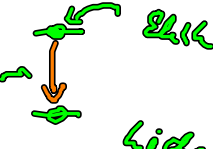


4.6.2.2 Fockzustand

- wenn klassisch Dipoldichte $\langle p_{12} \rangle = 0$ und nur Prozesse hat die durch spontane Emission dominiert $f_2 = \langle a_2^\dagger a_2 \rangle \neq 0$, schon gekuppelte Systeme, z.B. Halbleiterquantenpunkte, 

- $\langle p_{12} \rangle = 0 \rightarrow \langle E \rangle \rightarrow 0$ ($\langle c \rangle \sim \langle p_{12} \rangle$)

- d.h. die Intensität \sim Photonenzahl (Mittelgröße) $\neq 0$

$$\langle c^\dagger c \rangle = \underbrace{\langle c^\dagger \rangle \langle c \rangle}_{=0} + \underbrace{\langle c^\dagger c \rangle^c}$$

- Suche Zustand $\langle E \rangle = 0$, $\langle c^\dagger c \rangle \neq 0$ im frei Raum

eine mögliche Wahl ist ein Eigenzustand des Boxkavität-operators $c^\dagger c$ zu wählen

$$c^\dagger c |u_0\rangle = u_0 |u_0\rangle$$



früher Photonenzahl in

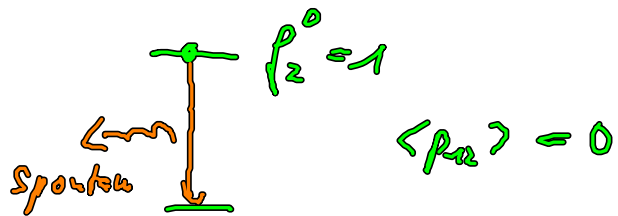
behandelt noch

Bew. 4.:

a) $|n_0\rangle$ wird Fockzustand bzw. Zustand fest Photonenzahl genannt; die Fallhöhe von n , $\Delta n = 0$, also fest Photonenzahl bei Messung.

b) Erzeugung typischerweise über Mehrniveausystem

Bsp Zweiniveausystem



Kopie: 4.4.

$$n_0 = (1 - e^{-\Gamma_{\text{rad}} t}) / p_2^0 \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \underline{\underline{1}}$$

↑
Photonenzahl (vervielfacht)

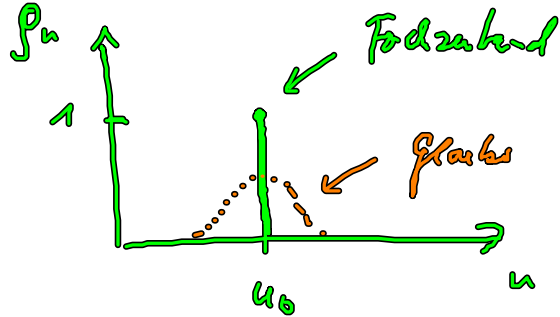
Charakteristik.

(i) Photonverteilung.

$$|n_0\rangle \text{ ist vorgegeben, } |n_0\rangle = \sum_n c_n |n\rangle$$

Wahrscheinlichkeit
 n -Photonenzahl

$$p_n = |c_n|^2 = \delta_{nn_0}$$



(ii) Photonzahl und Schwärzung.

$$\langle n \rangle = \langle u_0 | c^\dagger c | u_0 \rangle = u_0 \quad \text{Photon als Mittelwert}$$

$\underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{u_0 | u_0 \rangle}$

$$\Delta n^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$$

$$= \langle u_0 | c^\dagger c c^\dagger c | u_0 \rangle - u_0^2 = 0$$

$\underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{u_0 | u_0 \rangle}$
 $\underbrace{\qquad\qquad\qquad}_{u_0^2 | u_0 \rangle}$

Die Schwärzung der Photonzahl ist Null.

(iii) Feld und Feldfluktuation

$$\langle E \rangle = \langle u_0 | i g_k \{ \vec{r} \} c(t) + \text{h.a.} | u_0 \rangle$$

$$\text{weil } \langle u_0 | u_0 \pm 1 \rangle = 0$$

Winkelwert der Erwartungswert d. Felds.

$$\Delta E^2 = \langle E^2 \rangle$$

analyt. Faktor

$$\langle E^2 \rangle = |\beta|^2 |g_k|^2 \langle u_0 | \underbrace{c c^\dagger + c^\dagger c}_{2c^\dagger c + 1} - \cancel{c^2 e^{-i2\omega t}} - \cancel{c^{\dagger 2} e^{i2\omega t}} | u_0 \rangle$$

$$2c^\dagger c + 1$$

$$\langle u_0 | u_0 \rangle = 2$$

(Bosonennatur)
- Quantiz.

$$= |\beta|^2 |g_k|^2 (2u_0 + 1) \approx \text{Fehlfaktor}$$

Obwohl $\langle E \rangle = 0$ ist kein Feldzustand im

Detektor und gewisse Werte mit Fehlfaktor identifiziert werden.

"Erdling"

: es gilt analog zu Heisenberg zw. Energie / Zeit

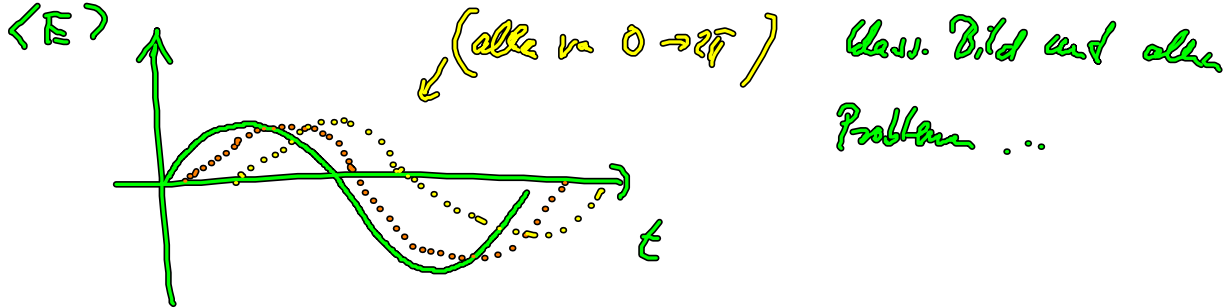
gilt es in analoger Weise zw. Phase / Phasenzahl

$$\boxed{\Delta \varphi \Delta n \geq \frac{1}{2}}$$

Folgt: $\infty \cdot 0 \geq \frac{1}{2}$



⇒ Phasenscharf. bedingt, dass alle Phase φ beliebig
von $\Delta n = 0$.



alle über $\rightarrow \langle E \rangle / \text{alle } \rho_n = 0$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi e^{i\varphi} \rightarrow 0$$

46.3. Thermisches Licht

Stabilität-VL : Schwarzkörper strahlg. / Plancksche Verteilg.

$\hat{=}$ Strahlungsfeld im Wärmebad (durch Temperatur T gekennzeichnet) // "Einfluß der Umgebung"

$$\langle \hat{O} \rangle = \text{sp}(\hat{O} \rho)$$

\uparrow
statistischer Operator

// Statistik

$$P_k = \frac{1}{Z} e^{-\beta H_{\text{system}}} = \frac{1}{Z} e^{-\beta \hbar \omega c^\dagger c}$$

kanonisch $\beta = 1/kT$

Bemerkg.

a) chaotisch Licht: wenn durch eine Umgebung (T) oder im Experiment viel Phasenröße gemittelt werden, so nennt man das Resultat chaotisch Licht.

(nicht verwechseln mit Fockzustand!)

oder: chaotisch, wenn Intensitätsfluktuation $>$ Glauberzustand ($\langle n^2 \rangle / \langle n \rangle^2$)

b) Planck Licht ist Licht im kanonischen Ensemble und ist ein Bsp. f. klassische Licht, ein weiteres Bsp. ist Licht der Gasentladung

c) Wigner:

$$\langle n \rangle = \frac{1}{e^{\beta \hbar \omega} - 1} \quad \text{Bose verteilg.}$$

$$e^{\beta \hbar \omega} = \frac{\langle n \rangle + 1}{1}$$

$\langle u \rangle$

d) Zustandssumme:

$$Z = \text{Sp} \left(e^{-\beta H_{\text{system}}} \right) = \sum_u \langle u | e^{-\beta \epsilon_u} | u \rangle$$

$\sum_{\text{vollste Syst}} \langle i | \dots | i \rangle$
 $\{i\}$

$$= \sum_{u=0}^{\infty} e^{-\beta \epsilon_u} = \frac{1}{1 - e^{-\beta \epsilon}} \quad (\text{geometrisch Reihe})$$

$$= \frac{e^{\beta \epsilon}}{e^{\beta \epsilon} - 1} = \frac{e^{\beta \epsilon} - 1 + 1}{e^{\beta \epsilon} - 1} = 1 + \langle u \rangle$$

Charakterisierung:

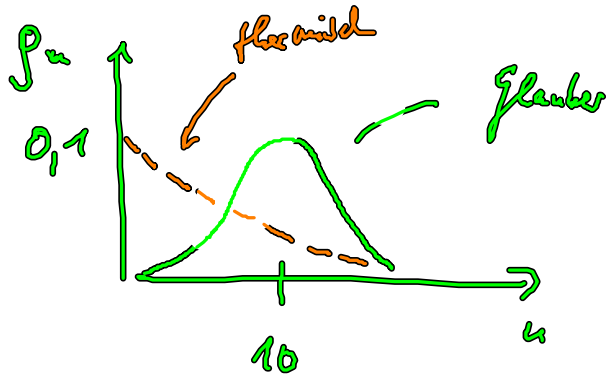
(i) Photonverteilung

$$p_u = \langle u | \rho | u \rangle = \frac{1}{Z} e^{-\beta \epsilon_u} = \frac{1}{1 + \langle u \rangle} \left(\frac{\langle u \rangle}{\langle u \rangle + 1} \right)$$

Wahrscheinlichkeit System auf u -Photon vorzufinden

$$p_n = \frac{\langle n \rangle^n}{(\langle n \rangle + 1)^{n+1}}$$

$\langle n \rangle + 1 > \langle n \rangle$, daher
abfallende Verteilung



$$\langle n \rangle = 10$$

(ii) Photostat und Schwankung

$$\langle n \rangle = f(\tau)$$

$$\Delta n^2 = \langle n^2 \rangle - \langle n \rangle^2$$

$$\langle n^2 \rangle = \sum_n \langle n | \underbrace{c^\dagger c c^\dagger c}_{n^2} e^{-\tau \omega \beta c^\dagger c} | n \rangle$$

$$= \frac{1}{Z} \sum_n n^2 e^{-\tau \omega \beta n} = \frac{1}{Z} \frac{\partial^2}{\partial (-\tau \omega \beta)^2} Z = \langle n \rangle + 2 \langle n \rangle^2$$

$$\boxed{\Delta n^2 = \langle n \rangle + \langle n \rangle^2}$$

fluktuationsbeitrag

Fluktuation der Photon Zahl ist kleiner als beim freien Zustand.

Mittelwert und Schwang. sind in der selben Größenordnung.

$$\Delta n \sim \langle n \rangle$$

sind also eher stark schwachungen im Vgl. zum Laser

$$\Delta n \sim \sqrt{\langle n \rangle}$$

(iii) Feld

Der Erwartungswert des Felds verschwindet

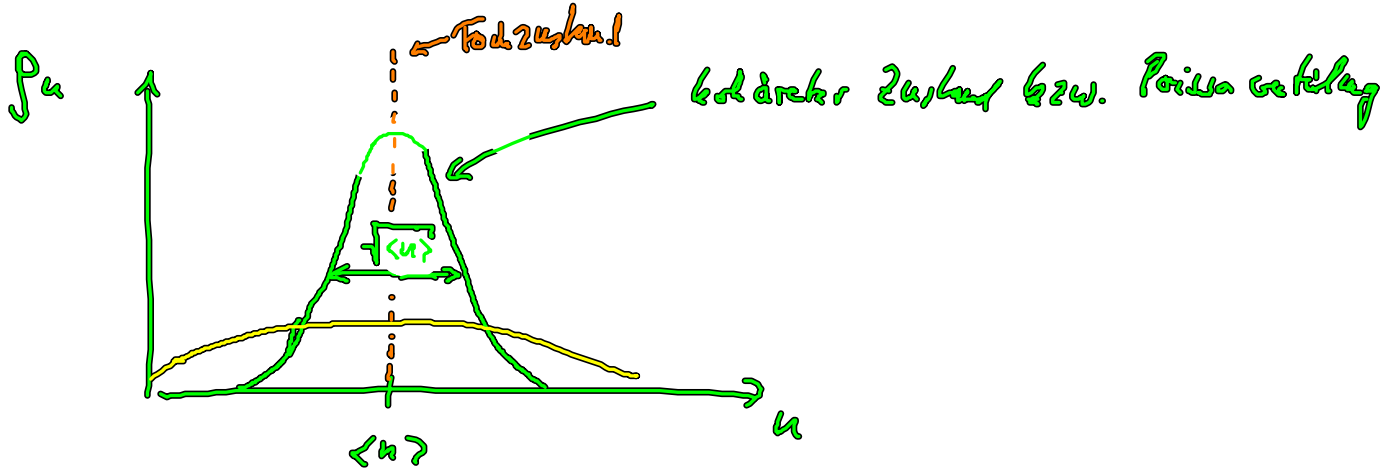
$$\langle E \rangle = \text{sp}(E \rho) = 0$$

↑
immer ungerade Zahl v. e, e^+ → immer: $\langle u | u' \rangle = 0$

4.6.4. Ordnungprinzipien bei der Photon Statistik

4.6.4.1. Aussagen über die Photonverteilung

P_n - Wahrscheinlichkeit n Photonen zu finden wenn im Mittel $\langle n \rangle$ Photonen vorliegen.



im allgemeinen wird alle andere gewisse Verteilungen mit der Poissonverteilung verglichen:

wenn	{	$\Delta n < \sqrt{\langle n \rangle}$	<u>subpoisson Licht</u> / Verteilung (Fock) ^{z.B.}
		$\Delta n = \sqrt{\langle n \rangle}$	poissonartige Licht (Laser)
		$\Delta n > \sqrt{\langle n \rangle}$	<u>superpoisson Licht</u> (Thermal) ^{z.B.}

Man kann sich jedoch an klassischer Felder $n \neq \langle n \rangle \neq 0$

„simulieren“ außer subpoisson-Licht.

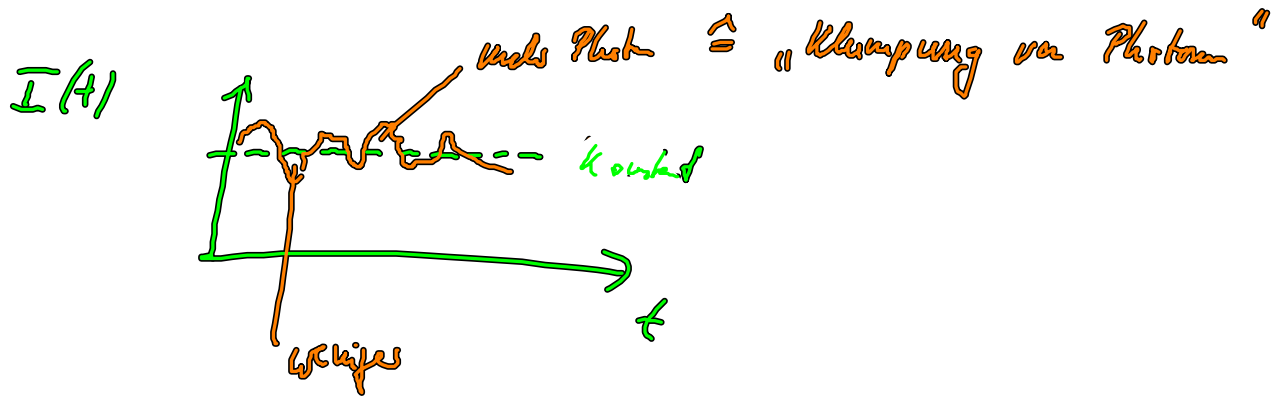
Subpoisson Licht läßt nicht klassisches Licht.

- p_n ist schon zu messen.
- alternativen kann man Intensitykorrelationen messen in Exp.:

Hausburg Brown - Twiss Experiment

(HBT)

dann kann man Klumpeneigenschaften der Intensität messen:



Ziel der Untersuchung

	nicht geklumpert	antibunched light
• • • • •	↑ "wohlgeordnet" (Fockzustände)	$g^2(0) < 1$
••• •• ••• •••	geklumpertes Licht (Kohärenz)	bunched light $g^2(0) > 1$
••••• ••••• ••••• ••	stochastisch (Laser)	$g^2(0) = 1$

man misst die Größe $g^2(0)$