

# Les années Sisyphé

Jean Dalibard

LKB, École normale supérieure, Paris

« Peut-on piéger des atomes dans un champ lumineux ? » C'est avec cette question que Claude Cohen-Tannoudji me proposa en 1982 de commencer une thèse d'État sous sa direction. Une telle interrogation doit désormais sembler bien étrange. Pour un jeune chercheur débutant aujourd'hui dans ce domaine, la difficulté principale est plutôt de ne pas s'égarer dans le dédale formé par les multiples mécanismes disponibles pour confiner des vapeurs atomiques avec des lasers. Au début des années 80 en revanche, cette question était controversée.

On savait que la lumière laser pouvait, par l'intermédiaire de la force dipolaire, piéger des atomes au voisinage d'un maximum ou d'un minimum d'intensité lumineuse. Pour des paramètres raisonnables, le puits de potentiel ainsi créé peut atteindre plusieurs dizaines de milliKelvins. Néanmoins, ce confinement s'accompagne d'un chauffage, dû au recul aléatoire des atomes lors des processus d'émission spontanée et rend indispensable la présence d'un mécanisme de refroidissement. On savait également qu'un faisceau laser pouvait fournir un tel refroidissement, et conduire à des températures très basses, inférieures au milliKelvin. Malheureusement, les paramètres optimaux — fréquence et intensité du laser — étaient très différents pour les fonctions de piégeage et de refroidissement. Un faisceau unique ne pouvait donc assurer simultanément ces deux fonctions. Quant à l'application simultanée de deux faisceaux, optimisés respectivement pour piéger et refroidir, elle ne semblait pas davantage convenir en raison des perturbations mutuelles entre les actions de ces faisceaux.

Pour être plus concret, considérons le mouvement à une dimension d'un atome placé dans une onde lumineuse stationnaire de faible intensité (fig. 1). Si la fré-

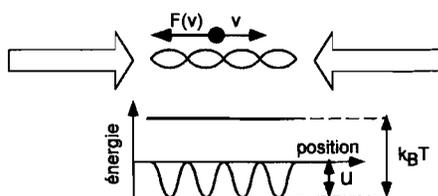


Fig. 1. Refroidissement Doppler dans une onde stationnaire à une dimension.

Pour une fréquence laser inférieure à la fréquence de résonance atomique, la somme des deux pressions de radiation crée sur l'atome une force  $F(v)$  qui amortit la vitesse de l'atome. Malheureusement, la température limite reste bien supérieure à la profondeur des puits de potentiel créés par la force dipolaire aux ventres de l'onde stationnaire. Les atomes ne sont donc pas confinés de manière stable.

quence du laser  $\omega_L = ck_L$  est inférieure à la fréquence de résonance atomique  $\omega_A$ , ceci constitue le schéma de base du refroidissement Doppler, proposé par T. Hänsch et A. Schawlow en 1975. La force de friction agissant sur l'atome est simplement obtenue en prenant la somme des deux forces de pression de radiation, créées par les ondes progressives constituant l'onde stationnaire : un atome en mouvement est plus proche de la résonance avec l'onde venant à sa rencontre qu'avec l'onde se propageant dans le même sens que lui ; la force résultante est donc opposée à la vitesse atomique. Ce refroidissement Doppler était bien compris au début des années 80, et il avait déjà été mis en œuvre avec succès pour des ions piégés, suivant une proposition également datée de 1975 par D. Wineland et H. Dehmelt. La température limite est donnée par  $k_B T = \hbar\Gamma/2$  où  $\Gamma^{-1}$  est la durée de vie de l'état atomique excité impliqué dans le refroidissement. Elle est obtenue pour un désaccord  $\Delta = \omega_L - \omega_A$  égal à  $-\Gamma/2$ . En plus de cette force de friction, les atomes sont également soumis à une force dipolaire qui tend à accumuler les atomes aux ventres de l'onde stationnaire. La profondeur des puits de potentiel vaut  $U = (\hbar\Gamma/2) (I/I_S)$ , où  $I$  est l'intensité de chaque onde progressive et  $I_S$  l'intensité de saturation de la transition atomique (typiquement quelques  $mW/cm^2$ ). Or, cette approche qui consiste à ajouter indépendamment les forces créées par les deux ondes progressives n'est valable que si  $U \ll k_B T$  et on ne parvient pas à confiner les atomes.

Pour tenter de résoudre ce problème, nous décidâmes d'aborder plusieurs questions en parallèle. Peut-on comprendre physiquement l'action sur un atome d'une onde lumineuse stationnaire de haute intensité ( $I \gg I_S$ ), pour laquelle l'argument précédent ne s'applique plus ? Peut-on faire une théorie générale du refroidissement d'atomes dans une onde lumineuse, et interpréter l'origine de la limite  $k_B T = \hbar\Gamma/2$  ? Enfin, en utilisant « les moyens du bord », c'est-à-dire ce qui est déjà compris, peut-on « bricoler » une configuration laser qui permettrait d'atteindre une profondeur  $U$  bien supérieure à  $k_B T$  ?

C'est en fait cette dernière question qui trouva une réponse positive le plus rapidement. Puisqu'un seul faisceau ne peut pas constituer à la fois un bon piège et un bon refroidisseur, et puisque la superposition d'un bon piège et d'un bon refroidisseur conduit à de graves perturbations mutuelles, pourquoi ne pas mettre ces deux faisceaux en alternance rapide ? Les atomes seront alors soumis à un confine-

ment et à un refroidissement égaux en moyenne à la moitié de leur valeur optimale, et un piégeage stable sera assuré. C. Cohen-Tannoudji, S. Reynaud et moi-même publiâmes cette idée en 1983 et notre article suscita des réactions très diverses. A. Ashkin, auteur avec J.P. Gordon d'un article séminal sur la théorie des forces radiatives, me dit cette année-là : « I should kick my knees for not having thought of this ». En revanche un éminent collègue soviétique nous envoya une longue lettre réfutant tous nos arguments et se terminant par « one can prove a general theorem which forbids the localization of neutral atoms in pure electromagnetic field ». Se posait donc la question cruciale : faut-il ou non monter une expérience pour mettre en évidence cet effet ? Les difficultés étaient grandes, mais la source d'atomes froids pour alimenter le piège existait, puisque W. Phillips et H. Metcalf venaient de montrer comment ralentir de manière très efficace un jet atomique par pression de radiation.

Il y eut alors un conseil de laboratoire (officieux) dans lequel se dégagait l'idée que nous n'avions pas vraiment la masse critique pour débiter un tel projet. Compte tenu de la grande concurrence internationale — il y avait au moins quatre groupes expérimentaux dans le monde qui s'intéressaient à la manipulation d'atomes par laser — il était préférable de consacrer nos efforts à l'approfondissement des aspects théoriques du sujet. Nous retournâmes donc à nos équations jusqu'à l'arrivée d'Alain Aspect fin 1984. La masse critique fut alors atteinte et les expériences purent démarrer à l'ENS. En fait, la mise en évidence d'un piège dipolaire stable avec un refroidisseur alterné fut faite aux Bell Labs en 1986 par S. Chu, A. Ashkin et leur équipe, un an après que ce même groupe ait observé le refroidissement Doppler 3D d'atomes neutres, c'est-à-dire une mélasse optique.

Ce sursis théorique de deux ans nous permit d'apporter une réponse au moins partielle aux autres questions en suspens. Ainsi, le mouvement d'un atome dans une onde stationnaire de haute intensité a constitué un « terrain de jeu » idéal pour le formalisme de l'atome habillé. Les résultats connus en 1982 semblaient bien mystérieux. Un calcul numérique de la force de friction, utilisant un développement en fraction continues, avait été effectué par V. Minogin et O. Serimaa. Il prévoyait un changement de signe de cette force : à haute intensité, il fallait un désaccord  $\omega_L - \omega_A$  positif pour obtenir un refroidissement. Le chauffage d'un atome dans l'onde stationnaire posait également un problème sérieux. Gordon et Ashkin

avaient calculé le coefficient de diffusion en impulsion caractérisant ce chauffage, et leur résultat croissait comme le carré de l'intensité laser. Il pouvait donc devenir arbitrairement grand, alors que ce coefficient tendait vers une limite finie pour une onde progressive.

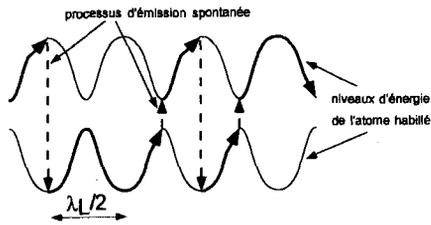


Fig. 2. Refroidissement Sisyphus dans une onde stationnaire intense. La position des niveaux d'énergie de l'atome habillé est modulée dans l'espace, avec une période égale à  $\lambda_L/2$ . Pour une fréquence laser supérieure à la fréquence de résonance atomique, l'atome escalade plus qu'il ne descend dans ce diagramme d'énergie. En effet les transitions correspondant à l'émission d'un photon spontané se produisent préférentiellement d'un sommet de colline vers un fond de vallée.

Ces différentes énigmes s'éclaircissent dans le formalisme de l'atome habillé. La modulation de l'intensité lumineuse dans une onde stationnaire induit une modulation des niveaux d'énergie du système « atome + champ laser » (fig. 2). Un atome en mouvement doit donc monter et descendre des collines de potentiel. La prise en compte des phénomènes d'émission spontanée permet alors de comprendre le refroidissement à haute intensité mentionné plus haut. Ces émissions spontanées font sauter l'atome d'un niveau habillé vers un autre. Pour  $\omega_L - \omega_A$  positif, ces transitions se font de préférence depuis le sommet d'une colline pour un niveau habillé, vers le fond d'une vallée pour l'autre niveau habillé. Le bilan énergétique d'un atome en mouvement est donc le suivant : un atome partant du fond d'une vallée gravit une colline de potentiel, convertissant une partie de son énergie cinétique en énergie potentielle; en haut de cette colline, une émission spontanée peut faire sauter l'atome vers le fond d'une vallée pour un autre niveau habillé, l'excès d'énergie potentielle étant emporté par le photon de fluorescence. Ceci conduit à une dissipation rapide de l'énergie cinétique de l'atome : c'est le refroidissement Sisyphus.

Par ailleurs, sur un niveau habillé donné, la force agissant sur l'atome peut atteindre des valeurs considérables liées au phénomène de redistribution : l'atome peut absorber un photon dans une des deux ondes progressives constituant l'onde stationnaire, puis émettre de manière stimulée un photon dans l'autre onde progressive. Ce processus élémentaire, transférant deux impulsions élémentaires  $\hbar k_L$  à l'atome, peut se répéter à un taux élevé si l'intensité de l'onde stationnaire est grande. Les fluctuations de la force lorsque l'atome saute d'un niveau habillé à l'autre lors d'une émission spontanée sont donc importantes, ce qui explique la gran-

de valeur du coefficient de diffusion en impulsion. Cette interprétation, qui avait été esquissée par Gordon et Ashkin pour une onde stationnaire strictement résonnante, nous permet de retrouver leur résultat pour un désaccord quelconque.

Lorsque notre projet expérimental prit corps, avec l'arrivée d'Alain Aspect en 1984, puis de Christophe Salomon fin 1985, c'est naturellement vers la mise en évidence de cet effet Sisyphus que nous nous orientâmes. Notre expérience consistait à envoyer un jet atomique divergent sur une onde stationnaire intense, perpendiculaire à la direction moyenne du jet. Si le refroidissement escompté se produit, le jet atomique doit être collimaté en sortie de l'onde stationnaire. Au contraire, un réchauffement doit se traduire par une divergence accrue du jet. Cette collimation ou cette explosion était mesurée par un détecteur à fil chaud, placé deux mètres après la zone d'interaction atome-laser, et que l'on bougeait manuellement. Le signal espéré ne se fit pas attendre et la première prise de données fut faite par notre groupe au grand complet. Claude devait déplacer le fil chaud et lire le signal correspondant. Il mesura une superbe collimation pour un désaccord positif, et il trouva également la divergence attendue pour un désaccord négatif. Néanmoins il obtint également, pour les désaccords négatifs, un petit pic correspondant aux atomes de vitesse nulle qui semblaient ne pas être chauffés par l'onde stationnaire. Nous nous moquâmes gentiment de ce théoricien qui ne savait pas lisser les bruits expérimentaux, puis nous reprîmes les données correspondantes. Le pic était toujours là. Son interprétation nous causa quelques soucis avant de nous réjouir: il s'agissait d'atomes canalisés au voisinage des nœuds de l'onde stationnaire et qui ne subissaient aucune émission spontanée lors de la traversée. Quelques mois plus tard, avec Antoine Heidmann et Hal Metcalf, nous reprîmes cette expérience systématiquement pour évaluer la localisation des atomes : la largeur des paquets d'ondes atomiques au fond des puits était de l'ordre de  $\lambda_L/20$ , bien inférieure au pas  $\lambda_L/2$  de l'onde stationnaire. Il s'agissait ainsi de l'ancêtre des réseaux optiques désormais bien connus.

Au printemps 1988, nous reçûmes un appel téléphonique de Bill Phillips nous annonçant une découverte qui allait bouleverser ce champ de recherches. Phillips et son groupe avaient repris les expériences de mélasse optique menées aux Bell Labs trois ans plus tôt. Des atomes de sodium ralentis par laser étaient capturés à l'intersection de trois paires de faisceaux lumineux, deux à deux orthogonales. Dans le volume ainsi délimité, de l'ordre du  $\text{cm}^3$ , les atomes étaient refroidis par effet Doppler et on s'attendait donc à trouver une température minimale  $k_B T = \hbar T/2$  soit 240  $\mu\text{K}$  pour le sodium. Or Phillips mesurait des températures six fois plus basses, ce qui constituait à la fois une excellente surprise et une énigme de taille. Cet appel sur-

vint au moment où nous commençons à nous convaincre que le refroidissement subrecul était possible, au moins à une dimension et pour une transition atomique appropriée (voir les articles d'A. Aspect et M. Leduc). La découverte de Phillips était-elle fondée sur une autre version du refroidissement subrecul ?

A partir des informations fournies par Phillips, nous nous convainquîmes rapidement que ce ne pouvait pas être le cas. Nous revînmes donc à la théorie du refroidissement laser, et en particulier à un résultat que nous avions obtenu en 1985 au prix de calculs assez pénibles. La limite du refroidissement lumineux peut s'écrire de manière générale  $k_B T = \hbar/\tau_{\text{int}}$  où  $\tau_{\text{int}}$  est le temps de relaxation des variables atomiques internes, lorsque l'atome est éclairé par le champ laser refroidissant. Pour un atome à deux niveaux, le temps  $\tau_{\text{int}}$  est toujours de l'ordre de  $1/T$  et on retrouve, à un facteur 2 près, la limite Doppler. En revanche, pour un atome dont le niveau fondamental se décompose en plusieurs sous-niveaux Zeeman ou hyperfins, comme c'est le cas pour le sodium, le temps  $\tau_{\text{int}}$  peut être beaucoup plus long si l'intensité lumineuse est faible et si on cherche à transférer par pompage optique la population atomique entre différents sous-niveaux. L'ingrédient indispensable pour expliquer le résultat de Phillips était donc le fait que ces atomes bougeaient dans des gradients de polarisation, de sorte que chaque atome était constamment basculé d'un sous-niveau vers l'autre.

Sisyphus fit alors sa réapparition. Ce n'étaient plus les niveaux de l'atome habillé qui étaient en jeu, mais simplement les sous-niveaux fondamentaux : dans la mélasse optique, la position de ces sous-niveaux est modulée dans l'espace. En un point donné, le déplacement varie d'un sous-niveau à l'autre et, pour un signe convenable du désaccord  $\omega_L - \omega_A$ , l'atome en mouvement monte plus de collines qu'il n'en descend, le pompage optique transférant sans cesse l'atome depuis le haut d'une colline pour un sous-niveau vers le fond d'une vallée pour un autre sous-niveau. Nous arrivons alors au grand coup de chance du domaine : le signe du désaccord qui assure le refroidissement Sisyphus est le même que celui nécessaire au refroidissement Doppler, au moins pour la transition étudiée par Phillips. Ceci nous permet de rendre compte des résultats expérimentaux. Les atomes sont d'abord capturés dans la mélasse optique par refroidissement Doppler, le refroidissement Sisyphus prenant ensuite le relais pour conduire à des températures beaucoup plus basses.

Nous identifîâmes également un deuxième mécanisme de refroidissement sub-Doppler qui ne faisait pas appel à l'effet Sisyphus, mais à l'apparition d'une orientation du niveau fondamental sélective en vitesse. Ce mécanisme, combiné à son subtilité de pompage optique et dépla-

cements lumineux, est plus délicat à interpréter que l'effet Sisyphe. Il trouve tout son intérêt lors de l'étude quantitative du confinement d'atomes dans un piège magnéto-optique. Un collègue américain me dit un jour: « You have to be French to explain this mechanism ». Il aurait été plus exact de dire « You have to be CCT... » car il fallut tout le talent de Claude pour mener à bien la rédaction de cette partie de notre travail.

Pour ma part, je me suis toujours bien gardé de chercher à présenter en détail ce second mécanisme dans une conférence ou un séminaire... Notre article présentant les deux mécanismes de refroidissement sub-Doppler parut en 1989, conjointement avec celui de S. Chu et son groupe

qui, par des voies bien différentes, étaient arrivés à des conclusions très voisines.

L'histoire de Sisyphe ne s'est pas arrêtée là. La thèse d'Yvan Castin donna l'occasion d'en fournir une version quantitative, dans laquelle le mouvement atomique dans le potentiel périodique était traité par la théorie des bandes. Ceci nous permit de calculer précisément la limite ultime du refroidissement, de l'ordre d'une vingtaine d'énergie de recul  $E_R = \hbar^2 k_L^2 / 2m$  où  $m$  est la masse atomique.

Nous confirmâmes cette limite expérimentalement en 1990 avec Christophe Salomon, André Clairon, Saïda Guellati et Bill Phillips, alors visiteur dans notre laboratoire. La voie était alors ouverte aux

« Enfants de Sisyphe » que sont les réseaux optiques, pour reprendre un titre récemment proposé par P. Verkerk, et la réponse à la question initiale de 1982 était devenue évidente : dans une mélasse optique bien contrôlée, la température des atomes refroidis par effet Sisyphe est toujours bien inférieure à la profondeur des puits de potentiel vus par les différents sous-niveaux atomiques. La plupart des atomes sont donc localisés au fond de ces puits.

Ce n'est pas le moindre mérite du refroidissement Sisyphe d'avoir transformé la « mission impossible » de 1982 en une expérience presse-bouton, reproduite désormais dans plusieurs centaines de laboratoires.