

piéger et observer un seul atome

par Claude COHEN-TANNOUDJI*
professeur au Collège de France

Au cours des dernières années, un certain nombre de développements expérimentaux et théoriques ont permis de donner jour à toute une série de travaux en physique atomique relativement nouveaux dans la mesure où ils portent sur une seule particule atomique. Par particule atomique, il faut entendre un atome, soit neutre, soit chargé comme un ion, soit même un électron.

Ce sont des expériences portant sur un seul électron ou sur un seul ion qui vont être décrites ici, en commençant par expliquer les méthodes : comment est-il possible de piéger une particule unique dans une toute petite région de l'espace ? Comment est-il possible de la refroidir pour la garder piégée aussi longtemps que possible (en effet, si elle n'est pas froide, son énergie d'agitation thermique va la projeter sur les parois et elle va disparaître) ? Comment est-il possible de détecter sa présence dans le piège et de l'observer ?

Aujourd'hui, il est possible de détecter, mais aussi de faire des expériences sur un seul électron, de « voir » à l'œil nu la lumière émise par un seul ion. Ceci pose toute une série de questions intéressantes.

Les motivations de ces expériences seront également abordées : pourquoi s'intéresse-t-on à piéger et à observer une seule particule ? Parce que si l'on a une seule particule isolée dans l'espace libre, sans collisions, on peut mesurer de manière très précise certaines grandeurs caractéristiques de ces particules. Par exemple, la mesure du moment magnétique de l'électron, par cette méthode, est actuellement la plus précise qui soit. Par ailleurs, quand l'étude porte sur un ion — qui peut effectuer des transitions radiatives entre deux niveaux d'énergie —, la mesure très précise des fréquences de ces transitions fournit ce qu'on appelle un standard de fréquence ν , dont la précision va être d'autant plus grande que l'incertitude $\Delta\nu$ avec laquelle on mesure la fréquence est petite devant la valeur absolue de la fréquence. Enfin, l'observation d'un seul système atomique permet réellement de tester les prédictions de base de la mécanique quantique portant sur le caractère discontinu de l'évolution au cours du temps d'un système atomique ou quantique unique, alors qu'en physique classique, on est habitué à un comportement continu.

* Notes prises au cours de la conférence, le 13 avril 1988.

Dans la première partie, nous parlerons d'expériences portant sur un électron unique, en décrivant tout d'abord le piège de Penning, qui permet de piéger une telle particule ; puis les méthodes de détection d'un seul électron et enfin, l'effet Stern et Gerlach continu, qui permet de mesurer le moment magnétique d'un seul électron ou d'un seul positron.

Dans la deuxième partie, nous passerons à l'étude de l'ion unique, en montrant d'abord comment il est possible de le piéger et de détecter. Comme un ion unique peut effectuer des transitions radiatives, il est possible de lui appliquer un faisceau laser et de le refroidir — on parlera alors de refroidissement laser. Nous décrirons ensuite une méthode très intéressante dans la mesure où elle permet d'atteindre une très haute résolution. Cette méthode, dite de l'étagère, a, en outre, l'avantage de permettre l'observation de sauts quantiques sur un ion unique. On ne parlera pas ici du piégeage des atomes neutres, qui est possible actuellement, mais plus délicat à exposer.

L'ELECTRON UNIQUE

Le piégeage de l'électron unique

Le piégeage d'une particule chargée est plus facile à réaliser que celui d'un atome neutre car on peut agir sur sa charge q par des champs électrique et magnétique.

L'idée la plus simple consisterait à essayer de piéger la particule à l'aide d'un potentiel électrostatique $\Phi(x,y,z)$. Pour qu'il y ait piège, il faudrait qu'il y ait un minimum de potentiel. Mais le potentiel électrostatique est tel qu'il ne peut pas avoir de minimum. En effet, si l'énergie potentielle, $V = q\Phi$, a un minimum en O lorsqu'on se déplace le long de Oz , elle a forcément un maximum en O lorsqu'on se déplace le long de Ox ou Oy . On ne peut pas avoir de minimum dans les trois directions. Ceci résulte du fait que le potentiel électrostatique satisfait à l'équation de Laplace :

$$(\partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2 + \partial^2/\partial z^2) \Phi(x,y,z) = 0,$$

dont les trois termes ne peuvent être positifs en même temps ; si l'un est positif, il faut que la somme des deux autres soit négative pour que la somme des trois soit nulle.

Prenons cependant un exemple intéressant de potentiel électrostatique, le potentiel quadrupolaire, qui est une fonction quadratique des coordonnées :

$$\begin{aligned} V(x,y,z) &= q\Phi(x,y,z) \\ &= 1/2 m\omega_z^2 (z^2 - (x^2 + y^2)/2). \end{aligned}$$

On vérifie aisément que la somme des dérivées secondes par rapport à x , y et z , d'un tel potentiel est nulle, ce qui montre que c'est bien un potentiel électrostatique. Le long de Oz , on a une parabole : la particule est dans un puits de potentiel, elle est attirée vers l'origine ; par contre, le long de l'axe Ox et de l'axe Oy , la parabole a sa concavité dans l'autre sens et le mouvement est instable suivant ces axes.

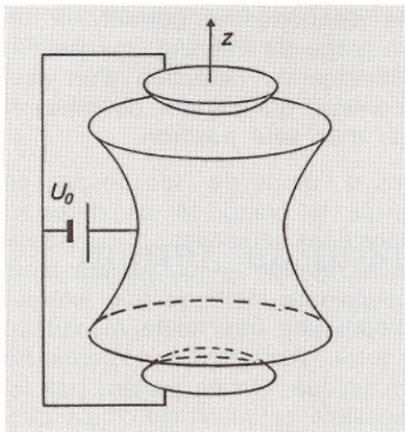


Fig. 1. — Forme des électrodes permettant la réalisation du potentiel quadrupolaire.

Avant de montrer comment se débarrasser de cette instabilité, nous allons voir comment un tel potentiel peut être réalisé expérimentalement.

Les surfaces équipotentielles étant des hyperboloïdes de révolution autour de l'axe Oz, il suffit de les matérialiser au moyen de trois électrodes : l'une en forme de rond de serviette, portée à un potentiel positif, l'électrode anneau, et deux en forme de coupelles, supérieure et inférieure, portées à un potentiel négatif (fig. 1). A l'intérieur des électrodes, le potentiel électrostatique a la forme d'un potentiel quadrupolaire. Puisque les coupelles sont à un potentiel négatif, si l'électron se déplace sur l'axe Oz, il va être plus repoussé par la charge négative de la coupelle dont il se rapproche, de sorte qu'il est globalement soumis à une force de rappel vers l'origine O de l'axe Oz. Le mouvement est donc stable dans cette direction-là. Par contre, comme l'électrode anneau est chargée positivement, s'il se déplace dans le plan xOy, l'électron va être attiré sur l'électrode par cette charge ; le mouvement est donc instable dans ce plan.

Pour éliminer cette instabilité, une première solution consiste, pour réaliser le piège, à ajouter au potentiel quadrupolaire un champ magnétique uniforme \vec{B}_0 parallèle à l'axe Oz. En effet, une particule chargée, dans un tel champ magnétique, effectuerait, si elle était soumise à l'action de ce seul champ, un mouvement circulaire (ou de *précession*) à la fréquence cyclotron, $\omega_c = -q/m B_0$, dû à la force de Lorentz $\vec{F} = q\vec{v} \times \vec{B}_0$, force centripète qui l'attire vers l'axe Oz. Dans le piège, si \vec{B}_0 est suffisamment grand, cette force centripète peut l'emporter sur la force électrique, centrifuge. On obtient ainsi une stabilisation du mouvement dans les trois directions. Ce piège, connu depuis longtemps, s'appelle le piège de Penning.

On peut alors calculer, d'une façon très simple, le mouvement de l'électron. L'équation de la dynamique pour l'électron est :

$$m\ddot{\vec{r}} = -q \vec{\nabla} \Phi + (q\vec{r} \times \vec{B}_0)$$

En projetant cette équation vectorielle sur les trois axes, on obtient trois équations donnant :

$$\begin{aligned} \ddot{x} &= (\omega_z^2/2)x - \omega_c \dot{y} \\ \ddot{y} &= (\omega_z^2/2)y + \omega_c \dot{x} \\ \ddot{z} &= -\omega_z^2 z \end{aligned}$$

(les termes en ω_z sont les termes électriques, les termes en ω_c les termes magnétiques).

On voit, dans la troisième équation, que la particule effectue un mouvement de vibration de fréquence ω_z le long de l'axe Oz. Par contre, sur les axes Ox et Oy, le terme électrique donnerait, s'il était seul, un accroissement exponentiel de x et y, mais le terme magnétique assure la stabilisation du mouvement. Il suffit pour résoudre ces deux premières équations couplées de les ajouter en multipliant la seconde par i ; on obtient l'équation différentielle

$$\ddot{\rho} = (\omega_z^2/2)\rho + i\omega_c\dot{\rho}$$

pour la variable complexe $\rho = x + iy$. Il suffit d'en chercher des solutions de la forme $\rho = \rho_0 e^{i\omega t}$. L'équation caractéristique du deuxième degré en ω s'écrit :

$$\omega^2 - \omega_c\omega + \omega_z^2/2 = 0$$

et a deux racines réelles puisque son discriminant, $\Delta = \omega_c^2 - 2\omega_z^2$, est positif (B_0 étant suffisamment grand, ω_c , la fréquence cyclotron, est très très grande devant la fréquence de vibration le long de l'axe Oz).

La première fréquence, racine de l'équation, qui vaut :

$$\omega'_c = \omega_c/2 + \omega_c/2 \sqrt{(1 - (2\omega_z^2)/\omega_c^2)}$$

est très proche de ω_c (car ω_z est très petit devant ω_c) et on peut dire qu'elle représente la *fréquence cyclotron* légèrement modifiée par la présence du champ électrique.

Par contre, la deuxième fréquence, dont l'expression s'écrit :

$$\omega_m = \omega_c/2 - \omega_c/2 \sqrt{(1 - (2\omega_z^2)/\omega_c^2)}$$

est, elle, très petite devant ω_c et devant ω_z . L'apparition de cette fréquence est liée au fait que l'électron se déplace dans un champ électrique et un champ magnétique croisés. C'est donc une fréquence liée à un mouvement de *dérive*, appelée *fréquence magnétron*.

Sur la figure 2, on peut voir le mouvement de l'électron décomposé en 3 mouvements : dans le plan xOy, la précession à la fréquence cyclotron, ω'_c ; un autre mouvement circulaire, beaucoup plus lent, à la fréquence magnétron ω_m ; enfin, le long de l'axe Oz, la vibration à la fréquence ω_z . Le mouvement de l'électron résulte de la superposition de ces trois mouvements : une orbite cyclotron dont le centre oscille le long de l'axe Oz et dérive dans le plan xOy.

Fixons quelques ordres de grandeur : si le champ magnétique est de 1 tesla, la tension entre les deux électrodes de 9,2 volts, la distance entre les deux électrodes de 6,7 mm, on trouve que les trois fréquences sont : $\omega'_c/2\pi = 51.10^9$ Hz = 51 gigahertz, $\omega_z/2\pi = 60.10^6$ Hz = 60 mégahertz et $\omega_m/2\pi = 35.10^3$ Hz = 35 kilohertz. Le mouvement cyclotron est donc très rapide, le mouvement de vibration beaucoup plus lent et le mouvement magnétron encore plus lent.

Sur la figure 3, on peut voir l'allure de la trajectoire classique : l'électron, ou la particule chargée, en train de tourner, de vibrer le long de l'axe Oz et d'avoir un mouvement de dérive à la fréquence magnétron.

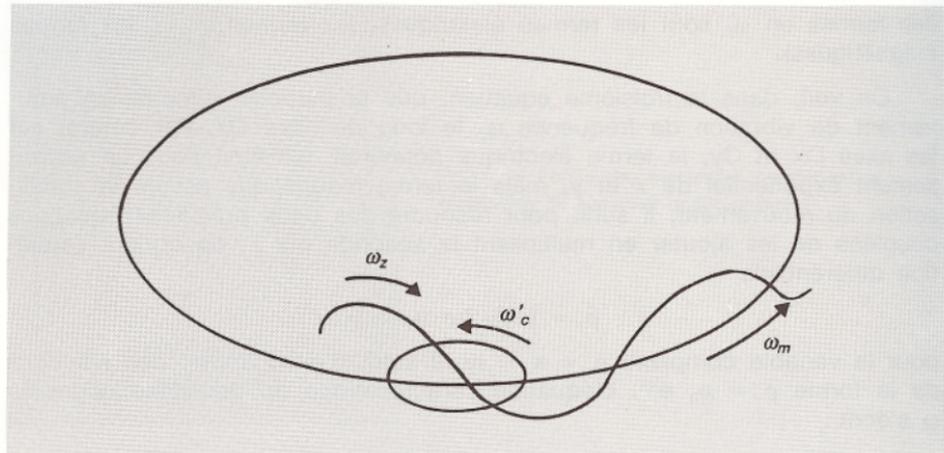


Fig. 2. — Allure du mouvement de l'électron dans le piège.

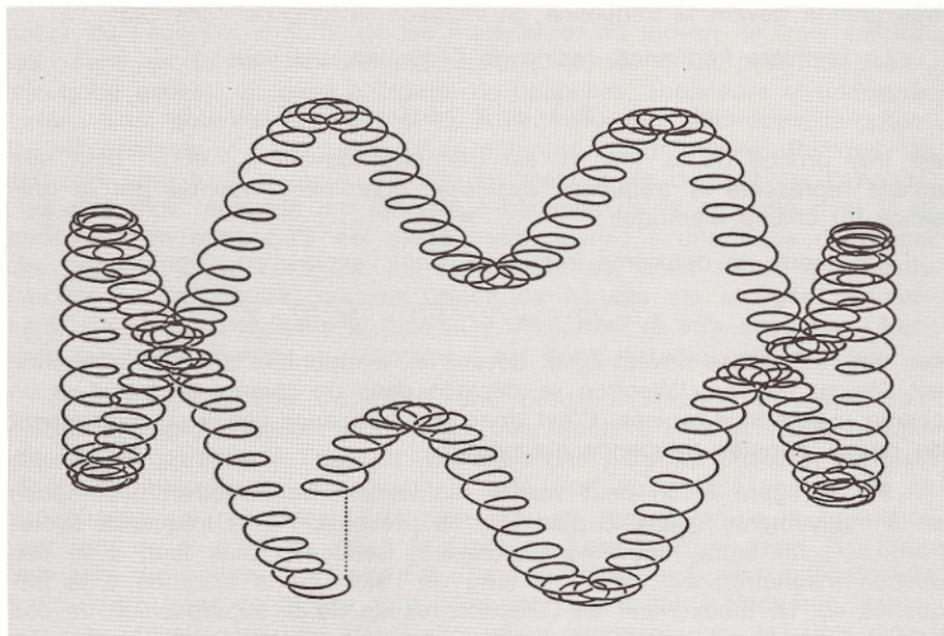


Fig. 3. — Allure de la trajectoire classique de l'électron. (Figure extraite de [2]).

Le mouvement classique est donc entièrement calculable, de même, d'ailleurs, que le mouvement quantique. L'hamiltonien quantique, qui décrit le mouvement du problème, peut être diagonalisé exactement et on peut aussi bien calculer entièrement les niveaux d'énergie de l'électron dans le piège.

Après avoir décrit le piégeage de l'électron, passons maintenant à sa détection : comment savoir que celui-ci est dans le piège ?

Détection de l'électron

Rappelons auparavant quelques notions d'électrostatique en supposant dans un premier temps que l'électron, qui est une charge négative, est au centre du piège, immobile (fig. 4a). Des lignes de champ en partent et, par influence, des charges positives apparaissent sur les deux coupelles et sur l'anneau ; sur les coupelles, elles sont égales par symétrie.

Supposons maintenant que l'électron se rapproche de la coupelle supérieure (fig. 4b). Plus de lignes de champ en partent vers la coupelle supérieure que vers la coupelle inférieure et la coupelle du haut porte alors une charge plus grande que la coupelle du bas.

Imaginons maintenant que l'électron, au lieu d'être immobile au centre, ou immobile en un point décalé vers le haut, effectue un mouvement de vibration suffisamment lent le long de l'axe Oz (par lent, on entend que la période, $2\pi/\omega_z$, du mouvement de vibration est très grande devant le

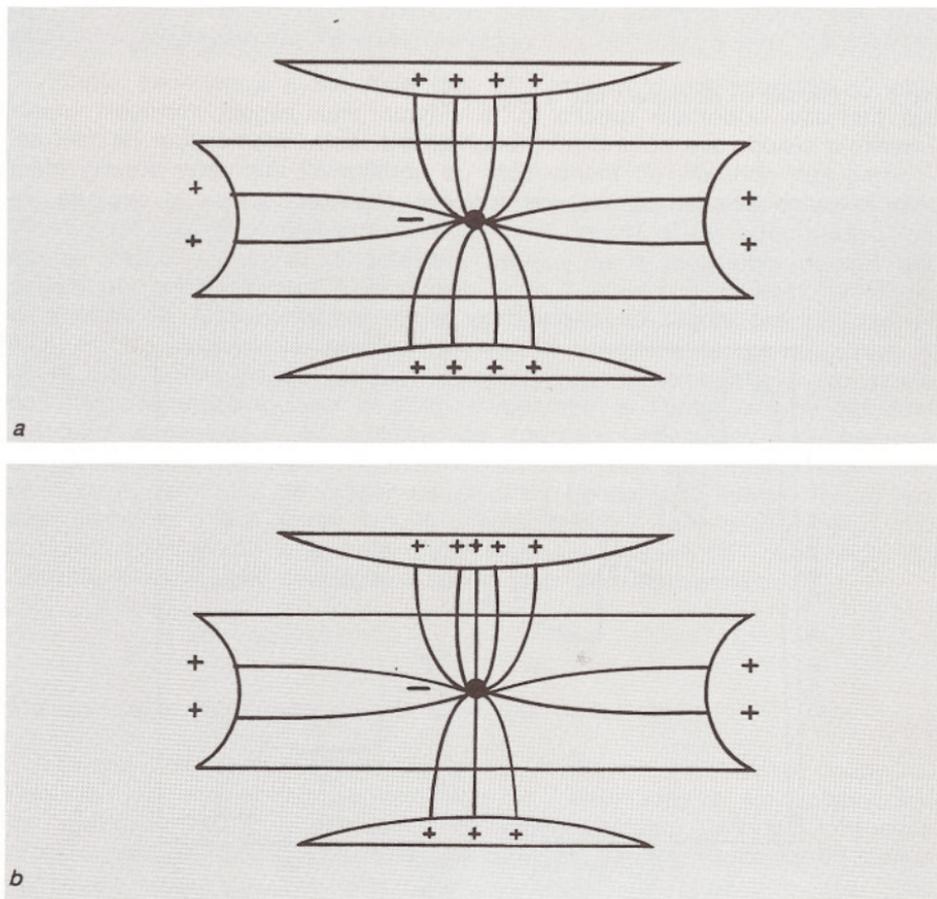


Fig. 4. — Charge induite sur les coupelles en fonction de la position de l'électron le long de l'axe Oz. a) Electron au centre du piège ($x = y = z = 0$). b) Electron décalé vers la coupelle supérieure ($x = y = 0$; $z > 0$).

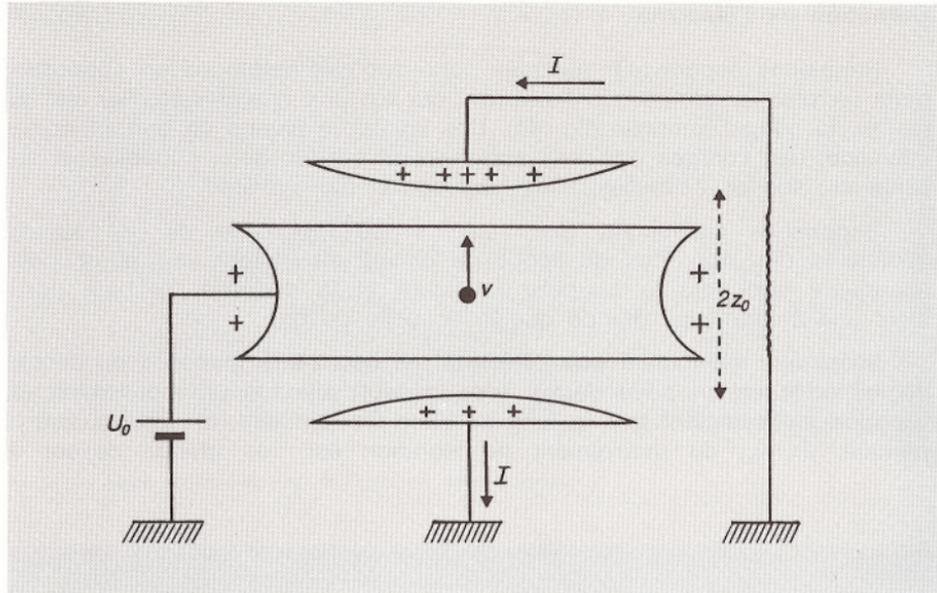


Fig. 5. — Electron en mouvement lent le long de Oz.

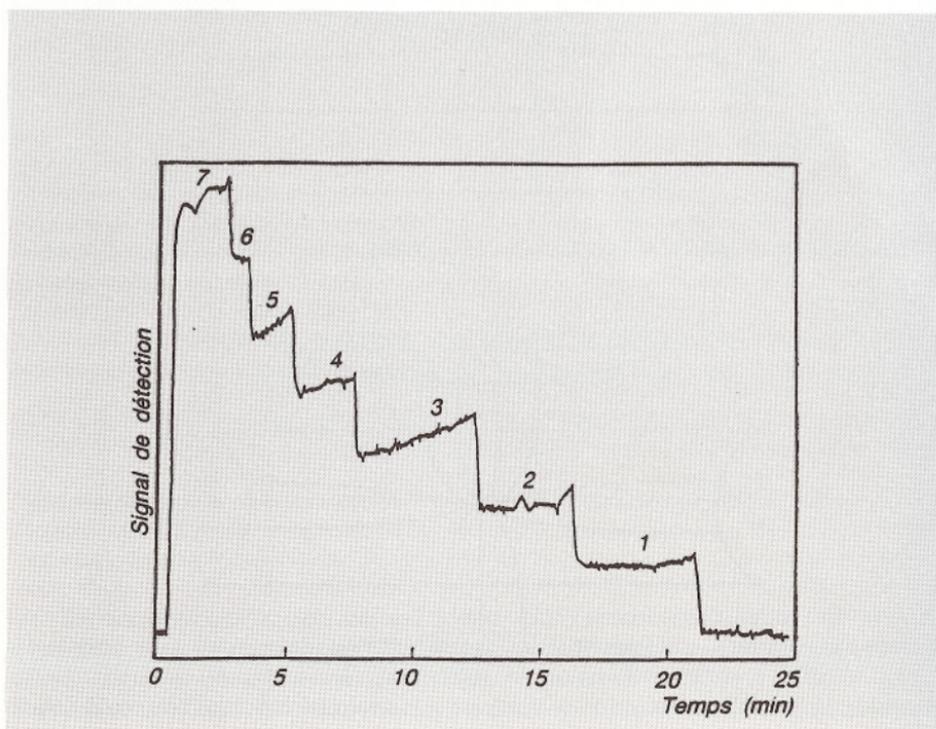


Fig. 6. — Détection d'un électron unique. (Figure extraite de [2]).

temps, $2z_0/c$, que met la lumière pour aller d'une électrode à l'autre) (fig. 5). Le mouvement est quasi statique et le système suit adiabatiquement tout ce qui se passe. Chaque coupelle se charge et se décharge en opposition de phase avec le mouvement de l'électron : quand l'électron est vers le haut, la coupelle supérieure est plus chargée que la coupelle inférieure et réciproquement. Cette variation de charge des électrodes est produite par des électrons qui circulent dans le circuit extérieur au même rythme que l'électron piégé qui vibre.

Il suffit alors de mesurer la tension aux bornes d'une résistance placée dans le circuit extérieur pour détecter le passage de ce courant alternatif induit par le mouvement de l'électron piégé (évidemment, de bons amplificateurs sont indispensables pour avoir un rapport signal/bruit aussi bon que possible).

Par ailleurs, on peut appliquer une tension alternative entre les deux coupelles à l'aide d'un générateur. L'électron est alors mis en mouvement forcé et va entrer en résonance si la fréquence du signal appliqué coïncide avec sa fréquence de vibration propre, auquel cas le mouvement de l'électron sera de plus en plus important. C'est un exemple tout à fait idéal d'électron élastiquement lié dans un piège.

Cette expérience a été faite (fig. 6). On part d'une situation où plusieurs électrons piégés sont soumis à un champ électrique alternatif qui les met en mouvement forcé. L'amplitude de vibration est choisie suffisamment grande pour que l'amplitude du mouvement de vibration des particules atteigne la valeur maximale possible au-delà de laquelle celles-ci vont toucher les parois et disparaître l'une après l'autre. C'est effectivement ce qui se passe. Le signal détecté aux bornes de la résistance décroît par paliers qui correspondent à la présence de 7 électrons, 6 électrons, 5, 4, 3, 2, puis 1. L'avant-dernier palier correspond au signal produit par un seul électron, conservé pendant environ 5 minutes, temps relativement court, car l'amplitude de vibration est telle que l'électron a une probabilité non négligeable de toucher la paroi. Cependant, si l'amplitude de vibration est alors diminuée, il est possible de conserver l'électron piégé pendant un temps beaucoup plus long. Les expériences ont été suffisamment raffinées pour permettre de piéger un électron pendant 10 mois ! Toutes les expériences ont été faites sur le même électron, qui a été perdu par accident, sans doute à la suite d'une fausse manœuvre (les chercheurs du laboratoire espéraient beaucoup pouvoir fêter son anniversaire !).

Mesure de la fréquence de vibration d'un électron

Quand une tension alternative est appliquée entre les deux coupelles, l'électron est mis en mouvement forcé et l'amplitude de son mouvement est maximale quand la fréquence appliquée coïncide avec sa fréquence propre dans le piège. Expérimentalement, si on fait varier la fréquence appliquée entre les deux électrodes, le signal fait apparaître une belle résonance (fig. 7) : c'est la résonance de vibration d'un seul électron, mesurée avec une détection, appelée en électronique une détection synchrone, qui permet de séparer la composante du mouvement de l'électron en phase avec l'excitation et la composante en quadrature. C'est l'expé-

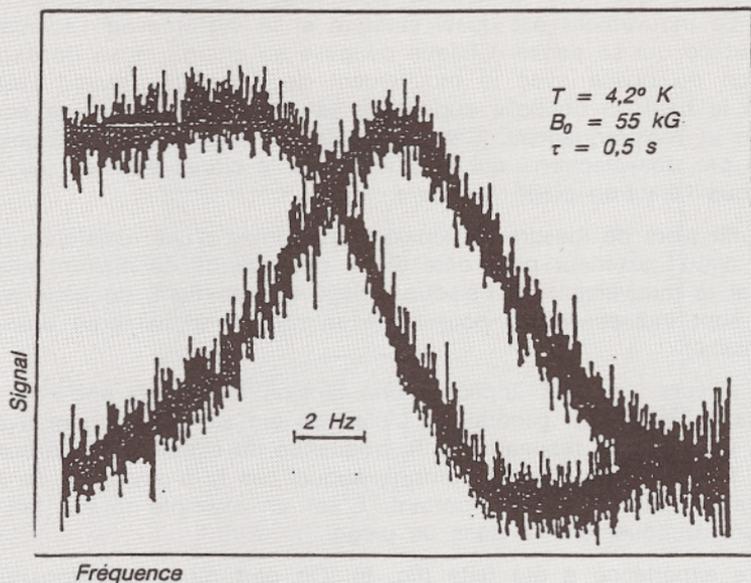


Fig. 7. — Exemple de résonance relative à un électron unique mis en mouvement forcé par une tension alternative appliquée entre les coupelles. (Figure extraite de [1]).

rience la plus simple de résonance que l'on puisse imaginer : la résonance d'un circuit résonant attaqué par une fréquence sinusoïdale avec une réponse comportant une composante en quadrature et une composante en phase.

La composante en phase a une forme de dispersion. Au voisinage du centre de cette courbe, n'importe quelle variation de la fréquence de vibration peut être détectée puisque l'on « sort » de la résonance et que l'on a un signal qui est proportionnel à l'écart de la fréquence appliquée par rapport à la fréquence propre. Comme la largeur du pic de résonance est de l'ordre de quelques hertz, on peut mesurer la fréquence propre de vibration de l'électron avec une précision d'une fraction de hertz. Toute modification physique de la fréquence de vibration de l'électron pourra donc être détectée par une modification du signal de résonance.

On vient de voir comment il est possible de détecter un seul électron et d'effectuer une mesure de résonance sur le mouvement axial. Mais il y a d'autres mouvements : le mouvement cyclotron, le mouvement magnétron et le mouvement du spin de l'électron dont nous n'avons pas encore parlé.

Mesures des résonances de spin, cyclotron et magnétron. L'effet Stern et Gerlach continu

L'électron n'est pas une simple charge, c'est une charge dotée d'un moment cinétique intrinsèque, le spin, qui est une grandeur typiquement

quantique. Sa composante sur Oz, S_z , ne peut prendre que les valeurs $+\hbar/2$ ou $-\hbar/2$ où $\hbar = h/2\pi$, h étant la constante de Planck (le spin de l'électron ne peut être que « vers le haut » ou « vers le bas »). A ce moment cinétique intrinsèque est associé un moment magnétique de spin donné par la formule :

$$\vec{M}_s = -g (q/2m) \vec{S},$$

où q est la charge de l'électron, m sa masse, \vec{S} son spin (ayant deux valeurs possibles) et g , un facteur sans dimension appelé « facteur g ».

Remarquons ici que la valeur de g , prévue par la théorie quantique relativiste, est égale à 2, mais en diffère très légèrement par des corrections subtiles d'électrodynamique quantique. Il est très important de comparer la valeur théorique de g avec sa mesure précise, possible ici, car c'est un test de théorie fondamentale sur lequel nous reviendrons.

Si on met un tel électron dans le champ magnétique qui règne à l'intérieur du piège de Penning, les deux orientations possibles du spin ont deux énergies magnétiques différentes. Le spin de l'électron dans un champ magnétique a donc deux niveaux d'énergie, séparés par un intervalle d'énergie qui est $\hbar\omega_L$, où $\omega_L = -g (q/2m) B_0$ est la fréquence de Larmor.

Il semble difficile a priori, avec les méthodes décrites précédemment, de mesurer cette fréquence, car ni le moment magnétique, ni le basculement du spin ne modifient l'état électrique des électrodes. En fait il existe une possibilité très astucieuse, c'est l'effet Stern et Gerlach continu.

Cet effet utilise une bouteille magnétique. L'électrode anneau est entourée avec un fil de nickel — magnétique — dont l'effet est de déformer le champ homogène B_0 en lui ajoutant un champ inhomogène δB_0 dont la composante sur Oz, δB_{oz} , varie en ηz^2 , où η est un coefficient. Le long de cet axe, le champ magnétique est plus faible en $z = 0$ qu'ailleurs (fig. 8). Cette composante supplémentaire donne naissance à une énergie potentielle supplémentaire, $g (q/2m) S_z \delta B_{oz}$, qui varie donc comme $S_z z^2$. Comme la composante du spin sur Oz ne peut prendre que deux valeurs, on ajoute à l'énergie potentielle électrostatique le long de l'axe Oz, $m \omega_z^2 z^2/2$, une énergie qui a la même dépendance en z^2 et dont le signe dépend de celui de S_z . Leur somme donnera donc une parabole qui n'aura pas la même courbure suivant que le spin est « vers le haut » ou « vers le bas ». La fréquence propre de vibration de l'électron ω_z ne sera donc pas non plus tout à fait la même suivant la valeur du spin. Comme on sait mesurer avec une très grande précision la fréquence de vibration axiale, on sait déterminer si le spin est « vers le haut » ou « vers le bas ».

On peut alors appliquer un champ de radio-fréquence qui bascule le spin par résonance magnétique et détecter de cette manière la résonance magnétique de spin. Cette mesure n'est possible que grâce au couplage qui a été introduit entre le spin et un champ magnétique inhomogène, ce qui rappelle tout à fait la situation de l'effet Stern et Gerlach, à la différence qu'il s'agit ici d'une expérience non destructive et dans laquelle on mesure en permanence la fréquence de vibration de l'électron. Quand le spin de l'électron bascule, l'électron continue à vibrer avec une fréquence différente, mais on ne le perd pas, alors que dans l'expérience de Stern et Gerlach sur un faisceau atomique d'atomes neutres, paramagnétiques,

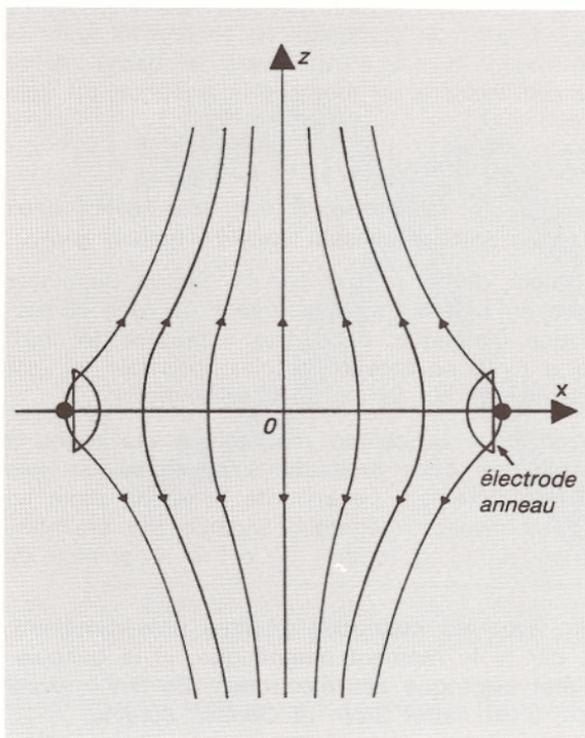


Fig. 8. — Allure des lignes de force du champ magnétique déformées par la présence d'un fil de nickel autour de l'électrode anneau (bouteille magnétique).

une fois que l'atome a touché l'écran, il est perdu. Il s'agit donc ici d'un effet Stern et Gerlach continu et non destructif.

L'idée pour détecter la résonance cyclotron et la résonance magnétron est la même. A l'électron qui tourne à la fréquence cyclotron dans le plan xOy est associé dans ce cas un moment magnétique orbital. Ce moment orbital va être d'autant plus grand que le rayon de l'orbite (ou son nombre quantique, si l'on est en mécanique quantique) va être plus grand. Le couplage entre un champ magnétique inhomogène en z^2 et ce moment magnétique orbital va donner là aussi un terme en z^2 proportionnel au rayon des orbites cyclotron et magnétron. Toute variation de ce rayon entraînera donc une modification de la fréquence de vibration de l'électron. En particulier, si on applique à l'électron un champ tournant dans le plan xOy qui pilote son mouvement cyclotron et qui est résonant pour le mouvement cyclotron, son moment magnétique va grandir, donc son énergie potentielle le long de l'axe Oz va changer et sa fréquence de vibration également. On peut donc ainsi mesurer de manière très précise les fréquences cyclotron et magnétron.

Finalement, avec la bouteille magnétique, il est possible de détecter, sur la fréquence de vibration le long de l'axe Oz , toutes les résonances cyclotron, magnétron et de spin.

Ces expériences qui portent, rappelons-le, sur un seul électron, ont les résultats suivants, obtenus par Dehmelt et ses collègues : ils ont mesuré la fréquence cyclotron et la fréquence magnétron, et en ont déduit la fréquence cyclotron non perturbée. Ils ont aussi mesuré la fréquence de

Larmor. Du rapport de la fréquence de Larmor et de la fréquence cyclotron :

$$\omega_L/\omega_c = (-g q/2m B_0) / (-q/m B_0) = g/2$$

on déduit alors :

$$g/2 = 1,001\ 159\ 652\ 193\ (4).$$

La précision est de $4 \cdot 10^{-12}$: il y a eu d'un coup un accroissement de deux ordres de grandeur sur toutes les mesures antérieures sur le moment magnétique de l'électron \vec{M}_s . L'électron est dans le vide, isolé de toute autre particule perturbatrice, et il peut être observé très longtemps, ce qui permet d'effectuer des mesures de très grande précision. C'est la mesure la plus précise en physique d'une grandeur relative à une particule élémentaire.

La différence ainsi mesurée entre g et 2 , constitue un test extrêmement précis de l'électrodynamique quantique et actuellement, l'expérience est en avance de 2 ou 3 ordres de grandeur sur les calculs théoriques.

Signalons enfin que des positrons (antiparticules des électrons) ont pu aussi être piégés et conservés pendant plusieurs mois : la même méthode de mesure du facteur g a pu être appliquée à un positron unique, ce qui a permis d'obtenir :

$$g(e^+)/g(e^-) = 1 + (22 \pm 64) \cdot 10^{-12},$$

L'égalité entre les deux facteurs g constitue un test extrêmement sévère de la symétrie matière-antimatière.

Il s'agit d'expériences assez peu connues et pourtant tout à fait étonnantes, car il est difficile d'imaginer que l'on puisse travailler sur un seul électron.

L'ION UNIQUE

Le piégeage de l'ion

La moitié des équipes de recherche qui travaillent sur des ions utilisent des pièges de Penning, comme pour l'électron. Une autre possibilité est le *piège de Paul*, piège quadrupolaire sans champ magnétique ($\vec{B}_0 = \vec{0}$) où la différence de potentiel entre l'électrode anneau et les coupelles est modulée dans le temps à la fréquence Ω , très grande devant ω_z . Le potentiel est alors de la forme :

$$\Phi(x, y, z) = U_0 (x^2 + y^2 - 2z^2) \cos\Omega t.$$

L'électron, ou l'ion, effectue un mouvement de vibration à la fréquence Ω , dans un champ électrique inhomogène. Lorsqu'on calcule la trajectoire pour toute une série de valeurs de la fréquence Ω , et de la différence de potentiel U_0 , on constate que la force électrique moyennée sur une période est globalement attirante vers l'origine du piège. On obtient ainsi pour le mouvement lent de la particule un potentiel effectif parabolique, attractif dans les trois directions, qui piège la particule. Ce piège fonctionne aussi bien que le piège de Penning et est très utilisé.

Détection de l'ion

Comme pour l'électron, on peut mesurer les courants induits dans le circuit extérieur par le mouvement de la particule chargée piégée. Par contre, l'ion offre par rapport à l'électron une possibilité nouvelle très intéressante. Un ion, comme un atome, a des niveaux d'énergie, séparés par des fréquences optiques et peut donc être excité optiquement par un faisceau laser qu'il est possible d'envoyer dans le piège (le piège étant toujours assez « ouvert » pour cela). L'ion absorbe de la lumière puis, par émission spontanée, en réémet dans toutes les directions. On observera alors cette lumière réémise, appelée fluorescence laser. En fait, lorsqu'un atome ou un ion est excité, il reste excité pendant un temps moyen, appelé durée de vie de l'état excité, qui est typiquement de l'ordre de 5 nanosecondes. Avec les sources laser, il est possible de saturer la transition atomique, c'est-à-dire qu'après chaque retour à l'état fondamental par émission spontanée, l'ion est immédiatement réexcité par absorption d'un nouveau photon et ainsi de suite. Il effectue ainsi plusieurs cycles par seconde entre l'état fondamental et l'état excité et « passe » environ la moitié de son temps « en haut » et la moitié « en bas ». Si la durée de vie de l'état excité est de $5 \cdot 10^{-9}$ secondes, un seul ion dans le piège, excité par un laser suffisamment intense va émettre 10^8 photons par seconde. Même avec des détecteurs n'en détectant que 1 sur 10 000 ou 1 sur 100 000, 10 000 ou 1 000 photons par seconde sont détectés. C'est suffisant pour le voir à l'œil nu !

Cela ne veut pas dire que l'on voit l'ion lui-même — puisque l'on ne peut voir d'objet plus petit que la longueur d'onde de la lumière émise (quelques milliers d'angströms) — mais une petite région lumineuse dont la dimension est de l'ordre de cette longueur d'onde.

Cet ion est animé d'un mouvement de vibration lié à sa température et il faut le refroidir pour le maintenir au fond du piège et éviter qu'il ne vienne heurter les parois. Il existe pour cela une méthode extrêmement importante, qui est de plus en plus utilisée en physique atomique, c'est le refroidissement laser.

Le refroidissement laser

Prenons l'exemple d'un ion piégé qui possède deux niveaux d'énergie et dont le centre de masse se déplace dans un potentiel parabolique (fig. 9). Dans chacun de ses deux états électroniques, fondamental f ou excité e , cet ion a plusieurs niveaux de vibration quantifiés, $v = 0, v = 1, v = 2$, séparés par \hbar fois la fréquence de vibration ω_v . Il s'ensuit que la raie optique de l'ion, au lieu d'être simple, a une structure vibrationnelle : l'ion peut effectuer une transition de n'importe quel niveau de vibration « supérieur » vers n'importe quel niveau de vibration « inférieur ». Cette structure vibrationnelle est liée au mouvement de vibration, de même que dans une molécule, les raies électroniques ont une structure vibrationnelle liée à la vibration des deux noyaux de la molécule et une structure rotationnelle liée à la rotation de la molécule. Ici, c'est une molécule un peu spéciale puisqu'on considère que l'ion d'une part et le piège d'autre part forment une « molécule ».

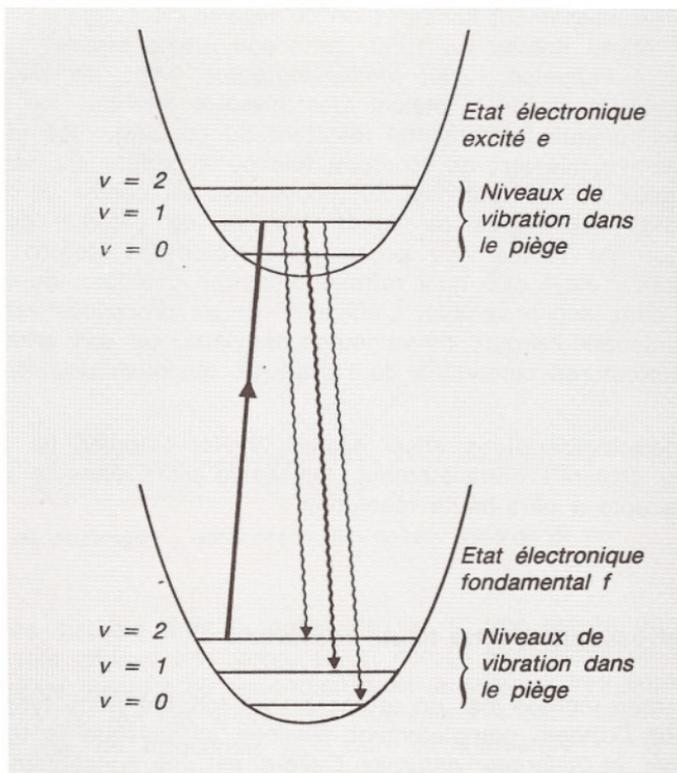


Fig. 9. — Le refroidissement laser : représentation des niveaux d'énergie d'un ion dans le piège.

Imaginons qu'au lieu d'exciter la transition $v = 2$ à $v = 2$, qui a pour fréquence la fréquence ω_0 séparant l'énergie électronique de l'état excité de l'énergie de l'état fondamental, on l'excite de $v = 2$ à $v = 1$ (ou de manière générale de v à $v-1$) avec un faisceau laser légèrement décalé vers le rouge dont la fréquence vaudrait $\omega_0 - \omega_v$. Il suffit pour cela de régler la fréquence du laser sur une bande latérale inférieure. Une fois que l'atome est excité, il « retombe » de $v = 1$ à $v = 2$, ou à $v = 1$ ou à $v = 0$, mais la raie la plus intense est la raie pour laquelle $\Delta v = 0$. Il retombe donc préférentiellement de $v = 1$ à $v = 1$. Dans le bilan absorption-émission, l'énergie du photon réémis est en moyenne supérieure à l'énergie du photon absorbé. L'excitation de l'ion par le laser accordé vers le rouge permet donc d'avoir une lumière émise plus énergétique que la lumière absorbée. Comme l'énergie totale est conservée, l'énergie de l'ion a diminué. Dans l'état électronique fondamental, on fait « descendre » l'ion progressivement de niveaux d'énergie de vibration excités vers des niveaux de vibration de plus en plus bas : diminuer ainsi son énergie de vibration, c'est le refroidir.

Ce processus, absorption d'un photon et réémission d'un photon de fréquence plus élevée est ce qu'on appelle un processus « Raman antiStokes ».

Un refroidissement lumineux de ce type a été suggéré pour la première fois par Alfred Kastler en 1950, dans son article original sur le pompage optique ; il l'appelait *l'effet lumino-frigorique*. Mais les niveaux d'énergie que Kastler envisageait étaient des niveaux internes, la structure dans l'état électronique fondamental résultant du couplage des moments cinétiques internes, niveaux de structure fine ou hyperfine. Ici, les niveaux sont des niveaux de vibration liés au mouvement du centre de masse. Au lieu de refroidir les degrés de liberté internes de l'atome, comme dans la suggestion de Kastler, ce processus refroidit les degrés de liberté de translation, c'est-à-dire qu'il refroidit l'énergie cinétique du mouvement de l'atome dans son ensemble. L'efficacité de ce processus est telle que l'on sait maintenant refroidir couramment des ions, ou des atomes neutres, à des températures cinétiques de l'ordre de quelques dizaines de microkelvins.

A des températures aussi basses, *l'effet Doppler*, lié au mouvement de l'ion, disparaît complètement. On arrive alors dans le domaine de la spectroscopie à ultra-haute résolution.

La spectroscopie à ultra-haute résolution

Les raies émises par un atome ou un ion ont deux types de largeur : *la largeur Doppler*, complètement éliminée ici puisque la température est très basse, et *la largeur naturelle*. Celle-ci est une conséquence du principe d'incertitude temps-énergie de la mécanique quantique, suivant lequel le système a une énergie d'autant moins bien définie que sa durée de vie est plus courte. Comme cette largeur Γ (en fréquence) vaut $1/\tau_R$ où τ_R est la durée de vie radiative de l'état excité, plus l'état excité a une durée de vie courte, plus la largeur naturelle est grande et plus l'incertitude $\Delta\nu$ sur la mesure de la fréquence atomique est grande.

Pour réaliser un standard de fréquence, on aurait donc intérêt à prendre des durées de vie τ_R de niveaux excités très longues de manière à avoir des raies très étroites (Γ très petit). Il faudrait, à la limite, choisir des niveaux métastables, dont les durées de vie sont, non pas de l'ordre de la nanoseconde mais de 10 ou 30 secondes, auquel cas $\Delta\nu/\nu$ peut atteindre des valeurs de 10^{-16} .

Cependant, il subsiste une difficulté sérieuse : si la durée de vie τ_R est très longue, la mesure de la fréquence est très précise mais le nombre de photons émis par seconde ($1/\tau_R$) est très faible ; donc, ou bien les raies sont extrêmement étroites et la précision de la mesure très élevée, mais les rares photons émis par seconde sont très difficiles à observer, ou bien les raies émettant beaucoup de photons par seconde sont intenses et visibles, mais elles sont larges et l'incertitude est très grande. Ce sont là deux exigences contradictoires qu'il convient cependant de concilier.

La méthode de l'étagère, imaginée par Dehmelt, permet de résoudre le dilemme : concilier des raies intenses permettant une détection facile avec des raies étroites permettant une précision élevée.

Cette méthode consiste à utiliser un ion ayant un état fondamental, un

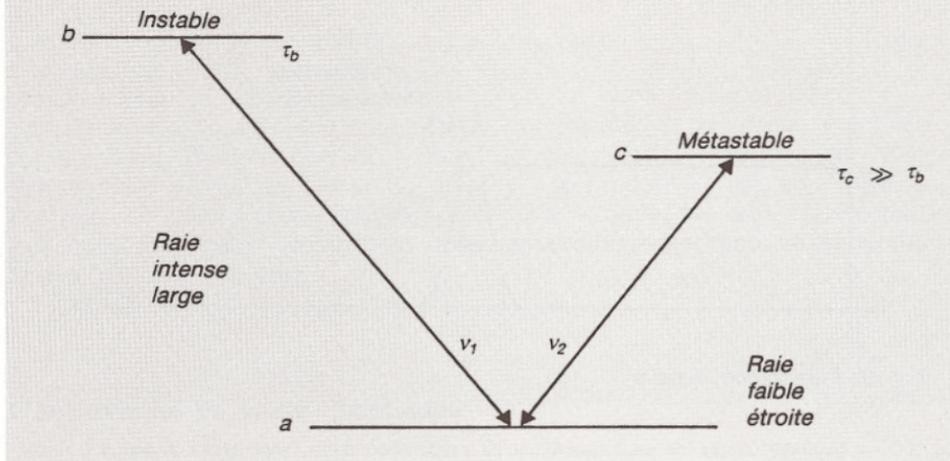


Fig. 10. — Méthode de l'étagère : représentation des niveaux d'énergie de l'ion.

état excité très instable dont la durée de vie τ_b très courte donne naissance à une raie intense très large, et un niveau métastable de durée de vie τ_c très longue (jusqu'à 30 secondes) dont la raie est très faible et très étroite (fig. 10). Cet ion est soumis simultanément à deux faisceaux laser, l'un excite la raie de fréquence ν_1 , l'autre la fréquence ν_2 . Si l'ion est unique, il va absorber et émettre essentiellement des photons sur la raie intense (à ν_1) mais de temps en temps il peut absorber un photon sur la raie étroite (à ν_2) et rester dans le niveau métastable pendant quelques dizaines de secondes : il est mis alors sur une « étagère ». Pendant ce temps, n'étant plus soumis au laser ν_1 , la fluorescence intense s'arrête pendant un temps de l'ordre de τ_c . Cette méthode est très astucieuse puisque pour un seul photon ν_2 absorbé, au lieu de détecter cette transition par la puissance absorbée sur ν_2 , on la détecte par l'arrêt de la fluorescence sur ν_1 . Un seul photon ν_2 absorbé est détecté par l'absence d'un nombre τ_c/τ_b de photons ν_1 qui peut atteindre des valeurs de l'ordre de 10^{10} . On combine alors l'intérêt d'avoir une raie très étroite et une détection très sensible, puisque la transition sur la raie étroite est détectée par l'absence de fluorescence sur la raie large.

Notons ici que, dans la proposition initiale de Dehmelt, *les excitations à ν_1 et à ν_2 sont alternées dans le temps*. Par exemple, le laser agit sur ν_2 pendant une seconde, soit l'atome effectue une transition soit non, puis le laser agit sur ν_1 pendant une seconde : si l'ion a effectué une transition sur la raie ν_2 dans la phase précédente, il n'y a pas de fluorescence sur la raie ν_1 , s'il ne l'a pas effectuée, la fluorescence a lieu. Jamais l'atome n'est soumis aux deux faisceaux laser simultanément. La raison est que la lumière produisant des déplacements des niveaux d'énergie, la présence du faisceau laser intense à ν_1 perturberait la raie intense très précise que l'on veut mesurer à ν_2 .

Il y a quelques années, deux physiciens américains, Cook et Kimble, se sont demandés ce qui se passerait si l'atome était soumis simultanément aux deux faisceaux laser : est-ce que la fluorescence à ν_1 aurait une

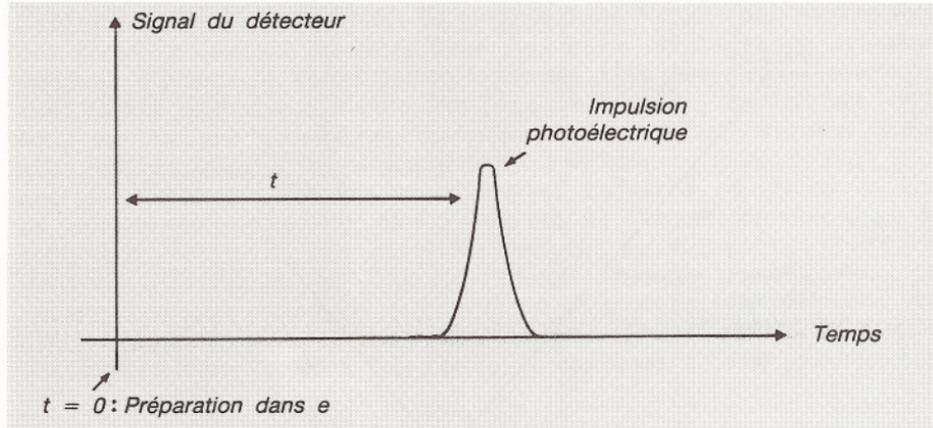


Fig. 11. — Exemple simple de saut quantique (la préparation dans l'état excité a lieu à $t = 0$).

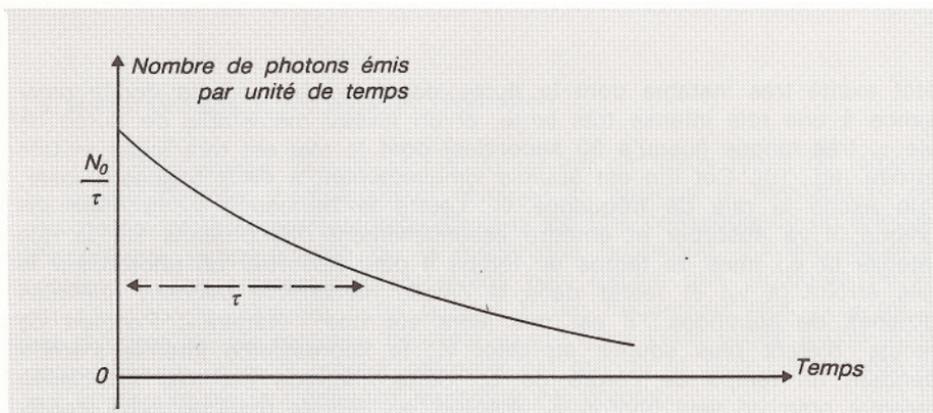


Fig. 12. — Comportement moyen d'un grand nombre d'atomes tous excités à $t = 0$.

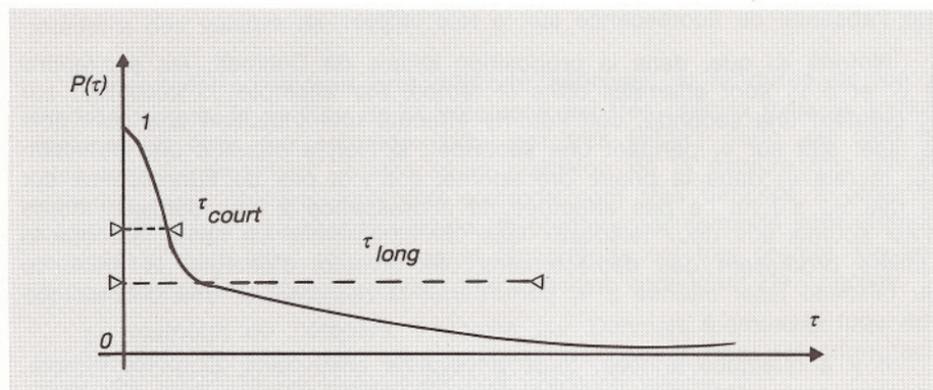


Fig. 13. — La fonction délai $P(\tau)$ (J. Dalibard, C. Cohen-Tannoudji, Europhys. Lett., 1, 441, 1986).

allure de créneaux — la fluorescence passant, par sauts, d'une valeur maximum correspondant à des transitions entre l'état fondamental et l'état instable (absorption de photons ν_1) à une valeur nulle correspondant à un passage par l'état métastable (absorption d'un photon ν_2), puis à une valeur maximum, etc. ? Observerait-on un tel comportement discontinu — des sauts quantiques entre le niveau fondamental et le niveau étagère — ou un comportement continu — une réduction de la fluorescence intense liée au fait que, sous l'effet du laser ν_2 , la probabilité est non nulle que l'atome soit dans l'état « étagère » ? A cette époque, les avis étaient partagés entre ces deux possibilités, mais aujourd'hui, une réponse expérimentale a pu être apportée.

L'observation de sauts quantiques

Plaçons-nous dans une situation tout à fait idéale et considérons un atome à deux niveaux d'énergie : un niveau inférieur et un niveau supérieur. Si la préparation de l'atome dans l'état excité est faite à l'instant $t = 0$ et qu'une impulsion photoélectrique correspondant au photon émis se produit un instant t après (fig. 11), est-il possible de prévoir avec certitude ce temps t ? En d'autres termes, si l'état initial est parfaitement connu, est-il possible de connaître l'instant d'émission ?

La mécanique quantique permet de calculer exactement l'évolution de la fonction d'onde (ou de la matrice-densité suivant le degré de sophistication), qui décrit l'état physique du système (atome + rayonnement) et qui a une évolution parfaitement continue régie par l'équation de Schrödinger. Mais la fonction d'onde n'est qu'un objet mathématique qui permet de calculer les prédictions des mesures qui vont être faites sur le système. L'interprétation « orthodoxe » de la mécanique quantique est que l'instant auquel le photon va être émis ne peut pas être prédit avec certitude. La solution de l'équation de Schrödinger permet simplement de calculer la probabilité pour que l'émission ait lieu entre t et $t + dt$. Les prédictions physiques données par la mécanique quantique sont nécessairement probabilistes. Bien que l'évolution de la fonction d'onde soit continue, les résultats de mesure sont discontinus et les prédictions faites sur ces résultats sont discontinues. On peut montrer ainsi que la probabilité $P(t)dt$, pour que l'émission se produise entre t et $t + dt$ est égale à :

$$P(t) = 1/\tau \exp(-t/\tau),$$

τ étant la durée de vie de l'état excité. C'est la loi bien connue de décroissance exponentielle d'un niveau excité ou de noyaux radioactifs.

Jusqu'à présent, en physique atomique, les expériences montrant un tel comportement étaient rarement faites sur un seul atome, mais sur un très très grand nombre d'atomes. A l'instant initial, si 10^{10} ou 10^{20} atomes sont excités par une impulsion laser, on observe à l'oscilloscope la décroissance de la fluorescence qui a bien la forme d'une exponentielle (fig. 12). Mais les photons émis le sont par des atomes différents et si la résolution temporelle était suffisante, on verrait une suite d'impulsions très rapprochées. En fait, celles-ci sont si rapprochées qu'elles se recouvrent

et que le phénomène apparaît continu : c'est un comportement moyen. Il y a une grande différence entre le comportement individuel de l'atome qui fait un saut quantique de l'état excité vers l'état fondamental, discontinu et imprédictible (on ne peut pas savoir avec certitude à quel moment un tel saut va se produire mais seulement la probabilité qu'il se produise à tel moment) et le comportement moyen d'un grand nombre d'atomes, continu et prédictible.

Les chercheurs étaient tellement habitués à travailler avec des fonctions d'onde variant de manière parfaitement continue qu'ils ne pensaient pas pouvoir observer un comportement discontinu sur la lumière émise par l'atome. Un intérêt donc de ces expériences est qu'elles permettent de tester la mécanique quantique sur un seul système atomique et d'observer éventuellement si ce caractère discontinu existe ou non, ce que nous allons voir plus loin, en commençant par regarder à quoi pourrait ressembler le signal photoélectrique produit par la fluorescence dans l'expérience de l'étagère.

Chacun des photons, émis en régime permanent, donne lieu à une impulsion. On va donc voir un train aléatoire d'impulsions. Quand la fluorescence s'arrête parce que l'atome est passé dans le niveau étagère et qu'il y reste un certain temps, il y a des périodes noires correspondant à l'absence de toute impulsion. Donc, si des sauts quantiques se produisent effectivement, des périodes brillantes, avec des successions d'impulsions, et des périodes noires, sans aucune impulsion, vont se succéder.

Pour caractériser une telle situation, Jean Dalibard et Claude Cohen-Tannoudji ont introduit la fonction délai $P(\tau)$, calculée par la mécanique quantique : c'est la probabilité, si un photon a été détecté à l'instant t , de n'en détecter aucun autre entre t et $t + \tau$. Il a été montré que cette fonction (fig. 13), pour laquelle $P(\infty) = 0$ et $P(0) = 1$ (on est sûr qu'immédiatement après $t = 0$, il n'y aura pas de photons émis), est la somme de deux exponentielles, l'une avec une constante de temps très courte (voisine de la durée de vie de l'état instable), l'autre avec une constante de temps très longue (voisine de la durée de vie de l'état métastable). Il apparaît ainsi qu'il y a une probabilité non nulle pour que pendant un temps très long rien ne soit observé, c'est-à-dire qu'on s'attend à voir des périodes noires très longues. La connaissance de cette fonction permet de calculer toute l'information statistique contenue dans la succession d'impulsions.

Plusieurs groupes de chercheurs dans le monde ont réalisé des expériences sur ce type d'effets et ont observé des sauts quantiques : le comportement d'un atome unique est complètement discontinu. Le résultat expérimental a été observé d'abord sur un ion baryum Ba^+ par l'équipe de Dehmelt (fig. 14). Le nombre de coups détectés par le photodétecteur (de l'ordre de 1 000 par seconde) chute brutalement à partir du moment où le laser ν_2 , qui envoie l'atome sur l'étagère, est allumé : les arrêts brutaux de fluorescence apparaissent alors très nettement et comme la durée de vie de l'état métastable est de 40 secondes, le temps pendant lequel la fluorescence s'arrête peut atteindre la minute. De plus, avec un objectif de microscope, on peut observer à l'œil nu le point lumineux qui disparaît et apparaît à des moments complètement imprédictibles. Ce comportement de sauts quantiques est observé en temps réel sur le même système pendant des heures.

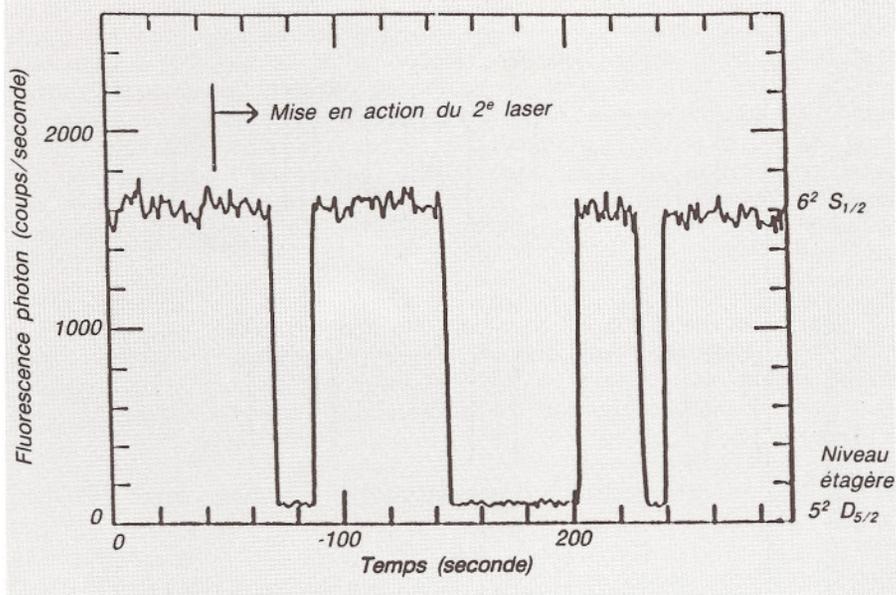


Fig. 14. — Sauts quantiques observés sur un ion Ba⁺ soumis simultanément à deux faisceaux laser (W. Nagourney, J. Sandberg, H. Dehmelt, Phys. Rev. Lett., 56, 2797, 1986).

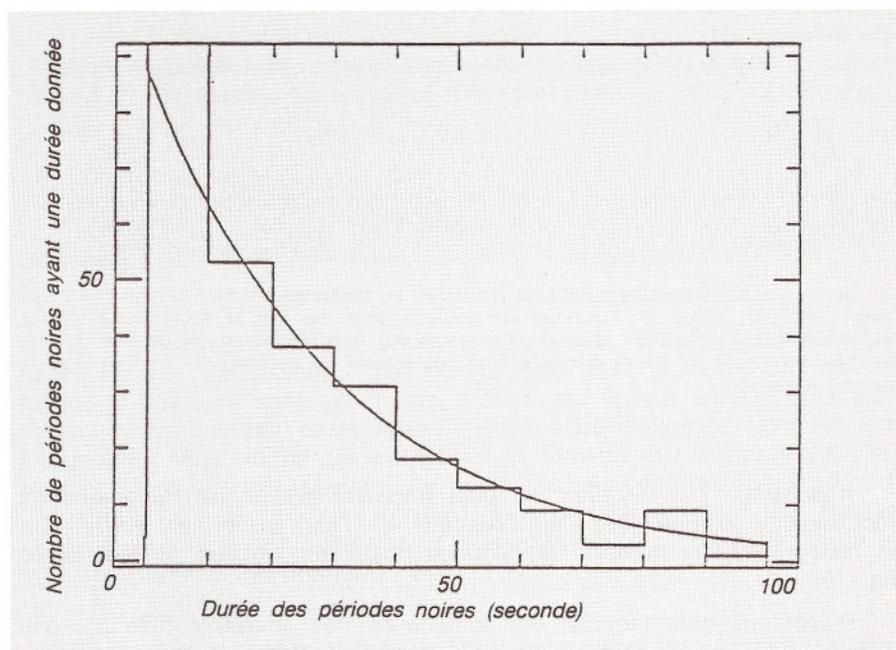


Fig. 15. — Histogramme établi à partir de l'observation d'un seul ion donnant la courbe de décroissance de la fluorescence d'un grand nombre d'atomes.

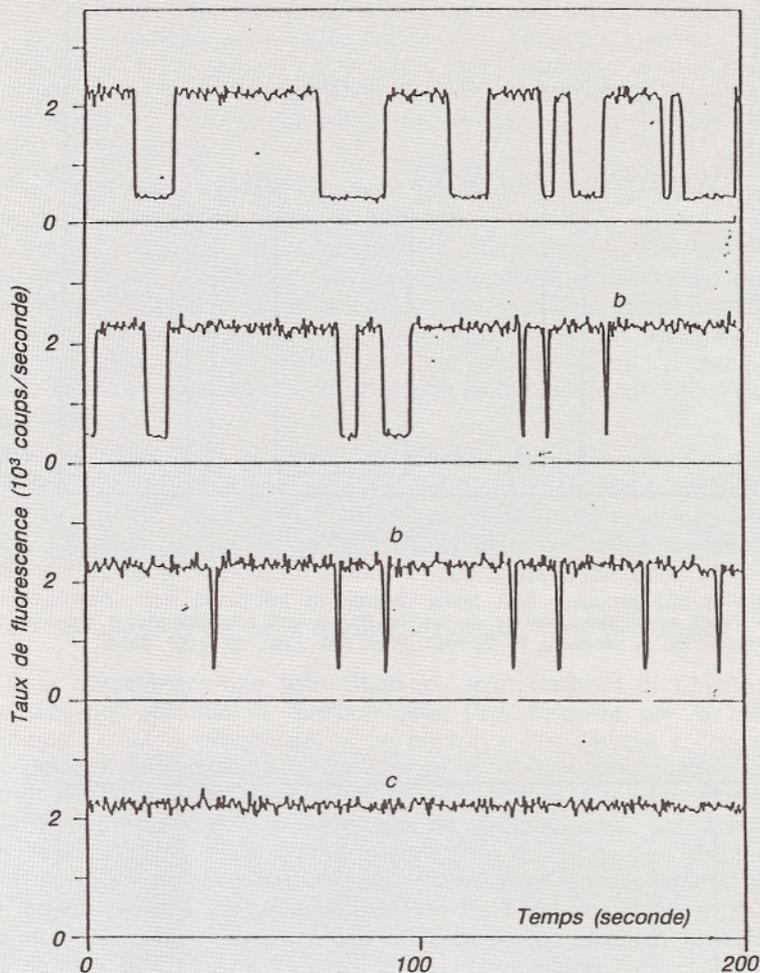


Fig. 16. — Contrôle des sauts quantiques (T. Sauter, W. Neuhauser, R. Blatt, P. Toschek : Opt. Comm., 60, 287, 1986). En actionnant un troisième laser dès que la fluorescence s'arrête, l'expérimentateur provoque un retour de l'ion vers l'état fondamental, ce qui diminue la durée des périodes noires (b). Si le troisième laser est présent en permanence, il n'y a plus de périodes noires (c).

A partir de ces résultats, on peut retrouver évidemment la courbe de décroissance exponentielle caractéristique de l'état excité, en portant sur un histogramme le nombre de périodes noires en fonction de leur durée (fig. 15).

Présentons pour terminer une expérience très amusante faite par une autre équipe, qui montre qu'on peut, au moyen de faisceaux lumineux, contrôler en temps réel le comportement quantique d'un seul système (fig. 16).

Un troisième faisceau laser, excitant une raie permise très intense entre le niveau étagère et un niveau plus élevé, est envoyé sur l'ion dès que celui-ci est sur le niveau étagère. Ce qui permet donc de lui faire quitter le niveau étagère en le portant à ce niveau plus excité, d'où il retombe très vite vers l'état fondamental. Dès que l'expérimentateur détecte à l'œil nu l'arrêt de la fluorescence, il actionne ce laser et la période noire est immédiatement interrompue. L'état dans lequel se trouve la particule est ainsi manipulé en temps réel. Lorsque le troisième laser est allumé en permanence, les sauts quantiques disparaissent puisqu'il n'y a plus de séjour sur l'étagère.

Des expériences analogues ont été faites sur d'autres ions, comme les ions mercure ou magnésium, et ce procédé est maintenant utilisé pour mesurer des grandeurs physiques (comme par exemple des durées de vie très longues), qui seraient très difficiles à mesurer autrement.

PERSPECTIVES

L'horloge atomique qui constitue l'étalon de temps est actuellement une horloge à césium utilisant la transition hyperfine de cet atome. Il est très probable que dans les décennies à venir l'horloge de référence utilisera un ion piégé. La suppression de tout effet Doppler du premier et deuxième ordre, le choix, au lieu d'une fréquence micro-onde, d'une fréquence optique beaucoup plus grande, le fait que l'ion, isolé de toute paroi, de tout gaz étranger, ne subisse pas de collisions, le fait qu'on puisse le refroidir et le placer au centre du piège où les champs piégeants sont nuls, permettent d'espérer obtenir avec la méthode de l'étagère des précisions, des exactitudes de l'ordre de 10^{-16} à 10^{-18} . Il n'y a pas de raisons fondamentales qui s'opposent à l'obtention de telles performances.

D'autre part, avec de tels degrés de précision, il est tout à fait possible de faire en laboratoire des tests de relativité générale sur des fréquences optiques ou des tests de symétries fondamentales, comme l'isotropie de l'espace.

En ce qui concerne les développements très récents, citons l'expérience de la « cristallisation » d'un plasma, faite avec plusieurs ions dans le piège. Si ces ions sont très froids, c'est-à-dire si leur énergie d'agitation thermique kT est très petite devant l'énergie de Coulomb, alors les ions s'organisent sous forme de polygones et forment un réseau « cristallin » régulier (dans un tel « cristal », les distances ne sont pas de l'ordre de l'angström, mais de quelques microns) de manière à minimiser leur énergie. Ce domaine ouvre des perspectives intéressantes pour l'étude de la physique des plasmas très froids.

Citons également les tentatives faites pour piéger des antiprotons, dont on pourrait mesurer le moment magnétique avec des budgets beaucoup plus petits que ceux de la physique des particules des hautes énergies

nécessitant de grands accélérateurs. Le problème est de ramener les anti-protons des énergies très élevées auxquelles ils sont formés à une énergie suffisamment basse pour les piéger, ce qui pourrait être réalisé dans un proche avenir.

Nous espérons ainsi avoir pu convaincre qu'il est possible de faire de la physique intéressante, même avec un seul atome.

Bibliographie

Quelques articles de revue

- [1] DEHMELT (H.). — *Atomic Physics* 7 (1981), eds. D. Kleppner et F. Pipkin (Plenum Press), p. 337.
- [2] EKSTROM (P.), WINELAND (D.). — *Scientific American* 243, 91 (1980).
- [3] WINELAND (D.), ITANO (W.), VAN DYCK (R.). — *Adv. At. Mol. Phys.*, 19, 135 (1983).
- [4] BROWN (L.S.), GABRIELSE (G.). — *Rev. Mod. Phys.*, 58, 233 (1986).
- [5] COHEN-TANNOUJDI (C.). — Cours au Collège de France, 1984-1985 et 1985-1986 (polycopiés).

