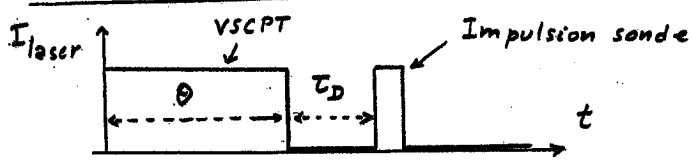


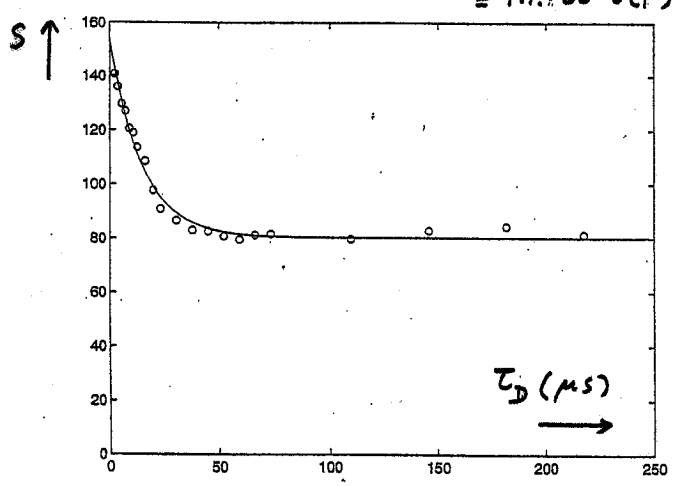
Exemple de résultat

T-225



$$S \propto \frac{1}{2} (1 + G(a))$$

$$G(a) = \int dx \psi^*(x) \psi(x+a) = \text{T.F. de } P(p)$$



$$\frac{\delta p}{\hbar k} = \frac{1}{25}$$

$$T = \frac{T_{\text{recul}}}{625} = 8 \text{ nK}$$

Figure extraite de la ref. 2

Comment préparer une "copie" d'un condensat ?

T-226

- Transition à 2 photons par effet Raman stimulé entre 2 états fondamentaux de même nombre quantique avec des impulsions laser très brèves
- Durée τ des impulsions $\ll \frac{\hbar}{E_{\text{recul}}} = \frac{2M}{\hbar k^2}$
- Dans l'expérience décrite dans le cours VII, on avait au contraire $\tau \gg \hbar/E_{\text{recul}}$ de manière à avoir des transitions Raman très sélectives en vitesse
- Pour bien comprendre les différences entre ces 2 régimes, il sera utile de revenir aux expériences de diffraction d'un jet atomique par une onde laser stationnaire et de discuter les différences entre le régime de Raman-Nath et le régime de Bragg

Diffraction d'un jet atomique par une onde laser stationnaire (Refs 3 à 7)

T-227

Jet atomique
Vitesse v
 $\lambda_{dB} = \frac{h}{Mv}$

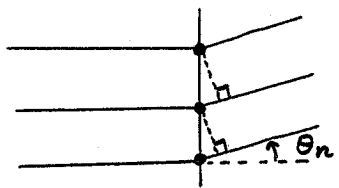


Onde laser stationnaire non-résonnante
Longueur d'onde λ
Epaisseur d

① Régime de Raman-Nath

d est très petit

L'effet de la traversée de l'onde lumineuse est équivalent à celui d'une lame de phase pour l'onde de de Broglie



Pas du réseau $\lambda/2$

Angles θ_n de diffraction

$$\frac{\lambda_{opt}}{2} \sin \theta_n = n \lambda_{dB}$$

$$\sin \theta_n = 2n \frac{\lambda_{dB}}{\lambda_{opt}}$$

$$n = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Interprétation corpusculaire

T-228

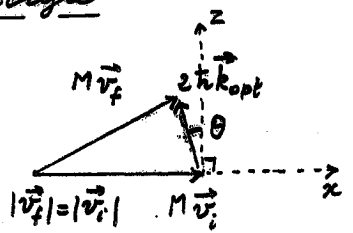
Transfert d'impulsion en $\hbar k_{opt}$ par des processus de redistribution (absorption dans une onde suivie d'une émission stimulée dans

$$2n \frac{\hbar k_{opt}}{\hbar/\lambda_{opt}} = \frac{Mv \sin \theta_n}{\hbar/\lambda_{dB}}$$

$$\sin \theta_n = 2n \frac{\lambda_{dB}}{\lambda_{opt}}$$

Conservation de l'énergie

La diffraction par un potentiel statique ne change pas le module de l'impulsion de l'atome



Le transfert d'impulsion $2\hbar k_{opt}$ de l'onde laser fait donc un angle θ avec Ox

$$\theta \approx \frac{\hbar k_{opt}}{Mv}$$

Ceci est possible à cause de l'extension finie d du faisceau laser entraînant une dispersion d'impulsion des photons $\sim \hbar/d$ suivant Ox