

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

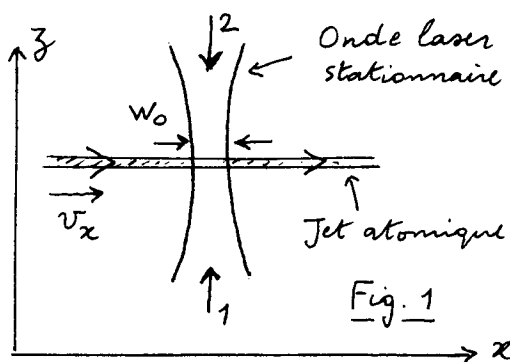
Buts de ce cours

Un atome traversant à angle droit une onde laser stationnaire quasi-résonnante subit une perturbation périodique dans l'espace. Analogie avec la traversée d'un réseau de fentes. Ce cours III et le suivant IV étudient diverses conséquences de cette interaction.

- Diffraction de l'onde de de Broglie - Calcul des angles et des amplitudes des ondes diffractées.
- Interprétation en termes de photons.
- Divers régimes possibles observables en fonction de l'épaisseur de l'onde traversée.
- Mises en évidence expérimentales de ces effets.
- Nouveaux schémas proposés récemment pour augmenter l'angle entre les ondes diffractées.

A - Considérations générales

① Notations - Hypothèses



- Jet atomique de vitesse moyenne v_x le long de Ox

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{Mv_x} \quad (3.1)$$

- Ce jet traverse une onde laser stationnaire le long de Oz

$$2E_0 \cos \omega_L t \cos k_L z \quad (3.2)$$

E_0 : amplitude de chacune des 2 ondes progressives 1 et 2 formant l'onde stationnaire.

- Rayon focal ("waist") de l'onde laser : w_0

$$\text{Temps de traversée : } T = \frac{w_0}{v_x} \quad (3.3)$$

- Vitesse et impulsion des atomes le long de Oz (dus à la dispersion angulaire du jet)

$$v_z = v \quad p_z = Mv_z = p \quad (3.4)$$

- Atomes à 2 niveaux g et e

$$E_e - E_g = \hbar \omega_A \quad (3.5)$$

ω_A : Fréquence atomique, suffisamment proche de ω_L pour qu'on puisse faire l'approximation du champ tournant

- Hamiltonien d'interaction

$$\begin{aligned} V_{AL} &= -D E_0 \cos k_L z [e^{i\omega_L t} |g\rangle\langle e| + e^{-i\omega_L t} |e\rangle\langle g|] \\ &= \frac{\hbar \Omega_1}{2} (e^{ik_L z} + e^{-ik_L z}) [e^{i\omega_L t} |g\rangle\langle e| + e^{-i\omega_L t} |e\rangle\langle g|] \end{aligned} \quad (3.6)$$

$$\text{où } \Omega_1 = -D E_0 / \hbar \quad (3.7)$$

est la fréquence de Rabi associée à chaque onde (D : élément de matrice de l'opérateur moment dipolaire entre e et g , supposé réel)

- Hamiltonien atomique.

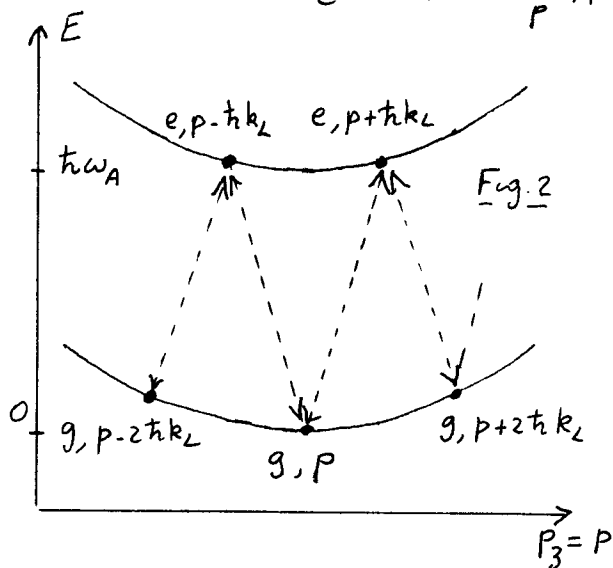
$$H_A = \hbar \omega_A |e\rangle\langle e| + \vec{P}^2/2M \quad (3.8)$$

- Dans tout ce cours III, et aussi dans le cours IV, on néglige l'émission spontanée : le temps de traversée T est suffisamment court, ou le paramètre de saturation suffisamment faible pour que la probabilité d'émettre spontanément un photon pendant T puisse être négligée.

② Echanges d'impulsions entre atome et champ.

- Comme on s'intéresse ici à la diffraction d'ondes de de Broglie, le mouvement de l'atome doit être traité quantiquement. Dans (3.6), $\hat{z}$ est donc un opérateur, et $e^{\pm i k_L \hat{z}}$ des opérateurs de translation dans l'espace des impulsions :

$$e^{\pm i k_L \hat{z}} = \sum_P |p \pm \hbar k_L\rangle \langle p| \quad (3.9)$$



- On voit alors que, partant de l'état $|g, p\rangle$ (atome dans g avec une impulsion $P_z = p$), V_{AL} couple $|g, p\rangle$ à $|e, p \pm \hbar k_L\rangle$ (voir Fig. 2 représentant les états d'énergie-impulsion de l'atome situés sur 2 paraboles $E = p^2/2M$ séparées par $\hbar \omega_A$ - Ref [1]) V_{AL} couple $|e, p \pm \hbar k_L\rangle$, non seulement à $|g, p\rangle$, mais aussi à $|g, p \pm 2\hbar k_L\rangle$, et ainsi de suite...

- L'état $|g, p\rangle$ est donc couplé à tous les états $|g, p + 2n\hbar k_L\rangle$ ($n = \pm 1, \pm 2, \dots$)
Le gain d'impulsion $2n\hbar k_L$ est lié

à un processus de redistribution de photons entre les 2 ondes progressives 1 et 2 formant l'onde stationnaire : si $n > 0$, n photons sont absorbés dans l'onde 1 et n photons sont émis de manière stimulée dans l'onde 2.

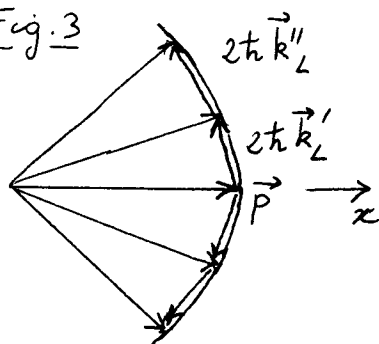
- Considérations analogues pour le couplage entre $|g, p\rangle$ et $|e, p + (n+1)\hbar k_L\rangle$ ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$)

③ Conservation de l'énergie totale (Ref [2]).

- Considérons le processus $|g, p\rangle \rightarrow |g, p + 2n\hbar k_L\rangle$, où n photons sont absorbés dans l'onde 1 et n photons sont émis de manière stimulée dans l'onde 2. Comme tous les photons ont même énergie $\hbar \omega_L$, l'énergie du champ ne change pas. Pour que l'énergie totale du système atome + champ ne change pas, et que le processus $|g, p\rangle \rightarrow |g, p + 2n\hbar k_L\rangle$ soit donc réel, l'énergie cinétique de l'atome doit donc rester inchangée, ce qui implique que $\vec{p}$ et $\vec{p} + 2n\hbar \vec{k}_L$ aient même module.

- Si l'impulsion initiale $\vec{p}$ est dirigée suivant Ox , et si on se limite à des impulsions de photons $\hbar \vec{k}_L$ parallèles à Oz , les extrémités de $\vec{p}$ et $\vec{p} + 2\hbar \vec{k}_L$, $\vec{p} + 4\hbar \vec{k}_L, \dots$ ne peuvent jamais

Fig. 3



être situées sur un même cercle (voir Fig. 3).

Pour qu'il en soit ainsi, il faut des impulsions de photons $2\hbar\vec{k}'_L$, $2\hbar\vec{k}''_L$... ayant des composantes suivant Ox

- En fait, c'est bien ce qui se passe si l'on tient compte de la valeur finie du rayon focal w_0 de l'onde stationnaire, et de la dépendance en x de cette onde, ce qui n'est pas fait dans (3.2). L'impulsion des photons des ondes 1 et 2 a en effet une dispersion suivant Ox de l'ordre de $\hbar/w_0$, et

les processus de la figure 3 deviennent possibles, si w_0 est suffisamment petit. Un tel régime est appelé "régime de Raman-Nath".

(il repose sur des approximations mathématiques analogues à celles utilisées par Raman et Nath dans l'étude d'un autre problème physique). Pour pouvoir étudier commodément un tel régime, on peut garder l'expression (3.2) de l'onde stationnaire, à condition de négliger l'énergie cinétique $P_z^2/2M$ de l'atome le long de Oz dans l'expression (3.8) de H_A . Ceci revient à remplacer les paraboles de la figure 2 par des horizontales. La condition de validité précise de l'approximation de Raman-Nath sera analysée plus loin (§§ B1 et B2c).

- Si w_0 est très grand, l'expression (3.2) devient valable et la seule possibilité pour conserver l'énergie globale constante à prendre des vecteurs $\vec{p}$ et $\vec{p} + 2n\hbar\vec{k}_L$ (où $\vec{k}_L$ est parallèle à Oz) symétriques par rapport à l'axe Ox (voir Fig. 4)

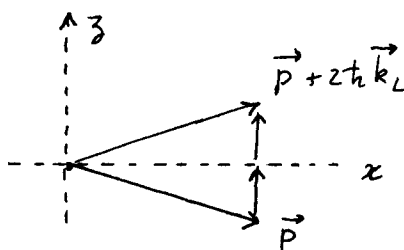


Fig. 4a

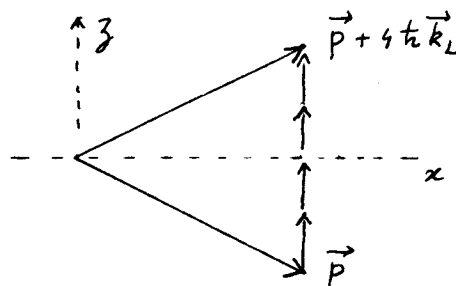


Fig. 4b

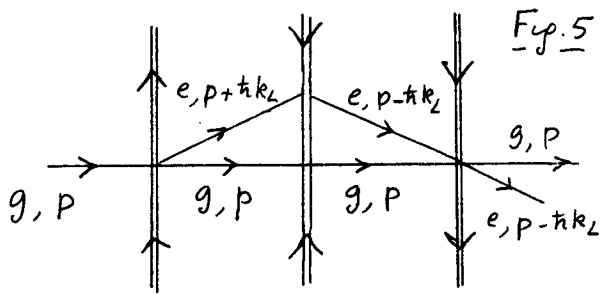
Un tel régime est appelé "régime de Bragg". La diffraction de Bragg s'effectue soit à l'ordre le plus bas ($n=1$, Fig. 4a), soit à des ordres supérieurs (par exemple $n=2$, Fig. 4b).

④ Lien avec l'interférométrie atomique

- Ce lien est évident pour le régime de Bragg. Nous verrons en effet que, dans la diffraction d'ordre le plus bas (Fig. 4a), on peut, partant de l'état $|g, \vec{p}\rangle$, aboutir après traversée de l'onde dans une superposition linéaire des états $|g, \vec{p}\rangle$ et $|g, \vec{p} + 2\hbar\vec{k}_L\rangle$, ce qui réalise l'équivalent d'une lame séparatrice pour ondes de de Broglie et est tout à fait analogue à la diffraction de Bragg utilisée dans les interféromètres à neutrons.

- Dans le régime de Raman-Nath, on peut observer plusieurs ordres de diffraction, comme dans la diffraction par un réseau de fentes étudiée dans le cours II. Il est possible alors de

reinterpréter des expériences de franges de Ramsey optiques utilisant des ondes stationnaires en termes d'interféromètres atomiques (Ref. [3]).



Considérons par exemple l'expérience de la figure 5 utilisant une onde stationnaire centrale encadrée de part et d'autre par 2 ondes progressives situées à égale distance et se propageant dans des sens opposés. La traversée de la 1^{re} onde progressive fait passer de l'état $|g, p\rangle$ à une superposition linéaire de $|g, p\rangle$ et $|e, p + \hbar k_L\rangle$. La traversée de l'onde stationnaire peut alors faire passer

de $|e, p + \hbar k_L\rangle$ à $|e, p - \hbar k_L\rangle$ (ordre de diffraction - 2, qui serait impossible à réaliser avec une onde progressive), l'état $|g, p\rangle$ demeurant inchangé. Les 2 états $|g, p\rangle$ et $|e, p - \hbar k_L\rangle$ peuvent alors être recombinés lorsqu'ils arrivent sur la troisième onde progressive (noter qu'elle doit bien se propager en sens inverse de la 1^{re} pour que $e, p - \hbar k_L$ puisse se transformer en g, p et g, p en $e, p - \hbar k_L$).

Comme dans l'expérience utilisant 2 paires d'ondes progressives se propageant dans des sens opposés, analysée dans le cours 92-93, on voit apparaître, sur la figure 5, 2 chemins qui se séparent et se recombinent, donnant naissance à un interféromètre atomique enfermant une surface rebornée. Comme les états internes ne sont pas les mêmes dans les 2 chemins, le déphasage entre les 2 chemins va dépendre du désaccord $\delta = \omega_L - \omega_A$. On comprend ainsi pourquoi une telle disposition expérimentale peut donner naissance à des franges de Ramsey optiques, ne se brouillant pas lors de la moyenne sur p , et de largeur de l'ordre de $\hbar/T_{vol}$ où T_{vol} est le temps de vol d'une onde à l'autre (on suppose bien sûr ici l'émission spontanée à partir de e négligeable pendant T_{vol}).

5) Quelques bases d'états intéressantes

En écrivant $\cos k_L z$ sous la forme $(e^{ik_L z} + e^{-ik_L z})/2$, comme nous l'avons fait dans (3.6), on fait apparaître les 2 ondes progressives formant l'onde stationnaire. Une telle forme de V_{AL} fait apparaître clairement les échanges d'impulsions entre atome et champ. La base d'états $\{|g, p\rangle\}$, ou plus généralement $\{|g, p, N_1, N_2\rangle\}$, où N_1 et N_2 sont les nombres de photons dans les modes $+k_L$ et $-k_L$ dans un traitement quantique du champ, est alors très commode pour étudier l'évolution de l'impulsion atomique. Nous l'utiliserons pour analyser le régime de Bragg.

On peut également garder le mode en $\cos k_L z$ du champ correspondant à l'onde stationnaire (un photon de ce mode est une superposition linéaire d'un photon $+k_L$ et d'un photon $-k_L$). Une base intéressante est alors celle des états habillés du système atome + mode $\cos k_L z$ en interaction. Les énergies

de ces états habillés, portées en fonction de z , font alors apparaître des courbes de potentiel (plus exactement, des bi-potentiels, car il y a 2 types d'états habillés), dans lesquelles se déplace l'atome. Cette base d'états peut être beaucoup plus commode que la précédente quand on privilégie l'aspect position de l'atome : par exemple, étude du mouvement d'un petit paquet d'ondes bien localisé (effet Stern-Gerlach optique) ; étude du régime Raman-Nath, où l'atome se déplace très peu le long de l'onde stationnaire lors de la traversée de cette onde.

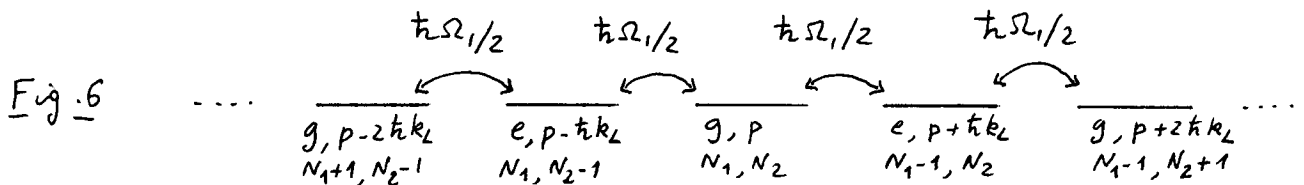
B. Régime de Raman-Nath

① Approximation effectuée

Première formulation : énergie cinétique $P_z^2/2M$ le long de l'onde stationnaire négligée.

↳ Dégénérescence entre les états d'énergie-impulsion dont les impulsions le long de Oz diffèrent d'un nombre entier de fois $\hbar k_L$.

- Exemple : cas résonnant $\omega_L = \omega_A$



Etats dégénérés couplés de proche en proche (couplage $\hbar\Omega_1/2$).

Analogie avec la propagation le long d'une chaîne en physique du solide (la position étant remplacée ici par l'impulsion).

- Condition de validité

On part de g, p, N_1, N_2 avec $p=0$. Pendant le temps T , on fait un nombre maximum $n_{\max}$ de pas $\hbar k_L$ à droite et à gauche. On atteint ainsi des états dont l'énergie cinétique diffère de celle de l'état initial par $n_{\max}^2 \hbar^2 k_L^2 / 2M$. On a le droit de négliger cette différence d'énergie si elle est négligeable devant les couplages non-diagonaux entre états

$$\hbar\Omega_1 \gg n_{\max}^2 \hbar^2 k_L^2 / 2M \quad (3.10)$$

On calculera plus loin (§ B 2 c) un ordre de grandeur de $n_{\max}$.

- Dans le cas non résonnant ($\omega_L \neq \omega_A$), tous les états de la figure 6 contenant g sont dégénérés et sont décalés de tous les états contenant e (eux-mêmes dégénérés) d'une distance $\hbar\delta$ où

$$\delta = \omega_L - \omega_A \quad (3.11)$$

est le désaccord. Si on part d'un état g et si $|\delta| \gg \Omega_1$, la propagation se fait essentiellement à l'intérieur des états g .

Formulation équivalente de l'approximation

- Si $P_z^2/2M$ est négligé, il n'y a plus dans l'hamiltonien total

d'opérateurs (comme P_3) ne commutant pas avec 3 et

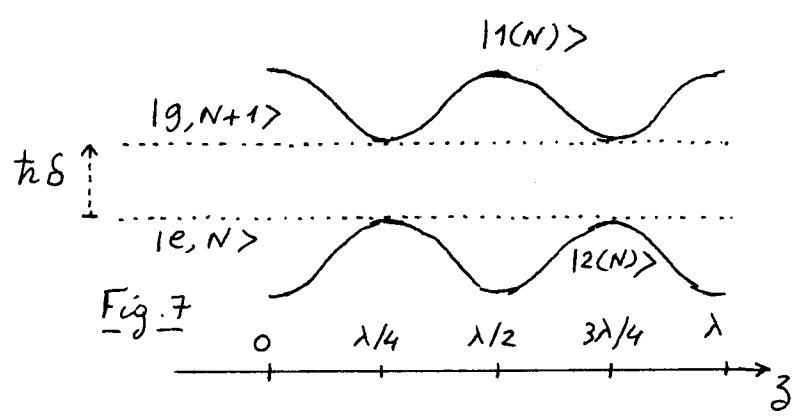
$$\frac{d3}{dt} = \frac{1}{i\hbar} [3, H] = 0 \quad (3.12)$$

3 ne varie donc pas et on peut négliger le déplacement de l'atome le long de l'onde laser au cours de la traversée.

- Si l'atome entre dans l'onde stationnaire dans l'état $|3_0\rangle |X_{in}\rangle$ (état localisé en 3_0 , dans l'état interne initial $|X_{in}\rangle$), il sort dans l'état $|3_0\rangle |X_{fin}\rangle$, toujours localisé en 3_0 , l'état interne final $|X_{fin}\rangle$ pouvant être calculé à partir d'une équation de Schrödinger contenant $V_{AL}(3_0)$. Il est alors intéressant d'utiliser la base des états habillés.

② Diffraction d'une onde de de Broglie incidente

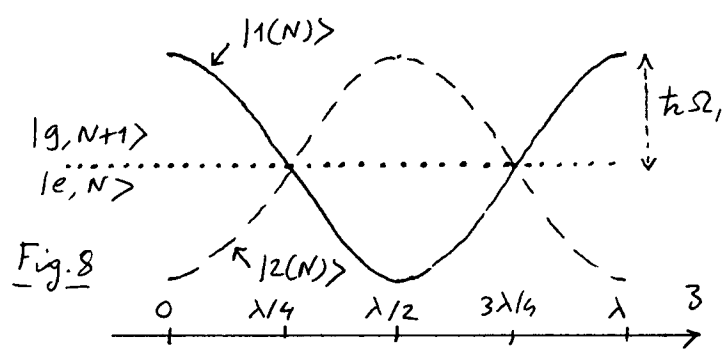
a) Etats habillés en fonction de 3



- N : nombre de photons dans le mode $\cos k_L 3$
- Etats non couplés (en pointillés sur la figure 7) $\{|g, N+1\rangle, |e, N\rangle\}$
Quasi-dégénérés: Ecart $\hbar\delta$.
- Elements de matrice de V_{AL}
D'après (3.6), et en faisant réapparaitre $\cos k_L 3$
 $\langle e, N | V_{AL} | g, N+1 \rangle = \hbar\Omega_1 \cos k_L 3 \quad (3.13)$

- On en déduit que les états habillés (traits pleins de la Fig. 7) se repoussent au maximum aux ventres ($3 = 0, \lambda/2, \lambda, \dots$) et coïncident avec les états non-perturbés aux nœuds ($3 = \lambda/4, 3\lambda/4, \dots$).

Cas résonnant : $\delta = \omega_L - \omega_A = 0$



- Les états non couplés sont dégénérés
- Les états habillés s'écrivent
$$\begin{cases} |1(N)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g, N+1\rangle + |e, N\rangle] \\ |2(N)\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|g, N+1\rangle - |e, N\rangle] \end{cases} \quad (3.14)$$

et gardent la même forme, indépendante de x , même si l'amplitude de l'onde laser a une variation plus complexe qu'une forme en crêteau le long de x

- Les énergies de ces états valent

$$E_1(N) = \hbar\Omega_1 \cos k_L 3 \quad E_2(N) = -\hbar\Omega_1 \cos k_L 3 \quad (3.15)$$

Cas très non résonnant : $|\delta| \gg \Omega_1$. Supposons par exemple $\delta > 0$.

$|1(N)\rangle$ est alors très proche de $|g, N+1\rangle$ et l'expression perturbative de son énergie $E_1(N)$ s'écrit :

$$E_1(N) = \frac{\hbar^2 \Omega_1^2 \cos^2 k_L 3}{\hbar\delta} = \frac{\hbar\Omega_1^2}{2\delta} (1 - \cos 2k_L 3) \quad (3.16)$$

b) Calcul des amplitudes des ondes diffractées dans 2 cas simples III-7

Cas résonnant ($\delta = 0$)

- Etat externe entrant : onde plane $p=0 \rightarrow \Psi_{\text{ext}}(z)$ indépendant de z .

- Etat interne entrant

$$|g, N+1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|1(N)\rangle + |2(N)\rangle] \quad (3.17)$$

- Etat sortant au point z

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{fin}}(z)\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|1(N)\rangle e^{-iE_1(N)T/\hbar} + |2(N)\rangle e^{-iE_2(N)T/\hbar}] \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} [|1(N)\rangle e^{-i\Omega_1 T \cos k_L z} + |2(N)\rangle e^{-i\Omega_2 T \cos k_L z}] \\ &= |g, N+1\rangle \cos[\Omega_1 T \cos k_L z] - i |e, N\rangle \sin[\Omega_1 T \cos k_L z] \end{aligned} \quad (3.18)$$

On a supposé que l'atome "voit" pendant le temps T un champ d'amplitude constante. Comme les états propres (3.14) ne dépendent pas de l'amplitude du champ lorsque $\delta = 0$, l'expression (3.18) demeure valable même si $\Omega_1(t)$ n'a pas une variation en forme de créneau. Il suffit de faire le remplacement

$$\Omega_1 T \rightarrow \int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_1(t) dt \quad (3.19)$$

- Utilisons les identités

$$\cos(u \cos \theta) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n J_{2n}(u) e^{2in\theta} \quad (3.20)$$

$$\sin(u \cos \theta) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^n J_{2n+1}(u) e^{i(2n+1)\theta} \quad (3.21)$$

$$e^{\pm iu \cos \theta} = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (\pm i)^n J_n(u) e^{\mp in\theta} \quad (3.22)$$

Elles permettent de transformer (3.18) en

$$|\Psi_{\text{fin}}(z)\rangle = \sum_n (-1)^n J_{2n}(\Omega_1 T) e^{2in k_L z} |g, N+1\rangle - i \sum_n (-1)^n J_{2n+1}(\Omega_1 T) e^{i(2n+1) k_L z} |e, N\rangle \quad (3.23)$$

les J_n étant des fonctions de Bessel d'ordre n .

- L'expression (3.23) fait apparaître une infinité d'ondes diffractées ayant des impulsions le long de Oz égales à des multiples n de $\hbar k_L$. Pour les multiples $2n$ pairs, l'atome est dans g et l'amplitude de l'onde diffractée vaut $(-1)^n J_{2n}(\Omega_1 T)$. Pour les multiples $(2n+1)$ impairs, l'atome est dans e et l'amplitude de l'onde diffractée vaut $-i(-1)^n J_{2n+1}(\Omega_1 T)$.

Cas très non résonnant ($\delta \gg \Omega_1$)

- L'atome suit adiabatiquement l'état habillé $|1(N)\rangle$ qui se raccorde à $|g, N+1\rangle$ en dehors de l'onde laser. On suppose donc ici que $\Omega_1(t)$ ne varie pas brusquement avec t et on pose :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \Omega_1^2(t) dt = \overline{\Omega_1^2} T \quad (3.24)$$

où T est un temps typique de traversée et $\overline{\Omega_1^2}$ une valeur moyenne typique de $\Omega_1^2(t)$. On a donc, compte tenu de (3.16), (3.24) et (3.22):

$$\begin{aligned} |\Psi_{\text{fin}}(z)\rangle &= |g, N+1\rangle e^{-i \int_{-\infty}^{+\infty} E_1(N)(t) dt / \hbar} = |g, N+1\rangle e^{-i \frac{\overline{\Omega_1^2} T}{2\delta}} (1 - \cos 2k_L z) \\ &= |g, N+1\rangle e^{-i \overline{\Omega_1^2} T / 2\delta} \sum_n (i)^n J_n(\overline{\Omega_1^2} T / 2\delta) e^{-2in k_L z} \end{aligned} \quad (3.25)$$

Spectre pair d'ondes diffractées, d'amplitudes proportionnelles à $J_n(\overline{\Omega_1^2} T / 2\delta)$.

c) Discussion physique,

Interprétation corpusculaire

Déjà donné plus haut (§ A2) : redistribution de photons entre les 2 ondes progressives formant l'onde stationnaire.

Interprétation ondulatoire

- Diffraction d'une onde de de Broglie, de longueur d'onde

$$\lambda_{DB} = \frac{h}{P_x} \quad (3.26)$$

par une structure périodique de période d .

- D'après les résultats du cours II, les angles $\theta_n = P_z / P_x$ des ondes diffractées valent

$$\theta_n = \frac{P_z}{P_x} = \frac{n \lambda_{DB}}{d} = \frac{n h}{P_x d} \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (3.27)$$

d'où l'on tire : $P_z = n h / d \quad (3.28)$

- Dans le cas résonnant, la période d vaut λ (voir Fig. 8) où $\lambda = 2\pi / k_L$ est la longueur d'onde laser. On en déduit $P_z = n h k_L / 2\pi = n \hbar k_L$, en accord avec (3.23).

Dans le cas non résonnant, la période d vaut $\lambda/2$ (voir Fig. 7) et donc $P_z = 2 n \hbar k_L$, en accord avec (3.25)

- En fait, dans le problème étudié ici, on n'a pas d'absorption d'atomes, comme dans le cours II. Plutôt qu'un réseau de transmission, on a donc un réseau de phase.
- Analogie avec l'effet Kapitza-Dirac (voir Ref. [4])

Reinterprétation de la condition de validité (3.10)

- Pour un u donné, la fonction de Bessel $J_n(u)$ n'est importante que si $n \leq u$.
- Dans le cas résonnant, l'argument des fonctions de Bessel apparaissant dans (3.23) est $\Omega_1 T$. On en déduit

$$n_{\max} \sim \Omega_1 T \quad (3.29)$$

L'étalement en impulsions croît donc linéairement avec T (et non pas en $\sqrt{T}$ comme pour un processus de diffusion).

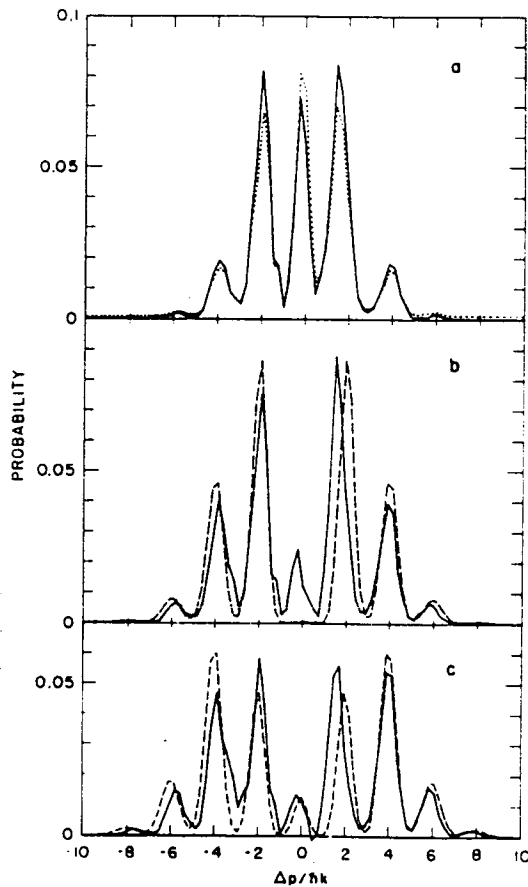
- Si l'on reporte (3.29) dans (3.10), on peut écrire (3.10) sous la forme

$$\frac{\hbar k_L \Omega_1}{M} T^2 \ll \frac{1}{k_L} \sim \lambda \quad (3.30)$$

$\hbar k_L \Omega_1 \sim \hbar \Omega_1 / \lambda$ est de l'ordre de la force associée aux gradients des états habillés (variation de $\hbar \Omega_1$ sur une distance λ - voir Fig. 8). Cette force communique à l'atome une accélération $\gamma \sim \hbar k_L \Omega_1 / M$ et lui fait parcourir une distance le long de Oz de l'ordre de γT^2 . Le membre de gauche de (3.30) représente donc le déplacement de l'atome le long de l'onde stationnaire pendant le temps de traversée T . Ce déplacement doit donc être négligeable devant λ .

③ Mise en évidence expérimentale (Expériences réalisées au M.I.T. 1^{re} version Ref. [5] - version améliorée Ref. [6])

III-9



Atomic diffraction patterns corresponding to the following scans (listed in Table I): (a) scan A4, (b) scan A5, (c) scan A3. In (a) the raw (dotted line) and corrected data (solid line) are compared. In (b) and (c) we display the theoretical fits (dashed line), described in the text, and the corrected data (solid line). All curves are normalized. A typical count rate is $\sim 10^6$ atoms/sec per scan.

- Jet atomique supersonique de Na avec une très bonne collimation, traversant à angle droit une onde stationnaire. Détection avec un fil chaud de la distribution en impulsion des atomes défléchis
- Rayons focaux $70 \mu\text{m}$ et $40 \mu\text{m}$ correspondant à des temps de traversée de 70 et 45 ns
- Transition utilisée (système à 2 niveaux) $3^2S_{1/2} F=2, m_F=2 \leftrightarrow 3^2P_{3/2} F=3, m_F=3$
- Corrections effectuées dans a
Soustraction d'un fond et d'une contribution d'atomes non défléchis dans $F=1$
- Valeurs des paramètres

Scan A4	$\Omega_{1/2\pi} = 64 \text{ MHz}$	$\delta/2\pi = -349 \text{ MHz}$
Scan A5	$\Omega_{1/2\pi} = 64 \text{ MHz}$	$\delta/2\pi = -253 \text{ MHz}$
Scan A3	$\Omega_{1/2\pi} = 135 \text{ MHz}$	$\delta/2\pi = -922 \text{ MHz}$

Fig. 9 Extraite de [6]

Références

- [1] C. Bordé, *Advances in Laser Spectroscopy*, ed. by F.T. Arecchi, F. Strumia, H. Walther (Plenum 1993) p.1 - et *Revue des Céphées, Ondes et Signal*, NS 83-1 (1983)
 - [2] P.J. Martin, B.C. Oldaker, A.H. Michlich, D.E. Pritchard *Phys. Rev. Lett.* **60**, 515 (1988)
 - [3] C. Bordé, *Phys. Letters*, **A140**, 10 (1989)
 - [4] P.L. Kapitza, P.A.M. Dirac, *Proc. Cambridge Philos. Soc.* **29**, 297 (1933)
Pour la 1^{re} suggestion d'étendre cet effet aux atomes, voir
S. Altshuler, L. Frantz, R. BrauNSTein, *Phys. Rev. Lett.* **17**, 231 (1966)
 - [5] P.E. Moskowitz, P.L. Gould, S.R. Atlas, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 370 (1983)
 - [6] P.L. Gould, G.A. Ruff, D.E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 827 (1986)
- Quelques articles théoriques sur le mouvement d'un atome dans une onde stationnaire
- [7] R.J. Cook, A.F. Bernhardt, *Phys. Rev. A* **18**, 2533 (1978)
 - [8] A.P. Kazantsev, G.I. Surdutovich, V.P. Yakovlev *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **31**, 542 (1980) [*JETP Lett.* **31**, 509 (1980)]
 - [9] A.F. Bernhardt, B.W. Shore, *Phys. Rev. A* **23**, 1290 (1981)
 - [10] E. Arimondo, A. Bambini, S. Stenholm, *Phys. Rev. A* **24**, 898 (1981).