

Diffraction d'ondes de de Broglie atomiques par des ondes laser stationnaires quasi-résonnantes (suite)

C - Régime de Bragg

① Conditions sur le rayon focal de l'onde stationnaire

- D'après la discussion générale des §§ A2 et A3, l'angle de déflection du faisceau incident est de l'ordre de

$$\theta \sim \frac{2\hbar k_L}{p_x} = \frac{2\lambda_{DB}}{\lambda_L} \quad (4.1)$$

où $\lambda = 1/k_L = \lambda_L/2\pi$, λ_L étant la longueur d'onde laser (voir aussi (3.1))

- La dispersion angulaire

$$\delta\theta \sim \frac{\hbar/w}{\hbar k_L} = \frac{1}{wk_L} = \frac{\lambda_L}{w} \quad (4.2)$$

des photons laser due à la valeur finie du rayon focal w doit être inférieure à θ , si l'on veut que la conservation de l'énergie empêche un processus tel que celui de la figure 1a où les directions moyennes du jet atomique et de l'onde laser sont perpendiculaires.

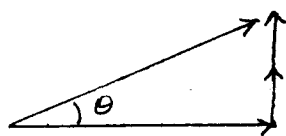


Fig. 1a

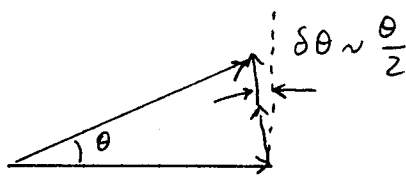


Fig. 1b

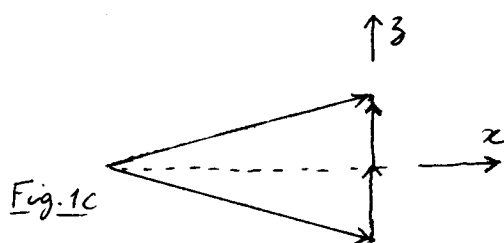


Fig. 1c

Pour que le processus de la Fig. 1b (qui peut conserver l'énergie grâce à une valeur de $\delta\theta$ de l'ordre de $\theta/2$) soit impossible, il faut donc que $\delta\theta \ll \theta/2$, c.-à-d. compte tenu de (4.1) et (4.2)

$$\frac{\lambda_{DB}}{\lambda_L} \gg \frac{\lambda_L}{w} \longrightarrow w \gg \frac{\lambda_L^2}{\lambda_{DB}} \quad (4.3)$$

Dans les expériences du M.I.T., $\lambda_{DB} \sim 0.2 \text{ \AA}$, $\lambda_L \sim 6000 \text{ \AA}$ et on trouve que w doit être supérieur au millimètre, c.-à-d. beaucoup plus grand que les valeurs ($70 \mu\text{m}$ ou $40 \mu\text{m}$) correspondant aux expériences décrites dans le cours III.

- Si la condition (4.3) est réalisée, les seuls processus conservant l'énergie sont du type de celui représenté sur la figure 1c, où les vecteurs d'onde incident et diffracté sont symétriques par rapport à l'axe Ox perpendiculaire à l'axe Oz de l'onde laser (voir aussi les figures 4a et 4b du cours III).

Dans cette partie C, nous nous supposons placés dans ce régime.

② Diffraction de Bragg à l'ordre le plus bas

a) Etats couplés

- Reprenons la représentation utilisée sur la figure 2 du cours III. D'après les considérations générales du § A3 du cours III, les états d'impulsion-énergie couplés dans la diffraction de Bragg d'ordre 1 sont les états $g, p_3 = p = -\hbar k_L$ et $g, p_3 = p = +\hbar k_L$. La figure 2

représente ces 2 états importants $g, +\hbar k_L$ et $g, -\hbar k_L$ ainsi que d'autres états voisins, l'atome pouvant être dans g ou e .

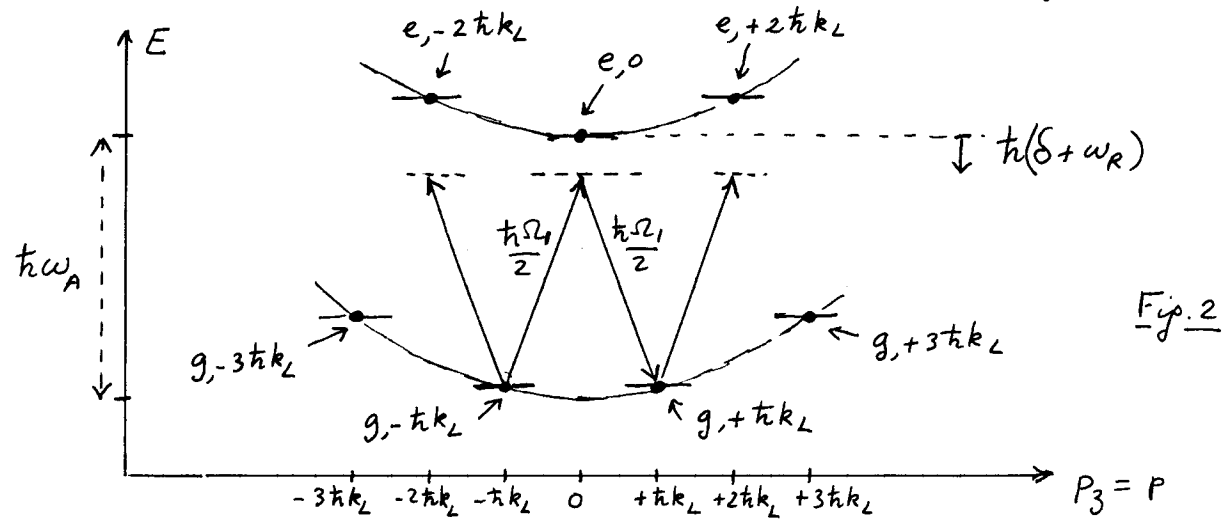


Fig. 2

- Les états $g, -\hbar k_L$ et $g, +\hbar k_L$ sont couplés indirectement via l'état $e, 0$ par un processus Raman stimulé (absorption d'un photon dans l'onde 1, avec une amplitude $\hbar \Omega_1 / 2$, et passage virtuel de l'atome dans l'état $e, 0$, suivis de l'émission stimulée d'un photon dans l'onde 2, avec une amplitude $\hbar \Omega_2 / 2$).
- Le défaut d'énergie dans l'état intermédiaire est

$$E_{g, -\hbar k_L} + \hbar \omega_L - E_{e, 0} = \hbar(\omega_L - \omega_A) + \frac{\hbar^2 k_L^2}{2M} = \hbar(\delta + \omega_R) \quad (4.4)$$

où
$$\omega_R = \frac{\hbar k_L^2}{2M} = \frac{E_R}{\hbar} \quad (4.5)$$

est l'énergie de recul en unités de pulsations. On a utilisé (3.11).

- Le couplage effectif entre les 2 états dégénérés $g, -\hbar k_L$ et $g, +\hbar k_L$ est donc décrit par la fréquence de Rabi effective

$$\frac{\hbar \Omega_1^{\text{eff}}}{2} = \frac{(\hbar \Omega_1 / 2)^2}{\hbar(\delta + \omega_R)} \rightarrow \Omega_1^{\text{eff}} = \frac{\Omega_1^2}{2(\delta + \omega_R)} \quad (4.6)$$

b) Oscillation de Rabi entre les 2 états couplés

- Si l'on pouvait, sur la figure 2, ignorer tous les états autres que $g, -\hbar k_L$ et $g, +\hbar k_L$, on aurait une oscillation de Rabi entre $g, -\hbar k_L$ et $g, +\hbar k_L$ à la fréquence angulaire Ω_1^{eff} .

Phénomène présentant une certaine analogie avec l'effet "Pendellösung" observé dans la diffraction de Bragg de neutrons par un cristal (Ref. [1])

- Discutons maintenant les conditions de validité d'une telle approximation à 2 niveaux (voir aussi Ref. [2])

(i) L'état $g, +\hbar k_L$ est également couplé, via $e, +2\hbar k_L$, à $g, +3\hbar k_L$ situé à une distance $(3\hbar k_L)^2 / 2M - (\hbar k_L)^2 / 2M = 8\hbar \omega_R$. De même $g, -\hbar k_L$ est couplé indirectement à $g, -3\hbar k_L$ situé à la même distance. On pourra ignorer ces 2 états $g, \pm 3\hbar k_L$ (et les autres états $g, \pm(2n+1)\hbar k_L$ avec $n=2, 3, \dots$) si leur distance $8\hbar \omega_R$ à $g, \pm\hbar k_L$ est très grande devant le couplage $\hbar \Omega_1^{\text{eff}} / 2$ entre $g, -\hbar k_L$ et $g, +\hbar k_L$.

$$\hbar \Omega_1^{\text{eff}} / 2 \ll 8 \hbar \omega_R$$

(4.7) IV-3

c'est à dire encore, compte tenu de (4.6), et en négligeant δ devant ω_R dans le dénominateur de (4.6)

$$\Omega_1^2 / |\delta| \ll 32 \omega_R \quad (4.8)$$

(ii) L'état $g, +\hbar k_L$ est également couplé de manière non-résonnante à l'état $e, 0$ (et aussi à l'état $e, +2\hbar k_L$). Ce couplage donne naissance à une largeur radiative $\hbar \Gamma'$ pour $g, +\hbar k_L$. Γ' peut être interprétée comme la probabilité par unité de temps de diffuser un photon à partir de $g, +\hbar k_L$ (au cours d'un cycle absorption - émission spontanée). Si Γ est la largeur naturelle de l'état excité e , on a

$$\Gamma' \sim \Gamma \frac{(\Omega_1/2)^2}{(\delta + \omega_R)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \sim \Gamma \frac{\Omega_1^2}{4\delta^2} \quad (4.9)$$

Comme tout processus d'émission spontanée détruit la cohérence spatiale, il faut éviter tout processus de ce type pendant le temps de traversée T . On doit donc avoir

$$\Gamma' T \ll 1 \quad \rightarrow \quad \Gamma T \frac{\Omega_1^2}{4\delta^2} \ll 1 \quad (4.10)$$

La comparaison de (4.6) et (4.9) montre que

$$\frac{|\Omega_1^{\text{eff}}|}{\Gamma'} \sim 2 \frac{|\delta|}{\Gamma} \quad (4.11)$$

Si l'on prend $|\delta| \gg \Gamma$, on peut donc trouver des valeurs de T telles que $\Omega_1^{\text{eff}} T \sim 1$ (précision de Rabi appréciable entre $g, +\hbar k_L$ et $g, -\hbar k_L$), tout en ayant $\Gamma' T \ll 1$ (pas d'émission spontanée).

c) Application possible en interférométrie atomique

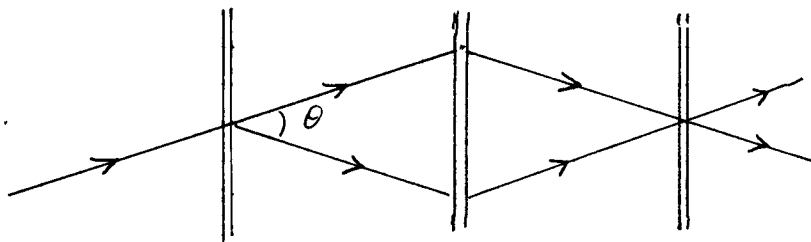


Fig. 3

- Traversée successive de 3 ondes laser stationnaires équidistantes par un faisceau atomique, l'angle du faisceau incident étant choisi pour avoir une diffraction de Bragg
- Si la fréquence de Rabi effective pour la 1^{ère} onde est réglée pour avoir une "impulsion $\pi/2$ ", équivalent d'une lame séparatrice 50%-50%. Si la fréquence de Rabi effective de la 2^{ème} onde est réglée pour avoir une "impulsion π ", équivalent de 2 miroirs qui renvoient les 2 faisceaux cohérents se recombiner sur la 3^{ème} onde
- ↳ Équivalent d'un interféromètre Mach-Zender
- Difficulté expérimentale : Angle θ très petit $\sim 100 \mu\text{radian}$

③ Exemple de diffraction de Bragg d'ordre supérieur

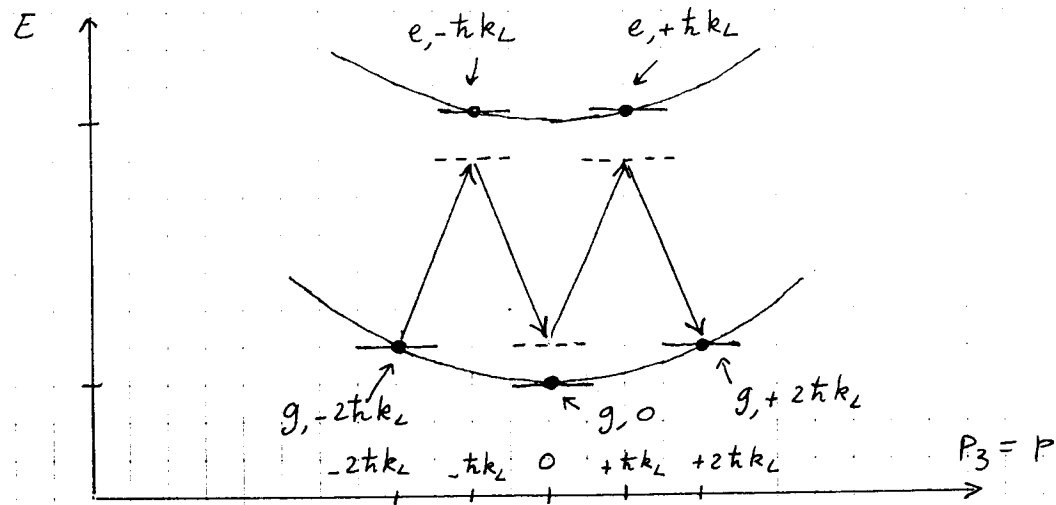


Fig. 4

Diffraction de Bragg d'ordre 2 : $g, -2\hbar k_L$ et $g, +2\hbar k_L$ ont même énergie et sont couplés indirectement par un processus à 4 photons via $e, -\hbar k_L$, $g, 0$ et $e, +\hbar k_L$. (flèches montantes et descendantes de la figure 4).

Couplage effectif de l'ordre de $\frac{(\Omega_L/2)^4}{4\delta^2\omega_R}$

④ Etude expérimentale (réalisée au M.I.T. Voir Ref. [3])

- Faisceau supersonique de Na, avec une très bonne collimation.
- Onde laser rétro-réfléchi avec un rayon focal de quelques mm.
- Pour la diffraction de Bragg d'ordre 1, l'angle entre le faisceau atomique et les plans focaux de l'onde stationnaire est de $30 \mu\text{rad}$

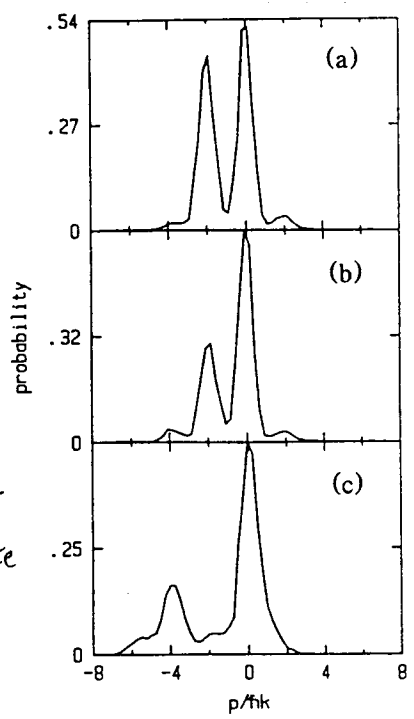
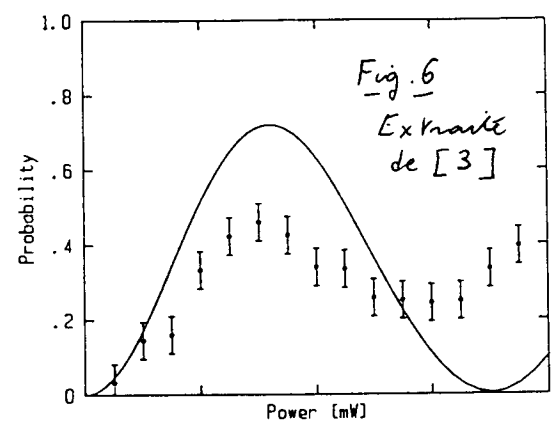


Fig. 5
Extrait de [3]

Experimental data of Bragg scattering. (a) First-order Bragg scattering: $P=6 \text{ mW}$; $\Delta=800 \text{ MHz}$; $\tau=6.4 \mu\text{s}$ ($\Delta\omega=3.2 \text{ mm}$). (b) First-order Bragg scattering: $P=10 \text{ mW}$; $\Delta=800 \text{ MHz}$; $\tau=6.4 \mu\text{s}$. (c) Second-order Bragg scattering: $P=4 \text{ mW}$; $\Delta=500 \text{ MHz}$; $\tau=3.2 \mu\text{s}$ ($\Delta\omega=1.6 \text{ mm}$). The angle of the standing-light-wave nodes with respect to the atomic beam was $30 \mu\text{rad}$ times the order, m .



Plot of probability to be in the diffracted ($n+n_0=1$) state as a function of laser power, $\Omega_L \tau$, for first-order Bragg scattering ($n_0=-1$): $\Delta=800 \text{ MHz}$ and $\tau=5 \mu\text{s}$ ($\Delta\omega=2.5 \text{ mm}$) for these plots. Also shown are experimental data of population in the diffracted state for various laser powers.

Pour la mise en évidence de l'oscillation de Rabi, on fait varier, non pas le temps de traversée T , mais la puissance P du laser. En effet, $\Omega_L \tau$ est proportionnel à Ω_L^2 , donc à P .

⑤ Dopplérons (Refs [2], [4])

IV-5

- Exemple d'autre processus multiphotonique entre états d'impulsion-énergie reliant, non plus 2 états g , mais un état g et un état e

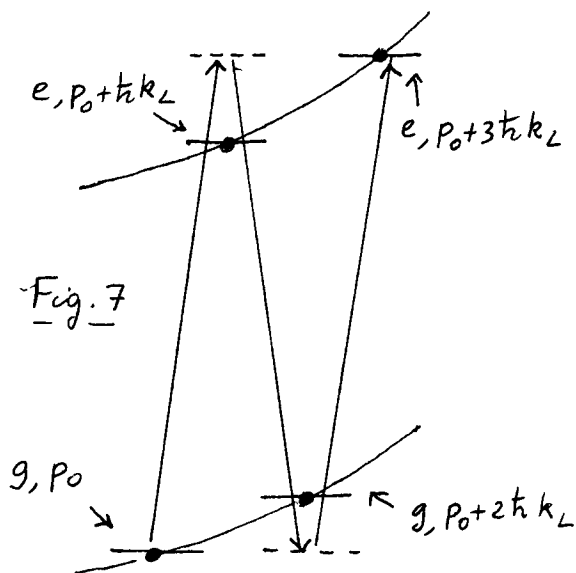


Fig. 7

- On part maintenant de g, p_0 avec $p_0 \neq 0$
- g, p_0 et $e, p_0 + 3\hbar k_L$ sont reliés par un processus à 3 photons résonnant avec 2 états intermédiaires non-résonnants $e, p_0 + \hbar k_L$ et $g, p_0 + 2\hbar k_L$
- Condition de résonance

$$\begin{aligned} \hbar \omega_L &= E_{e, p_0 + 3\hbar k_L} - E_{g, p_0} \\ &= \hbar \omega_A + 3\hbar k_L p_0 / M + 9\hbar \omega_R \end{aligned} \quad (4.12)$$

ce qui donne

$$\delta = 3k_L v_0 + 9\omega_R \quad (4.13)$$

où $v_0 = p_0 / M$ est la vitesse initiale de l'atome.

- Défauts d'énergie dans les états intermédiaires

- 1^{er} état intermédiaire :

$$E_{g, p_0 + \hbar \omega_L} - E_{e, p_0 + \hbar k_L} = \hbar \omega_L - \hbar \omega_A - \hbar k_L v_0 - \hbar \omega_R = \hbar (\delta - k_L v_0 - \omega_R) \quad (4.14)$$

- 2^{ème} état intermédiaire :

$$E_{g, p_0} - E_{g, p_0 + 2\hbar k_L} = -\hbar (2k_L v_0 + 4\omega_R) \quad (4.15)$$

- Si l'on néglige ω_R devant $k_L v_0$, (4.13) donne $\delta = 3k_L v_0$ et (4.14) et (4.15) valent respectivement $+2\hbar k_L v_0$ et $-2\hbar k_L v_0$. La fréquence de Rabi effective associé au couplage indirect entre g, p_0 et $e, p_0 + 3\hbar k_L$

$$\frac{(\hbar \Omega_1 / 2)^3}{-4\hbar^2 k_L^2 v_0^2} \quad (4.16)$$

vaut alors

$$\Omega_1^{\text{eff}} = -\frac{\Omega_1^3}{16 k_L^2 v_0^2} \quad (4.17)$$

- Comme plus haut, on pourrait calculer la largeur radiative Γ' de l'état g, p_0 due au couplage non-résonnant avec $e, p_0 \pm \hbar k_L$. Le couplage résonnant avec $e, p_0 + 3\hbar k_L$ contribue aussi à Γ' mais à un ordre plus élevé en Ω_1 .

- Différences avec la diffraction de Bragg

- Changement d'impulsion au cours du processus : nombre impair de fois $\hbar k_L$
- l'état atomique internal final e est instable.

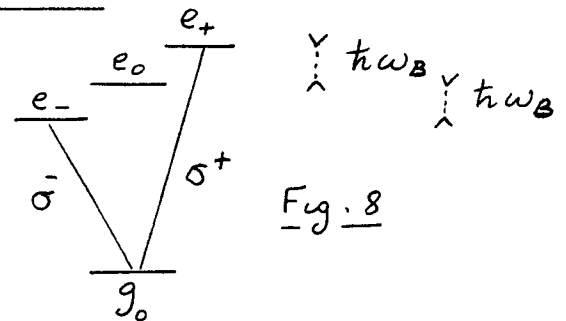
① But poursuivi

- On revient dans cette partie D au régime de Raman - Nath.
- Dans la diffraction d'une onde de de Broglie par une onde laser stationnaire, on obtient une série d'ondes diffractées, dont les vecteurs d'onde transverses (parallèles à l'onde laser) sont des multiples entiers de k_L (ou $2k_L$), et dont les intensités varient comme des carrés de fonctions de Bessel $J_n^2(u)$ [voir partie B du cours III].
Si $u \gg 1$, c-à-d si l'onde est suffisamment intense, $J_n^2(u)$ est appréciable pour des grandes valeurs de n , comprises entre $\pm n_{\max}$ avec $n_{\max} \sim u$. On peut donc obtenir des déviations angulaires importantes $\theta \sim n_{\max} \hbar k_L / p_x$, mais la sélectivité en n est très faible. Le spectre des valeurs de $J_n^2(u)$ en fonction de n est relativement plat et ne présente pas de pics étroits (voir, par exemple, Fig. 15c plus loin).
- Dans cette partie D, on décrit une proposition récente [Refs [5], [6]], utilisant un effet Zeeman et une configuration laser présentant un gradient de polarisation pour créer un réseau de phase différent de ceux étudiés dans la partie B du cours III, dans la mesure où ils conduisent à des spectres I_n^2 pour les diverses ondes diffractées n présentant des pics très étroits autour de valeurs élevées de n .

② Explication qualitative de l'effet proposé

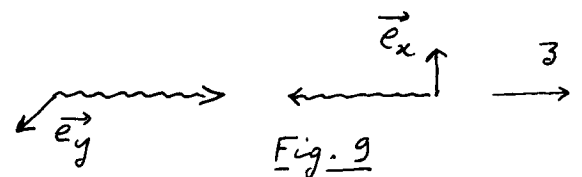
Transition atomique

- Transition $J_g = 0 \leftrightarrow J_e = 1$
- Champ magnétique $\vec{B}_0 \parallel \vec{Oz}$ levant la dégénérescence Zeeman entre e_-, e_0, e_+ : Ecart $\hbar \omega_B$ entre e_0 et $e_{\pm}$
- ω_B : Fréquence de Larmor proportionnelle à B_0



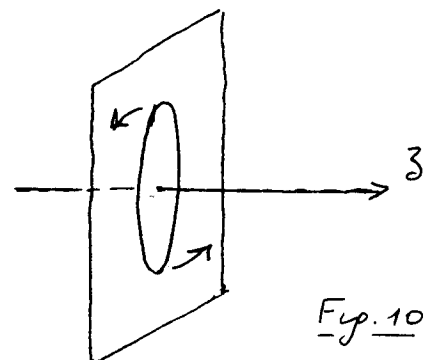
Configuration laser

2 ondes de même fréquence, de même amplitude, se propageant dans des sens opposés le long de Oz , avec des polarisations linéaires $\perp \vec{e}_x$ et $\vec{e}_y$



Analyse des cycles absorption-émission stimulée

- Supposons que l'atome absorbe un photon dans l'onde $\vec{e}_x$. Dans l'état excité apparaît un "alignement", que l'on peut décrire par un ellipsoïde (cigare allongé le long de Ox).
- Cet alignement introduit une anisotropie dans les propriétés optiques. L'émission (induite ou spontanée) de lumière est plus probable avec une polarisation $\parallel$ au grand axe de l'ellipse qu'avec une polarisation $\perp$.
- A cause de la précession de Larmor, l'ellipsoïde d'alignement créé dans l'état excité après absorption du photon $\vec{e}_x$ va tourner autour de Oz avec une fréquence angulaire proportionnelle à ω_L .

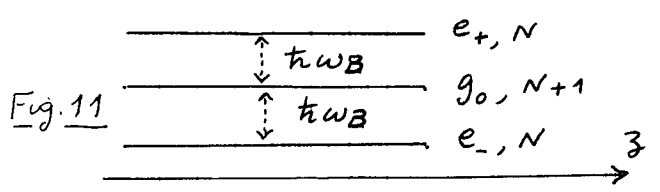


- S'il n'y a pas d'émission spontanée, l'atome retourne à l'état fondamental par émission stimulée, le temps caractéristique au bout duquel se produit un tel processus étant $1/\omega_R$, où ω_R est la fréquence de Rabi.
 - Si l'ellipsoïde d'alignement a tourné de $\pi/2$ avant que l'émission stimulée d'un photon ne se produise, il sera // à $\vec{E}_y$ et l'émission stimulée sera plus facile dans l'onde $\vec{E}_y$ que dans l'onde $\vec{E}_x$. On favorise ainsi les processus de redistribution de photons entre les 2 ondes.
- On conçoit ainsi que, pour une certaine valeur du rapport ω_L/ω_R , on favorise les transferts d'impulsion du champ à l'atome.
- Effet rappelant par certains côtés la "force magnéto-optique" proposée et démontrée récemment [Refs [7], [8]].

③ Etats habillés

Pour une étude plus précise du problème, il est commode de considérer les états habillés du système atome + champ. On va montrer que, pour une certaine valeur de ω_B/ω_R , l'un des états habillés présente, en fonction de z , des variations de forme triangulaire, qui conduisent à des ordres de diffraction n élevés et de dispersion faible.

Etats non couplés en fonction de z



N : nombre de photons dans le mode associé à la configuration laser de la figure 9.

On obtient 3 horizontales séparées de $+h\omega_L$

Effets du couplage

L'interaction atome-laser VAL couple $g_0, N+1$ à e_+, N . On peut diagonaliser exactement la matrice 3×3 représentant l'hamiltonien total et obtenir les 3 valeurs propres (voir Ref. [5]).

Il sera plus instructif ici d'étudier un certain nombre de cas limites.

Limite des champs laser faibles ($\omega_R \ll \omega_B$)

- Aux points z où la polarisation du champ total (résultant de la superposition des 2 ondes de la figure 9) est σ^+ , les états $g_0, N+1$ et e_+, N sont les seuls à être couplés. Ils se repoussent donc légèrement, l'état e_-, N n'étant pas affecté.
- Idem pour les points où la polarisation du champ total est σ^- , et où ce sont les états $g_0, N+1$ et e_-, N qui se repoussent légèrement.
- On obtient ainsi un diagramme d'énergie du type de celui de la figure 14.a.

Limite des champs laser forts ($\omega_R \gg \omega_B$)

- Commençons par négliger ω_B . Les 3 états de la figure 11 sont confondus.
- En chaque point z , on peut alors introduire une combinaison linéaire Ψ_{NC} de e_+, N et e_-, N qui n'est pas couplée à $g_0, N+1$, la combinaison linéaire orthogonale Ψ_C étant couplée à $g_0, N+1$ avec une amplitude, indépendante de z , et de l'ordre de ω_R . Si $\omega_B = 0$, l'effet du couplage VAL n'affecte pas Ψ_{NC} , alors que les états couplés Ψ_C et $g_0, N+1$ donnent naissance à 2 combinaisons linéaires symétriques

et antisymétrique de ψ_c et $g_0, N+1$, dont les énergies sont situées de part et d'autre de celle de ψ_{Nc} , à une distance de l'ordre de ω_R . Pour $\omega_B = 0$, les états habillés ont donc des énergies variant avec z comme sur la figure 11 : on a 3 droites horizontales avec des espacements de l'ordre de $\hbar \omega_R$.

- Tenons compte maintenant de l'effet de ω_B perturbativement. Comme les fonctions d'onde des états habillés, calculées pour $\omega_B = 0$, dépendent de z , les couplages introduits par ω_B vont dépendre de z et vont donner naissance à de légères ondulations (Voir Fig. 14c)

Etude des états habillés au voisinage d'un point où la polarisation du champ total est σ^+ (ou σ^-)

- Au voisinage d'un tel point, la matrice 3×3 à diagonaliser se décompose en une matrice 1×1 relative à e_-, N , qui n'est pas perturbée, et une matrice 2×2 relative à $\{ |g_0, N+1\rangle, |e_+, N\rangle \}$ qui a la forme suivante :
où ω_R est la fréquence de Rabi associée à chaque onde.

$$\hbar \begin{pmatrix} 0 & \omega_R/\sqrt{2} \\ \omega_R/\sqrt{2} & \omega_B \end{pmatrix} \quad (4.18)$$

- On trouve alors que si :

$$\omega_R = 2\omega_B \quad (4.19)$$

l'une des 2 valeurs propres de (4.18) va être égale à $-\hbar \omega_B$.

En d'autres termes, la répulsion de $g_0, N+1$ par e_+, N est telle que l'état habillé correspondant $|2(N)\rangle$ est dégénéré avec l'état non couplé $|e_-, N\rangle$ (Fig. 12)

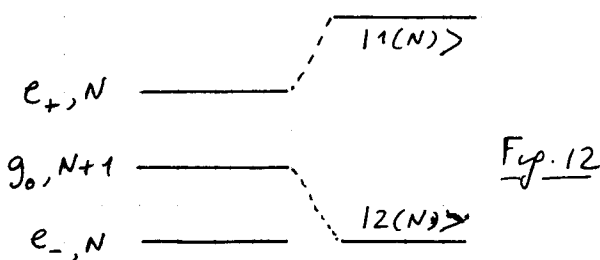


Fig. 12

- Au voisinage d'un point M_0 , de coordonnée z_0 , où la polarisation du champ total est σ^+ , l'amplitude de la composante σ^- varie linéairement en $z - z_0$. Si l'on néglige cette composante σ^- , on a 2 niveaux dégénérés $|e_-, N\rangle$ et $|2(N)\rangle$ dont les énergies sont indépendantes de z (droites en traits tiretés de la Fig. 13)

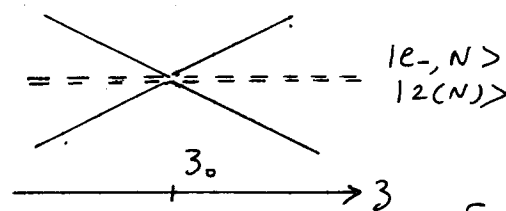


Fig. 13

La perturbation associée à la composante σ_- du champ total va coupler ces états dégénérés et lever la dégénérescence avec un écart croissant linéairement avec $z - z_0$ (traits pleins de la Fig. 13)

Pour $\omega_R = 2\omega_B$, on obtient donc 2 états habillés qui semblent se croiser en $z = z_0$, mais qui forment en fait un anti-croisement dont la distance minimale d'approche est nulle.

Idem pour les points où la polarisation du champ total est σ^- . On obtient ainsi le diagramme de niveaux habillés de la Fig. 14b, les variations avec z de l'énergie des niveaux centraux ayant une forme triangulaire.

- Notons que si ω_R est légèrement supérieur ou légèrement inférieur à $2\omega_B$, les états $|e_-, N\rangle$ et $|2(N)\rangle$ ne sont plus dégénérés, de sorte que les états habillés résultant du couplage non diagonal associé à la composante σ^- s'écartent, non plus linéairement, mais quadratiquement en $z - z_0$ pour $z - z_0$ suffisamment faible.

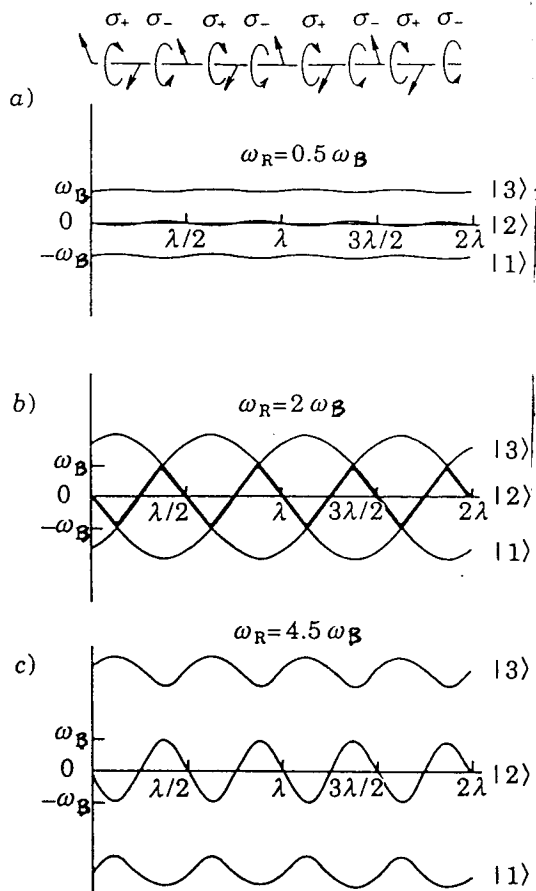


Fig. 14
[extraite
de [5]]

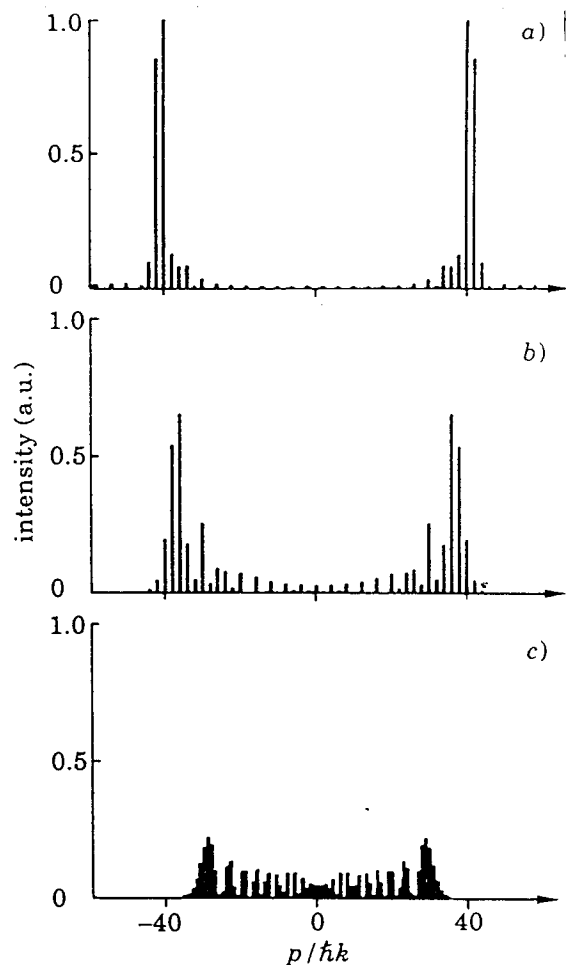


Fig. 15
(extraite
de [5])

④ Calcul du spectre d'ondes diffractées

Approximation adiabatique

- En dehors du faisceau laser, l'atome est dans l'état g , donc dans l'état non couplé central $|g, N+1\rangle$ de la figure 11.

Si l'énergie des niveaux habillés a une variation temporelle suffisamment lente quand l'atome entre dans l'onde laser et "voit" donc un champ d'amplitude croissante puis décroissante, l'atome va rester adiabatiquement dans le niveau habillé qui se raccorde à $|g, N+1\rangle$ hors du laser, c-à-d dans le niveau central $|2\rangle$ des diagrammes de la figure 14.

- Soit $E_2(z, t)$ l'énergie d'un tel niveau habillé, qui dépend donc de t et du point de traversée z (rappelons que, dans le régime de Raman - Nath, z ne varie pas au cours de la traversée). D'après la partie B du cours III, l'onde de de Broglie sortante correspondant à une onde de de Broglie entrante de $p_3 = p = 0$ (donc indépendante de z) est donnée par

$$\exp\left\{-\frac{i}{\hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} E_2(z, t) dt\right\} \quad (4.20)$$

Résultats du calcul

- Comme $E_2(z, t)$ est périodique en z , on obtient un spectre périodique de valeurs de $p_3 = p$. (voir Fig. 15)

- La figure 15 a donne les intensités des diverses composantes de ce spectre lorsque $\omega_R = 2\omega_B$ et qu'on prend pour $E_2(z, t)$ un créneau carré en fonction de t (l'approximation adiabatique est alors douteuse!); On trouve alors 2 groupes de raies très bien séparés. Par comparaison, la figure 15 c donne le même spectre pour une onde stationnaire ordinaire (comme dans la partie B du cours III). Le spectre est alors très étalé.

La figure 15.b donne les résultats du calcul de (4.20) quand on tient compte des variations gaussiennes de $E_2(z, t)$ avec t . La condition $w_R = 2w_B$ ne peut alors être réalisée partout et la séparation des 2 groupes de raies est un peu moins bonne que sur la figure 15.a.

Interprétation physique

- Considérons un problème purement classique, où une particule de masse M , entrant dans l'onde laser étudiée dans ce cours, subit une force proportionnelle au gradient spatial de l'énergie $E_2(z)$ des états bristillés $|2\rangle$ de la figure 14. Cette particule traversant l'onde au point z va donc subir une déflexion proportionnelle à la pente de $E_2(z)$ en z . Si les variations de $E_2(z)$ avec z ont une forme sinusoïdale, cette déflexion va prendre toutes les valeurs possibles comprises entre 2 valeurs opposées, et on obtient un profil de déflexion dont on peut montrer qu'il représente une bonne approximation de l'enveloppe du spectre de la figure 15.c.
- Si les variations de $E_2(z)$ avec z ont une allure triangulaire, comme sur la figure 14.b, la pente de $E_2(z)$ va très peu varier, tout en changeant de signe pour certaines valeurs de z . Suivant l'endroit où la particule traverse l'onde, elle va donc être défléchie dans un sens ou dans l'autre, la valeur absolue de la déflexion dépendant très peu de z . On comprend ainsi qualitativement pourquoi l'enveloppe du spectre de la figure 15.a a l'allure de 2 pics très étroits de part et d'autre de $p = 0$.

Etude expérimentale

Des résultats positifs ont été obtenus récemment à Constance sur un tel dispositif et sont en cours de publication.

Références

- [1] C.G. Shull, Phys. Rev. Lett. 21, 1585 (1968)
- [2] D.E. Pritchard, P.L. Gould, J.O.S.A. B2, 1799 (1985)
- [3] P.J. Martin, B.G. Oldaker, A.H. Michels, D.E. Pritchard
Phys. Rev. Lett. 60, 515 (1988)
- [4] E. Kyröla, S. Stenholm, Optics Commun. 22, 123 (1977)
- [5] T. Pfau, C.S. Adams, J. Mlynek, Europhys. Lett. 21, 439 (1993)
- [6] C.S. Adams, T. Pfau, Ch. Kurtsiefer, J. Mlynek
Phys. Rev. A48, 2108 (1993)
- [7] R. Grimm, Yu. Orchinikov, A.I. Sidorov, V.S. Letokhov
Opt. Commun. 84, 18 (1991)
- [8] R. Grimm, V.S. Letokhov, Yu. Orchinikov, A. Sidorov
JETP Lett. 54, 615 (1991) ; J. Phys. II 2, 93 (1992)