But de ce cours

T-189

- Décrire des expériences montrant que la longueur de cohérence d'un condensat est de l'ordre de l'extension spatiale de ce condensat. Voir Ref. 1
- Les théories de champ moyen prédisent que, pour $T \ll T_c$, tous les atomes sont condensés dans le même état quantique décrit par une fonction d'onde réelle $\psi(\vec{r})$, solution de l'équation de Gross-Pitaevskii. On a alors (voir T-37) :

$$G^{(1)}(\vec{r},\vec{r}\,') = N\,\psi(\vec{r})\,\psi(\vec{r}\,')$$

$G^{(1)}(\vec{r},\vec{r}\,')$ reste non nul pour $\vec{r}$ et $\vec{r}\,'$ séparés par une distance de l'ordre de la dimension du condensat.

- Peut-on vérifier expérimentalement une telle prédiction ?

Définition plus précise de la longueur de cohérence λ_c

T-190

- Dans un condensat inhomogène (atomes dans un piège), $G^{(1)}(\vec{r},\vec{r}\,')$ dépend à la fois de $\vec{r}$ et $\vec{r}\,'$, et non plus seulement de $\vec{r}-\vec{r}\,'$, comme c'est le cas pour un système homogène

Cohérence spatiale globale $G(a)$

$$G(\vec{a}) = \int d^3r\; G^{(1)}(\vec{r},\vec{r}+\vec{a})$$

Somme de toutes les cohérences spatiales entre couples de points $\vec{r}$ et $\vec{r}+\vec{a}$ séparés de $\vec{a}$

La longueur de cohérence λ_c peut être définie comme la longueur caractéristique de la décroissance de $G(\vec{a})$ quand $|\vec{a}|$ croît de 0 à $+\infty$

Lien entre $G(\vec{a})$ et la distribution d'impulsion $\mathcal{P}(\vec{p})$

T-191

- D'après (T-35)

$$G^{(1)}(\vec{r},\vec{r}+\vec{a}) = N \langle \vec{r}+\vec{a}\,|\,\hat{\rho}^{(1)}\,|\,\vec{r}\rangle$$

$\hat{\rho}^{(1)}$: Opérateur densité à 1 particule

- Passons de la représentation $\{|\vec{r}\rangle\}$ à la représentation $\{|\vec{p}\rangle\}$

$$\langle \vec{r}\,|\,\vec{p}\rangle = \left(\frac{1}{2\pi\hbar}\right)^{3/2} e^{i\vec{p}.\vec{r}/\hbar}$$

$$\langle \vec{r}+\vec{a}\,|\,\hat{\rho}^{(1)}\,|\,\vec{r}\rangle = \int d^3p \int d^3p' \langle \vec{r}+\vec{a}\,|\,\vec{p}\rangle\langle\vec{p}\,|\,\hat{\rho}^{(1)}\,|\,\vec{p}\,'\rangle\langle\vec{p}\,'\,|\,\vec{r}\rangle = \left(\frac{1}{2\pi\hbar}\right)^{3}\iint d^3p\, d^3p'\; e^{i\vec{p}.\vec{a}/\hbar}\; e^{i(\vec{p}-\vec{p}\,').\vec{r}/\hbar}\;\langle\vec{p}\,|\,\hat{\rho}^{(1)}\,|\,\vec{p}\,'\rangle$$

$$G(\vec{a}) = \int d^3r\; G^{(1)}(\vec{r},\vec{r}+\vec{a}) = \frac{N}{(2\pi\hbar)^3}\iint d^3p\, d^3p'\; e^{i\vec{p}.\vec{a}/\hbar}\langle\vec{p}\,|\,\hat{\rho}^{(1)}\,|\,\vec{p}\,'\rangle \underbrace{\int d^3r\; e^{i(\vec{p}-\vec{p}\,').\vec{r}/\hbar}}_{(2\pi\hbar)^3\,\delta(\vec{p}-\vec{p}\,')}$$

$$G(\vec{a}) = \int d^3p\; e^{i\vec{p}.\vec{a}/\hbar}\;\underbrace{N\langle\vec{p}\,|\,\hat{\rho}^{(1)}\,|\,\vec{p}\rangle}_{\mathcal{P}(\vec{p})}$$

$$= \int d^3p\; e^{i\vec{p}.\vec{a}/\hbar}\;\mathcal{P}(\vec{p})$$

$G(\vec{a})$ est donc la transformée de Fourier de $\mathcal{P}(\vec{p})$

Principe de l'expérience

T-192

- Mesurer la distribution d'impulsion $\mathcal{P}(p)$ (ou la distribution de vitesse) et en particulier la largeur Δp de $\mathcal{P}(p)$
- Comme $G(a)$ est la T.F. de $\mathcal{P}(p)$, la largeur de $G(a)$, c-à-d la longueur de cohérence λ_c, est de l'ordre de $\hbar/\Delta p$
- On compare alors $\hbar/\Delta p$ à l'extension spatiale du condensat

Peut-on mesurer $\mathcal{P}(p)$ par des méthodes de temps de vol ?

A cause des interactions répulsives, les atomes sont accélérés au cours de la phase d'expansion balistique et leurs vitesses changent.

Les méthodes de temps de vol ne donnent donc pas accès à la distribution des vitesses dans le condensat