ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

LXXXVI 1988 3

УДК 535.371

ФИЗИКА

С. Т. Геворкян, Г. Ю. Крючков

Квантовые флуктуации высших порядков и сжатые состояния в оптическом резонаторе

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 20/X 1987)

Исследованы временные корреляционные функции интенсивностей в процессе четырехволнового смещения в оптическом резонаторе. Обсуждена возможность реализации сжатых состояний света в четвертом порядке по квантовому полю.

1. Работа посвящена дальнейшему развитию теории невырожденного четырехволнового смешения в оптическом резонаторе. Этот процесс привлекает внимание как источник электромагнитного поля в сжатом состоянии ([1]) и в последнее время широко обсуждается ([2,3]). Он обусловлен взаимодействием поля накачки и двух параметрически связанных мод поля излучения в нелинейной среде. Резонатор с поглощением приводит к образованию стационарных значений для интенсивностей мод и дисперсий флуктуаций.

В настоящее время рассмотрены лишь среднеквадратичные флуктуации двухмодового поля. Нами в работе исследуются квантовые флуктуации высших порядков по полю. Получены новые результаты для временных корреляционных функций интенсивностей двух мод. Обсуждена проблема сжатых состояний света в четвертом порядке по квантовому полю.

2. Рассмотрим корреляционные функции

$$G_{ij}(t,\ t+\tau)=\langle a_i^+(t)a_j^+(t+\tau)a_j(t+\tau)a_i(t)\rangle$$

операторов рождения и уничтожения двух мод с частотами $\omega_1\neq\omega$, $\omega_2\neq\omega$, связанными с частотой лазера ω условием $\omega_1+\omega_2=2\omega$. Вычисления в стационарном режиме для времени задержки $\tau>0$ приводят к следующим результатам:

$$G_{11}(\tau)=n_1^2+|\langle a_1^+(\tau)a_1\rangle|^2; \tag{1}$$

$$G_{12}(\tau)=n_1n_2+|\langle a_2(\tau)a_1\rangle|^2; \tag{2}$$

$$\langle a_1^+(\tau)a_1\rangle=b_+\exp(g_+^*\tau)-b_-\exp(g_-^*\tau); \tag{3}$$

$$\langle a_2(\tau)a_1\rangle=c_+\exp(g_+^*\tau)-c_-\exp(g_-^*\tau). \tag{4}$$

В них использованы обозначения:

$$b_{+,-}=(g_+^*-g_-^*)^{-1}[(g_{+,-}^*-\alpha_2+\Gamma)n_1+\mu_2 g]; \tag{5}$$

$$c_{+,-}=(g_+^*-g_-^*)^{-1}[(g_{+,-}^*-\alpha_1^*+\Gamma)g+\mu_1^* n_1]; \tag{6}$$

$$2g_{\pm}=\alpha_1+\alpha_2^*-2\Gamma\pm[(\alpha_1-\alpha_2^*)^2+4\mu_2^*\mu_1]^{1/2}. \quad (7)$$

В стационарном режиме число фотонов в моде $n_1=\langle a_1^+a_1\rangle$ и аномальный коррелятор $g=\langle a_1a_2\rangle$ вычислены и исследованы в работах [2,3]*, а Γ—коэффициент поглощения резонатора на частотах ω_1 и ω_2, равный $\omega/2Q$, где Q—добротность резонатора.

При получении этих результатов использованы: теорема о регрессии флуктуаций [5] и уравнения для корреляционных функций, приведенные в предыдущей работе [4]. Там же приведены выражения для атомных поляризуемостей α_i и коэффициентов параметрической связи μ_i для различных атомных систем. Существенно, что полученные решения (1)—(7) имеют место в стационарном режиме, ниже порога генерации в резонаторе, когда $\langle a_i\rangle=0$.

3. Структура выражений (1)—(2) характерна для полей с гауссовой статистикой. Нетривиальным, однако, является то, что корреляторы (3), (4) содержат нелинейные эффекты корреляций фотонов. Причем корреляторы можно записать в форме, удобной для анализа стандартными методами спектроскопии флуктуаций интенсивностей. В частности, получаем выражение

$$|\langle a_2(\tau)a_1\rangle|^2=|c_+|^2\exp(2\mathrm{Re}g_+\tau)+|c_-|^2\exp(2\mathrm{Re}g_-\tau)-$$
$$-2|c_+c_-^*|\exp(\mathrm{Re}g_+\tau+\mathrm{Re}g_-\tau)\cos(\Delta\tau-\varphi), \quad (8)$$

где $\Delta=\mathrm{Im}\sqrt{(\alpha_1-\alpha_2^*)^2+4\mu_2^*\mu_1}$, $\varphi=\mathrm{arctg}\dfrac{\mathrm{Im}(c_+c_-^*)}{\mathrm{Re}(c_+c_-^*)}$, содержащее эффекты биений. Существенно, что параметр осцилляций Δ характеризует лишь нелинейную среду и не содержит ширину поглощения резонатора.

Для случая резонатора с большим поглощением $\Gamma\gg|\alpha_i|$, $|\mu_i|$ и для значений $|\mu_i|\tau\ll1$ для нормированной корреляционной функции получаем

$$\frac{G_{12}(\tau)-n_1n_2}{n_1n_2}=\frac{|\lambda|^2}{\beta_1\beta_2}\exp\left(-\frac{\omega}{Q}\tau\right). \quad (9)$$

Здесь: λ—амплитуда когерентного процесса двухфотонного излучения на отдельном атоме, а β_i—скорость излучения фотонов частоты ω_i в процессе резонансной флуоресценции [4,6].

4. Приведем результаты по сжатым состояниям комбинированной моды, которая описывается следующим оператором электрического поля [7]:

$$E=E_0(A_1(t)\cos\omega t+A_2(t)\sin\omega t)=E_0(A(t)e^{-i\omega t}+A^+(t)e^{i\omega t}), \quad (10)$$

где $A_m=\alpha_me^{-i\epsilon t}+\alpha_m^+e^{i\epsilon t}$, $(m=1,2)$, причем $\epsilon=\omega_1-\omega=\omega-\omega_2$, $|\epsilon|\ll\omega$, $\alpha_1=\dfrac{1}{\sqrt{2}}(a_1+a_2^+)$, $\alpha_2=\dfrac{i}{\sqrt{2}}(-a_1+a_2^+)$. Как известно, среднеквадратичные дисперсии комбинированной моды равны $\langle(\Delta A_{1,2})^2\rangle=1+n_1+$

* Для задачи распространения и параметрического усиления мод эти величины исследованы в работе [4].

$+n_2 \pm 2\mathrm{Re}g$. Рассмотрим флуктуации $\langle(\Delta A_{1,2})^4\rangle$, которые содержат моменты четвертого порядка полей a_1, a_2. Для сжатых состояний в низшем порядке $\langle(\Delta A_1)^2\rangle<1$ (либо $\langle(\Delta A_2)^2\rangle<1$). Аналогичное условие в четвертом порядке по полю можно получить следуя работе [5] $-\langle(\Delta A_1)^4\rangle<3$.

Существенно, что для процесса четырехволнового смешения моменты поля высших порядков выражаются через моменты второго порядка. В итоге вычисления приводят к следующему простому результату:

$$\langle(\Delta A_{1,2})^4\rangle = 3\langle(\Delta A_{1,2})^2\rangle^2. \tag{11}$$

Из (11) и приведенных выше условий следует, что сжатые состояния в четвертом порядке реализуются автоматически, если имеет место сжатие во втором порядке.

5. Обсудим вопрос о сжатых состояниях квадрата амплитуды комбинированной моды (10)

$$A^2 = d_1 + id_2,\ d_1^+ = d_1,\ d_2^+ = d_2, \tag{12}$$

где $A(t) = \dfrac{1}{2}(A_1(t) + iA_2(t)) = \dfrac{1}{\sqrt{2}}(a_1(t)e^{-i\omega t} + a_2(t)e^{i\omega t})$. Теперь, используя коммутатор $[A(t), A^+(t)] = 1$, получаем $[d_1, d_2] = i(2A^+A + 1)$. Таким образом, принцип неопределенности для квадратурных амплитуд d_1 и d_2 с учетом соотношения $\langle a_1^+ a_2\rangle = 0$ записывается в следующем виде:

$$\langle(\Delta d_1)^2\rangle\langle(\Delta d_2)^2\rangle \geqslant \frac{1}{4}(1 + n_1 + n_2)^2, \tag{13}$$

и для сжатых состояний квадрата амплитуды получаем условие

$$\langle(\Delta d_1)^2\rangle < \frac{1}{2}(1 + n_1 + n_2). \tag{14}$$

Используя развитый нами метод вычисления моментов поля высших порядков, получаем

$$\langle(\Delta d_{1,2})^2\rangle = \frac{1}{2}(1 + n_1 + n_2) + R_{1,2}, \tag{15}$$

где

$$R_{1,2} = \frac{1}{4}[(n_1 + n_2)^2 \pm 4((\mathrm{Re}g)^2 - (\mathrm{Im}g)^2)].$$

Условие (14) выполняется, если $R_1<0$. Последнее условие легко проанализировать для случая резонатора с большим поглощением. В частности, для двухуровневой резонансной среды в этом случае оно имеет следующий вид:

$$\frac{|\lambda|^2}{\beta_1^2}(\sin^2\varphi - \cos^2\varphi) > 1, \tag{16}$$

где $\lambda = |\lambda|\exp(i\varphi)$ и использовано, что $\beta_1 = \beta_2$. Как показано в [4], для больших расстроек резонанса лазерного поля имеет место эффект супергруппировки $|\lambda|^2 \gg \beta_1^2$. По этой причине в этом случае сжатые состояния реализуются. Более подробный анализ этих вопросов будет приведен в последующих работах.

Авторы выражают благодарность академику АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за обсуждения.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Ս. Թ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Գ. ՅՈՒ. ԿՐՅՈՒՉԿՈՎ

Բարձր կարգի քվանտային ֆլուկտուացիաները և սեղմված վիճակները օպտիկական ռեզոնատորում

Օպտիկական ռեզոնատորում, քառալիքային խառնման պրոցեսի դեպքում, հետազոտված են ինտենսիվության ժամանակային կոռելյացիոն ֆունկցիաները։ Քննարկված է ըստ քվանտային դաշտի չորրորդ կարգի սեղմված վիճակների առաջացման հնարավորությունը։

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

[1] *R. E. Sluster, L. W. Hollberg, P. Yurke* e. a., Phys. Rev. Lett., v. 55, p. 2409 (1985). [2] *D. A. Holm, M. Sargent III, B. A. Capron*, Optics Lett., v. 11, p. 443 (1986). [3] *M. D. Reid, D. F. Walls*, Phys. Rev., v. A33, p. 4465 (1986). [4] *С. Т. Геворкян, Г. Ю. Крючков*, ЖЭТФ, т. 92, с. 2034 (1987). [5] *М. Лэкс*, Флуктуации и когерентные явления, Мир, М., 1974. [6] *Г. Ю. Крючков, В. Е. Мкртчян, М. Л. Тер-Микаелян* и др., ЖЭТФ, т. 88, с. 30 (1985). [7] *C. M. Caves, B. L. Schumaker*, Phys. Rev., v. A31, p. 3068 (1985). [8] *C. K. Hong, L. Mandel*, Phys. Rev. Lett., v. 54, p. 323 (1985).