

Interféromètres atomiques utilisant des doubles fentes

Buts de ce cours

- Appliquer les résultats du cours précédent à l'interprétation de 2 expériences d'interférométrie atomique à "division de front d'ondes", réalisées, l'une à Constance, l'autre à Tokyo. Ces expériences constituent l'équivalent, pour les ondes de de Broglie atomiques, de l'expérience des 2 fentes d'Young en optique.
- D'autres expériences d'interférométrie atomique (à "division d'amplitude") utilisent le passage des atomes à travers un ensemble de réseaux périodiques de fentes, qui séparent l'onde plane incidente en plusieurs ondes planes cohérentes entre elles, puis les recombinaient (expériences de M.I.T.). Elle seront analysées dans des cours ultérieurs, en parallèle avec d'autres expériences utilisant la diffraction d'une onde atomique par passage à travers une onde laser stationnaire (expérience également réalisée à M.I.T.)

① Expérience de O. Carnal et J. Mlynek à Constance (Ref. 1)

a - Principe de l'expérience

Schéma du montage expérimental (Fig. 1)

- N : Réservoir de gas et buse.
- EE Excitation électronique.
- A Fente d'entrée.
- B Fentes d'Young.
- C Fente d'analyse.
- SEM Multiplicateur d'électrons.

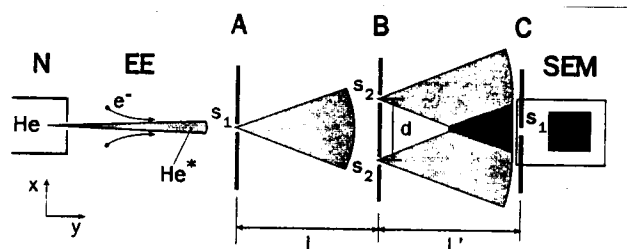


Fig. 1 (Extrait de [1])

Jet atomique

- Jet supersonique d'atomes d'Helium excités dans l'état métastable 2^3S_1 par excitation par un faisceau d'électrons parallèle au jet.
- Motivations d'un tel choix
 - L'atome d'Helium est inerte chimiquement et moins corrosif que les alcalins.
 - Faible masse $M = 4 \text{ u.a.}$, et donc grande longueur d'onde de de Broglie.
 - Atomes dans l'état métastable, facile à détecter un par un.
- Température du réservoir et de la buse : 2 valeurs correspondant à la température ambiante et à la température de l'azote liquide et conduisant à 2 valeurs différentes pour la longueur d'onde de de Broglie λ_{DB} associée à la vitesse moyenne v_0 .

$$T = 295 \text{ K} \rightarrow \lambda_{DB} = 0.56 \text{ \AA} \quad T = 83 \text{ K} \rightarrow \lambda_{DB} = 1.03 \text{ \AA} \quad (10.1)$$
- "Monochromaticité" du jet

$$v_0 / \Delta v \approx 15 \text{ à } 20 \quad (10.2)$$

Δv : dispersion des vitesses autour de la vitesse moyenne.
Possibilité d'augmenter $v_0 / \Delta v$ par refroidissement laser longitudinal du jet (voir § d plus loin)
- Pression résiduelle : $5 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$

Fentes

- Microstructures réalisées sur des feuilles d'or par des techniques photolithographiques (voir Ref. 1).
- Fente d'entrée A et Fente d'analyse C
Largeur $s_1 = 2 \mu\text{m}$ Hauteur = 4 mm (10.3)
- Fentes d'Young B
2 Fentes analogues aux précédentes
Largeur $s_2 = 1 \mu\text{m}$ Séparation $d = 8 \mu\text{m}$ (10.4)

- Cohérence spatiale transverse (voir § 3e du cours IX)
Après traversée de la fente A, apparaît un angle de diffraction $\theta = \lambda_{DB} / s_1$. Le segment du plan de B, situé à une distance $L = 64 \text{ cm}$ de A, vu à partir de A sous l'angle θ , a une longueur ξ_{trans} . (longueur de cohérence transverse)
$$\xi_{\text{trans}} \approx L \theta = L \frac{\lambda_{DB}}{s_1} \approx 0.64 \frac{10^{-10}}{2 \cdot 10^{-6}} \approx 32 \mu\text{m} \quad (10.5)$$

Cette longueur ξ_{trans} est ~~beaucoup~~ plus grande que l'écart d entre les 2 fentes. Les 2 fentes sont donc "éclairées" de manière cohérente par les ondes de de Broglie arrivant de A.

- Nombre de Fresnel pour les fentes B vue à une distance L' (voir § 3c du cours IX).
$$N = \frac{s_2^2}{L' \lambda_{DB}} = \frac{(10^{-6})^2}{0.64 \cdot 10^{-10}} \approx 1.5 \cdot 10^{-2} \ll 1 \quad (10.6)$$

L'écran C est donc dans la zone de diffraction lointaine des fentes B.

Détection

- Les atomes métastables passant à travers la fente d'analyse sont détectés par un multiplicateur d'électrons secondaires pouvant être translaté parallèlement à Ox.
- les impulsions sont amplifiées, discriminées, et comptées.

b - Résultats.

Utilisation d'une fente d'analyse unique (Fig. 2)

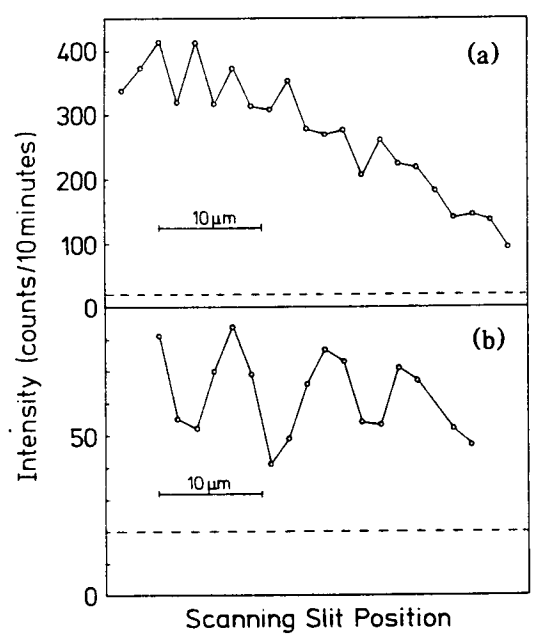


Fig. 2 (Extrait de [1])

- Figure 2a
Résultats obtenus avec $\lambda_{DB} = 0.56 \text{ \AA}$
($T = 295 \text{ K}$)
Valeur prévue pour l'interfrange
$$\delta x = \frac{\lambda_{DB} L'}{d} = \frac{0.56 \cdot 10^{-10} \times 0.64}{8 \cdot 10^{-6}} \approx 4.5 \cdot 10^{-6} \text{ m} = 4.5 \mu\text{m} \quad (10.7)$$

Assez bon accord avec la valeur observée.
Résolution faible car la largeur de la fente d'analyse ($\sim 2 \mu\text{m}$) n'est que 2 fois plus faible que l'interfrange.
- Figure 2b : $\lambda_{DB} = 1.03 \text{ \AA}$ ($T = 83 \text{ K}$)
$$\delta x = 8.2 \mu\text{m} \quad (10.8)$$

Assez bon accord - Meilleure visibilité.

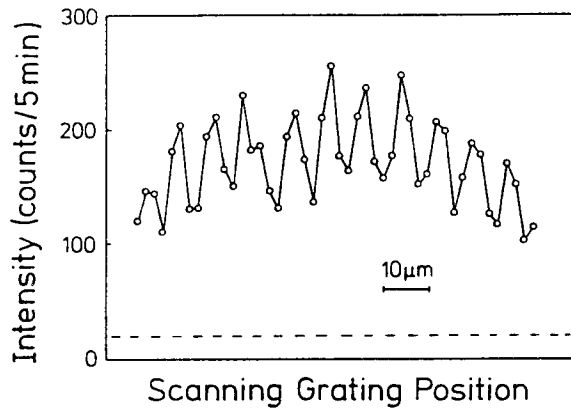


Fig. 3 (Extrait de [1])

- Si la période spatiale du réseau coïncide avec la période spatiale de la figure d'interférence, on doit observer des modulations du taux de comptage quand on déplace le réseau de fentes

Signal beaucoup plus grand car on détecte beaucoup plus d'atomes

- La figure 3 représente le résultat obtenu avec un réseau de fentes de largeur $4 \mu\text{m}$, espacées de $8 \mu\text{m}$. La température du réservoir est 83 K correspondant à $\lambda_{\text{DB}} = 1.03 \text{ \AA}$ et donc à un interfrange $8.2 \mu\text{m}$, voisin de l'espacement des fentes. L'existence des franges d'interférence est très claire.

c) Discussion

- On voit sur la figure 3 que le nombre moyen $\bar{n}$ d'atomes détectés est de l'ordre de quelques centaines. Comme les fluctuations de $\bar{n}$ sont de l'ordre de $\sqrt{\bar{n}}$, le rapport signal sur bruit est meilleur que 10. Les auteurs en déduisent que la sensibilité est de l'ordre de $\delta\phi \sim 1/3 \text{ rad}$ en moins de 10 minutes.

- Imaginons que les 2 fentes B soient horizontales dans un plan vertical. Les 2 trajectoires passant par les 2 fentes ne seraient pas alors à la même hauteur et le déphasage $\delta\phi$ entre les 2 bras deviendrait sensible au champ de pesanteur. D'après les résultats du cours V (voir Eq.(5.62)), on aurait un déplacement δN des franges donné par

$$\delta N = \frac{1}{2} \frac{M^2}{h^2} g L' d \lambda_{\text{DB}} \quad (10.9)$$

qui, pour $\lambda_{\text{DB}} \approx 1 \text{ \AA}$, vaudrait $1/4$ d'interfrange. Encore faudrait-il pour détecter un tel décalage, repérer la position des franges pour $g = 0$.

d) Amélioration de la monochromaticité du jet (Ref. 2)

Motivations

- Augmenter $v_0/\Delta v$ revient à augmenter la longueur de cohérence

$$L_{\text{coh}} = \lambda_{\text{DB}} \frac{v_0}{\Delta v} \quad (10.10)$$

des ondes de de Broglie incidentes et donc le nombre de franges d'interférence observables (à l'intérieur bien sûr des vaches de diffraction des fentes d'Young)

- Réduction des aberrations chromatiques en optique atomique.

Description de l'expérience

- L'expérience a été réalisée, non pas sur l'Helium, mais sur l'Argon, qui possède de nombreuses transitions aisément excitable par laser et permettant de contrôler les degrés de liberté de translation de l'atome (refroidissement laser). Voir diagramme d'énergie de la figure 4.

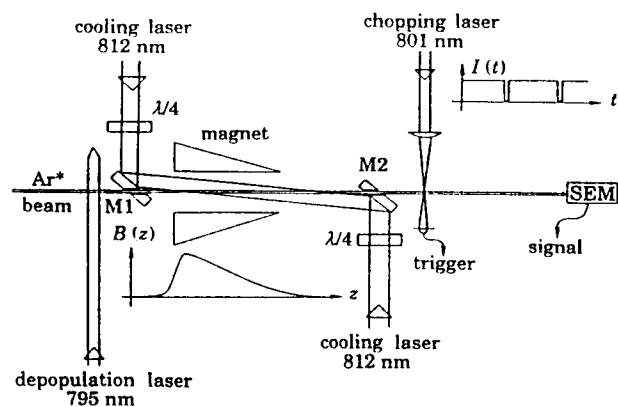
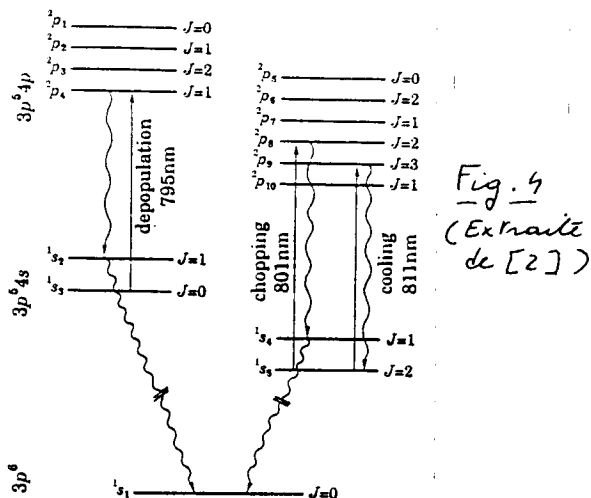


Fig. 5 (Extrait de [2])

- On part d'un jet d'atomes d'Argon métastables (voir Fig. 5). Jet supersonique avec $(v_0/\Delta v)_{\text{initial}} \sim 12$. $v_0 \approx 580 \text{ m/sec}$

Contient des atomes dans les 2 états métastables $1s_5$ et $1s_3$. L'état $1s_3$ est dépeuplé par excitation de $1s_3 - 2p_4$ à 795 nm, suivi par une retombée des atomes dans l'état fondamental via $1s_2$ (voir Fig. 4)

- Le jet est éclairé, le long de sa direction de propagation par 2 faisceaux se propageant en sens inverse, ayant des fréquences proches de la fréquence de la transition (fermée) $1s_5 (J=2) \rightarrow 2p_3 (J=3)$ à 811 nm (Fig. 4) les fréquences des 2 faisceaux sont telles que, dans le référentiel en mouvement à la vitesse moyenne v_0 des atomes, les fréquences apparaissent égales à l'atome, et décalées vers le rouge de 3 MHz (moitié de la largeur naturelle $\Gamma/2\pi \approx 6.15 \text{ MHz}$ de l'état $2p_3$). On a alors une mélasse en mouvement, qui produit un refroidissement des atomes autour de v_0 .

En fait comme $(v_0/\Delta v)_{\text{initial}} \approx 12$ et que l'effet Doppler correspondant à v_0 est de l'ordre de 720 MHz, la largeur Doppler correspondant à Δv est de l'ordre de $720/12 = 60 \text{ MHz}$, bien plus grande que l'intervalle de capture de la mélasse Doppler, de l'ordre de $\Gamma/2\pi = 6.15 \text{ MHz}$. C'est la raison pour laquelle on ajoute un gradient de champ magnétique, produit par un solénoïde de pas variable, permettant de refroidir les atomes de vitesses différentes en divers points de l'espace.

- Une fois les atomes ainsi refroidis autour de v_0 , on mesure la nouvelle dispersion des vitesses $(\Delta v)_{\text{fin}}$ par une méthode de temps de vol

La population du jet est brossée par excitation des atomes de $1s_5$ vers $2p_3$ à 801 nm, puis retombée vers l'état fondamental et on mesure l'intervalle de temps au bout duquel cette perturbation apparaît sur le multiplicateur d'électron SEM

- La figure 6 montre les résultats obtenus. Ils correspondent à

$$\left(\frac{v_0}{\Delta v}\right)_{\text{final}} = 890^{+105}_{-75}$$

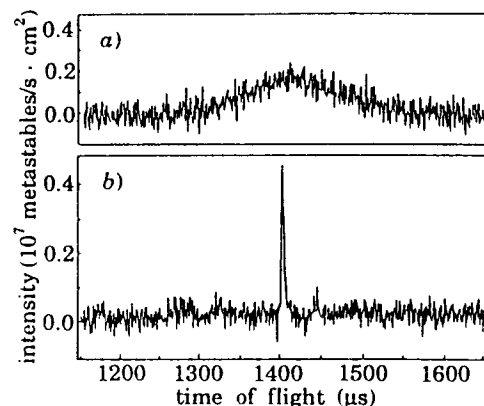


Fig. 6 (Extrait de [2])

Dispersion des vitesses du jet mesurée par temps de vol
a - En l'absence de refroidissement laser
b - En présence de refroidissement

② Expérience de F. Shimizu, K. Shimizu et H. Takuma à Tokyo (Refs 3 et 4)

a - Principe de l'expérience

Différence essentielle avec l'expérience précédente

Utilisation, au lieu d'une fente source, d'une source quasi ponctuelle d'atomes refroidis par laser, avec tous les avantages liés à des vitesses plus faibles :

- Longueurs d'onde de de Broglie plus grandes, et donc moins de contraintes pour les microstructures utilisées.
- Temps d'interaction plus longs (temps de propagation de l'atome dans l'interféromètre ~ 0.2 sec) et donc plus grande sensibilité aux champs extérieurs.

Niveaux d'énergie - Schéma du montage

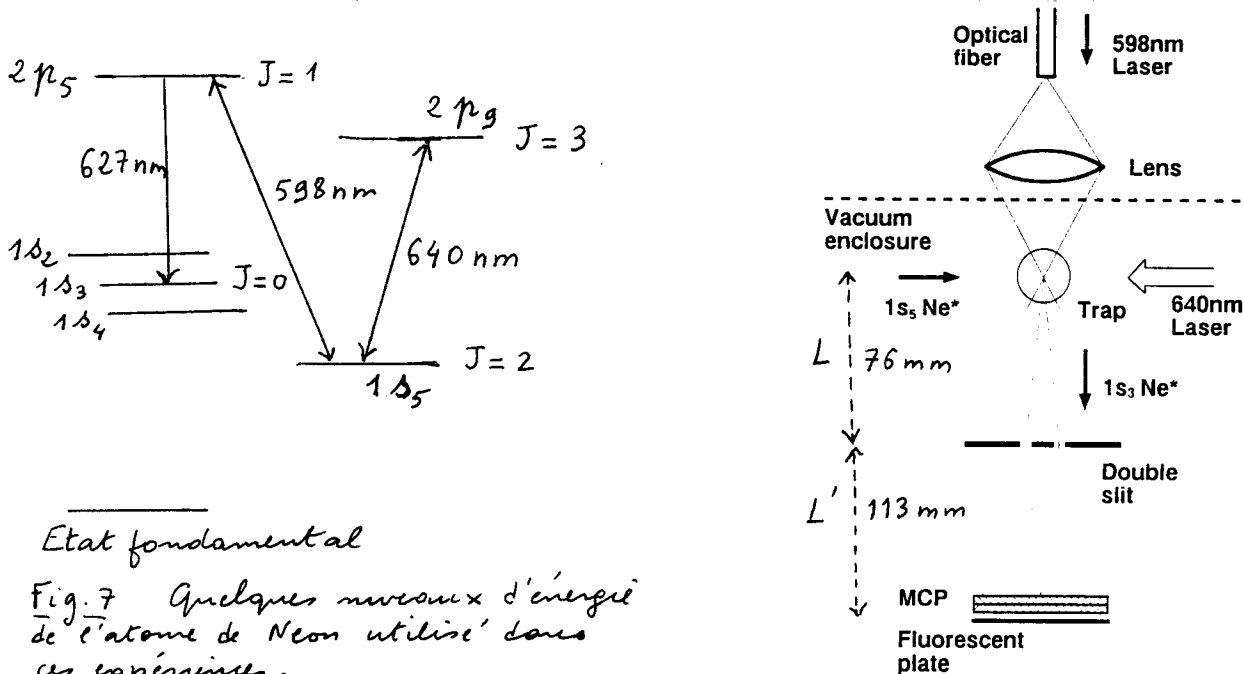


Fig. 8
(Extrait de [3])

Etat fondamental

Fig. 7 Quelques niveaux d'énergie de l'atome de Neon utilisé dans ces expériences.

Source atomique

- Atomes de Neon excités dans l'état métastable $1s_5$, $J=2$

Piégés et refroidis sur la transition fermée

$$1s_5, J=2 \leftrightarrow 2p_9, J=3 \quad \text{à} \quad 640 \text{ nm}$$

- Les atomes sont transférés de l'état métastable $1s_5$, $J=2$ vers l'autre état métastable $1s_3$, $J=0$, par excitation vers le niveau $2p_5$, $J=1$, sur la transition $1s_5 \leftrightarrow 2p_5$ à 598 nm, puis par retombée des atomes (environ la moitié) de $2p_5$, $J=1$ vers $1s_3$, $J=0$. L'autre moitié des atomes retourne à l'état fondamental via les autres états $1s$ non métastables, avec émission de photons UV à 75 nm.

- L'état $1s_3$, $J=0$ n'est pas perturbé par le laser de refroidissement à 640 nm, qui est trop loin de résonance. Comme c'est un état $J=0$, il n'est pas sensible au champ magnétique utilisé pour le piège magnétooptique.

Les atomes ainsi portés dans le niveau métastable $1s_3$, $J=0$ quittent donc le piège et tombent dans le champ de pesanteur avec la vitesse initiale qu'ils ont acquise après le cycle $1s_5 \rightarrow 2p_9 \rightarrow 1s_3$.
Variation de vitesse au cours d'un tel cycle : $\delta v_0 \sim 5 \text{ cm/sec}$

- Dimensions de la source atomique

Diamètre D du piège $\sim 1 \text{ mm}$

Rayon focal ("waist") w du laser

de transfert $\bar{\lambda} 598 \text{ nm} \sim 30 \mu\text{m}$

On a donc une source atomique dont le diamètre est de l'ordre de quelques dizaines de microns.

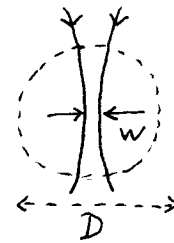


Fig. 9

- Vitesse initiale des atomes : déterminée par la température du piège. Comprise entre -26 cm/sec et $+42 \text{ cm/sec}$.

Fentes d'Young

- Situées à une distance $L = 76 \text{ mm}$ au dessous.
- 2 fentes de $2 \mu\text{m}$ de largeur, séparées par une distance $d \sim 6 \mu\text{m}$. Vérifions qu'elles sont "éclairées" de manière cohérente. Soit T le temps que mettent les atomes, partant de la source de la figure 9 avec une vitesse V_i le long de OZ pour arriver dans le plan des fentes situé à une distance L en dessous avec une vitesse V_f . On a

$$V_f - V_i = gT \quad \frac{1}{2} M V_f^2 - \frac{1}{2} M V_i^2 = M g L \quad (10.11)$$

D'après l'équation (9.45), la longueur de cohérence transverse ξ_{trans} dans le plan des fentes est

$$\xi_{\text{trans}} \sim \frac{\hbar T}{M w} \quad (10.12)$$

De (10.11) et (10.12) on déduit

$$\xi_{\text{trans}} \sim \frac{\hbar (V_f - V_i)}{M g w} = \frac{\hbar (V_f - V_i) L}{M g L w} = \frac{2 \hbar}{M (V_f + V_i)} \frac{L}{w} \quad (10.13)$$

Compte tenu des valeurs données plus haut pour V_i et du fait que $V_f \approx 1.2 \text{ m/sec}$ si $V_i = 0$, on peut majorer $V_f + V_i$ par $2 V_f$. On a donc

$$\xi_{\text{trans}} \sim \frac{\lambda_{\text{DB}}^f}{w} L \quad (10.14)$$

Or, la longueur d'onde de de Broglie d'un atome de Neon pour une vitesse $V_f = 1 \text{ m/sec}$ est de $2 \cdot 10^{-8} \text{ m} = 200 \text{ \AA}$. On en déduit que $\xi_{\text{trans}} \approx 76 \frac{2 \cdot 10^{-2}}{30} \text{ mm} \approx 0,05 \text{ mm}$, qui est plus grand que la distance d entre les 2 fentes.

Détection

- Les atomes dans l'état métastable $1S_3$ arrivent sur un analyseur multicanaux situés à une distance $L' = 113 \text{ mm}$ en dessous du plan des fentes. Les images des impacts sont amplifiées et détectées par une caméra CCD.
- Détection résolue dans le temps. A cause de la dispersion des vitesses initiales dans la source, les temps T' mis par les atomes pour aller du plan des fentes au détecteur sont dispersés, de même que les interférences des franges d'interférence. Il faut donc réaliser de manière impulsionnelle le transfert $1S_5 \rightarrow 1S_3$ et observer les franges à divers instants successifs après cette préparation initiale.

b) Résultats

X-7



Fig. 10
(Extrait de [3])

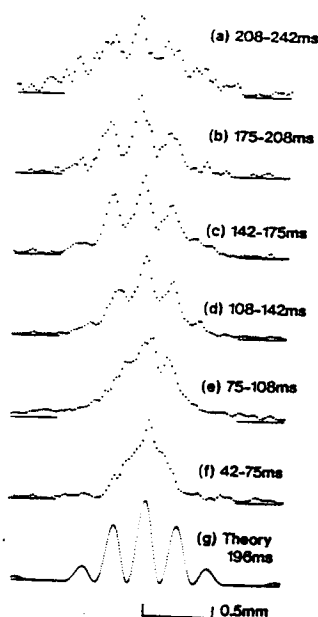


Fig. 11
(Extrait de [3])

- La figure 10 donne un exemple de franges observées sur l'analyseur et correspondant à une vitesse initiale à peu près nulle dans la source.
- La figure 11 montre le profil transversal des franges observées dans diverses fenêtres temporelles après l'instant initial correspondant au transfert $1.5 \rightarrow 1.3$. La courbe théorique correspond à la fenêtre temporelle dans laquelle sont observées les atomes partant de la source avec une vitesse initiale nulle.
- L'interfrange peut être calculé au moyen de l'équation (9.5') qui s'écrit ici

$$\delta x = \frac{2 \lambda_{DB}^f L'}{d} \frac{\sqrt{1+\alpha} - 1}{\alpha} \quad (10.15)$$

où $\lambda_{DB}^f = h/MV_f$ est la longueur d'onde de de Broglie des atomes dans le plan des 2 fentes où ils ont la vitesse V_f et où $\alpha = 2L'g/V_f^2$. Soit T' le temps mis par les atomes pour aller du plan des fentes au détecteur. Le temps de transit total des atomes dans l'appareil est $T_{tot} = T + T'$, où T a été défini plus haut (voir (10.11)). C'est ce temps total qui répertorie les diverses courbes de la figure 11.

La figure 12 représente la variation de l'interfrange mesuré en fonction du temps de transit total. La courbe en traits pleins représente les prédictions théoriques déduites de (10.15) et des expressions théoriques de T et T' .

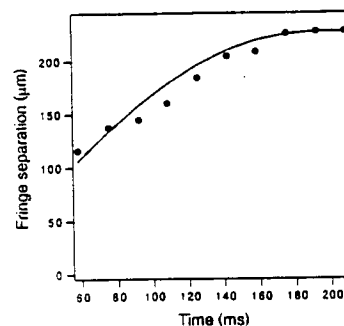


Fig. 12
(Extrait de [3])

- Compte tenu de sa sensibilité très grande, liée aux longs temps de transit, cet interféromètre peut être utilisé pour détecter des déphasages produits par des champs extérieurs (voir § C suivant).

C) - Effet d'un champ électrique statique (Ref. 4)

Schéma de principe

- Par rapport à l'expérience précédente, l'élément nouveau est l'application d'un champ électrique statique produit par un fil de 0.7 mm de diamètre (noté "deflector" sur la figure 13), placé tout près des fentes, parallèlement à elles, à 2 mm au dessus et 1.5 mm à gauche.

- L'atome dans l'état $1s_3, J=0$ subit un déplacement Stark quadratique, de signe négatif, proportionnel à E^2 . L'atome est donc attiré vers les régions de E^2 grand, donc vers le fil.

La zone où se produit cette attraction est très proche des fentes et on peut négliger la variation de vitesse due à la gravité dans cette zone.

- Pour calculer le déplacement des franges dû à ce champ extérieur, on peut suivre 2 approches équivalentes, utilisant, soit les trajectoires perturbées, soit les trajectoires non perturbées.

Première approche, utilisant les trajectoires perturbées

- Soit v_0 la vitesse initiale des atomes au voisinage des fentes. Cette vitesse est verticale. Sous l'effet du potentiel $U(x, z)$ produit par le fil, l'atome est attiré par le fil et acquiert une composante non nulle de vitesse le long de Ox, donnée par

$$\Delta v_x = -\frac{1}{M} \int \frac{\partial U}{\partial x} dt \simeq -\frac{1}{M v_0} \int \frac{\partial U}{\partial x} dz \quad (10.16)$$

puisque, dans la zone d'action de U , $dz = v_0 dt$

- L'atome arrive donc sur les fentes avec une certaine inclinaison par rapport à la verticale. En dessous des fentes, le potentiel U n'agit plus, v_x reste constant et égal à Δv_x donné en (10.16). Le centre des franges sera donc déplacé de

$$\Delta x = \Delta v_x T' \quad (10.17)$$

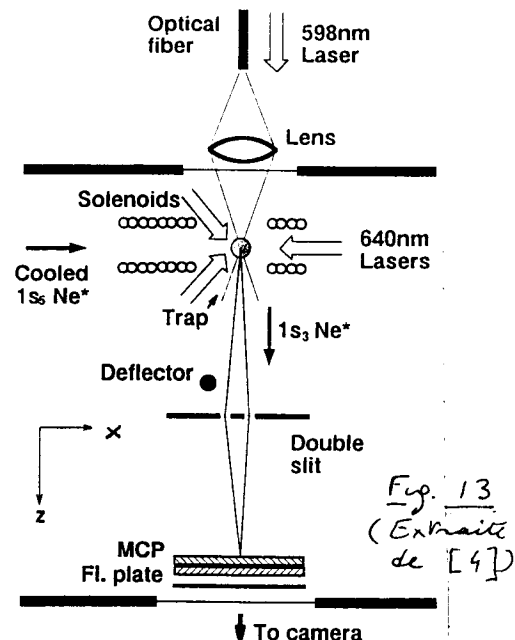
où
$$T' = \frac{v_0}{g} [\sqrt{1+\alpha} - 1] \quad \text{avec } \alpha = \frac{2gL'}{v_0^2} \quad (10.18)$$

est le temps mis par l'atome, partant d'une vitesse verticale v_0 dans le plan des fentes, pour arriver sur le détecteur situé à une distance L' en dessous. En reportant (10.18) dans (10.17) et (10.16), on obtient :

$$\Delta x = -\frac{1}{Mg} [\sqrt{1+\alpha} - 1] \int \frac{\partial U}{\partial x} dz \quad (10.19)$$

Deuxième approche, utilisant les trajectoires non perturbées

- On considère les trajectoires non perturbées (représentées sur la figure 13) et on calcule l'intégrale le long de ces trajectoires de $-\frac{1}{\hbar} U(x, z) dt$, puisque le lagrangien perturbé contient, par rapport au lagrangien non perturbé, un terme supplémentaire, $-U(x, z)$, dont l'effet est sensible au voisinage des fentes.



- Le déphasage supplémentaire, d'ordre 1 en V et donc noté $\delta\phi^{(1)}$, entre la trajectoire de gauche et la trajectoire de droite située à une distance d plus à droite, est donc égal à

$$\delta\phi^{(1)} = -\frac{1}{\hbar} \int [U(x, z) - U(x+d, z)] dz = +\frac{d}{\hbar} \int \frac{\partial U}{\partial x} dz$$

$$\approx +\frac{d}{\hbar v_0} \int \frac{\partial U}{\partial x} dz \quad (10.20)$$

- Or, d'après (9.43), quand on se déplace de Δx dans le plan des détecteurs, le déphasage d'ordre 0 en V , $\delta\phi^{(0)}$, entre les 2 trajectoires varie de

$$\delta\phi^{(0)} = \frac{M d}{\hbar T'} \Delta x \quad (10.21)$$

- Le nouveau centre des franges correspond à la valeur de Δx telle que $\delta\phi^{(0)} + \delta\phi^{(1)} = 0$. On déduit alors de (10.20) et (10.21) que

$$\Delta x = -\frac{T'}{M v_0} \int \frac{\partial U}{\partial x} dz = -\frac{1}{m g} [\sqrt{1+\alpha} - 1] \int \frac{\partial U}{\partial x} dz \quad (10.22)$$

qui coïncide bien avec (10.19)

Résultats de l'expérience

- La figure 14 montre le déplacement des franges quand on augmente le voltage V appliqué au déflecteur.
- La figure 15 ^(montre) la proportionnalité du déplacement au carré du champ électrique, donc du voltage V , pour diverses valeurs de la vitesse v_0 . Les lignes droites sont les prédictions théoriques.

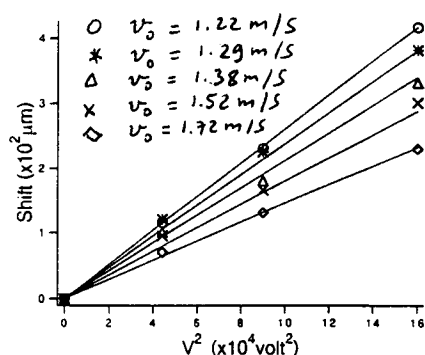
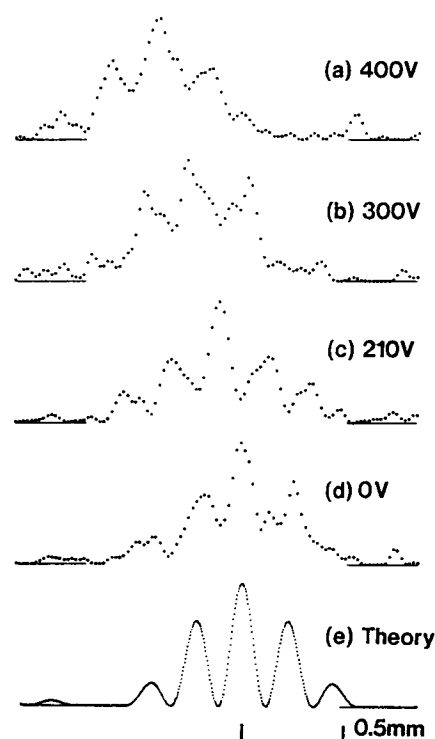


Fig. 15
(Extrait de [4])

Fig. 14
(Extrait de [4])



Références

- (1) - O. Carnal, J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. **66**, 2689 (1991)
- (2) - A. Faulstich, A. Schnetz, M. Sigel, T. Sleator, O. Carnal, V. Balykin, H. Takuma, J. Mlynek, Europhys. Lett. **17**, 393 (1992)
- (3) - F. Shimizu, K. Shimizu, H. Takuma, Phys. Rev. **A46**, R17 (1992)
- (4) - F. Shimizu, K. Shimizu, H. Takuma, Jpn. J. Appl. Phys **31**, L436 (1992)

Voir également l'article de revue: A. Zeilinger, R. Gähler, C.G. Shull, W. Treimer, W. Mampe, Rev. Mod. Phys. **60**, 1067 (1988) pour une revue des expériences de diffraction à 1 et 2 fentes faites sur des neutrons.