DM1 : Oscillations d'atomes piégés dans un potentiel parabolique

Dernière modification 29 mai 2023

1 Mesure par vol libre de la densité de probabilité de l'impulsion

Q1 Rappeler sans démonstration l'expression des niveaux d'énergie du système.

Les niveaux d'énergie de l'oscillateur harmonique à une dimension sont

$$E_n = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega$$

Q2 Compte tenu de la valeur numérique de a_0, pensez-vous qu'il soit possible de résoudre l'extension spatiale de l'etat fondamental à l'aide d'un microscope optique utilisant la lumière visible ?

$$\begin{aligned} a_0 &= \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} && (1) \\ &= \sqrt{\frac{1,055 \cdot 10^{-34}\text{Js}}{(2,2 \cdot 10^{-25}\text{kg}) \cdot (5,718 \cdot 10^5\text{rad/s})}} && (2) \\ &= 2,9 \cdot 10^{-8}\text{m} && (3) \end{aligned}$$

Sachant que la résolution d'un microscope optique est $0,2\mu$m $\implies$ ce n'est pas possible de résoudre l'extension spatiale de l'état fondamental $a_0 \approx 0,03\mu$m.

Q3 Au lieu de mesurer la densité de probabilité de la position, on choisit de mesurer la densité de probabilité de l'impulsion, $|\phi(p,t_0)|^2$, à un instant t_0 donné. Pour cela, on éteint brusquement le laser de piégeage à l'instant t_0, de sorte que les atomes se comportent comme un paquet d'ondes libre pour $t > t_0$. On rappelle que dans ce cas, pour $t - t_0$ suffisamment grand, on a

$$|\psi(x,t)|^2 \propto \left|\phi\left(\frac{mx}{t-t_0}, t_0\right)\right|^2$$

(méthode dite du *temps de vol* ou du *vol libre*). L'image obtenue reflète ainsi la densité de probabilité de l'impulsion $|\phi(p,t_0)|^2$ à l'instant t_0 où le laser de piégeage a été coupé. Commenter la figure 1(a), obtenue de cette manière lorque $|\psi(t_0)\rangle = |0\rangle$, et estimer un *ordre de grandeur* du temps de vol choisit, $T_v = t - t_0$.

On note que la distribution est une gaussienne comme attendu pour l'état fondamental $|0\rangle$ avec écart-type $\sigma \approx 100\mu\text{m}$.

Pour estimer le temps de vol, on utilise la relation

$$\Delta v_0 = \frac{\Delta x(T_v)}{T_v}$$

On note que

$$\begin{cases} \Delta v_0 & = \frac{\Delta p_0}{m} = \frac{1}{m} \cdot \frac{\hbar}{a_0} = 1,65 \cdot 10^{-2}\text{m/s} \\ \Delta x(T_v) & \approx 10^{-4}\text{m} \end{cases} \tag{4}$$

Donc, $T_v \approx 6\text{ms}$ dans l'ordre de 10^{-3}s.

Q4On considère une fonction d'onde $\psi(x)$ ainsi que sa transformée de Fourier $\phi(p)$. Ecrire l'expression de $\hat{a}^\dagger\psi(x)$ sous forme d'un opérateur différentiel, puis montrer que

$$\hat{a}^\dagger\phi(p) = \frac{-i}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_0}{\hbar}p - \frac{\hbar}{a_0}\frac{d}{dp}\right)\phi(p).$$

On veut calculer $\hat{a}^\dagger$.

$$\begin{aligned} \hat{a}^\dagger &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\hat{x}}{a_0} + i\frac{a_0}{\hbar}\hat{p}\right)^\dagger && (5)\\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\hat{x}^\dagger}{a_0} - i\frac{a_0}{\hbar}\hat{p}^\dagger\right) && (6)\\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\hat{x}}{a_0} - i\frac{a_0}{\hbar}\hat{p}\right) && (7) \end{aligned}$$

Donc,

$$\begin{aligned} \hat{a}^\dagger\psi(x) &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{\hat{x}}{a_0} - i\frac{a_0}{\hbar}\hat{p}\right)\psi(x) && (8)\\ &= \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{x}{a_0} - a_0\frac{d}{dx}\right)\psi(x). && (9) \end{aligned}$$

Pour calculer $\hat{a}^\dagger\phi(p)$, on applique la transformée de Fourier

$$\begin{cases} x\psi(x) & \mapsto i\hbar\frac{d}{dp}\phi(p) \\ \frac{d}{dx}\psi(x) & \mapsto \frac{ip}{\hbar}\phi(p) \end{cases} \tag{10}$$

Donc,

$$\hat{a}^\dagger\phi(p) = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{i\hbar}{a_0}\frac{d}{dp} - a_0\frac{ip}{\hbar}\right)\phi(p) \tag{11}$$

$$= \frac{-i}{\sqrt{2}}\left(-\frac{\hbar}{a_0}\frac{d}{dp} + \frac{a_0 p}{\hbar}\right)\phi(p) \tag{12}$$

Q5En déduire que l'on peut écrire $\phi_1(p) = \xi p\phi_0(p)$ où ξ est un nombre complexe que l'on déterminera.

On utilise la relation $\hat{a}^\dagger|n\rangle = \sqrt{n+1}|n+1\rangle$ avec $n = 0$.

$$\phi_1(p) = \hat{a}^\dagger\phi_0(p) \tag{13}$$

$$= \frac{-i}{\sqrt{2}}\left(\frac{a_0 p}{\hbar} - \frac{\hbar}{a_0}\frac{d}{dp}\right)\phi_0(p) \tag{14}$$

$$= \left(\frac{-i}{\sqrt{2}}\right)\left(\frac{a_0 p}{\hbar} - \frac{\hbar}{a_0}\left(-\frac{a_0^2 p}{\hbar^2}\right)\right)\left(\frac{a_0^2}{\pi\hbar^2}\right)^{\frac{1}{4}}\exp\left(-\frac{a_0^2p^2}{2\hbar^2}\right) \tag{15}$$

$$= \left(\frac{-i}{\sqrt{2}}\right)\frac{2a_0 p}{\hbar}\left(\frac{a_0^2}{\pi\hbar^2}\right)^{\frac{1}{4}}\exp\left(-\frac{a_0^2p^2}{2\hbar^2}\right) \tag{16}$$

$$= \left(\frac{-i}{\sqrt{2}}\right)\frac{2a_0 p}{\hbar}\phi_0(p) \tag{17}$$

$$= \left(-\frac{\sqrt{2}ia_0}{\hbar}\right)p\phi_0(p) \tag{18}$$

Donc, $\phi_1(p) = \xi p\phi_0(p)$ avec $\xi = -\frac{\sqrt{2}ia_0}{\hbar}$

Q6 Commenter la Figure 1(b).

La fonction d'onde $\psi_1(x)$ est proportionnel à la fonction d'Hermite $H_1(\frac{x}{a_0}) \implies$ la densité $|\psi_1(t)|^2$ est proportionnel à $H_1(\frac{x}{a_0})^2$. On observe dans la figure 1(b) la forme attendu avec 2 nuages distinctes.

2 Préparation du système dans le premier état excité

Q1 Déterminer les états propres de $\hat{H}_1 = \frac{\hbar\Omega}{2}(|1\rangle\langle 0| + |0\rangle\langle 1|)$ ainsi que les valeurs propres correspondantes.

Q2Décomposer l'état $|\psi(0)\rangle$ dans la base propre obtenue à la question précédente, puis en déduire pour $t > 0$ l'expression de $|\psi(t)\rangle$ dans cette même base.

Q3 Ecrire $|\psi(t)\rangle$ dans la base propre de $\hat{H}_0$.

Q4Calculer la probabilité $\mathcal{P}(t)$ qu'une mesure de H_0 effectué à l'instant t donne le résultat $3\hbar\omega/2$, puis montrer que cette fonction est une fonction périodique dont on déterminera la période T.

Q5 A quel instant faut-il interrompre l'application du second laser pour place le système dans l'état $|1\rangle$ (à une phase près) ?

3 Préparation d'un état non stationnaire

Q1

Q2

Q3

Q4