

Amplification d'ondes de matière

Deux types de composants existent pour les ondes électromagnétiques :

- Composants passifs
Miroirs, lames séparatrices, lentilles,...
- Composants actifs
Amplificateurs

En optique atomique, il existe des composants passifs pour les ondes de matière.

Ce n'est que très récemment que des amplificateurs pour ondes de matière ont été réalisés,

- à M.I.T. (référence 21)
- à Tokyo (référence 22).

Caractéristiques d'un amplificateur d'ondes de matière

- A la différence des photons, les atomes bosoniques ne peuvent pas être créés à partir du vide.

Nécessité d'avoir un réservoir d'atomes et de disposer d'un mécanisme physique transférant les atomes de ce réservoir vers le « mode » que l'on désire amplifier.

- Au fur et à mesure que ce mode se peuple, le transfert d'atomes du réservoir vers ce mode est accéléré par stimulation bosonique.
- Il est important de disposer d'un réservoir dense avec des grandes longueurs de cohérence.

Intérêt d'utiliser un condensat de Bose-Einstein comme réservoir.

Transfert d'impulsion et d'énergie

L'impulsion et l'énergie des atomes changent lorsqu'ils passent du réservoir au mode à amplifier.

Cette impulsion et cette énergie leur sont fournies par la diffusion Rayleigh d'un photon. Le photon diffusé a une direction et une fréquence différentes de celle du photon incident.

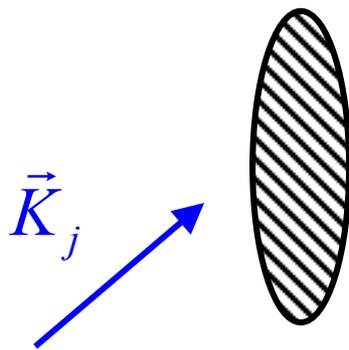
Travaux théoriques étudiant des mécanismes d'amplification analogues à celui des expériences décrites ici.

Références 24 et 25

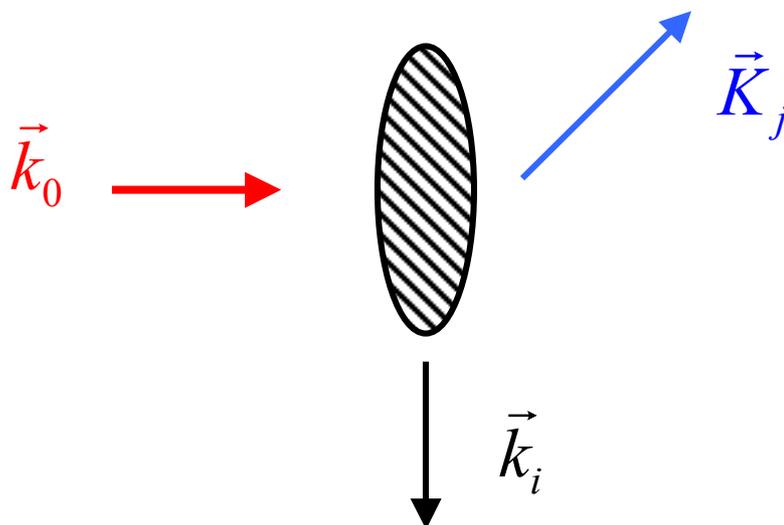
Dans ces travaux, l'onde de matière amplifiée est supposée confinée dans une cavité, alors que dans les expériences décrites ici, elle se propage dans l'espace libre.

Explication semiclassique du gain

L'onde de matière entrante, de vecteur d'onde \vec{K}_j , interfère avec le condensat, ce qui fait apparaître un réseau de densité de même vecteur d'onde \vec{K}_j .



Le faisceau laser pompe \vec{k}_0 est diffracté par ce réseau dans la direction $\vec{k}_i = \vec{k}_0 - \vec{K}_j$



Cette diffusion de photons fait reculer des atomes du condensat avec un vecteur d'onde $\vec{k}_0 - \vec{k}_i = \vec{K}_j$, ce qui augmente le nombre d'atomes dans le mode à amplifier.

Explication semiclassique du gain (suite)

Les atomes reculant ainsi avec le vecteur d'onde \vec{K}_j renforcent le réseau de densité, ce qui par suite augmente la diffusion Rayleigh du faisceau pompe dans la direction \vec{k}_i , et conduit finalement à une augmentation exponentielle du nombre d'atomes dans le mode à amplifier, limitée cependant par le temps de vie du réseau.

$$\dot{N}_j = (G_j - L_j) N_j$$

où G_j et L_j sont les coefficients de gain et de perte introduits dans T-192.

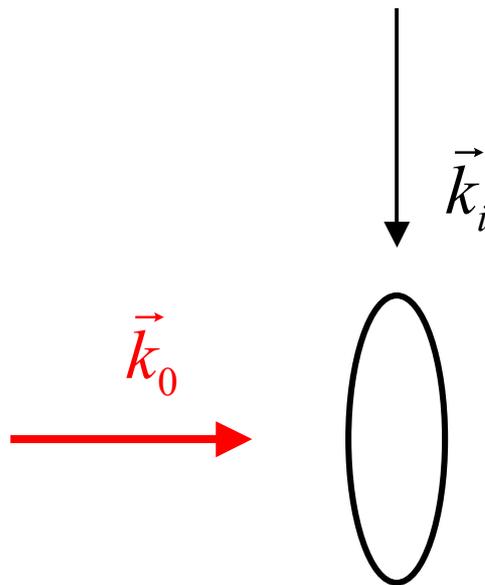
Dans le cours précédent, l'onde de matière \vec{K}_j apparaissait de manière spontanée par l'effet de superradiance (voir référence 18). Ici, on envoie une onde incidente sur le condensat pompé par le laser \vec{k}_0 et on étudie l'amplitude et la phase de l'onde de matière amplifiée.

Expérience de M.I.T.

(référence 21)

Onde de matière entrante

Obtenue par diffusion de Bragg :
absorption d'un photon \vec{k}_0 du faisceau pompe (perpendiculaire à l'axe du condensat) et émission stimulée d'un photon \vec{k}_i d'un second faisceau laser (parallèle à l'axe du condensat).



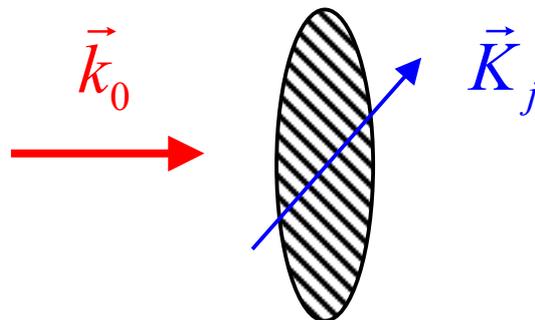
Les 2 lasers sont appliqués pendant $10\mu s$. L'intensité du faisceau pompe est suffisamment faible pour être au dessous du seuil de superradiance.

Phase d'amplification

L'onde de matière créée par la diffusion de Bragg a pour vecteur d'onde $\vec{K}_j = \vec{k}_0 - \vec{k}_i$.

Pour l'amplifier, on coupe le faisceau \vec{k}_i et on augmente l'intensité du faisceau pompe \vec{k}_0 à 40 mW/cm^2 .

Période de durée $20 \mu\text{s}$.



Expansion balistique

Le piège est coupé.

Période d'expansion balistique de 35 ms à l'issue de laquelle une image de temps de vol est prise.

Images de temps de vol

(Figures 2a,b,c de la référence 21)

Figure 2a

Onde de matière entrante. Pas de phase d'amplification.

On ne distingue aucune image d'atomes ejectés (sensibilité insuffisante).

Figure 2b

Pas d'onde de matière entrante. Phase d'amplification.

Bien que l'intensité du faisceau laser pompe soit au dessus du seuil de superradiance, on ne distingue aucune image d'atomes ejectés (sensibilité insuffisante).

Figure 2c

Onde de matière entrante. Phase d'amplification.

On distingue nettement un nuage d'atomes ejectés, ce qui montre que l'onde entrante est amplifiée.

Courbe de gain

Le nombre d'atomes dans l'onde de matière entrante N_{in} est varié.

Calibration à partir de mesures faites à intensité laser plus élevée où l'image des atomes de l'onde entrante créée par diffusion de Bragg est visible sur l'image de temps de vol.

Mesure du nombre d'atomes N_{out} dans l'onde de matière amplifiée.

Le diagramme N_{out} en fonction de N_{in} fait apparaître un gain en nombre d'atomes de l'ordre de 30.

Voir figure 2d de la référence 21.

Etude de la phase de l'onde de matière amplifiée

Principe de l'expérience

Faire battre l'onde de matière amplifiée avec une onde de matière de référence et étudier le contraste des interférences obtenues.

Onde de matière de référence

Obtenue, comme l'onde entrante, par diffusion de Bragg.

La phase de cette onde de référence est variée en balayant la phase du modulateur acousto-optique utilisé pour obtenir le faisceau laser \vec{k}_i se propageant le long de l'axe du condensat.

L'onde de référence est générée pendant une période de $10 \mu s$ après la phase d'amplification.

(voir figure 1 de la référence 21)

Contraste attendu

N_1 : Nombre d'atomes dans l'onde de matière incidente.

N_2 : Nombre d'atomes dans l'onde de référence, de phase ϕ .

Suivant la valeur de ϕ , l'onde totale est proportionnelle à $\sqrt{N_1} + \sqrt{N_2}$ ou à $\sqrt{N_1} - \sqrt{N_2}$, de sorte que le nombre total d'atomes dans la direction \vec{K}_j varie entre N_{\max} et N_{\min} .

$$N_{\max} = N_1 + N_2 + 2\sqrt{N_1 N_2}$$

$$N_{\min} = N_1 + N_2 - 2\sqrt{N_1 N_2}$$

D'où le contraste V

$$V = \frac{N_{\max} - N_{\min}}{N_{\max} + N_{\min}} = \frac{2\sqrt{N_1 N_2}}{N_1 + N_2}$$

Si les 2 ondes ne se recouvrent pas parfaitement ($|\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle| < 1$), on a

$$V = \frac{2|\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle| \sqrt{N_1 N_2}}{N_1 + N_2}$$

Résultats obtenus

(voir figure 4 de la référence 21)

Sans amplification, le contraste des interférences entre l'onde incidente et l'onde de référence varie bien avec N_1 suivant la loi donnée en T-205 avec $\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle = 1$.

Après amplification et avec un gain de 30 sur le nombre d'atomes, le contraste est plus faible que la prédiction théorique avec $\langle \psi_1 | \psi_2 \rangle = 1$.

Il faut prendre un facteur de recouvrement de l'ordre de 0,4 pour interpréter les résultats.

Une telle situation semble indiquer que l'onde incidente est distordue au cours du processus d'amplification.

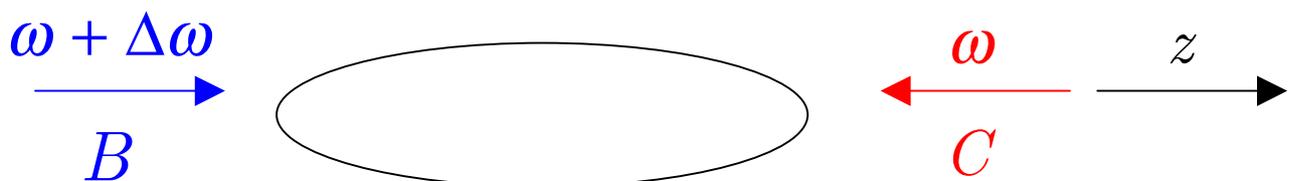
Expérience de Tokyo

(référence 22)

Onde de matière entrante

Comme dans l'expérience de M.I.T., cette onde entrante est générée par diffusion de Bragg.

2 faisceaux laser B et C se propagent le long de l'axe z du condensat et transfèrent par diffusion de Bragg des atomes du condensat de rubidium 87 ($p = 0$) vers l'état $p = 2 \hbar k$.



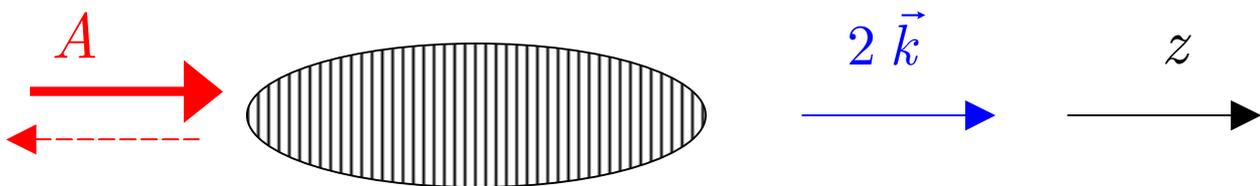
L'onde de matière entrante a donc un vecteur d'onde $2\vec{k}$ le long de z

(voir figure 1A de la référence 22)

Mécanisme d'amplification

L'onde pompe A , se propage aussi dans la direction z .

Elle est diffracté vers l'arrière par le réseau de densité créé par l'interférence entre le condensat et l'onde de matière entrante.



Le recul communiqué aux atomes par cette diffusion Rayleigh de l'onde pompe A vers l'arrière donne naissance à une onde de matière de vecteur d'onde $2 \vec{k}$ qui amplifie l'onde entrante $2 \vec{k}$.

(voir figure 1A de la référence 22)

Description des résultats expérimentaux

(Figures 1 B, C,D,E de la référence 22)

Figure 1B

Seul le laser de pompe A est appliqué pendant $500\mu\text{s}$, avec une intensité au dessus du seuil de superradiance.

Une impulsion lumineuse superradiante est générée en sens opposé de A. Une onde de matière de vecteur d'onde $2\vec{k}$ est aussi créée, visible sur l'image du temps de vol.

62% des atomes du condensat sont éjectés dans cette onde.

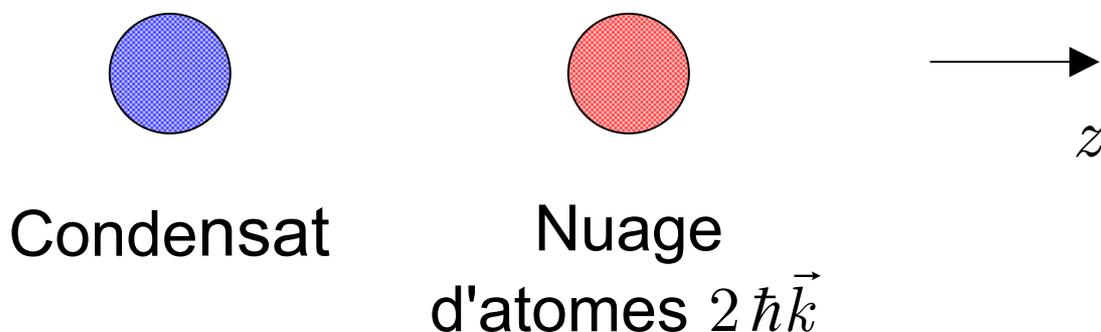


Figure 1C

Pour éviter cette superradiance spontanée, on coupe le piège et on laisse se dérouler une expansion balistique de 1.8 ms avant d'appliquer l'impulsion du laser de pompe A.

L'anisotropie du condensat a alors suffisamment changé au cours de l'expansion pour qu'il n'y ait plus de superradiance spontanée dans la direction opposée de A.

On constate effectivement sur l'image de temps de vol qu'il n'y a plus de nuage d'atomes reculant avec une impulsion $2\hbar k$.

Seule subsiste l'image du condensat.

Figure 1D

Image de l'onde de matière entrante obtenue par diffusion de Bragg induite par les lasers B et C. 6.2 % des atomes du condensat sont alors transférés dans cette onde de vecteur d'onde $2\vec{k}$.

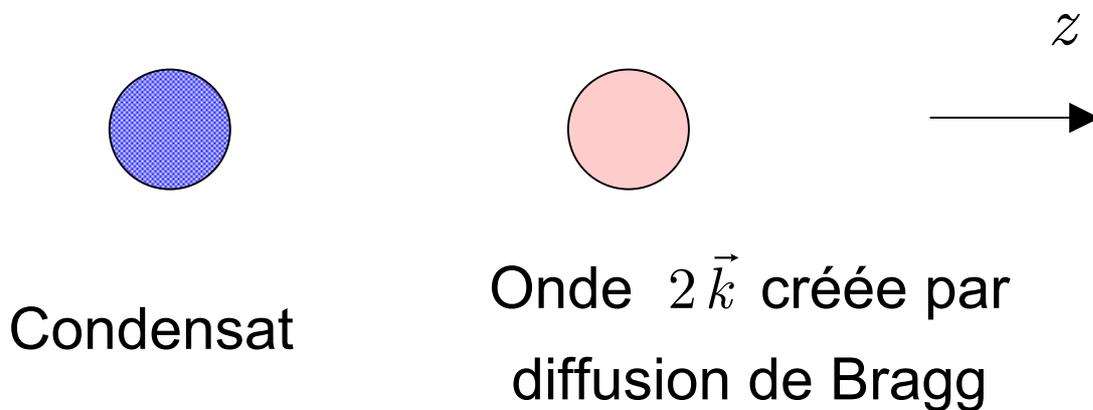
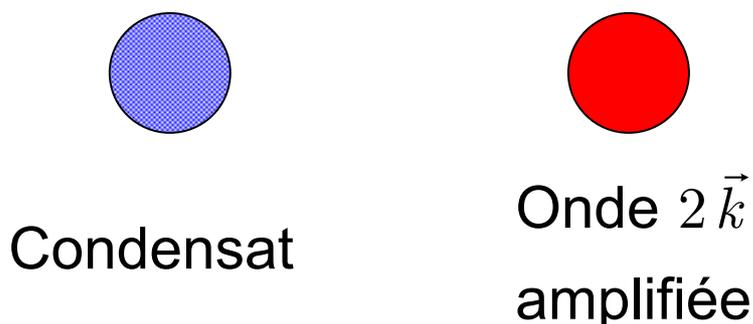


Figure 1E

On applique l'impulsion du laser pompe A tout de suite après avoir créé l'onde entrante par diffusion de Bragg.

L'image des atomes éjectés est alors beaucoup plus intense que sur la figure 1D



Etude du gain en nombre d'atomes

On porte le nombre d'atomes N_{out} sortant avec l'impulsion $2\hbar\vec{k}$ en fonction de la durée de l'impulsion laser pompe A.

Figure 2A de la référence 22.

Pour chaque durée d'impulsion, on vérifie qu'il n'y a pas de superradiance spontanée.

Les résultats obtenus sont en bon accord avec les prédictions théoriques déduites de l'équation

$$\dot{N}_j = (G_j - L_j)(N_j + 1)$$

où G_j et L_j sont les coefficients de gain et de pertes (voir T-188 et T-192)

Etude de la phase de l'onde de matière amplifiée

Réalisée au moyen d'un interféromètre de Mach-Zender, Bragg décrit dans la référence 23.

Principe de l'interféromètre

(voir figure 1 de la référence 23 sur T-214)

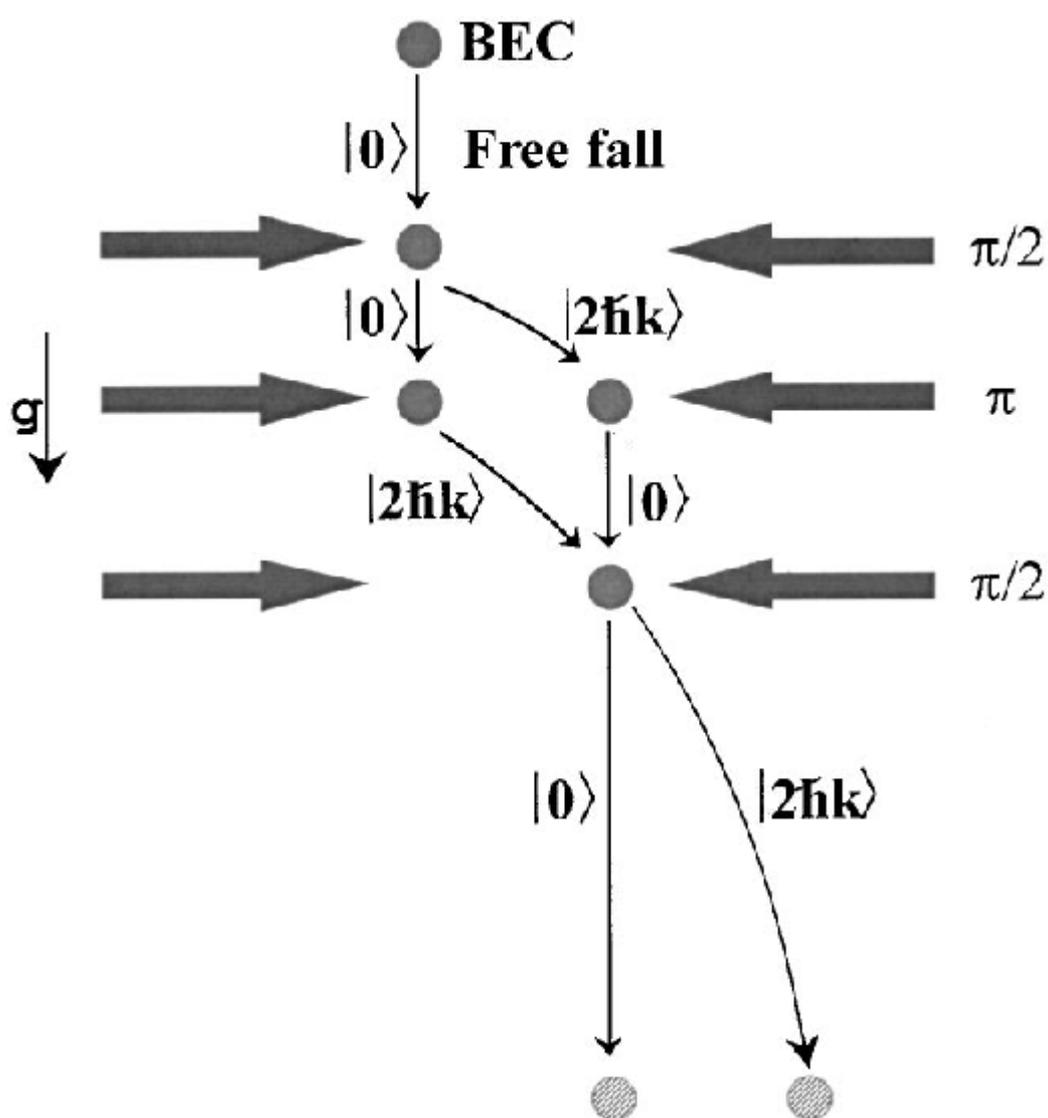
Par diffusion de Bragg, des impulsions $\pi / 2$ ou π peuvent être réalisées entre les états $p = 0$ et $p = 2 \hbar k$ le long de z .

Le condensat tombe en chute libre après coupure du piège. Une succession de 3 impulsions $\pi / 2, \pi, \pi / 2$ donne naissance à 2 trajets possibles pour les atomes.

L'interférence est observée sur les 2 voies de sortie en $p = 0$ et $p = 2 \hbar k$

Figure 1 de la référence 23

Y.Tori, Y.Suzuki, M.Kozuma, T.Sugiura, T.Kuga,
L.Deng, E.Hagley
Phys.Rev. **A61**, 041602 (2000)



Etat du système après la première impulsion $\pi / 2$

$$\frac{1}{\sqrt{2}} \left[|p = 0\rangle - |p = 2 \hbar k\rangle \right]$$

Etat du système après l'impulsion π appliquée un temps Δt après la première

$$-\frac{1}{\sqrt{2}} \left[|p = 0\rangle + |p = 2 \hbar k\rangle \right]$$

Etat du système après la deuxième impulsion $\pi / 2$ appliquée un temps Δt après l'impulsion π

La phase de l'onde stationnaire en mouvement produisant la diffusion de Bragg est changée de 0 à ϕ .

$$-\frac{1}{2} \left[(1 + e^{i\phi}) |p = 0\rangle + (1 - e^{-i\phi}) |p = 2 \hbar k\rangle \right]$$

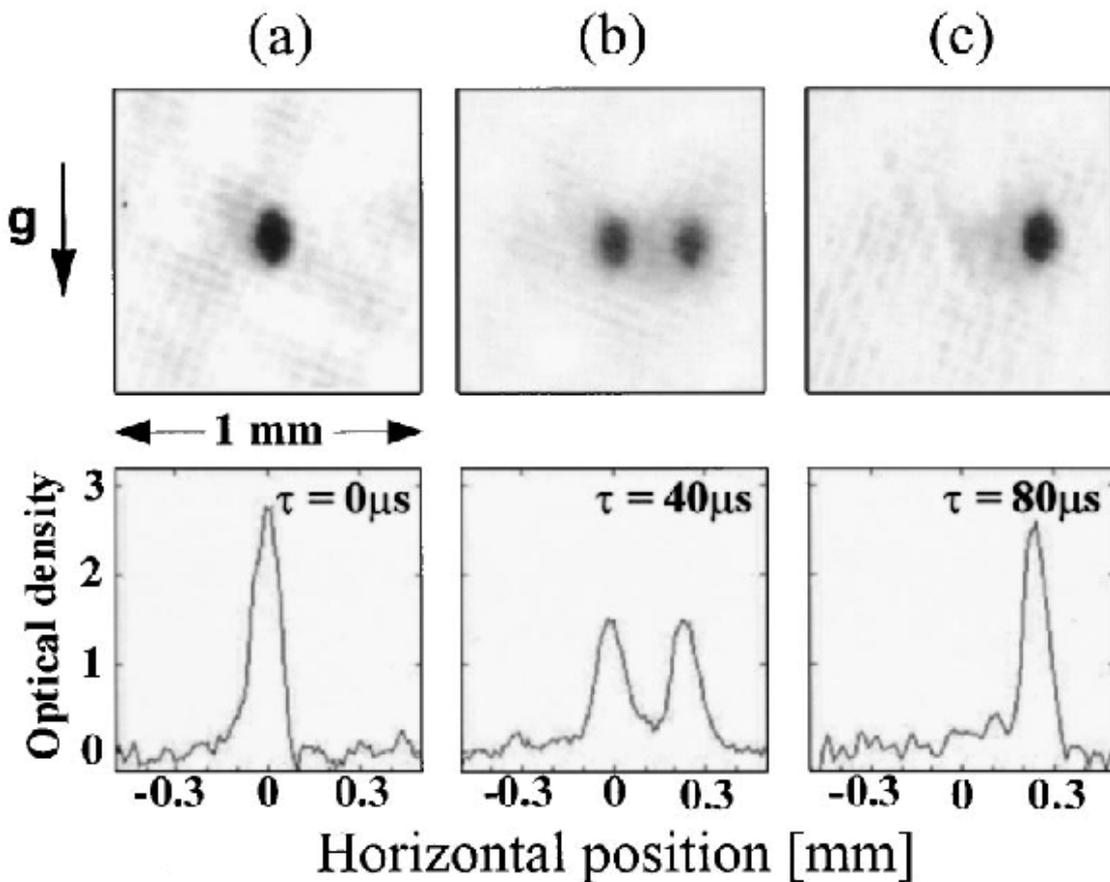
Probabilités dans les 2 voies de sortie

$$P(p = 0) = \frac{1}{2} (1 + \cos \phi)$$

$$P(p = 2 \hbar k) = \frac{1}{2} (1 - \cos \phi)$$

Figure 2 de la référence 23

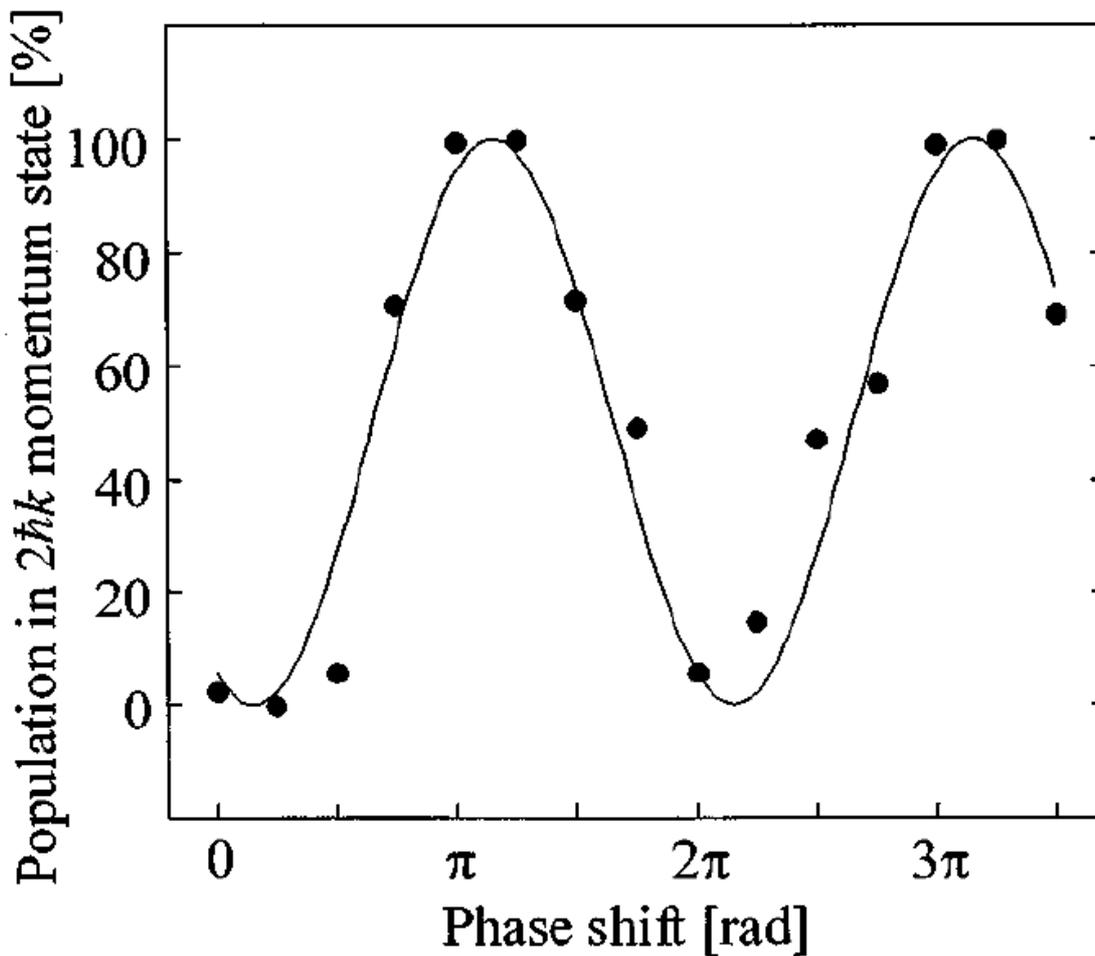
Y.Tori, Y.Suzuki, M.Kozuma, T.Sugiura, T.Kuga,
L.Deng, E.Hagley
Phys.Rev. **A61**, 041602 (2000)



Réglage de la durée des impulsions $\pi/2$ et π .

Figure 3 de la référence 23

Y.Tori, Y.Suzuki, M.Kozuma, T.Sugiura, T.Kuga,
L.Deng, E.Hagley
Phys.Rev. **A61**, 041602 (2000)



Variations de $P(p = 2\hbar k)$ avec ϕ .

Application : Etude de la phase de l'onde de matière amplifiée

L'onde de matière entrante contient un nombre d'atomes égal à 6.2 % de celui du condensat.

On règle l'amplification pour que l'onde sortante contienne 50% du nombre initial total d'atomes.

(voir Figure 2B de la référence 22)

Si l'amplification préservait parfaitement la phase, on aurait donc l'équivalent d'une impulsion $\pi / 2$.

On applique ensuite une impulsion π après un temps Δt , puis une impulsion $\pi / 2$ après un autre temps Δt .

(voir Figure 3 de la référence 22)

Contraste du signal d'interférence

(voir Figure 4 de la référence 22)

Le contraste obtenu quand on fait varier ϕ est de 71 % et non de 100 %.

La raison de cette différence est une distorsion de l'onde amplifiée.

(voir Figure 3B de la référence 22)

Si l'amplification détruisait la cohérence entre l'onde amplifiée et le condensat, il y aurait néanmoins une interférence entre l'onde incidente (6.5 %) et la partie restant du condensat (50%), non transférée dans l'onde amplifiée. Le contraste V de cette interférence vaudrait

$$V = \frac{2\sqrt{0.065 \times 0.5}}{1} = 36\%$$

Le fait qu'on observe un contraste supérieur à cette valeur prouve que l'amplification est partiellement cohérente.

Références (reprise et suite de T-194)

18. S.Inouye, A.Chikkatur, D.Stamper-Kurn, J.Stenger, D.Pritchard, W.Ketterle, *Science* **285**, 571 (1999).
21. S.Inouye, T.Pfau, S.Gupta, A.Chikkatur, A.Görlitz, D.Pritchard, W.Ketterle, *Nature* **402**, 641 (1999).
22. M.Kozuma, Y.Suzuki, Y.Tori, T.Sugiura, T.Kuga, E.Hagley, L.Deng, *Science*. **286**, 2309 (1999).
23. Y.Tori, Y.Suzuki, M.Kozuma, T.Sugiura, T.Kuga, L.Deng, E.Hagley, *Phys.Rev.* **A61**, 041602 (2000).
24. C.Law, N.Bigelow, *Phys.Rev.* **A58**, 4791 (1998).
25. M.Moore, P.Meystre, *Phys.Rev.* **A59**, R1754 (1999).