

Buts de ce chapitre

- Décrire quelques expériences mettant en évidence les forces $\vec{F}_1$ et $\vec{F}_2$ introduites dans le chapitre précédent.
- Discuter quelques applications possibles de ces forces, comme le refroidissement et le piégeage d'atomes neutres (les limitations dues aux fluctuations des forces seront abordées dans le chapitre suivant)

A - Propriétés importantes de la force $\vec{F}_1$ (pression de radiation résonnante)

$$\vec{F}_1 = \hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2} \frac{\frac{\omega_1^2}{2}}{(\omega - \omega_0)^2 + \frac{\omega_1^2}{2} + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.1)$$

1. Caractéristiques

- Maximale à résonance : forme d'absorption de Lorentz en fonction de $\omega - \omega_0$ (partie dissipative χ'' de la susceptibilité).
- Largeur de la résonance à mi-hauteur : $\sqrt{\Gamma^2 + 2\omega_1^2}$ (2.2)
Élargissement radiatif aux intensités élevées

- Tend vers une limite $\hbar \vec{k} \Gamma / 2$ à haute intensité

Interprétation physique : à haute intensité, égalisation des 2 populations de e et f : $P_e = P_f = \frac{1}{2}$. Nombre de photons émis spontanément par unité de temps = $P_e \Gamma = \frac{1}{2} \Gamma$ = nombre de cycles absorption + émission spontanée / unité de temps

↳ Transfert d'impulsion / unité de temps = $\hbar \vec{k} \frac{\Gamma}{2}$

Force $\vec{F}_1$ d'autant plus importante que $|\vec{k}|$ est plus grand (longueur d'onde plus courte) et Γ plus grand (force d'oscillation plus élevée).

2. Ordres de grandeur de $(\vec{F}_1)_{\text{limite}}$

- Accélération associée à $(\vec{F}_1)_{\text{lim}}$: $\vec{a} = \frac{(\vec{F}_1)_{\text{lim}}}{M} = \frac{\hbar \vec{k}}{M} \frac{\Gamma}{2}$ (2.3)

- Pour le sodium $\lambda = \frac{2\pi}{k} \approx 6000 \text{ \AA}$ $\tau_R = \frac{1}{\Gamma} = 16 \cdot 10^{-9} \text{ sec}$

Vitesse de recul : $\frac{\hbar k}{M} = 3 \text{ cm/sec}$

↳ $a = 3 \cdot 10^{-2} \cdot \frac{1}{2} \cdot \frac{10^9}{16} = 10^6 \text{ m/s}^2 = 10^5 \text{ accélération pesanteur}$

3. Applications possibles de $\vec{F}_1$

- Changement de la direction de la vitesse d'un atome
Déflexion de jets atomiques
- Changement du module de la vitesse d'un atome
Ralentissement (ou accélération) d'un atome
Refroidissement (ou échauffement)

B. Déflexion résonnante d'un jet atomique

II-2

1. Principe de l'expérience

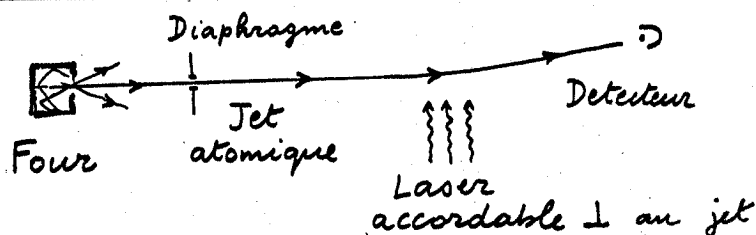


Fig. 1

Toutes les fois que la fréquence ω du laser coïncide avec une fréquence atomique, le jet est dévié. Force "pousse atome".

Etude des variations du signal donné par le détecteur

- en fonction de la fréquence du laser, le détecteur étant fixe
- en fonction de la position du détecteur, la fréquence du laser étant fixe (profil de déflexion).

2. Exemple d'application spectroscopique (voir référence 1)

- Etude de la structure hyperfine de la raie D_1 de Na (Fig. 2)

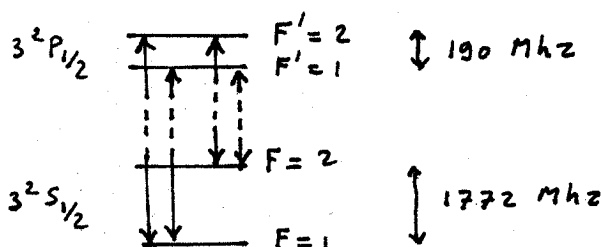


Fig. 2

- Courbe expérimentale obtenue (Fig. 3 extraite de la réf. 1)

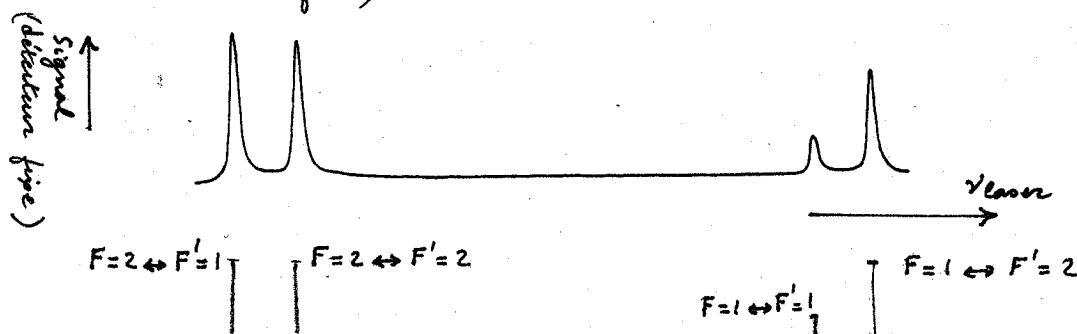


Fig. 3

3. Exemple d'application en séparation isotopique (références 2, 3)

- Principe : Les fréquences de résonance des différents isotopes d'un même élément sont légèrement différentes (déplacement isotopique). En accordant le laser sur un isotope donné, on déflecte surtout cet isotope. Le jet non défléchi est appauvri en cet isotope, le jet défléchi enrichi.

- Etude expérimentale faite sur Ba. Un spectromètre de masse, remplaçant le détecteur de la figure 1, permet de mesurer l'appauvrissement ou l'enrichissement du jet en un isotope donné.

Inconvénient du niveau métastable $6s5d^1D_2$, intermédiaire entre l'état fondamental $6s^2^1S_0$ et l'état excité $6s6p^1P_1$ [voir fig. 4 extraite de la réf. (3)], et dans lequel les atomes absorbent et se trouvent piégés après environ 25 cycles de fluorescence sur 5535 Å. Recyclage de ces

atomes au moyen d'un 2^{ème} faisceau laser à 5829 Å

II-3

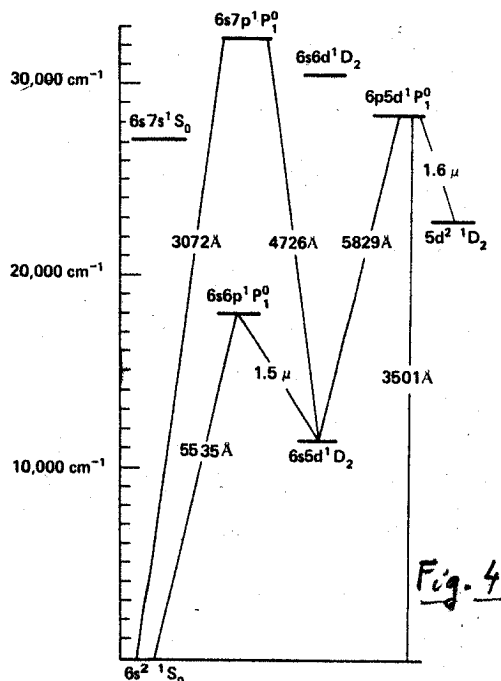
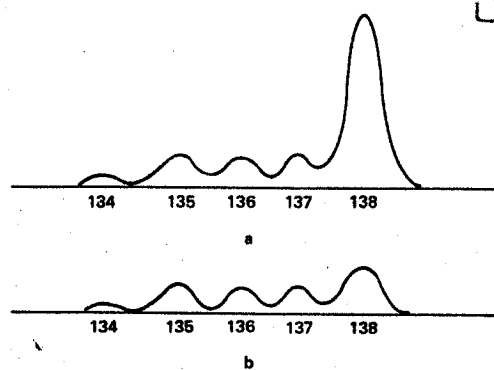


Fig. 4



Mass analyzer output. Only unseparated atoms are detected; a) lasers off, b) both lasers on.

Fig. 5

La figure 5, extraite elle aussi de (3), montre l'appauvrissement du jet non défléchi en ^{138}Ba quand les 2 lasers à 5535 Å et 5829 Å sont réglés sur cet isotope.

Remarque Suggestion de la référence 4 pour améliorer l'efficacité de la séparation: Impulsion laser π , ou impulsion laser dont la fréquence instantanée varie d'un bout à l'autre de l'impulsion, de manière à provoquer un "passage adiabatique rapide" sur l'atome étudié. L'impulsion effectuée des allers ($\rightarrow$) et retours ($\leftarrow$) entre 2 miroirs. A l'aller ($\rightarrow$), elle fait passer l'atome de f à e et lui communique l'impulsion $\hbar k$ dans le sens $\rightarrow$. Au retour ($\leftarrow$), elle fait redescendre par émission stimulée l'atome de e à f , et le recule lors de l'émission stimulée d'un photon qu'il communique à l'atome une impulsion $\hbar k$ dans le même sens ($\rightarrow$), qu'à l'aller. Effet cumulatif. La même impulsion sert plusieurs fois.

4- Prolongements possibles

L'étude du profil de déflexion pour un jet thermique a déjà été faite (voir références 5 et 6). La largeur du profil de déflexion est alors essentiellement due à la dispersion des temps d'interaction, elle-même due à la dispersion des vitesses des atomes du jet.

Il serait intéressant de reprendre cette étude avec un jet monocinétique. Tous les atomes du jet ont alors le même temps d'interaction T , et la largeur du profil de déflexion révèle alors de manière très pure les fluctuations de la force F . Il y a 2 sources essentielles de fluctuations.

(i) Fluctuations du nombre N de cycles de fluorescence se produisant pendant le temps T autour de sa valeur moyenne $\langle N \rangle$.

Possibilité d'accéder ainsi à la statistique du nombre de photons de fluorescence émis pendant un temps T , et aux statistiques non poissonniennes (en particulier sub poissonniennes) prévues théoriquement (références 7, 8, 9). Méthode plus efficace que la détection des photons eux-mêmes, car chacun photon de fluorescence laisse une "trace" sur la trajectoire atomique, alors que la probabilité de le détecter directement est faible.

- (ii) Fluctuations de la direction d'émission de chaque photon de fluorescence. Mouvement brownien à 3 dimensions de l'impulsion atomique, dû à l'émission spontanée.

II-4

C - Ralentissement et refroidissement d'un jet atomique

Bien que le principe du refroidissement radiatif ait été introduit initialement pour des vapeurs atomiques (référence 10), nous étudierons ici le ralentissement des jets atomiques qui est plus simple.

① Principe de l'expérience

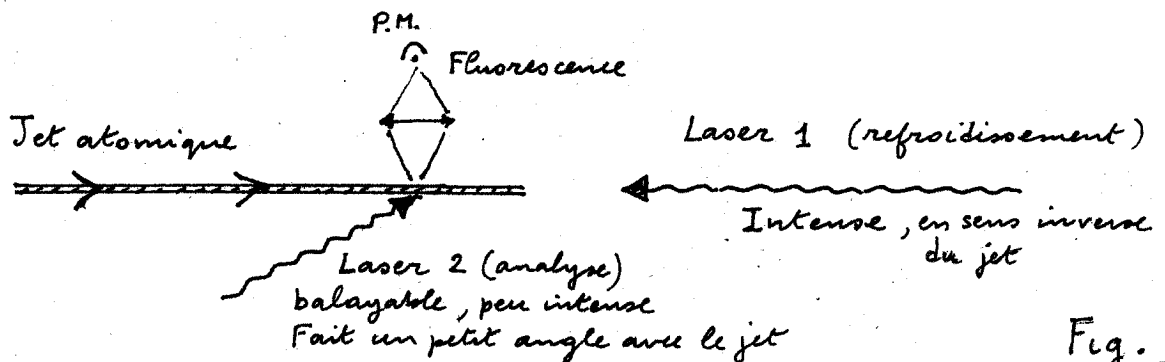


Fig. 6

- la pression de radiation exercée par le laser intense 1 ralentit et refroidit le jet
- La modification qui en résulte pour la distribution de vitesses du jet est analysée par mesure de la fluorescence du laser sonde 2. A cause de l'effet Doppler, ce laser sonde n'excite qu'une "classe" de vitesses (celle avec laquelle il est en résonance), et le signal de fluorescence est proportionnel à la population de cette classe de vitesses. En balayant la fréquence du laser sonde, on change la classe de vitesses détectée, et on peut ainsi déterminer la distribution des vitesses du jet.

② Fréquence atomique fixe - Laser de refroidissement de fréquence fixe

Discussion qualitative

- Le signe de l'effet du laser 1 est le même pour tous les atomes. Chaque cycle de fluorescence induit par le laser 1 provoque un ralentissement moyen égal à $\Delta v = -\hbar k / M$
- Mais, à cause de l'effet Doppler, la probabilité d'absorption d'un photon du laser 1 n'est pas la même pour tous les atomes, et par suite également, le ralentissement.
- Ce sont surtout les atomes de la classe de vitesses résonnante (centrée en $\hbar v = \omega_0 - \omega_L$, et de largeur $\sqrt{\Gamma^2 + 2\omega_L^2}$) qui vont être ralentis. Cependant, au fur et à mesure que leur vitesse décroît, ces atomes vont progressivement "sortir de résonance" vis à vis du laser 1, et l'efficacité du ralentissement va considérablement diminuer.

On s'attend donc à ce que le laser 1 "creuse un trou" dans la distribution de vitesses du jet, correspondant à la classe de vitesses résonnante, et ralentisse les atomes de cette classe, ce qui fait apparaître un pic à la gauche du trou

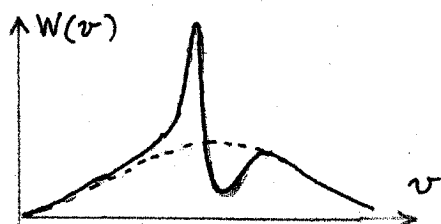


Fig. 7 Allure qualitative des distributions de vitesses initiale (en pointillés) et finale (en traits pleins)

Comme le pic apparaissant à gauche du tracé a une largeur beaucoup plus faible que la distribution de vitesses initiale, la "température effective" associée aux atomes de ce pic est beaucoup plus basse. On s'attend donc à ce que le laser 1, non seulement ralentisse le jet (diminution de la vitesse moyenne), mais également le refroidisse (apparition de structures étroites avec des dispersions de vitesses plus petites)

Confirmation de cette discussion qualitative par des calculs quantitatifs permettant d'étudier l'évolution des phénomènes en fonction du paramètre de saturation et du temps d'interaction [voir référence (11)]

Exemple de résultats expérimentaux [références (12) et (13)]

- la figure 8 extraite de (13) montre des résultats expérimentaux obtenus sur le sodium.

Un laser bimode est utilisé pour refroidir, avec une séparation de 1772 MHz entre les 2 modes égale à la structure hyperfine de l'état fondamental. On assure ainsi un recyclage permanent des atomes qui, par pompage optique, passent d'un niveau hyperfin de l'état fondamental à l'autre.

Température effective associée au pic de la figure 8 : 1,5 K

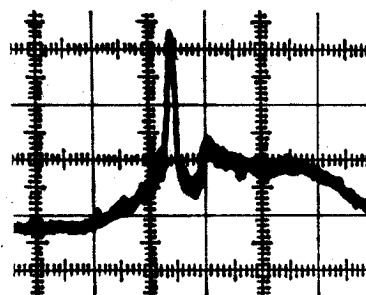


Fig. 8

Experimental profile of velocity distribution for a laser-cooled beam of sodium atoms. One division on the horizontal scale equals $2.25 \cdot 10^4$ cm/s (465 MHz).

- Voir également la référence (14) [et la figure 2 de cette référence]. On utilise ici un champ magnétique longitudinal de 750 Gauss, parallèle au laser 1, le laser 1 étant accordé sur la transition $3^2S_{1/2} F=2 M_F=2 \leftrightarrow 3^2P_{3/2} F=3 M_F=3$ et ayant une polarisation σ^+ . Toutes les autres transitions sont alors négligeables et on a l'équivalent d'un vrai système à 2 niveaux.

limites

La situation étudiée dans ce § C-2 (ω_0 et ω fixes), présente l'inconvénient que seule le laser 1 n'est en résonance qu'avec 1 classe de vitesses et que ces atomes sortent de résonance quand ils sont ralentis. Peut-on améliorer la méthode pour réaliser un ralentissement de manière efficace plus longtemps et agissant sur un nombre d'atomes plus élevé ?

③ 1^{ère} amélioration possible : fréquence propre atomique variable dans l'espace [références (14) à (16)]

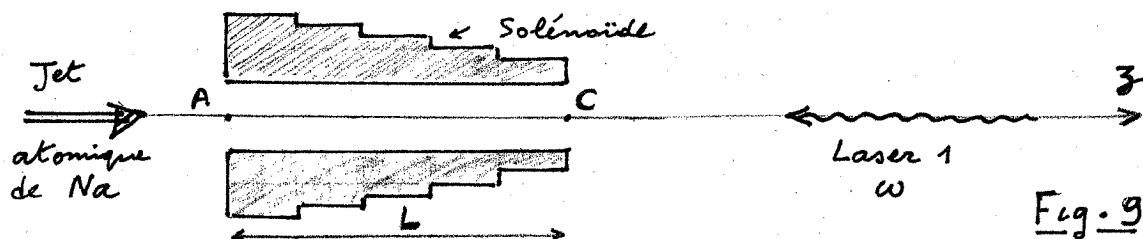
II-6

a. Idée de base

Au fur et à mesure que l'atome est ralenti, sa fréquence propre, au point où il se trouve, change de manière à ce qu'il reste en résonance avec le laser et continue à subir un ralentissement aussi efficace que possible.

b. Réalisation

- Effet Zeeman dans un champ magnétique statique inhomogène produit par un solénoïde d'épaisseur variable



Champ magnétique $B(z)$, parallèle à l'axe z du jet atomique et du laser 1, et d'amplitude dépendant de z .

L'effet Zeeman pour la transition $3^2S_{1/2}, F=2, m_F=2 \leftrightarrow 3^2P_{3/2}, F'=3, m_F'=3$ donne une fréquence propre atomique $\omega_0(z)$ dépendant de z .

$$\omega_0(z) = \omega_0 + 1,4 B(z) \quad [\omega_0 \text{ en MHz, } B \text{ en gauss}] \quad (2.4)$$

c. Configuration de champ la plus "ramassée" possible pour un atome de vitesse initiale v_0

- On veut calculer $B(z)$ pour un atome entrant en A et sortant en C (voir Fig. 9), restant constamment en résonance avec le laser 1, et subissant en permanence la décélération maximale

$$-a = -\frac{\hbar k}{M} \frac{\Gamma}{2} \quad (2.5)$$

(le laser 1 étant supposé suffisamment intense : $\omega_1 \gg \Gamma$). On ralentit ainsi l'atome sur la distance la plus courte possible.

- Variation d'énergie cinétique entre A ($z=0$) et z

$$\frac{1}{2} M v_0^2 - \frac{1}{2} M v(z)^2 = M a z \quad (2.6)$$

$$\hookrightarrow v(z) = v_0 \sqrt{1 - \frac{2 a z}{v_0^2}} \quad (2.7)$$

- Condition de résonance pour tout z

Fréquence propre atomique $\omega(z)$ [donnée par (2.4)] = Fréquence ω du laser décalée par effet Doppler

$$\omega(z) = \omega_0 + 1,4 B(z) = \omega + k v(z) = \omega + k v_0 \sqrt{1 - \frac{2 a z}{v_0^2}} \quad (2.8)$$

$$\hookrightarrow B(z) = \underbrace{\frac{\omega - \omega_0}{1,4}}_{B_d} + \underbrace{\frac{k v_0}{1,4}}_{B_0} \sqrt{1 - \frac{2 a z}{v_0^2}} \quad (2.9)$$

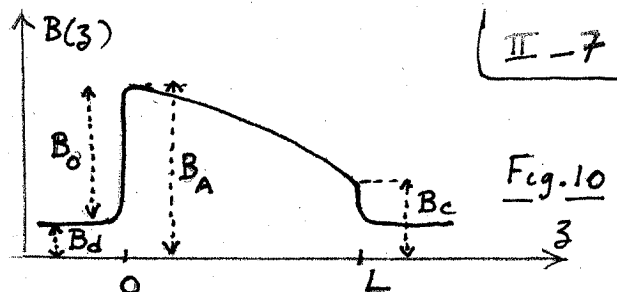
$$B(z) = B_d + B_0 \sqrt{1 - \frac{2az}{v_0^2}} \quad (2.10)$$

$$B_d = (\omega - \omega_0)/1,4 \quad (2.11)$$

Champ de décalage ("bias field")

$$B_0 = kv_0/1,4 \quad (2.12)$$

$$\begin{cases} B_A = B_d + B_0 \\ B_C = B_d + B_0 \sqrt{1 - \frac{2aL}{v_0^2}} \end{cases} \quad (2.13)$$



- Vitesse à la sortie v'_0 . D'après (2.7)

$$v'_0 = v(L) = v_0 \sqrt{1 - \frac{2aL}{v_0^2}} \quad (2.14)$$

L'atome est stoppé ($v'_0 = 0$) si $L = \frac{v_0^2}{2a} \quad (2.15)$

- Ralentissement global $v_0 - v'_0$. A partir de (2.8)

$$k(v_0 - v'_0) = 1,4(B_C - B_A) \quad (2.16)$$

Le ralentissement global $v_0 - v'_0$ ne dépend que de la variation de champ entre l'entrée et la sortie : la variation d'effet Zeeman rattrape la variation d'effet Doppler.

d. Quelques ordres de grandeur

- $v_0 = \bar{v} = 1000 \text{ m/s}$ (vitesse la plus probable pour un jet de Na sortant d'un four à $T = 600^\circ\text{C}$)
- Valeur maximale de a déjà calculée en (2.3) : $a = 10^6 \text{ m/s}^2$
- Distance d'arrêt $L = v_0^2/2a = 0,5 \text{ m}$
- Temps d'arrêt $T = v_0/a = 10^{-3} \text{ s}$
- Nombre de cycles de fluorescence $N = \frac{\Gamma}{2} T = 3 \cdot 10^4$
- Champ B_0 $B_0 = kv_0/1,4 = \omega v_0/1,4c = 1100 \text{ Gauss}$

e. Que se passe-t-il pour un atome de vitesse $v_1 \neq v_0$? (entrant dans la configuration de champ calculée pour v_0)

Cas $v_1 > v_0$ L'atome, hors de résonance en A, est de plus en plus hors de résonance quand il s'approche de C. L'effet du laser 1 est pratiquement négligeable.

Cas $v_0 > v_1 > v'_0$

- Au début (en A) l'atome est trop lent pour être en résonance
- Puis, comme sa fréquence propre diminue au fur et à mesure qu'il avance, il se rapproche de résonance et entre en résonance au point z_1 tel que [d'après (2.7)]

$$v_1 = v_0 \sqrt{1 - \frac{2az_1}{v_0^2}} \quad (2.17)$$

A partir de là, il se comporte comme un atome qui, étant entré en A avec v_0 , se retrouve en z_1 avec v_1 : il continue à être ralenti jusqu'au point C, où il arrive avec la vitesse v'_0 et quitte le solénoïde.

Cas $v_0 > v_1$ L'atome n'est jamais en résonance entre A et C. Effet du laser 1 négligeable.

Finalement, on "ramasse" tous les atomes de vitesse comprise entre v_0 et v'_0 et on les regroupe en v'_0 II-8

Au lieu de creuser, dans la distribution des vitesses, un "trou" δv tel que $k \delta v = \sqrt{P^2 + 2W} z$ et d'en faire un "pic" juste à gauche de la vitesse résonnante [méthode du § C-2], on creuse ici une plage beaucoup plus large $v_0 - v'_0$, donné par (2.16), pour en faire un pic en v'_0 qui sera beaucoup plus important.

Remarque. Sans toucher aux courants dans les solénoïdes (on conserve la configuration de la fig. 10, la plus ramassée possible pour v_0), changeons la fréquence du laser: $\omega \rightarrow \tilde{\omega}$. Les atomes, en résonance en A, auront une vitesse $\tilde{v}_0 \neq v_0$. D'après (2.8)

$$\omega_0 + 1,4 B_A = \omega + k v_0 = \tilde{\omega} + k \tilde{v}_0 \rightarrow \text{Si } \tilde{\omega} > \omega, \tilde{v}_0 < v_0 \quad (2.18)$$

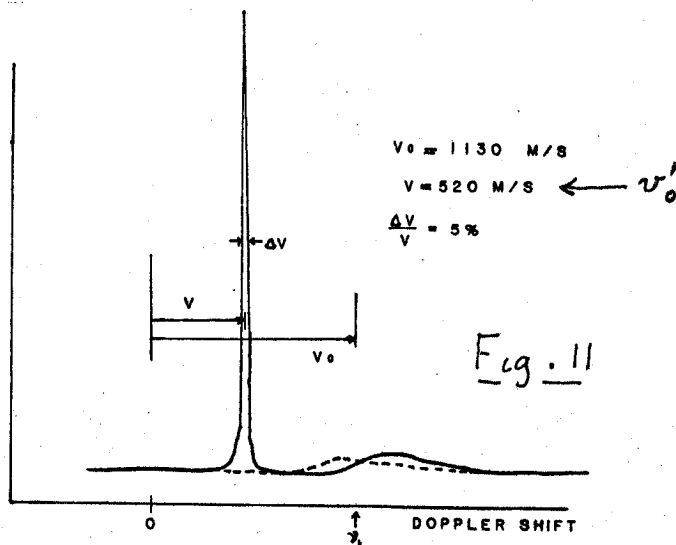
Les atomes vont-ils alors rester en résonance, suivre le déplacement Zeeman et subir ainsi la même décélération $\tilde{v}_0 - \tilde{v}'_0 = v_0 - v'_0$ déterminée uniquement par $B_C - B_A$ [voir (2.16)]?

Si $\tilde{v}_0 > v_0$, la réponse est non, car la configuration de la figure 10 est trop ramassée pour $\tilde{v}_0$. Les atomes vont trop vite pour pouvoir suivre.

Si $\tilde{v}_0 < v_0$, la réponse est oui. La configuration de champ pourrait être plus ramassée, mais cela n'est pas grave. Au contraire, les atomes peuvent suivre plus facilement.

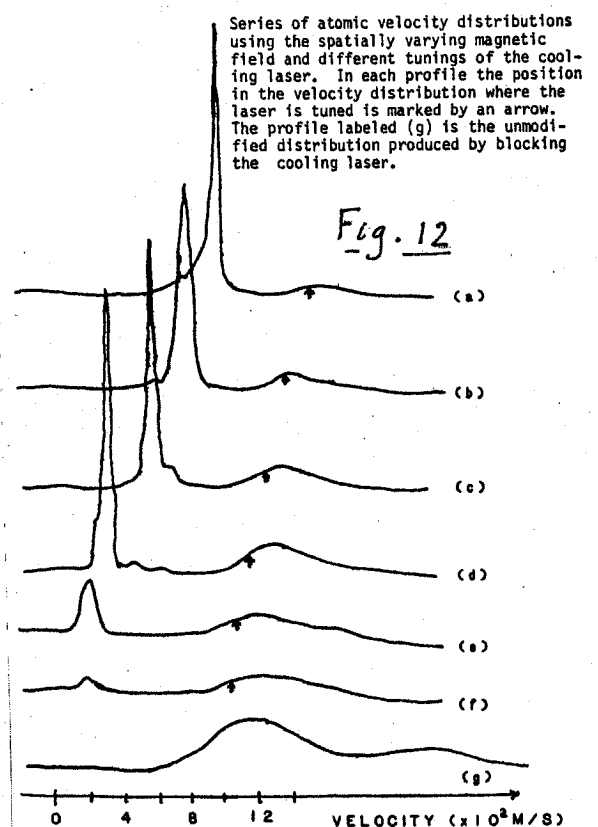
Finalement, en changeant ω , on change la plage de vitesses $[\tilde{v}_0, \tilde{v}'_0]$ affectée par le laser 1, et on peut attendre des vitesses $\tilde{v}'_0$ finales, plus basses.

f. Exemples de résultats expérimentaux [Figures extraites de la référence 15]



Atomic velocity profile produced using the spatially varying magnetic field. The cooling laser is tuned to be in resonance (in the highest field) with atoms whose initial Doppler shift is v_1 . The dotted line represents the unmodified velocity profile.

- la fig. 11 montre l'effet de regroupement des atomes en v'_0 (notés ici v)
- la fig. 12 montre l'effet d'un changement de la fréquence du laser (cf remarque ci-dessus) $\tilde{v}'_0$ décroît quand $\tilde{v}_0$ décroît, d'autant moins que $\tilde{v}_0$ est plus petit, car les atomes suivent plus facilement.



- Problème des atomes très lents

On voit sur la fig. 12 que la hauteur du pic décroît beaucoup quand la vitesse finale diminue.

Les atomes très lents au point C sont en effet très sensibles au laser 1. Le champ ne décroît pas assez vite après C et les atomes continuent à sentir la pression de radiation. Ils rebroussement chemin.

Les auteurs de l'expérience ont résolu cette difficulté en arrêtant périodiquement le laser 1 et en laissant ainsi les atomes lents dériver dans le noir du point C à la zone détectée par le laser sonde, située 40 cm plus loin.

Observation retardée. Discrimination par temps de vol. Plus les atomes sont lents, plus il faut attendre longtemps avant de pouvoir les observer.

Améliorations récentes (W. Phillips, communication privée)

- Utilisation d'une focalisation magnétique du jet atomique permettant d'augmenter la densité d'atomes lents
- Décroissance plus rapide du champ à la sortie de l'électroaimant, rendant les atomes lents moins sensibles au laser

REFERENCES

- (1) P. Jacquinet, S. Liberman, J.L. Picqué, J. Pinard, *Opt. Comm.* **8**, 163 (1973)
- (2) A.F. Bernhardt, D.E. Duerre, J.R. Simpson, L.L. Wood, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 617 (1974)
- (3) " " " " *Opt. Comm.* **16**, 169 (1976)
- (4) I. Nebenzahl, A. Szöke, *Appl. Phys. Lett.* **25**, 327 (1974)
- (5) J.L. Picqué, J.L. Vialle, *Opt. Comm.* **5**, 402 (1972)
- (6) R. Schieder, H. Walther, L. Wöste, *Opt. Comm.* **5**, 337 (1972)
- (7) L. Mandel, *Opt. Lett.* **4**, 205 (1979)
- (8) R.J. Cook, *Opt. Comm.* **35**, 347 (1981)
- (9) S. Reynaud, Thèse (Paris 1981), *Ann. de Phys.* (à paraître)
J. Dalibard, S. Reynaud, *Les Houches 1982* (à paraître)
- (10) T.W. Hansch, A.L. Schawlow, *Opt. Comm.* **13**, 68 (1975)
- (11) V.G. Minogin, *Sov. Phys. JETP* **52**, 1032 (1980)
- (12) S.V. Andreev, V.I. Balykin, V.S. Letokhov, V.G. Minogin
J.E.T.P. Lett. **34**, 442 (1982) et *Sov. Phys. J.E.T.P.* **55**, 828 (1982)
- (13) V.S. Letokhov, V.G. Minogin, *J. de Physique, Colloque C-8 supplément au n° 12*
42, 347 (1981)
- (14) W.D. Phillips, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 596 (1982)
- (15) J.V. Prodan, W.D. Phillips, H. Metcalf, *Phys. Rev. Lett.* **49**, 1149 (1982)
- (16) W.D. Phillips, J.V. Prodan, H. Metcalf in *Laser-Cooled and Trapped Atoms*
Ed. by W.D. Phillips N.B.S. Special publication 653, p. 1 (juin 1983)

