

## Physique atomique et moléculaire

M. Claude COHEN-TANNOUDJI, membre de l'Institut  
(Académie des Sciences), professeur

Le cours de l'année 1991-1992 a poursuivi l'étude, commencée lors du cours précédent, des nouveaux mécanismes de refroidissement laser qui ont été mis en évidence au cours des quatre dernières années. Ont été étudiés plus particulièrement les mécanismes de refroidissement qui font intervenir des effets d'interférence entre plusieurs amplitudes de transition conduisant le système atome + photon d'un même état initial à un même état final. Ces effets d'interférence sont en fait très généraux et se manifestent dans plusieurs autres phénomènes physiques qui ont été décrits et interprétés.

Le cours commence par un bref rappel des résultats essentiels établis lors du cours précédent : existence de plusieurs temps caractéristiques associés à l'évolution du système (durée de vie de l'état excité de l'atome, temps de pompage optique d'un sous-niveau Zeeman à l'autre, temps d'amortissement de la vitesse atomique...); équations d'évolution décrivant la dynamique atomique (équations de Bloch optiques, simples ou généralisées, équations réduites pour la matrice densité de l'état fondamental, obtenues après élimination adiabatique des variables de l'état excité à la limite des faibles intensités et des faibles vitesses, ...); déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental et taux de pompage optique d'un sous-niveau à l'autre; séparation de la force moyenne totale agissant sur l'atome en une composante réactive et une composante dissipative; refroidissement « Sisyphé » où, par suite d'une corrélation importante entre les modulations spatiales des déplacements lumineux et des taux de pompage optique, l'atome en mouvement gravit plus souvent des collines de potentiel qu'il n'en descend.

### *Refroidissement laser $\sigma^+ - \sigma^-$*

Le premier mécanisme analysé dans le cours de cette année est celui associé au refroidissement laser  $\sigma^+ - \sigma^-$ . Une telle dénomination est due à l'utilisa-

tion de deux ondes laser, de même amplitude et de même fréquence, se propageant dans des sens opposés le long de l'axe  $Oz$ , et de polarisations circulaires respectivement droite ( $\sigma^+$ ) et gauche ( $\sigma^-$ ).

Le champ laser résultant de la superposition de ces deux ondes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$  a une amplitude indépendante de  $z$ , et une polarisation linéaire qui tourne lorsqu'on se déplace le long de  $Oz$ , pour former une hélice de pas égal à la longueur d'onde  $\lambda$  des ondes laser. On en déduit que les déplacements lumineux des sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental  $g$  sont indépendants de  $z$  (il n'y a donc plus de collines de potentiel comme pour l'effet Sisyphé), et que la dégénérescence Zeeman dans  $g$  n'est levée que si le moment cinétique  $J_g$  de  $g$  est supérieur ou égal à 1. C'est la raison pour laquelle on ne considère dans la suite que des transitions optiques partant d'un niveau  $J_g = 1$ .

L'expression générale de la force moyenne permet de montrer que la force réactive est due à la variation spatiale des fonctions d'onde des sous-niveaux Zeeman de  $g$  ayant un déplacement lumineux bien défini, alors que la force dissipative est due à un déséquilibre entre les forces de pression de radiation exercées par les ondes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ , ce déséquilibre étant lui-même proportionnel à la différence  $\Pi_+ - \Pi_-$  entre les populations des sous-niveaux  $g_+$  et  $g_-$  de  $g$ , de nombre quantique magnétique  $M = +1$  et  $M = -1$ .

On commence par calculer l'état interne d'un atome au repos en un point  $z$ . On détermine pour cela les fonctions d'onde, les énergies et les populations des sous-niveaux de  $g$  ayant un déplacement lumineux bien défini. Deux combinaisons linéaires orthogonales des états  $g_+$  et  $g_-$  apparaissent alors très naturellement, celles qui sont respectivement couplée et non couplée au sous-niveau  $e_0$  de l'état excité  $e$  (de nombre quantique magnétique  $M = 0$ ) par l'hamiltonien d'interaction atome-laser  $V_{AL}$

$$\langle e_0 | V_{AL} | \psi_C \rangle \neq 0 \quad \langle e_0 | V_{AL} | \psi_{NC} \rangle = 0$$

Dans l'état non couplé  $|\psi_{NC}\rangle$ , les deux amplitudes de transition de  $g_-$  vers  $e_0$ , par absorption d'un photon  $\sigma^+$ , et de  $g_+$  vers  $e_0$ , par absorption d'un photon  $\sigma^-$ , interfèrent destructivement alors que cette interférence est constructive pour l'état  $|\psi_C\rangle$ .

Pour étudier l'état interne d'un atome en mouvement à la vitesse  $v$  le long de  $Oz$ , il est commode d'introduire un référentiel  $OXYZ$  en mouvement et tournant autour de  $Oz$  (qui coïncide avec  $OZ$ ) et tel que, dans ce référentiel, l'atome soit au repos et soumis à un champ laser de polarisation linéaire fixe. Dans ce nouveau référentiel, le moment cinétique atomique  $\mathbf{J}$  est soumis à un couple, dû à la rotation, dont l'effet est identique à celui que produirait un champ magnétique (fictif), parallèle à  $Oz$ , et d'amplitude proportionnelle à  $v$ , l'hamiltonien d'interaction correspondant s'écrivant  $V_{rot} = kvJ_z$  (où  $k$  est le module du vecteur d'onde des ondes laser).

La prise en compte de l'effet de  $V_{\text{rot}}$  permet alors de comprendre l'origine physique de la force totale agissant sur l'atome dans le cas où les ondes laser excitent une transition  $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 2$  ( $J_e$  étant le moment cinétique de l'état excité  $e$ ). La force dissipative se trouve alors être 5 fois plus grande que la force réactive et représente donc l'effet prépondérant. Les seuls éléments de matrice non nuls de  $V_{\text{rot}}$  relient les états couplé et non couplé  $|\psi_C\rangle$  et  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$

$$\langle \psi_C | V_{\text{rot}} | \psi_{\text{NC}} \rangle = \hbar k v$$

Ces deux états sont séparés par un intervalle d'énergie de l'ordre du déplacement lumineux  $\hbar \delta'$ . A la limite  $k|v| \ll |\delta'|$ , l'effet de  $V_{\text{rot}}$  est de « contaminer » l'état  $|\psi_C\rangle$  par l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ , et réciproquement. Alors que les états  $|\psi_C\rangle$  et  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$  contiennent des proportions égales de  $g_+$  et  $g_-$ , il n'en est plus de même des états contaminés. On comprend ainsi comment peut apparaître une différence de populations entre  $g_+$  et  $g_-$ , à l'origine d'un déséquilibre entre les forces de pression de radiation exercées par les ondes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ . Cette différence de population est en  $k v / \delta'$ , et est beaucoup plus grande, à basse intensité, que celle associée aux déplacements Doppler opposés des deux ondes  $\sigma^+$  et  $\sigma^-$ , et qui varie en  $k v / \Gamma$ , où  $\Gamma$  est la largeur naturelle de l'état excité  $e$  ( $\delta'$  est en effet proportionnel à l'intensité laser  $I_L$  et tend vers zéro quand  $I_L \rightarrow 0$ , alors que  $\Gamma$  est indépendant de  $I_L$ ).

### *Configuration $\Lambda$ - Piégeage cohérent de populations*

L'analyse précédente, développée pour une transition  $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 2$ , peut être appliquée également à une transition  $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 1$ . On trouve alors que, pour un atome immobile en  $z$ , toute la population atomique se retrouve, en régime stationnaire dans l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ , de sorte que la fluorescence s'arrête. L'interprétation d'un tel résultat est que l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ , qui n'est pas, par construction même, couplé à  $e_0$ , ne peut être couplé à aucun autre sous-niveau Zeeman de l'état excité  $e$ , puisqu'il n'y a plus, comme c'était le cas pour la transition  $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 2$ , de sous-niveau  $e_{+2}$  (ou  $e_{-2}$ ) qui puisse être atteint à partir de  $g_+$  (ou  $g_-$ ) par absorption d'un photon  $\sigma^+$  (ou  $\sigma^-$ ). Un atome dans l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$  ne peut plus absorber de photon. Un tel état est un état piège. Une fois que tous les atomes ont été pompés optiquement dans l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ , la fluorescence s'arrête.

L'effet du mouvement atomique est alors spectaculaire. La perturbation correspondante  $V_{\text{rot}}$  contamine l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$  par l'état  $|\psi_C\rangle$  qui, lui, est couplé à  $e_0$ . L'état ainsi contaminé devient donc lui aussi couplé à  $e_0$ , de sorte que pour un atome en mouvement, la fluorescence réapparaît, et ce d'autant plus que la vitesse est plus élevée.

Un tel effet est un cas particulier d'un phénomène plus général, appelé « piégeage cohérent de populations », et apparaissant lorsqu'un système atomi-

que en configuration  $\Lambda$  (c'est-à-dire avec un niveau excité  $e_0$  et deux sous-niveaux inférieurs  $g_1$  et  $g_2$ , non nécessairement dégénérés) est soumis à deux ondes laser de fréquences  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$  respectivement proches des fréquences atomiques  $\omega_{e1}$  et  $\omega_{e2}$  des transitions  $g_1 \longleftrightarrow e$  et  $g_2 \longleftrightarrow e$ . Comme plus haut, on peut introduire une combinaison linéaire  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$  des états  $|g_1\rangle$  et  $|g_2\rangle$ , plus précisément des états  $|g_1, N_1 + 1, N_2\rangle$  et  $|g_2, N_1, N_2 + 1\rangle$ , où  $N_1$  et  $N_2$  désignent les nombres de photons laser  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$ , qui n'est pas couplée à l'état  $|e_0\rangle$ , plus précisément  $|e_0, N_1, N_2\rangle$ . Quand la condition de résonance Raman :

$$\omega_{e1} - \omega_{e2} = \omega_{L1} - \omega_{L2}$$

est satisfaite, les deux états  $|g_1, N_1 + 1, N_2\rangle$  et  $|g_2, N_1, N_2 + 1\rangle$  ont même énergie, de sorte que l'état non couplé  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$  est également un état stationnaire. Une fois que tous les atomes ont été pompés optiquement dans l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ , ils y restent indéfiniment et la fluorescence s'arrête. Par contre, dès que les états  $|g_1, N_1 + 1, N_2\rangle$  et  $|g_2, N_1, N_2 + 1\rangle$  n'ont plus la même énergie, soit à cause d'un effet Doppler différent sur les ondes  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$ , soit à cause d'un balayage des fréquences atomiques  $\omega_{e1}$  et  $\omega_{e2}$ , ou laser  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$ , l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$  n'est plus un état stationnaire. Un atome, initialement dans l'état  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$ , va osciller entre les états  $|\psi_{\text{NC}}\rangle$  et  $|\psi_{\text{C}}\rangle$ , et pourra donc absorber de la lumière, dès qu'il a une composante non nulle sur l'état  $|\psi_{\text{C}}\rangle$ .

### *Refroidissement au-dessous de l'énergie de recul*

Le cours se poursuit par l'étude d'un mécanisme de refroidissement permettant d'abaisser la température des atomes au-dessous de celle correspondant à l'énergie de recul  $\hbar^2 k^2 / 2M$  communiquée à l'atome, de masse  $M$ , par l'absorption ou l'émission d'un seul photon.

Ce mécanisme repose sur la combinaison de deux effets. Tout d'abord, une sélection des atomes de vitesse très faible. L'excitation d'une transition  $J_g = 1 \longleftrightarrow J_e = 1$  par une configuration laser  $\sigma^+ - \sigma^-$  fournit un exemple d'un tel effet, puisque les atomes peuvent absorber d'autant moins facilement la lumière que leur vitesse est plus proche de zéro. Les atomes de vitesse très faible sont ainsi sélectionnés. Pour refroidir un ensemble d'atomes, il ne suffit pas cependant de sélectionner une classe de vitesses  $\delta v$  autour de  $v = 0$ . Il faut également augmenter la densité d'atomes dans cette classe de vitesses. Le deuxième effet utilisé est le changement de vitesse aléatoire que subit un atome après un cycle absorption-émission spontanée. Un atome de vitesse  $v > \delta v$  peut à l'issue d'un tel cycle se retrouver avec une vitesse  $v < \delta v$ . Une telle « marche au hasard » dans l'espace des vitesses (diffusion d'impulsion) peut être considérée comme un pompage optique dans l'espace des vitesses qui transfère les atomes des classes de vitesses absorbantes ( $v > \delta v$ ) vers les classes de vitesses non absorbantes ( $v < \delta v$ ) où ils se retrouvent piégés et s'accumulent.

Si  $\delta\nu$  devient plus petit que la vitesse de recul  $\hbar k/M$ , la longueur d'onde de de Broglie des atomes devient supérieure à la longueur d'onde laser, et un traitement semi-classique des degrés de liberté de translation n'est plus valable. Il faut alors deux nombres quantiques pour préciser l'état de l'atome. Par exemple, l'état  $|e_0, p\rangle$  représente un atome dans l'état interne  $e_0$ , avec une impulsion  $p$  le long de l'axe  $Oz$ . Les grandes lignes d'un traitement entièrement quantique du problème sont esquissées. On montre que les états atomiques se regroupent en famille  $F(p)$  de trois états :

$$F(p) = \{|e_0, p\rangle, |g_+, p + \hbar k\rangle, |g_-, p - \hbar k\rangle\}$$

couplés entre eux par absorption et émission induite. Comme dans le traitement semi-classique, on peut introduire une combinaison linéaire  $|\psi_{\text{NC}}(p)\rangle$  des états  $|g_+, p + \hbar k\rangle$  et  $|g_-, p - \hbar k\rangle$  qui n'est pas couplée à l'état excité  $|e_0, p\rangle$ , alors que la combinaison linéaire orthogonale  $|\psi_{\text{C}}(p)\rangle$  l'est. De plus,  $|\psi_{\text{NC}}(p)\rangle$  se rapproche d'autant plus d'un état stationnaire que  $p$  est plus proche de zéro puisque les énergies cinétiques  $(p \pm \hbar k)^2/2M$  les deux états  $|g_{\pm}, p \pm \hbar k\rangle$  diffèrent de  $2\hbar kp/M$ , qui tend vers zéro quand  $p \rightarrow 0$ . Seul, l'état  $|\psi_{\text{NC}}(p=0)\rangle$  est un piège parfait. L'émission spontanée, par les changements aléatoires d'impulsion qu'elle provoque, introduit une redistribution entre les familles  $F(p)$  qui permet aux atomes de s'accumuler dans les états  $|\psi_{\text{NC}}(p)\rangle$  avec  $p$  d'autant plus proche de zéro que le temps d'interaction  $\Theta$  est plus long. Les résultats de l'intégration numérique des équations de Bloch optiques généralisées sont présentés et interprétés physiquement. Certaines formules analytiques sont établies, comme celle montrant que la température d'équilibre varie en  $1/\Theta$ , et n'est donc pas bornée inférieurement.

On présente enfin une autre approche du problème, consistant à suivre l'évolution temporelle d'un seul atome, plutôt que de raisonner sur un ensemble statistique d'atomes. On peut montrer en effet que l'évolution temporelle de l'atome est constituée par une suite de périodes d'évolution cohérente séparées par des sauts quantiques se produisant à des instants aléatoires. Il est possible ainsi d'analyser les propriétés statistiques de la suite temporelle formée par les instants où l'atome émet spontanément un photon, et de déterminer en particulier la distribution des intervalles de temps séparant deux émissions spontanées successives. Le principe de la méthode est analysé en détail et des résultats de simulation Monte-Carlo sont présentés, qui permettent de comprendre comment la fluorescence peut s'arrêter pendant un temps très long et comment l'atome arrive dans les états pièges.

### *Transfert adiabatique de population par utilisation d'états non couplés*

On considère de nouveau un système atomique en configuration  $\Lambda$ , avec deux sous-niveaux inférieurs  $g_1$  et  $g_2$  et un sous-niveau excité  $e_0$ , et on suppose maintenant que les amplitudes des deux champs laser de fréquences  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$

qui excitent les transitions  $g_1 \longleftrightarrow e_0$  et  $g_2 \longleftrightarrow e_0$  varient dans le temps. Soient  $\Omega_1(t)$  et  $\Omega_2(t)$  les fréquences de Rabi correspondantes, qui sont donc des fonctions du temps. Il s'agit de montrer que, pour des formes appropriées des impulsions  $\Omega_1(t)$  et  $\Omega_2(t)$ , l'atome, initialement dans  $g_1$ , peut passer intégralement dans  $g_2$  à la fin des deux impulsions.

A un instant donné  $t$ , il existe un état non couplé à  $e_0$  qui s'écrit :

$$|\psi_{\text{NC}}(t)\rangle = \frac{\Omega_2(t)|g_1\rangle - \Omega_1(t)|g_2\rangle}{\sqrt{\Omega_1^2(t) + \Omega_2^2(t)}}$$

Supposons que les deux impulsions laser  $\Omega_1(t)$  et  $\Omega_2(t)$  se recouvrent et soient décalées l'une par rapport à l'autre, l'impulsion  $\Omega_2(t)$  arrivant sur l'atome avant l'impulsion  $\Omega_1(t)$ . Au moment où la première impulsion arrive,  $\Omega_2 \gg \Omega_1$  et  $|\psi_{\text{NC}}(t)\rangle$  se réduit à  $|g_1\rangle$ . Au moment où la deuxième impulsion quitte l'atome,  $\Omega_1 \gg \Omega_2$  et  $|\psi_{\text{NC}}(t)\rangle$  se réduit à  $|g_2\rangle$ . L'état non couplé passe donc continuellement de  $g_1$  à  $g_2$  quand  $t$  croît de  $-\infty$  à  $+\infty$ . Cet état non couplé est séparé des autres états (couplés) du système qui sont déplacés en énergie par l'interaction atome-lasers. Si  $\Omega_1(t)$  et  $\Omega_2(t)$  varient suffisamment lentement, le système atomique peut suivre adiabatiquement l'état non couplé et rester dans cet état, passant ainsi de  $g_1$  à  $g_2$ .

L'équation de Schrödinger qui décrit l'évolution du système est explicitée et les conditions de suivi adiabatique sont précisées. Des résultats expérimentaux récents sont également présentés. Enfin, on montre que cet effet de transfert adiabatique pourrait être utilisé pour faire varier l'impulsion de l'atome de  $2\pi\hbar k$ , où  $n$  est un entier.

### *Modèle simple de système amplificateur sans inversion de population*

Un tel modèle est lui aussi basé sur le système à trois niveaux  $g_1$ ,  $g_2$ ,  $e_0$  considéré plus haut et excité par deux champs laser de fréquences  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$ . Des calculs récents, utilisant les équations de Bloch optiques, ont montré que le champ  $\omega_{L1}$  pouvait être amplifié par un tel système même si, en l'absence du champ  $\omega_{L1}$ , le sous-niveau  $g_1$  contient plus de la moitié de la population atomique totale. Deux séances ont été consacrées à l'étude d'un tel problème et à l'identification des effets d'interférence quantique responsables d'une telle amplification sans inversion de population.

La méthode utilisée dans le cours consiste à suivre l'évolution temporelle d'un seul atome et à étudier, comme plus haut, les propriétés statistiques de la suite aléatoire de sauts quantiques effectués par un tel atome. Les processus dissipatifs à l'origine de ces sauts quantiques sont, d'une part l'émission spontanée, qui fait passer l'atome de  $e_0$  vers  $g_i$  avec un taux  $\Gamma_i$  ( $i = 1, 2$ ) ; d'autre part, l'absorption et l'émission induite d'un rayonnement incohérent à

large bande spectrale, qui font passer l'atome de  $g_i$  vers  $e_0$ , ou de  $e_0$  vers  $g_i$ , avec un taux  $R_i$  ( $i = 1, 2$ ).

Les niveaux d'énergie du système atome + photons laser se groupent en multiplicités  $\mathcal{E}(N_1, N_2)$  de dimension 3 (Rappelons que  $N_1$  et  $N_2$  sont les nombres de photons  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$ ) :

$$\mathcal{E}(N_1, N_2) = \{|0\rangle = |e_0, N_1, N_2\rangle, |1\rangle = |g_1, N_1 + 1, N_2\rangle, |2\rangle = |g_2, N_1, N_2 + 1\rangle\}$$

Le système entre dans  $\mathcal{E}(N_1, N_2)$  à partir d'une multiplicité voisine, ou quitte  $\mathcal{E}(N_1, N_2)$  vers une multiplicité voisine, par un saut quantique. Entre le saut quantique d'entrée et le saut quantique de sortie, le système évolue de manière cohérente dans  $\mathcal{E}(N_1, N_2)$ . L'hamiltonien effectif décrivant une telle évolution cohérente, de même que les probabilités des sauts quantiques d'entrée et de sortie sont précisés. On montre que chaque période d'évolution cohérente ( $i, j$ ), définie par l'état d'entrée  $i$  et l'état de sortie  $j$  (avec  $i, j = 0, 1, 2$ ), correspond à des variations bien définies  $\Delta N_1$  et  $\Delta N_2$  des nombres de photons  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$ . Une telle étude permet ainsi d'identifier les processus physiques responsables de l'amplification du champ  $\omega_{L1}$  : effet Raman stimulé  $g_2 \rightarrow g_1$  et émission induite  $e_0 \rightarrow g_1$  ; et les processus de perte : effet Raman stimulé  $g_1 \rightarrow g_2$  et absorption  $g_1 \rightarrow e_0$ .

Les propriétés statistiques des périodes ( $i, j$ ), en particulier leurs probabilités  $\mathcal{P}(i, j)$ , sont calculées de manière très générale. Des formules analytiques sont établies à la limite des champs faibles :

$$\Omega_1, \Omega_2 \ll \Gamma_1 + \Gamma_2$$

où  $\Omega_1$  et  $\Omega_2$  sont les fréquences de Rabi associées aux champs  $\omega_{L1}$  et  $\omega_{L2}$ , et à la limite où le champ  $\omega_{L1}$  est considéré comme un champ sonde, dont l'amplitude tend vers zéro :

$$\Omega_1 \ll \Omega_2, \Gamma_1, \Gamma_2, R_1, R_2$$

Les résultats obtenus pour l'amplification du champ  $\omega_{L1}$  sont en parfait accord avec ceux déduits des équations de Bloch optiques. La méthode suivie ici apporte cependant un éclairage physique nouveau sur les processus faisant varier  $N_1$ .

Tout d'abord, on trouve que la compétition entre les gains et les pertes par effet Raman stimulé ne dépend que des rapports entre les taux d'entrée et de sortie dans les états  $|1\rangle$  et  $|2\rangle$ , ce qui permet de comprendre pourquoi les gains l'emportent sur les pertes si :

$$\Gamma_2 R_1 > \Gamma_1 R_2$$

L'autre résultat intéressant qui apparait est la dissymétrie, due à des effets d'interférence quantique, entre les processus d'absorption se produisant à partir de  $g_1$  et  $g_2$ . A la limite  $\Omega_1 \ll \Omega_2$  considérée ici, ces effets d'interférence

ne modifient pas le taux d'absorption à partir de  $g_2$ , ce qui explique pourquoi  $g_2$  peut être vidé par absorption de photons  $\omega_{L2}$ . Par contre, l'état  $g_1$  est très proche de l'état non couplé, et l'absorption de photons  $\omega_{L1}$  à partir de l'état  $g_1$  est considérablement réduite. On comprend ainsi comment l'atome peut passer la plus grande partie de son temps dans l'état  $g_1$ , qui devient ainsi plus peuplé que les deux autres états, sans introduire de pertes par absorption qui risqueraient de l'emporter sur l'amplification due aux processus Raman stimulés  $g_2 \rightarrow g_1$ .

### *Piégeage cohérent de population et profils de Fano*

Le cours se termine par la présentation d'un autre point de vue permettant d'interpréter physiquement le phénomène de réduction du taux d'absorption à partir de l'état  $g_1$ . Ce point de vue consiste à étudier l'amplitude de diffusion d'un photon par l'atome à trois niveaux  $e_0$ ,  $g_1$ ,  $g_2$  interagissant avec les photons  $\omega_{L2}$ .

L'amplitude de diffusion est calculée de manière générale à partir de la résolvante de l'hamiltonien. On montre qu'elle est égale à la somme de deux termes, correspondant à des chemins différents pouvant être suivis par le système atome + photons. Le premier chemin correspond à l'absorption simple d'un photon  $\omega_{L1}$  l'atome passant de  $g_1$  à  $e_0$ . Le deuxième chemin passe intermédiairement par l'état  $g_2$  après un processus Raman stimulé qui fait passer l'atome de  $g_1$  à  $g_2$ . L'absorption d'un photon  $\omega_{L2}$  porte alors l'atome de  $g_2$  à  $e_0$ .

C'est une interférence destructive entre les amplitudes associées à ces deux chemins qui explique pourquoi le passage de  $g_1$  à  $e_0$  est inhibé quand la condition de résonance Raman entre les niveaux  $g_1$  et  $g_2$  non perturbés est satisfaite. On trouve par contre que la section efficace de diffusion passe par un maximum quand la condition de résonance Raman entre niveaux déplacés par la lumière est satisfaite. La courbe donnant les variations avec  $\omega_{L1}$  de la section efficace de diffusion présente une allure dissymétrique dont on montre l'analogie étroite avec un profil de Fano. Si l'état  $e_0$  est considéré comme un « continuum » de largeur  $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$ , il peut en effet être atteint à partir de  $g_1$ , soit directement, soit indirectement via l'état discret  $g_2$ . Une telle situation correspond bien aux conditions d'apparition d'un profil de Fano.

C. C.-T.



## SÉMINAIRES 1991-1992

Les séminaires donnés au Collège de France ont été consacrés à la présentation et à la discussion d'un certain nombre de développements récents en physique atomique et moléculaire et en optique quantique.

Dix séminaires ont été organisés :

C. BORDÉ (Laboratoire de Physique Théorique, I.H.P., et Laboratoire de Physique des Lasers, Paris-Nord), *Interférométrie atomique*.

A. CLAIRON (Laboratoire Primaire du Temps et des Fréquences), *Fontaines atomiques refroidies par laser : vers une horloge de haute précision*.

A. MAQUET (Chimie Physique, Université Paris VI), *Génération d'harmoniques par un atome dans un champ laser intense*.

A. MYSYROWICZ (ENSTA, Ecole Polytechnique), *Recherche d'une condensation de Bose-Einstein d'excitons*.

P. GLORIEUX (Université de Lille), *Les lasers chaotiques tiennent-ils un langage cohérent ? D'une vision locale à une approche globale du chaos dans les lasers*.

P. KNIGHT (Imperial College, Londres), *Collapse and revival of Schrödinger's cats in quantum optics*.

J. DUPONT-ROC (Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S., Paris), *Existe-t-il un solide non mouillé par l'hélium liquide ? Une réponse expérimentale*.

M.A. BOUCHIAT (Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S., Paris), *La violation de la parité dans l'atome : de la physique nucléaire et des particules sans accélérateur et une motivation pour des avancées en physique atomique*.

M. GAVRILA (FOM Institute for Atomic and Molecular Physics, Amsterdam), *Stabilisation des atomes dans des champs ultra intenses*.

J. DALIBARD (Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'E.N.S., Paris), *Le refroidissement laser dans le régime quantique*.

## ACTIVITÉ SCIENTIFIQUE

M. Claude COHEN-TANNOUJDI effectue ses recherches au sein du Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'Ecole Normale Supérieure. Il y dirige avec M. Alain ASPECT, Sous-Directeur de Laboratoire au Collège de France, les travaux d'une équipe de chercheurs sur le thème général des interactions

matière-rayonnement et du refroidissement et piégeage d'atomes par des faisceaux laser.

Ce laboratoire, qui est associé au C.N.R.S., à l'École Normale Supérieure et à l'Université Paris VI, est implanté géographiquement, d'une part au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure (24, rue Lhomond), d'autre part à l'Université Paris VI (quai Saint-Bernard). Il est dirigé depuis le 1<sup>er</sup> Octobre 1985 par M. Jacques DUPONT-ROC, Directeur de Recherches au C.N.R.S.

Le personnel du Laboratoire comporte : 11 enseignants-chercheurs (professeurs, maître de conférences, agrégés-préparateurs), 28 chercheurs au C.N.R.S. (directeurs, et chargés de recherche), 28 chercheurs étrangers, 13 élèves de grandes écoles, 22 techniciens et administratifs.

Le Laboratoire est constitué d'une dizaine d'équipes de recherches, comprenant 3 à 10 chercheurs, et étudiant divers problèmes de physique atomique et moléculaire et d'optique quantique.

Un rapport d'activité scientifique est rédigé tous les deux ans pour le Comité National du C.N.R.S. Il contient une analyse détaillée des problèmes scientifiques abordés par chaque équipe et un bilan des résultats nouveaux obtenus. Nous nous contenterons donc ici de donner la liste des publications du Laboratoire en 1990, ainsi que celle des thèses soutenues au cours de cette même année.

#### PUBLICATIONS

NACHER P.J., TASTEVIN G., LALOE F., *A Kinetic Equation for Quantum Gases* (*Ann. Phys. Leipzig*, 48, p. 149-168, 1991).

VIGUE J., BILLY N., GIRARD B., GOUEDARD G., *Nouveaux aspects sélectifs de l'excitation optique d'atomes ou de molécules* (*C.R. Acad. Sci.*, 312, p. 211-215, 1991).

GIRARD B., BILLY N., GOUEDARD G., VIGUE J., *State resolved differential cross section of the  $F + I_2 - IF + I$  reactive collision* (*Europhys. Lett.*, 14, p. 13, 1991).

HAROCHE S., BRUNE M., RAIMOND J.M., *Trapping atoms by the vacuum field in a cavity* (*Europhys. Lett.*, 14, p. 19, 1991).

NUSSENZWEIG A., HARE J., STEINBERG A.M., MOI L., GROSS M., HAROCHE S., *A continuous beam of circular Rydberg atoms for fundamental tests and applications in Metrology* (*Europhys. Lett.*, 14, p. 755-760, 1991).

CASTIN Y., DALIBARD J., *Quantization of atomic motion in optical molasses* (*Europhys. Lett.*, 14, p. 761, 1991).

GRISON D., LOUNIS B., SALOMON C., COURTOIS J.Y., GRYNBERG G., *Raman spectroscopy of Cesium atoms in a laser trap*, (*Europhys. Lett.*, 15, p. 149-154, 1991).

CLAIRON A., SALOMON C., GUELLATI S., PHILLIPS W., *Ramsey resonance in a Zacharias fountain* (*Europhys. Lett.*, 16, p. 165-170, 1991).

VIGUE J., GOUEDARD G., BILLY N., *Comment On the measurement of (predissociation) rates in frequency and time domain* (*J. Chem. Phys.*, 94, p. 8634, 1991).

NACHER P.J., SHINKODA I., SCHLEGER P., HARDY W.N., *Nuclear susceptibility of liquid He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup> solutions along the demixing line* » (*J. of Low Temp. Phys.*, 84, p. 159, 1991).

AMINOFF C.G., LARAT C., LEDUC M., VIANA B., VIVIEN D., *Characterization and laser properties of lanthanum magnesium hexaaluminate activated by neodymium and chromium* (*J. of Luminescence*, 1991).

VANSTEENKISTE N., GERZ C., KAISER R., HOLLBERG L., SALOMON C., ASPECT A., *A frequency stabilized LNA laser at 1.083  $\mu$ M : application to the manipulation of helium-4 atoms* (*J. Phys.*, Paris, 1991).

BILLY N., GOUEDARD G., GIRARD B., VIGUE J., *Lifetimes and predissociations in the C<sub>12</sub> B state* (*J. Phys.*, Paris, II-1, p. 323, 1991).

NACHER P.J., TASTEVIN G., LALOE F., *A kinetic equation for quantum gases (spin and statistics)* (*J. Physique I*, 1, p. 181, 1991).

BAGNATO V.S., SALOMON C., MAREGA E., JR., ZILIO S.C., *Influence of adiabatic following and optical pumping in the production of an intense steady flux of slow atoms* (*J.O.S.A. B*, 8, p. 497, 1991).

POTTIER L., BOUCHIAT M.A., GUENA J., LINTZ M., HUGHES E., JACQUIER P., *Realization of a 16kV/8cm pulsed longitudinal electric field for laser excitation of dense Cs vapour* (*Meas. Sci. Technol.*, 2, p. 1147-1154, 1991).

BRUNE M., HAROCHE S., RAIMOND J.M., DAVIDOVICH L., ZAGURY N., *Manipulation of photons in a cavity by dispersive atom-field coupling : quantum nondemolition measurements and generation of « Schrödinger cat » states* (*Phys. Rev. A*, 1991).

MAIA NETO P.A., DAVIDOVICH L., RAIMOND J.M., *Theory of the Non-Degenerate Two-Photon Micromaser* (*Phys. Rev. A*, 7, p. 5073, 1991).

NACHER P.J., DUPONT-ROC J., *Experimental evidence for nonwetting with superfluid helium* (*Phys. Rev. Lett.*, 67, p. 2966-2969, 1991).

NACHER P.J., SHINKODA I., SCHLEGER P., HARDY W.N., *Nuclear polarization enhancement by distillation of liquid He<sup>3</sup>-He<sup>4</sup> solutions* (*Phys. Rev. Lett.*, 67, p. 839, 1991).

GLASS-MAUJEAN M., STROKE H., *Rotating coordinates and the Ramsey separated oscillating fields resonance method* (*Am. J. of Phys.*, 59, p. 886, 1991).

JULIEN L., BIRABEN F., ALLEGRI M., *Measurement of the Rydberg constant : current status and project* (*Comments on At. and Mol. Phys.*, 26, p. 219, 1991).

BIRABEN F., JULIEN L., PLON J., NEZ F., *Compensation of the second-order Doppler effect in two-photon spectroscopy of atomic hydrogen* (*Europhys. Lett.*, 15, p. 831, 1991).

FROHLICH H., GUYON P.M., GLASS-MAUJEAN M., *Threshold Photoionization in HCl* (*J. Chem. Phys.*, 94, p. 1102, 1991).

COURTOIS J.Y., SMITH A., FABRE C., REYNAUD S., *Phase diffusion and quantum noise in the optical parametric oscillator : a semiclassical approach* (*J. of Modern Optics*, 38, p. 177-191, 1991).

GLASS-MAUJEAN M., BESWICK J.A., FROHLICH H., *Photodissociation and large internuclear distance dynamics* (*Laser Chem.*, 11, p. 157, 1991).

VALLET M., PINARD M., GRYNBERG G., *Double-phase conjugation in sodium* (*Optics Comm.*, 83, p. 257, 1991).

VALLET M., PINARD M., GRYNBERG G., *Phase-conjugation and self-oscillation with co-propagating cross-polarized beams* (*Optics Commun.*, 81, p. 403, 1991).

COURTY J.-M., GRANGIER P., HILICO L., REYNAUD S., *Quantum fluctuations in optical bistability : calculations from linear response theory* (*Optics Commun.*, 83, p. 251-256, 1991).

VALLET M., PINARD M., GRYNBERG G., *Nonfrequency-shifted self-pumped phase-conjugate mirror using sodium vapor* (*Optics Lett.*, 16, p. 1071, 1991).

MERTZ J., DEBUISCHERT T., HEIDMANN A., FABRE C., GIACOBINO E., *Improvements in the observed intensity correlation of OPO twin beams* (*Optics Letters*, 16, p. 1234, 1991).

SIEBBELES L.D.A., SCHINS J.M., LOS J., GLASS-MAUJEAN M., *The differential cross section for the photodissociation of H<sub>2</sub> by tunneling through the barrier of the *i*3p<sub>g</sub> state* (*Phys. Lett. A*, 44, p. 343, 1991).

GRYNBERG G., BERMAN P.R., *Quantized-field approach to parametric mixing and pressure-induced resonances : Schrödinger picture* (*Phys. Rev. A*, 43, p. 3994, 1991).

SIEBBELES L.D.A., SCHINS J.M., LOS J., GLASS-MAUJEAN M., *Resonances of the *j*3E<sub>g</sub> state in the differential photodissociation cross section of H<sub>2</sub>* (*Phys. Rev. A*, 44, p. 1584, 1991).

MERTZ J., HEIDMANN A., FABRE C., *Generation of sub-Poissonian light using active control with twin beams* (*Phys. Rev. A*, 44, p. 3229, 1991).

DELANDE D., BOMMIER A., GAY J.C., *Positive energy spectrum of the hydrogen atom in a magnetic field* (*Phys. Rev. Lett.*, 66, p. 141, 1991).

IU C.H., WELCH G.R., KASH M.M., KLEPPNER D., DELANDE D., GAY J.C., *The diamagnetic Rydberg atom : confrontation of calculated and observed spectra* (*Phys. Rev. Lett.*, 66, p. 145, 1991).

PETTIAUX N., MANDEL P., FABRE C., *Squeezing in the self-pulsing domain* (*Phys. Rev. Lett.*, 66, p. 1838-1841, 1991).

DELANDE D., GAY J.C., *Supersymmetric factorization for Rydberg atoms in parallel electric and magnetic fields* (*Phys. Rev. Lett.*, 66, p. 3237, 1991).

GLASS-MAUJEAN M., SIEBBELES L.D.A., *Angular distribution of photofragments along a Fano-profile* (*Phys. Rev. A*, 44, p. 1577, 1991).

FROHLICH H., GUYON P.M., GLASS-MAUJEAN M., *The HCl + X vibrational states investigated from HCl threshold photoelectron spectrum* (*Phys. Rev. A*, 44, p. 1791, 1991).

DE ANGELIS M., INGUSCIO M., JULIEN L., MARIN F., SASSO A., TINO G., *Saturation spectroscopy and velocity selective optical pumping of oxygen using an Algaas diode laser* (*Phys. Rev. A*, 44, p. 5811, 1991).

COHEN-TANNOUJJI C., *Atomic Motion in Laser Light* (Dalibard, Raimond, Zinn-Justin eds : Systèmes fondamentaux en optique quantique, Elsevier Sci. Publ. B.V.) (*Les Houches*, session LIII, 1990, 1991).

KAISER R., VANSTEENKISTE N., ASPECT A., ARIMONDO E., COHEN-TANNOUJJI C., *Mechanical Hanle Effect* (*Z. Phys. D*, 18, p. 17-24, 1991).

## THÈSES

M. VALLET, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1991, *Mélange à quatre ondes dans les vapeurs atomiques : des propriétés quantiques aux applications à la gyrométrie et à la réalisation de nouveaux miroirs.*

J. MERTZ, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1991, *Réduction du bruit de photon à l'aide d'un asservissement sur des faisceaux jumeaux produits par un oscillateur paramétrique optique.*

J. HARE, Thèse de Doctorat de l'Université Paris VI, 1991, *Etude théorique et expérimentale des Atomes de Rydberg circulaires : vers une mesure directe de la Constante de Rydberg en unités de fréquence.*

## ACTIVITÉS DIVERSES - MISSIONS - CONFÉRENCES

*Conférences invitées à des Conférences Internationales*

— Opto 91. Journée spéciale en hommage à Gabriel LIPPMANN, Paris, France, mars 1991.

— Tenth International Conference on Laser Spectroscopy, Font-Romeu, France, juin 1991.

— European Research Conference on Quantum Optics, Davos, Suisse, septembre 1991.

— XXth Solvay Conference on Physics on Quantum Optics, Bruxelles, Belgique, novembre 1991.

*Cours donnés dans des Universités ou des écoles d'été*

— Cours donné à l'Université de Pise, Italie, avril-mai 1991, « Quantum Theory of Damping ».

— Cours donné à l'Ecole Internationale Enrico Fermi, Varenna, Italie, juillet 1991, « New Laser Cooling Mechanisms ».

*Autres activités*

Présidence de la Commission de Physique Atomique et Moléculaire du C.N.R.S. (jusqu'en juin 1991).

*Distinctions*

Research Award de la Fondation Alexander von Humboldt, Allemagne.