}_2 .

1. Effets liés à la pression de radiation résonnante

1.1 Force \vec{F}_1

C'est la force exercée sur un atome par une onde plane progressive résonnante (vecteur d'onde \vec{k}). Absorbant un photon, l'atome reçoit la quantité de mouvement $\hbar \vec{k}$. Il se désexcite ensuite par une émission spontanée, qui n'a aucune direction privilégiée ; le recul correspondant est donc nul en moyenne (mais pas au niveau d'un événement individuel).

En appelant N la fréquence moyenne des cycles absorption-émission spontanée, on a donc

$$\vec{F}_1 = N \hbar \vec{k} \quad (1)$$

Lorsque la puissance laser augmente, N sature, la valeur asymptotique étant $\Gamma/2$ (Γ^{-1} est la durée de vie radiative de l'état excité de la transition qui est supposée fermée). On en conclut que \vec{F}_1 ne pourra dépasser la valeur maximale

$$\vec{F}_1^{\text{max}} = \frac{\Gamma}{2} \hbar \vec{k} \quad (2)$$

1.2 Ralentissement d'un jet thermique

La force \vec{F}_1^{max} est considérable. Dans le cas du sodium, elle provoque une accélération égale à 10^5 g (g = accélération de la pesanteur). On peut espérer arrêter les atomes d'un jet thermique (vitesse initiale d'environ 800 m/s) en moins d'un mètre, en éclairant ce jet atomique à contre-courant.

Un problème se présente alors immédiatement : dès que sa vitesse a été réduite d'une dizaine de mètres par seconde,

l'atome n'est plus en résonance. Il existe deux possibilités pour maintenir la résonance [4]. La première consiste à effectuer le ralentissement dans un champ magnétique inhomogène : la variation d'effet Zeeman permet de compenser la variation d'effet Doppler. Dans la deuxième méthode, on balaie la fréquence laser pendant le ralentissement.

Les deux méthodes permettent d'obtenir une forte compression de la distribution des vitesses atomiques, autour d'une vitesse finale que l'on peut choisir. A titre d'exemple, la figure 1 montre le résultat obtenu dans notre laboratoire en ralentissant des atomes de Césium avec des diodes laser (le balayage en fréquence est obtenu simplement par modification du courant).

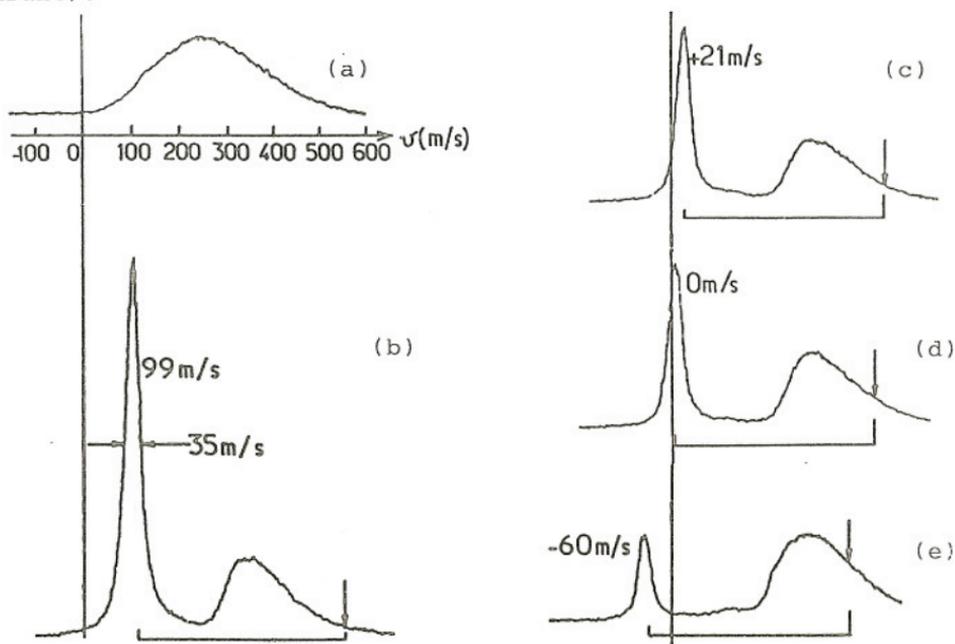


Fig. 1 : Ralentissement d'un jet atomique de Césium par diode laser balayée en fréquence. On montre la densité atomique à 2.2 mètres du four en fonction de la vitesse atomique. (a) Profil initial (pas de laser de ralentissement). (b)-(e) Profils à la fin du ralentissement, pour diverses plages de balayage de la diode laser.

1.3 Refroidissement d'une vapeur atomique

Si une vapeur d'atomes ralentis est éclairée par une onde stationnaire peu intense, le laser étant désaccordé "vers le rouge" ($\omega_L < \omega_{At}$), elle subit un processus de refroidissement très efficace. L'idée est très simple [5] :

dans ces conditions de désaccord, l'effet Doppler met l'atome davantage à résonance avec une onde se propageant en sens inverse de l'atome. L'atome est donc soumis à une force s'opposant à son mouvement, quel que soit son sens de déplacement. En utilisant trois ondes stationnaires, l'effet de freinage peut être obtenu à trois dimensions.

Le refroidissement ainsi obtenu entre en compétition avec un chauffage dû aux fluctuations de la force \vec{F}_1 (les émissions spontanées successives donnent un recul nul en moyenne, mais dont la valeur quadratique moyenne est différente de 0). Les températures obtenues sont néanmoins extrêmement basses : moins de 300 microKelvin pour le sodium [6]. Pour l'hélium métastable (expérience en préparation dans notre laboratoire) on attend 40 microKelvin !

Cette méthode (appelée "mélasse optique") a permis de charger un piège magnétostatique quadrupolaire qui a été le premier piège à atomes neutres [7]. L'utilisation d'aimants supra-conducteurs a permis récemment de piéger pendant plusieurs minutes 10^9 atomes de sodium dans 100 cm^3 , à une température de quelques milliKelvin [8].

1.4 Conclusion

Les méthodes utilisant la force \vec{F}_1 sont conceptuellement très simples. Elles ne nécessitent que des puissances laser faibles, puisqu'il suffit de l'intensité saturante (1 mW/cm^2 dans le cas du césium) pour avoir une force égale à la moitié de la valeur maximale. L'inconvénient de ces méthodes est que les effets saturent, et ne peuvent donc dépasser une certaine efficacité. De toute façon, certains raisonnements ne sont plus applicables en champ laser intense : par exemple, dans une onde stationnaire intense, il est incorrect de faire une simple addition des effets des deux ondes progressives. Le processus de refroidissement présenté au paragraphe 1.3 est alors profondément perturbé. En fait, dans un tel régime, l'effet prédominant est dû à la force dipolaire \vec{F}_2 .

2. Effets liés à la force dipolaire

2.1 Force \vec{F}_2

Dans un champ laser suffisamment intense, les cycles absorption-émission stimulée vont devenir prédominants. Par

ailleurs, un champ laser inhomogène peut être décomposé en ondes planes ayant des vecteurs d'onde de directions différentes. La succession des cycles "absorption d'un photon dans une onde/émission stimulée par une autre onde" donne une explication élémentaire de la force dipolaire \vec{F}_2 existant dans un champ laser intense inhomogène.

Un traitement plus rigoureux est nécessaire pour obtenir l'expression de cette force [9] :

$$\vec{F}_2 = - \text{grad} \frac{\hbar \delta}{2} \text{Log} (1 + s(\vec{r})) \quad (3)$$

avec $\delta = \omega_L - \omega_{At}$ et

$$s(\vec{r}) = \frac{I(\vec{r})}{I_s} \frac{\Gamma^2 / 4}{\delta^2 + \Gamma^2 / 4} \text{ paramètre de saturation}$$

On voit que l'atome est attiré vers les régions où l'intensité laser est élevée, lorsque δ est négatif. Ceci a été mis à profit dans la réalisation du premier piège lumineux, dans lequel les atomes étaient attirés au point de focalisation d'un laser intense [10]. L'interprétation donnée au début de ce paragraphe est malheureusement trop élémentaire pour redonner toutes les caractéristiques de \vec{F}_2 . Il existe une autre image, particulièrement fructueuse, c'est celle de l'atome "habillé" par les photons laser [11]. Non seulement elle redonne la valeur de \vec{F}_2 , mais elle a aussi permis de prévoir de nouveaux effets, mis en évidence récemment dans notre laboratoire.

2.2 Refroidissement par mélasse stimulée [12]

Dans une onde stationnaire intense désaccordée "vers le bleu" ($\omega_L > \omega_{At}$), les niveaux d'énergie de l'atome habillé sont modulés, les minima correspondant aux noeuds de l'onde stationnaire (Fig. 2). Un atome en mouvement dans une telle onde stationnaire et restant dans un niveau donné de l'atome habillé parcourt successivement des montées et des descentes, et son énergie ne change pas. Mais si on prend en compte l'émission spontanée, on s'aperçoit que l'atome parcourt davantage de montées que de descentes (d'où le nom de "Sisyphe atomique"). L'énergie cinétique de l'atome va donc décroître :

on a un freinage. Le processus ne saturant pas, ce freinage peut être extrêmement efficace, si on dispose d'une puissance laser suffisante. Nous avons effectivement montré [12] qu'une telle "mélasse stimulée" peut agir plus de dix fois plus vite qu'une "mélasse optique ordinaire" (cf. § 1.3). Ce gain pourrait être très utile, par exemple pour les horloges atomiques, en permettant de ralentir un jet atomique de césium en quelques centimètres, au lieu des deux mètres nécessaires si on utilise la force \vec{F}_1 .

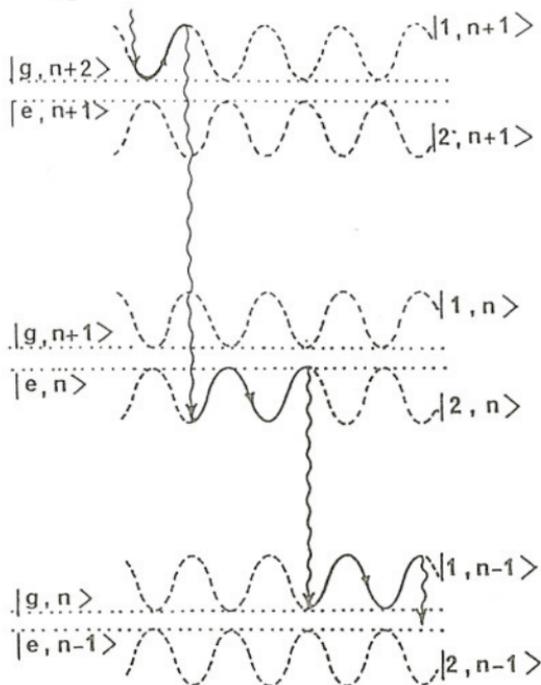


Fig. 2 : Evolution d'un atome dans les niveaux d'énergie de l'atome habillé dans une onde stationnaire intense (laser désaccordé vers le bleu). On constate que l'atome parcourt plus de montées que de descentes (Sisyphus atomique), d'où un effet de freinage très efficace.

2.3 Canalisation d'atomes [13]

Considérons à nouveau un atome dans une onde stationnaire intense (cf. ci-dessus), mais supposons maintenant que son énergie cinétique est plus petite que la hauteur des "collines de potentiel". L'atome va alors rester confiné au voisinage du fond des vallées, c'est-à-dire près des noeuds de l'onde stationnaire. Nous avons pu mettre en évidence cet effet

sur un jet atomique de césium croisant une onde stationnaire intense (200 mW sur quelques mm^2 , à 852 nm). Nous avons montré que les atomes sont guidés au voisinage des plans correspondant aux noeuds de l'onde stationnaire. Le mouvement transverse des atomes est donc confiné à beaucoup moins qu'une demi-longueur d'onde optique (0,4 microns).

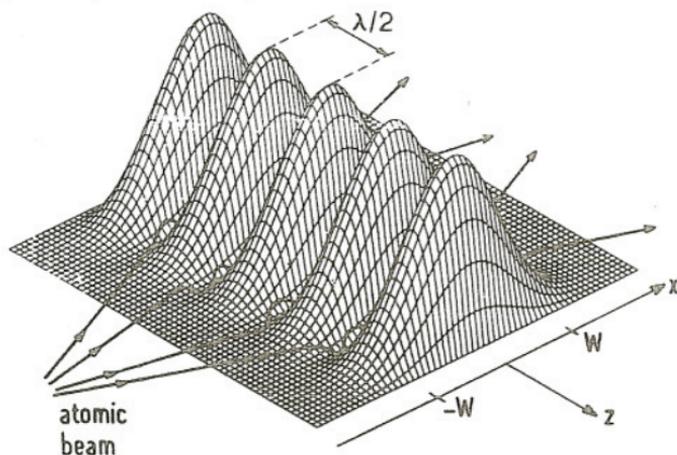


Fig. 3 : Canalisation des atomes entre les "collines de potentiel" dues à l'onde stationnaire.

Cette expérience de canalisation est susceptible de développements intéressants. Par exemple, il devrait être possible d'observer la quantification du mouvement de vibration des atomes au fond du puits. On peut aussi essayer de réaliser une onde stationnaire à 3 dimensions, qui se comporterait alors comme un réseau cubique de sites piégeants, la maille du réseau étant de 0,4 microns. Des atomes préalablement refroidis pourraient être piégés dans une telle structure. Des simulations numériques laissent penser qu'à une échelle de temps de l'ordre de la milliseconde on pourrait avoir un refroidissement supplémentaire, relié au phénomène décrit en 2.2, et aboutissant à une localisation très précise au fond des puits.

Conclusion

Le domaine de la manipulation d'atomes neutres par laser est encore un domaine d'étude en soi. De nouveaux schémas restent sans doute à découvrir, et on ne sait pas encore quelles sont les solutions qui se montreront les plus

efficaces.

Mais déjà un certain nombre de méthodes ont prouvé leur valeur. Le ralentissement d'un jet thermique de césium par diodes laser est un exemple de technique qui pourrait être développée par de nombreux laboratoires. Nous aimerions convaincre les non spécialistes que l'on peut raisonnablement envisager d'utiliser ces méthodes dans le cas où l'utilisation d'atomes froids est susceptible d'apporter un progrès notable dans l'étude d'un phénomène physique.

Références

- [1] R. Frisch, Z. Phys. 86, 42 (1933).
- [2] J.L. Piqué et J.L. Vialle, Opt. Commun. 5, 402 (1972).
- [3] Une excellente revue de la situation en novembre 85 est donnée dans JOSA B 2, volume 11, Special Issue on the Mechanical Effects of Light.
- [4] J.V. Prodan, W.D. Phillips and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. 49, 1149 (1982).
W. Ertmer, R. Blatt, J. Hall and M. Zhu, Phys. Rev. Lett. 54, 996 (1985).
- [5] T. Hänsch et A. Schawlow, Opt. Commun. 13, 68 (1975).
D. Wineland et H. Dehmelt, Bull. Am. Phys. Soc. 20, 637 (1975).
- [6] S. Chu, L. Hollberg, J. Bjorkholm, A. Cable et A. Ashkin, Phys. Rev. Lett. 55, 48 (1985).
- [7] A. Migdall, J. Prodan, W. Phillips, T. Bergeman and H. Metcalf, Phys. Rev. Lett. 54, 2596 (1985).
- [8] V. Bagnato, G.P. Lafyatis, A.G. Martin, E.L. Raab, R.N. Ahmad. Bitar et D.E. Pritchard, Phys. Rev. Lett. 58, 2194 (1987). [9] J.P. Gordon et A. Ashkin, Phys. Rev. A 21, 1606 (1980).
- [10] S. Chu, J. Bjorkholm, A. Ashkin and A. Cable, Phys. Rev. Lett. 57, 314 (1986).
- [11] J. Dalibard et C. Cohen-Tannoudji in [3].
- [12] A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann, C. Salomon and C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. 57, 1688 (1986).
- [13] C. Salomon, J. Dalibard, A. Aspect, H. Metcalf et C. Cohen-Tannoudji, Phys. Rev. Lett. 59, 1659 (1987).