2022-28-28

Règle d'or de Fermi

Les fluctuations du vides sont essentielles pour expliquer la relaxation spontané

Pour prendre ces fluctuations en compte, on utilise la théorie des perturbations.

$$P_{e\to g} = \frac{1}{2}\left|\int_0^t \mathrm{d}t' \, \langle g|H_{\text{int}}|e\rangle \, e^{-i\omega t}\right|^2$$

$$S_{ge} = \frac{W_{ge}}{\hbar}\left[e^{i\varphi}\int_0^t \mathrm{d}t' e^{i(\omega-\omega_0)t'} + e^{-i\varphi}\int_0^t \mathrm{d}t' e^{-i(\omega+\omega_0)t'}\right]$$

$$= \frac{W_{ge}}{i\hbar}\left[e^{-i\varphi}\frac{e^{i(\omega-\omega_0)t'}-1}{i\,(\omega-\omega_0)} - e^{-i\varphi}\cancel{\frac{e^{-i(\omega+\omega_0)t'}-1}{i\,(\omega+\omega_0)}}\right]$$

$$P_{e\to g} = \frac{|W_{ge}|^2}{\hbar^2}t^{22}(\delta t/2) \qquad t_0 = 0$$

Pour tenir compte du champ électromagnétique :

$$\mathcal{H}_a \to \mathcal{H}_a \otimes \mathcal{H}_\gamma \qquad |e\rangle \to |e,0\rangle \qquad |g\rangle \to |g,1\rangle$$

$$P_{\text{emission}} = \frac{|\langle g, 1_{\lambda,\mathbf{k}}|H_{\text{int}}|e,0\rangle|^2}{\hbar^2}\frac{{}^2(\delta t/2)}{\Delta^2}$$

Il existe un continuum de modes $\lambda, \mathbf{k}$

<u>Concept de ka densité de modes électromagnétiques</u>

$$\rho(E) = \frac{\mathrm{d}N(E)}{\mathrm{d}E}$$

Sur un intervalle $\mathrm{d}E$

$$\mathrm{d}P_{\text{emission}} = \mathrm{d}N(E)\frac{|\langle g, 1_E|H_{\text{int}}|e,0\rangle|^2}{\Delta^2}\frac{\sin^2(\Delta/2)}{\Delta^2}$$

Donc

$$P_{\text{emission}}\frac{1}{\hbar^2}\int \mathrm{d}E\rho(E)|\langle g, 1_E|H_{\text{int}}|e,0\rangle|^2$$

Fonction de dirac

$$\frac{\sin^2 \Delta t/2}{\Delta^2} \xrightarrow{T\to\infty} \frac{\pi}{2}\hbar t \delta(\Delta)$$

Taux d'émission

$$\Gamma = \frac{\mathrm{d}P_{\text{emission}}}{\mathrm{d}t}$$

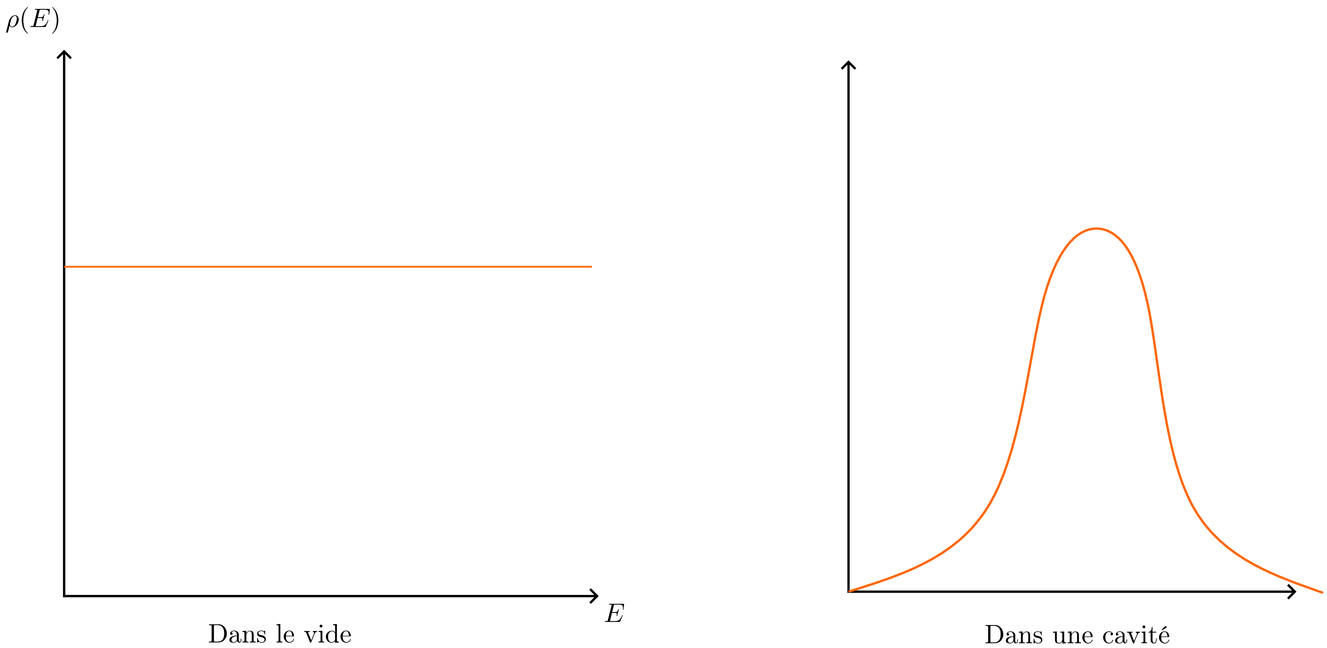

Figure 1 – densité

Atome à proximité d'un miroir

3 Sources de photons uniques

Objectifs

- Importance de ce type de source
- Différentes réalisations
- Characterization en sources de photons

3.1 Pourquoi ?

La cryptographie quantique (BB84) et une application qui apporte énormément d'intérêt.

Un autre utilisation importante des sources de photons uniques est la production d'état quantique.

Un couplage optomécanique permet

$$|1\text{photon}, 0\text{phonon}\rangle \to |0\text{photon}, 1\text{phonon}\rangle$$

Préparation d'état plus complexes à partir d'un photon

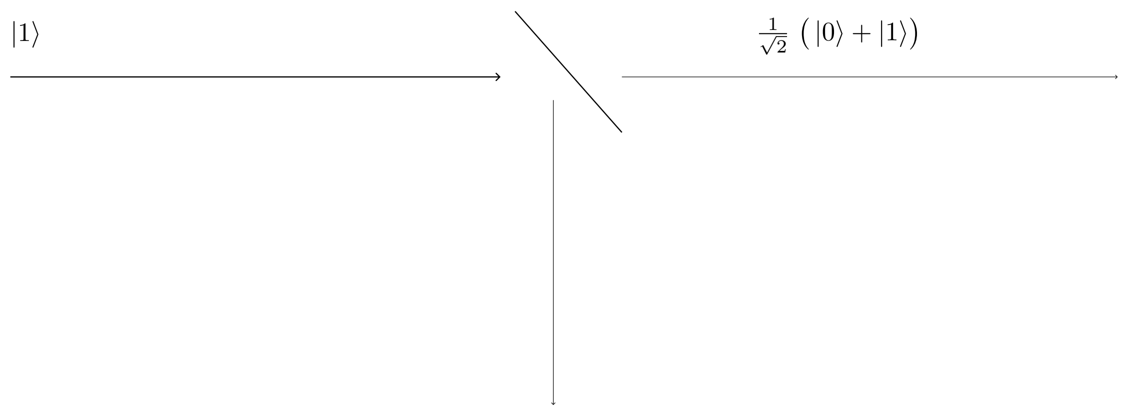

FIGURE 2 – lame séparatrice

atome à trois niveau

2 transitions permettent d'avoir un *photon annonciateur*

Cependant, on a pas de controle sur le mode. Aussi même avec le photon annonciateur, on est pas certain du temps ou le second va arriver.

Pour corriger le manque de contrôle de la fréquence, on utilise un cavité. Pour qualifier la *qualité* de cette fréquence on utilise le facteur de Purcell :

$$F_p = \frac{\Gamma_{\text{cavité}}}{\Gamma_{\text{autre}+\Gamma_{\text{cavité}}}}$$

SPDC : Spontaneous Parametric Down Conversion

Cristal non-linéaire

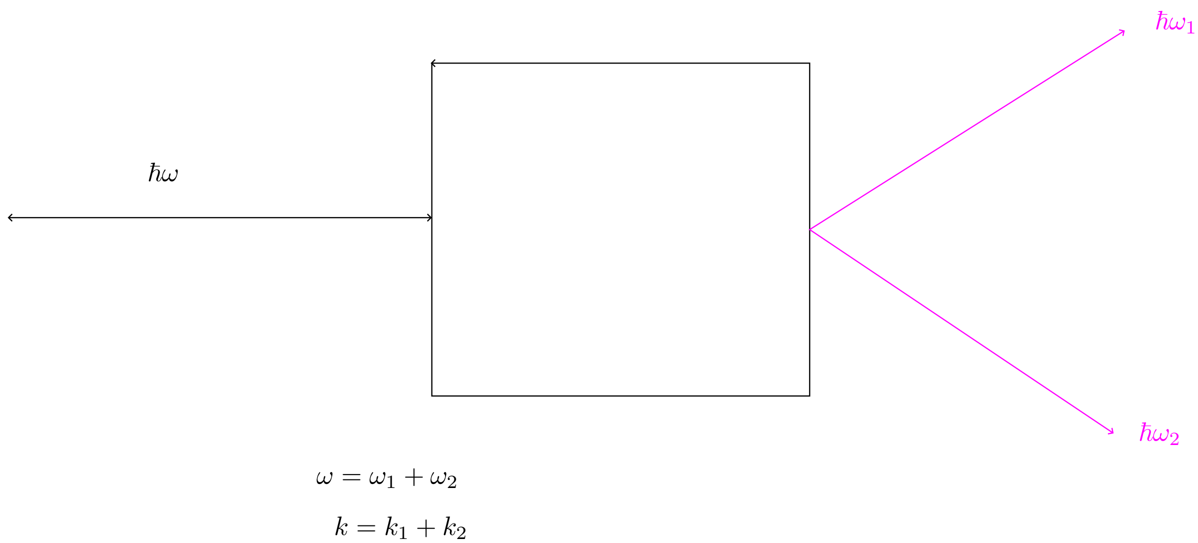

FIGURE 3 – Guy bernier

3.3 Optique non-linéaire

Exemple de système non-linéaire

- Doubleur de fréquence
- Laser pulsé (Q switch)
- Amplification fibré

La polarisation d'un milieu linéaire

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) \qquad \chi^{(1)} : \text{susceptibilité}$$

Non linéaire

$$P(t) = \epsilon_0 \chi^{(1)} E(t) + \underbrace{\epsilon_0 \chi^{(2)}(t) + \epsilon_0 \chi^{(3)}(t) + \cdots}_{\text{Non linéarie}}$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t} + c.c.$$

$$P^{(2)}(t) = \underbrace{2\epsilon_0 \chi^{(2)} \mathbf{E}_0 \mathbf{E}_0^*}_{\text{rectification optique}} + \epsilon_0 \chi^{(2)} \underbrace{\left(E_0^2 e^{-2i\omega t} + E_0^{*2} e^{2i\omega t}\right)}_{\text{génération de seconde harmonique}}$$