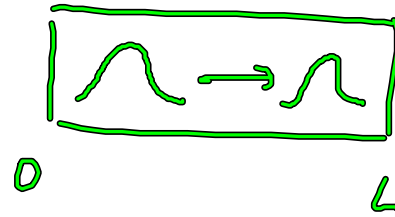


3. Wechselwirkung von strahlenden Systemen

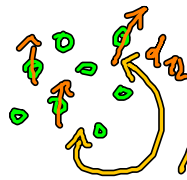
- bisher ausgedehnte Strukturen:



Ausbreitung von Licht

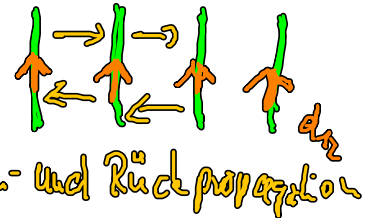
- jetzt Beispiele f. voneinander räumlich isolierte Systeme:

gekoppelte Dipole



Abschaltg. \rightarrow Wechselwirg.

gekoppelte Dipolschichten



Frage: Einfluß von Strahlungskopplung auf isolierte Systeme

3.1. Strahlungsdämpfung in gekoppelten atomaren Systemen

- Auswirkung von strahlenden atomaren Dipolen

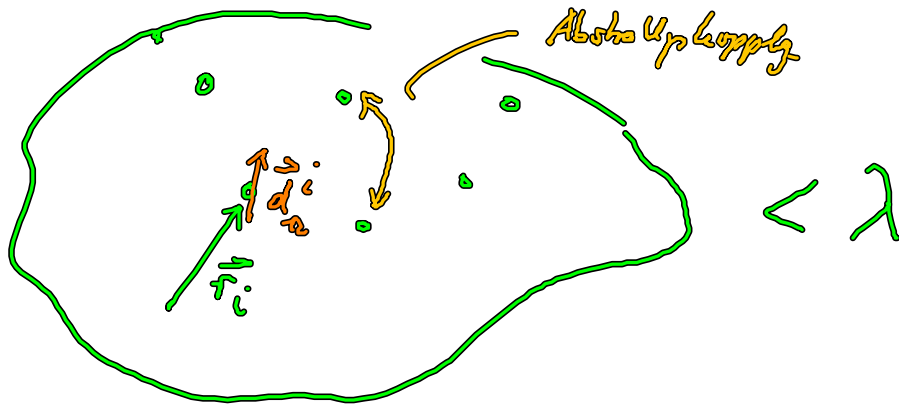
- wenn Dipoloszillation aufhört, so kommt es durch Abschaltung zu Energieverlust (Maxwellgl + Dirackohierung)



"Streuungsdipol" ¹

Dipoldichte

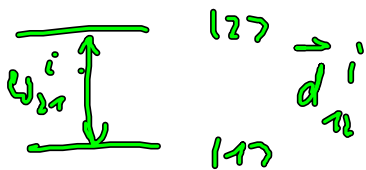
$$\vec{P} = \sum_{i=1}^N \vec{d}_{12}^i p_{12}^i(t) \delta(\vec{r} - \vec{r}_i)$$



i -ter Dipol an Ort \vec{r}_i

für jede Dipol \vec{P} Dichte unkorrigierte (lineare Optik)

$$\dot{p}_{12}^i(t) = -i\omega_{12}^i p_{12}^i + i \underline{d_{12}^i} \cdot \vec{E}(\vec{r}_i, t) / \epsilon$$



i -tes Atom

etwas bekannt durch alle
and Dipol

denn $\vec{E}(\vec{r}_i, t)$ wird durch die Max wellgl. bestimmt.

die Dipoldichte bestimmt \vec{E} :

$$\square \vec{E} = \underbrace{\mu_0 \frac{\partial^2 \vec{p}}{t} - \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \nabla \cdot \vec{p}}_{Q(\vec{r}, t)} \quad \text{für ganzer Raum gültig } E(\vec{r}, t)$$

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{1}{4\pi} \int d^3r' \frac{\vec{Q}(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad \text{Analog retardiertes Pot. (ED)}$$

Ziel gemeinsame Lösung von ρ^i und $\vec{E}(\vec{r}, t)$:
 wird in Fourierraum erledigt.

$$\vec{E}(\vec{r}, \omega) = -\frac{1}{4\pi} \underbrace{\int dt}_{FT} \int d^3r' \frac{\vec{Q}(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad \underbrace{e^{i\omega t}}_{FT}$$

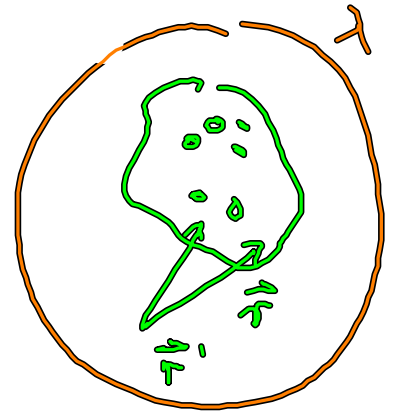
Substitution: $t \rightarrow t + \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c}$ in Zeitintegral

$$= -\frac{1}{4\pi} \int d^3r' \frac{\vec{Q}(\vec{r}', \omega)}{|\vec{r} - \vec{r}'|} e^{+i\frac{\omega}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|}$$

fehlt Auswirkung von Dipole die eine Ausbreitung

hier ist λ die Resonanzfrequenz ω_{21}^i hat

$$\frac{\omega}{c} = k \sim \frac{1}{\lambda} \rightarrow \underbrace{\frac{\omega}{c} |\vec{r} - \vec{r}'|}_{\ll 1}$$



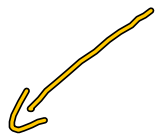
$$= -\frac{1}{4\pi} \int d^3 r' \left(\underbrace{\frac{\vec{Q}(\vec{r}', \omega)}{|\vec{r} - \vec{r}'|}}_{\text{beschreibt E-Beurteilung}} + i \frac{\omega}{c} \underbrace{\vec{Q}(\vec{r}', \omega)}_{\text{beschreibt die Strahlungsbedingung}} \right)$$

beschreibt E-Beurteilung.

beschreibt die Strahlungsbedingung.

von ω_{21}^i , real

, real imaginär



(Sind man durch formale Einsetzen in $\rho(\vec{r}, \omega)$)

ignorieren

(siehe QM II)

Zurück zu ρ in $\mu_0 \vec{J} \cdot \vec{P}$

$$\int d^3 r' \rho(\vec{r}', \omega) = -\omega^2 \mu_0 \int d^3 r' \vec{P}(\vec{r}', \omega)$$

$$= -\frac{1}{\epsilon_0} \int d^3 r' \vec{\nabla}' \cdot \vec{P}(\vec{r}', \omega)$$

da rot \vec{P} unversch. da \vec{P} nicht versch. mit Physik,

aus dem Vorfaktor

\vec{p} linear
↓

$$= -\omega^i \mu_0 \int d^3r^i \sum_i d_{12}^i p_{12}^i(\omega) \delta(\vec{r}^i - \vec{r}_i)$$

$$= -\omega^i \mu_0 \sum_i d_{12}^i p_{12}^i(\omega)$$

damit findet man f. E-Feld:

$$\underline{\vec{E}(\vec{r}, \omega)} = -\frac{i}{4\pi} \frac{\omega}{c} (-\omega^i \mu_0) \sum_i d_{12}^i p_{12}^i(\omega)$$

$$= \frac{i \omega^3 \mu_0}{4\pi c} \sum_i \underline{d_{12}^i p_{12}^i(\omega)}$$

Das Feld der Dipole ist durch Dipole selbst angedichtet,
kann in $p_{12}^i(\omega)$ eingerechnet werden:

z.B. von
außen
↑

$$\vec{E}(\vec{r}_i, t) + \vec{E}_0(\vec{r}_i, t)$$

$$\underline{-i \omega p_{12}^i(\omega)} = -i \omega_{21}^i p_{12}^i(\omega) \cdot \underline{\vec{d}_{21}^i} \cdot \left[\frac{\omega^3 \mu_0}{4\pi c} \sum_u \underline{\vec{d}_{12}^u p_{12}^u(\omega)} \right]$$

gleich. hängt nur noch von $p_n(\omega)$ ab

(i) alle Dipole identisch: $p_n^i = p_n$, $d_n^i = d_n$, $\omega_{21}^i = \omega_{21}$

(ii) rotativ um approximativ $\omega^3 \rightarrow \omega_{21}^3$

$$\partial_t p_{12}(t) = -i\omega_{21} p_{12}(t) - \underbrace{\gamma_{\text{rad}}}_{N} \sum_{n=1}^N p_{12}(t)$$

$$\partial_t p_n = -i\omega_{21} p_n - N \gamma_{\text{rad}} p_n \quad p_{12} = \tilde{p}_{12} e^{i\omega_{21} t}$$

$$\gamma_{\text{rad}} = |d_n|^2 \frac{\omega_{21}^3 \mu_0}{c^3 \hbar^3 t}$$

$$\partial_t p_{12} \approx \tilde{p}_{12} i\omega_{21} e^{i\omega_{21} t} \approx i\omega_{21} p_{12}$$

Das ist also gleich. die gekümpft ist durch die Abstrahlung der Energie?

Bemerkung:

a) ein Dipol: $N=1$, so zerfällt die Dipolstrahlung und γ_{rad}

b) viele Dipole: $N \neq 1$, so zerfällt die Dipolstrahlung und $N \gamma_{\text{rad}}$

das passiert aufgrund der phasen gekümpften Überlagerung der Dipole.

das kann in Fernfeld betrachtet werden:

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = -\frac{\mu_0}{4\pi} \int d^3r' \frac{\vec{Q}(\vec{r}', t - \frac{|\vec{r} - \vec{r}'|}{c})}{|\vec{r} - \vec{r}'|} \quad \left| \begin{array}{l} \vec{r}' \ll \vec{r} \\ \vec{r}' \ll \vec{r}' \end{array} \right.$$

$$\approx -\frac{\mu_0}{4\pi r} \int d^3r' \ddot{\vec{P}}(\vec{r}', t - \frac{r}{c})$$

$$= -\frac{\mu_0}{4\pi r} \int d^3r' \sum_i d_n^i \delta(\vec{r}' - \vec{r}_i) \ddot{p}_n^i(t - \frac{r}{c})$$

$$= \frac{\mu_0 \omega_n^2}{4\pi r} N e^{-i\omega_n(t - \frac{r}{c})} - \text{rad } N(t - \frac{r}{c})$$

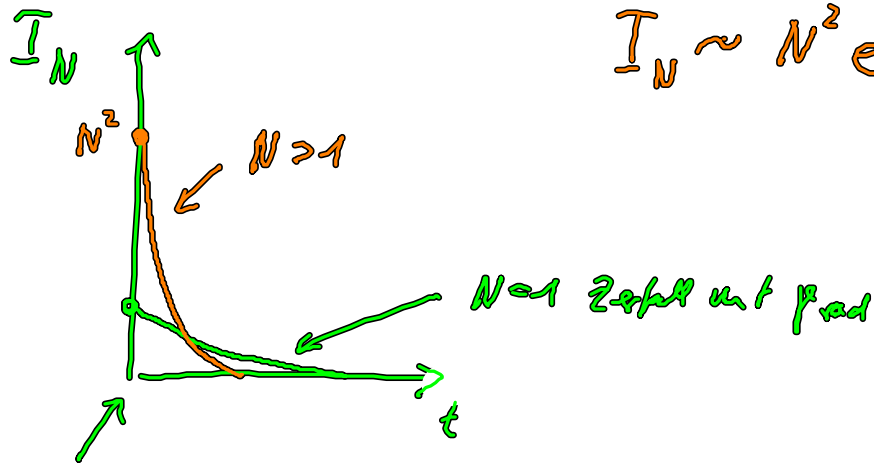
freie Oszillationen von $p_n(t)$

Bemerk.

a) Abschätz ein Dipolwell mit ω_n und

zeitliche Exp.-Form

6) zeitlich darstellte die Intensität von N -Dipolen



$$I_N \sim N^2 e^{-2N p_{\text{rad}} (t - \frac{t}{c})}$$

Dipol $p_2 \neq 0$ bei $t = 0$

$N > 1$: Intensität zerfällt mit $e^{-2N p_{\text{rad}} t}$
stabilisiert um N^2

Indiziere f. Lokisation (phase grechte) Abstrahlung
von N stattdes Systems < 1

Man nennt: „Superradianz“

Unterschied zur gu. Beschaltg.:

- für $p_2 \neq 0$ bei $t = 0 \rightarrow$ dasselbe Ergebnis

- für $\rho_{12} = 0$ bei $t = 0 \rightarrow$ klassische Ableitung führt nicht statt

$\rho_{22} \neq 0$ bei $t = 0 \rightarrow$ — 4 —

quantenmechanisch:

$\rho_{12} \neq 0 \rightarrow$ spontane Emission sagt.

\rightarrow fällt auch $\rho_{11} \rightarrow \underline{N \rho_{11}}$

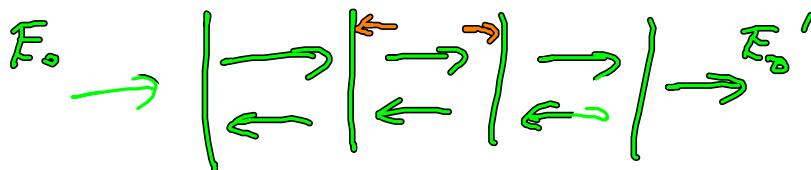
$\underline{I_1} \rightarrow \underline{N^2 I_1}$

$\underline{I_N} \sim \underline{\text{sech}} ()$ gibt da Zeitverlauf

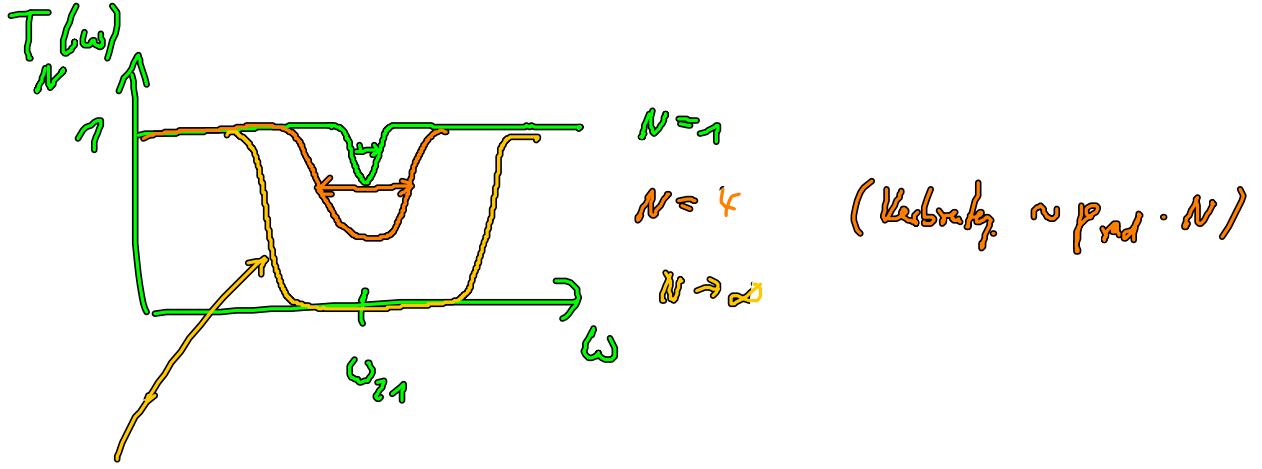
„Dicke - Superradianz“

3.2. Effekt bei Ausbreitung in Dipolstruktur

$\lambda/2$ analog Effekt zu Superradianz



Hier und bei Langloch Gitter



photonic Band Lücke

Transmission ist Null

„Bragg-Struktur“