

VII-6

Distribution d'impulsion d'un condensat à la limite de Thomas-Fermi T-205

Fonction d'onde du condensat

- Normalisation choisie $\int |\psi(\vec{r})|^2 d^3r = N$
- Expression de $|\psi(\vec{r})|^2$ (voir T-12)
 $|\psi(\vec{r})|^2 = \frac{1}{g} [\mu - \frac{1}{2} m (\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2)]$
- $|\psi(\vec{r})|^2$ s'annule en $x = \pm x_0, y = \pm y_0, z = \pm z_0$
 $\frac{1}{2} m \omega_x^2 x_0^2 = \mu = \frac{1}{2} m \omega_y^2 y_0^2 = \frac{1}{2} m \omega_z^2 z_0^2$

- Densité au centre

$$|\psi(\vec{0})|^2 = n_0 = \frac{\mu}{g} \rightarrow \mu = g n_0$$

- On peut donc écrire $|\psi(\vec{r})|^2$ sous la forme

$$|\psi(\vec{r})|^2 = n_0 \left[1 - \left(\frac{x}{x_0}\right)^2 - \left(\frac{y}{y_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_0}\right)^2 \right]$$

Paraboles inversées suivant Ox, Oy, Oz

- Fonction d'onde $\psi(\vec{r})$.

Comme $\psi(\vec{r})$ est réelle

$$\psi(x, y, z) = \sqrt{n_0} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{x_0}\right)^2 - \left(\frac{y}{y_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$$

Calcul de I

T-207

$$\int_0^\pi d\theta \sin \theta e^{-i k \rho \cos \theta} = \frac{e^{i k \rho} - e^{-i k \rho}}{i k \rho}$$

$$I = \frac{2\pi}{i k} \int_{-1}^{+1} d\rho \rho \sqrt{1-\rho^2} e^{i k \rho}$$

Changement de variables $\rho = \cos \alpha$
 + Intégration par parties

$$I = \frac{2\pi}{i k} \int_0^\pi d\alpha \sin^2 \alpha \cos \alpha e^{i k \cos \alpha}$$

$$= -\frac{\pi}{k^2} \int_{-\pi}^{+\pi} d\alpha \cos^2 \alpha e^{i k \cos \alpha}$$

Pour des raisons de parité, seule la partie paire en α de $e^{i k \cos \alpha}$ intervient

$$\cos(k \cos \alpha) = J_0(k) + 2 \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n J_{2n}(k) \cos 2n\alpha$$

J_n : Fonction de Bessel d'ordre n

Seul, le terme $n=1$ contribue à I

$$I = \frac{2\pi}{k^2} J_2(k) \int_{-\pi}^{+\pi} d\alpha \cos^2 2\alpha = \frac{\pi}{k^2} J_2(k)$$

Distribution $\mathcal{P}(P_x)$ d'impulsion suivant Ox (on suppose $\vec{k} \parallel Ox$) T-206

$$\mathcal{P}(P_x) = \iint dP_y dP_z \mathcal{P}(P_x, P_y, P_z)$$

$$\mathcal{P}(P_x, P_y, P_z) = |\tilde{\Psi}(P_x, P_y, P_z)|^2$$

$$\tilde{\Psi}(P_x, P_y, P_z) = \left(\frac{1}{2\pi\hbar}\right)^{3/2} \iiint dx dy dz n_0 e^{-i(P_x x + P_y y + P_z z)/\hbar} \sqrt{1 - \left(\frac{x}{x_0}\right)^2 - \left(\frac{y}{y_0}\right)^2 - \left(\frac{z}{z_0}\right)^2}$$

- Changement de variables

$$\frac{x}{x_0} = \xi \quad \frac{y}{y_0} = \eta \quad \frac{z}{z_0} = \zeta \quad \vec{\rho} = \{\xi, \eta, \zeta\}$$

$$\frac{P_x}{\hbar/x_0} = k_x \quad \frac{P_y}{\hbar/y_0} = k_y \quad \frac{P_z}{\hbar/z_0} = k_z \quad \vec{k} = \{k_x, k_y, k_z\}$$

- Expression de $\tilde{\Psi}$

$$\tilde{\Psi}(k_x, k_y, k_z) = \frac{\sqrt{n_0 x_0 y_0 z_0}}{(2\pi\hbar)^{3/2}} I$$

où I est donné par l'intégrale

$$I = \int_{\rho \leq 1} d^3\rho e^{-i\vec{k} \cdot \vec{\rho}} \sqrt{1-\rho^2}$$

$$= 2\pi \int_0^1 d\rho \rho^2 \sqrt{1-\rho^2} \int_0^\pi d\theta \sin \theta e^{-i k \rho \cos \theta}$$

Expression de $\mathcal{P}(P_x, P_y, P_z)$

T-208

$$\tilde{\Psi}(\vec{k}) \propto \frac{J_2(k)}{k^2}$$

$$|\tilde{\Psi}(\vec{k})|^2 \propto \left| \frac{J_2(k)}{k^2} \right|^2$$

$$k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2 = \frac{1}{\hbar^2} [P_x^2 x_0^2 + P_y^2 y_0^2 + P_z^2 z_0^2]$$

$$\mathcal{P}(P_x, P_y, P_z) \propto \left[\frac{J_2\left(\sqrt{\frac{P_x^2 x_0^2 + P_y^2 y_0^2 + P_z^2 z_0^2}{\hbar^2}}\right)}{\frac{P_x^2 x_0^2 + P_y^2 y_0^2 + P_z^2 z_0^2}{\hbar^2}} \right]^2$$

L'intégrale sur P_y et P_z n'est pas aisée

Expression approchée de $J_2(k)/k^2$

$$J_2(k) = \left(\frac{k}{2}\right)^2 \sum_{r=0}^{\infty} \frac{(-1)^r}{r!(r+2)!} \left(\frac{k}{2}\right)^{2r}$$

$$= \left(\frac{k}{2}\right)^2 \left[\frac{1}{2} - \frac{1}{6} \frac{k^2}{4} + \dots \right]$$

$$= \frac{k^2}{8} \left[1 - \frac{k^2}{12} + \dots \right]$$

On peut donc écrire

$$\left[\frac{J_2(k)}{k^2} \right]^2 = \frac{1}{64} \left[1 - \frac{k^2}{12} + \dots \right]^2$$

$$\approx \frac{1}{64} \left[1 - \frac{k^2}{6} \right]$$

$$\approx \frac{1}{64} e^{-k^2/6}$$