Wie Vierwellenmischen wenn räumliche Separation unmöglich?

1) Ort geht nicht!

2) Zeit? Das wollen anwenden! Aber die Zeitdynamik geht eigentlich nicht!
Vorallem nicht auf Zeitskalen des Experiments.

3) Zeit,
- Experiment wiederholen
- zeitliche Abstand > Zeitskalen die für Experiment wichtig ist.
- System muß wieder im Ursprungszustand sein bei Wiederholung.

↓

IV 5 b) heterodyne Detektion, Separation im Zeitraum durch Repetition

(Mecozzi, Mørk, J. Opt. Soc. Am B 2437–2452, 13 (1996))

Experiment oft wiederholen und Phase hinzufügen

Also $E_1(t) \Rightarrow E_1(t)\, e^{i\Omega_1 T_n}$

↑ Zeit des Experiments

$E_2(t) \Rightarrow E_2(t)\, e^{i\Omega_2 T_n}$

$$E_3(t) \Rightarrow E_3(t)\, e^{i\Omega_3 T_n}$$

Wichtig $\Omega \cdot t \ll 1$

$\Uparrow$ Zeitskala in Experiment

Wie kann man $e^{i\Omega T}$ erzeugen? (Relative Phase wichtig!)

$\Rightarrow$ Kristalle, die mit der Frequenz Ω schwingen, $\Omega_1 \Omega_2$.

verpassen dem E-Feld eine Phase. z.B. OPO oder AOM

Dann $\sum_n e^{i(\pm\Omega_1 \pm \Omega_2 \pm \Omega_3)T_n} e^{-i\Omega_0 T_n} \longrightarrow \int dT\, e^{i(\pm\Omega_1 \pm\Omega_2 \pm\Omega_3 - \Omega_0)T}$

$\propto \delta(\pm\Omega_1 \pm \Omega_2 \pm \Omega_3 - \Omega_0)$

Signal $\Omega_S = \Omega_0 = \pm\Omega_1 \pm \Omega_2 \pm \Omega_3$

kam bei $\Omega_S = \pm\Omega_1 \pm \Omega_2 \pm \Omega_3$

T groß Werte 40 Mhz, 39 Mhz

Wichtig Phasensensitive Detektion.

$\Rightarrow$ Heterodyne Detektion. (Im und Re gleichzeitig)

V. Raman und Fluoreszenzspektroskopie

1. Quantenoptische Grundlagen

klassische Feldtheorie

$$H = \int d\underline{r} \left(\frac{\varepsilon_0}{2} |E(\underline{r},t)|^2 + \frac{1}{2\mu_0} |B(\underline{r},t)|^2 \right)$$

Modenentwicklung

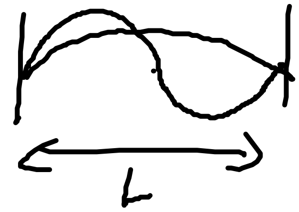
$$\underline{E}(\underline{r},t) = \sum_\lambda \underline{u}_\lambda(\underline{r})\, E_\lambda^-(t) + c.\,c.$$

$\underline{u}_\lambda$ Lsg der Helmholtzgl. (Geometrie, Resonator oder freier Raum)

$$\underline{u}_{\lambda = \underline{k}} = e^{i\underline{k}\cdot\underline{r}} \quad \text{(freier Raum)}$$

oder Resonator 1D Resonator

$$u_\lambda = \sqrt{\frac{2}{L}}\,\sin\left(\frac{\lambda\pi}{L}x\right)$$



Die Entwicklungskoeffizient $E_\lambda^-(t)$

werden Vertauschungs (X) $[E_j(\underline{r},t), H_k(\underline{r}',t)]_- = -i\hbar c^2 \frac{\partial}{\partial l}\delta^{(3)}(\underline{r}-\underline{r}')$

j . k . l zyklisch.

+ Normierungsbedingung:

$$E_\lambda^- = -i\sqrt{\frac{\hbar\omega_\lambda}{2\varepsilon_0}}\; b_\lambda^\times(t)$$

$$E_\lambda^+ = i\sqrt{\frac{\hbar\omega_\lambda}{2\varepsilon_0}}\; b_\lambda(t) \qquad \omega_\lambda = \frac{\lambda\pi c}{L}, \quad \lambda = 1,2,3\ldots$$

$$b_\lambda, b_\lambda^\times \xrightarrow{(X)} b_\lambda, b_\lambda^+ \qquad \Rightarrow [b_\lambda, b_{\lambda'}^+]_- = \delta_{\lambda\lambda'}$$

(X) wie $[p,q] = \hbar$ bei harm Osz. folgt Bosonen.

Setzen wir den Hamiltonoperator ein

$\Rightarrow H_{EM} = \sum_\lambda \hbar\omega_\lambda \left(b_\lambda^+ b_\lambda + \cancel{\tfrac{1}{2}}\right)$

↑ Eichg., sonst ∞.

Der Ham. Op hat Form $A p^2 - B Q^2$

$\Rightarrow$ ähnlich dem Harmonischen Oszillator

Details E-Dynamik + Quantenoptik

$\Rightarrow$ Spektroskopie, WW mit Materie.

Wechselwirkung mit Materie

Aus II 2.b) $H_{int} = E(t) \cdot d_{12} \, |1\rangle\langle 2| + h.c.$

$$H_{int} = \sum_\lambda |1\rangle\langle 2| \left(b_\lambda g_{12}^\lambda + b_\lambda^+ g_{12}^\lambda \right) + h.c.$$

Also induziert Übergang bei dem Elektron erzeugt oder vernichtet wird.

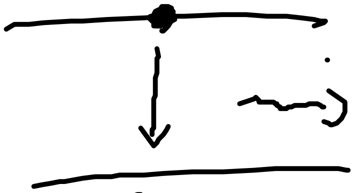
Ähnlich zum getriebenen harm. Osz.

Praktisch den Photon in Fockzuständen zu formulieren.

$|n_{\lambda_1}, n_{\lambda_2}, \dots, n_{\lambda_n}\rangle$

V. 2 Fluoreszenz

Experiment



Detektor gross.

System anregen.

Detektor gross, der ein Spektrum aufnimmt.

Wir brauchen eine Detektortheorie, diese sehr kompliziert.

$$\dot N_s = \frac{d}{dt}\langle b_s^\dagger b_s\rangle \qquad \text{(Einfaches Modell)}$$

s: Frequenzmodenindex

$$\frac{d}{dt}\langle b_s^\dagger b_s\rangle = \frac{i}{\hbar}\langle [H_{int}, b_s^\dagger b_s]_-\rangle$$

$$= \frac{i}{\hbar}\, tr\Big(\Big[\sum_\lambda |1\rangle\langle 2|\big(b_\lambda g^\lambda_{12} + b_\lambda^\dagger g^{\lambda *}_{12}\big) + |2\rangle\langle 1|\big(b_\lambda g^\lambda_{21} + b_\lambda^\dagger g^{\lambda *}_{21}\big),\, b_s^\dagger b_s\Big]_- \rho\Big)$$

$$= \underline{\frac{i}{\hbar}\, tr\big(g^s_{12}\, |1\rangle\langle 2|\, b_s\, \rho\big)} - \frac{i}{\hbar}\, tr\big(\cancel{g^s_{12}\, |1\rangle\langle 2|\, b_s^\dagger\, \rho}\big)$$

$$+ \frac{i}{\hbar}\, tr\big(\cancel{g^{s*}_{21}\, |2\rangle\langle 1|\, b_s\, \rho}\big) - \underline{\frac{i}{\hbar}\, tr\big(g^s_{21}\, |2\rangle\langle 1|\, b_s^\dagger\, \rho\big)}$$