

ՏԱՐԲԵՐ ԶՈՒՅԳՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԵՐԿՈՒ ԿԱՆՈՆԱԿԱՆ 2-ՁԵՎԵՐՈՎ ՕԺՏՎԱԾ
ԳԵՐՏԱՐԱՄՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ $\tilde{UQ}(N)$ ՏԱՐՐՐԻՆԱԿ ԳԵՐՀԱՆՐԱՀԱՇԻՎԸ

Ա. Պ. ՆԵՐՍԵՍՅԱՆ, Հ. Մ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

*Գտնված են վեկտորային զերգաշտերը, որոնք պահպանում են միաժամանակ կենտ ու
չդույզ կանոնական սիմպլեկտիկ կառուցվածքները և նրանց զերհանրահաշիվը:*

SUPERSPACES WITH ODD AND EVEN CANONICAL 2-FORMS
AND STRANGE SUPERALGEBRA $\tilde{UQ}(N)$

A. P. NERSESSYAN, O. M. KHUDAVERDYAN

The vector superfields simultaneously conserving the even and odd canonical symplectic structures are obtained and their superalgebras are calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 294—300 (1989)

УДК 535.14

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА
В СЖАТОМ СОСТОЯНИИ

Г. Ю. КРЮЧКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 декабря 1988 г.)

Исследованы квантовые эффекты корреляций интенсивности для света в сжатом состоянии, из которых следует метод его идентификации. Вычислены корреляционная функция интенсивностей света на выходе из резонатора и спектр флуктуаций разности интенсивностей двух коррелированных мод ниже вакуумного уровня в невырожденном четырехволновом смешении.

1. Введение

Сжатый свет характеризуется вакуумными флуктуациями квадратурных амплитуд A_1 , A_2 поля излучения [1]. Для одномодового поля эти амплитуды связаны с операторами α^+ , α рождения и уничтожения следующим образом

$$A_1 = \frac{1}{2}(\alpha + \alpha^+), \quad A_2 = \frac{i}{2}(\alpha^+ - \alpha), \quad (1)$$

причем $[A_1, A_2] = \frac{i}{2}$. В сжатом состоянии поля среднеквадратичная дисперсия одной из компонент в форме нормально-упорядоченного произведения операторов удовлетворяет неравенству

$$d_i = \langle : (\Delta A_i)^2 : \rangle < 0 \quad (1.2)$$

для $i = 1$, либо $i = 2$, где $\Delta A_i = A_i - \langle A_i \rangle$.

Существование сжатого света установлено в ряде экспериментов (см. [2], там же ссылки на ранние работы) по измерению флуктуаций фототока в балансной схеме гетеродирования.

В настоящей работе исследованы другие проявления свойств сжатого света — в эффектах оптической корреляции интенсивностей, типа обсуждавшихся ранее Хенбери Брауном и Твисом [3] для хаотического света.

2. Феноменологическое описание

Вначале используем феноменологический подход, в котором сжатые состояния одномодового поля связаны с вакуумным состоянием унитарным оператором [1, 4]

$$|\alpha, \zeta\rangle = D(\alpha) S(\zeta) |0\rangle, \\ D(\alpha) = \exp(\alpha a^+ - a^* a), \quad S(\zeta) = \exp\left(\frac{1}{2} \zeta^* a^2 - \frac{1}{2} \zeta a^{+2}\right). \quad (2.1)$$

Состояние $|\alpha, 0\rangle$ есть обычное когерентное состояние поля излучения $a|\alpha, 0\rangle = \alpha|\alpha, 0\rangle$ и $\zeta = r \exp(i\theta)$ параметр сжатости.

Для корреляционной функции чисел фотонов в сжатом состоянии

$$G = \langle a, \zeta | a^+ a^+ a | a, \zeta \rangle, \quad (2.2)$$

вычисления приводят к следующему результату

$$G = G_0 + |\alpha|^4 + 4|\alpha|^2 N_0 (1 + \beta \cos(2\varphi - \theta) / 2 \cos \theta), \quad (2.3)$$

где $\alpha = |\alpha| \exp(i\varphi)$. При отсутствии когерентной составляющей поля излучения, при $\alpha = 0$, коррелятор обусловлен вкладом вакуумных флуктуаций электромагнитного поля и равен выражению

$$G_0 = 2N_0^2(1 + \beta^2), \quad (2.4)$$

в котором усреднение проводится по фазе θ . Здесь

$$N_0 = d_1 + d_2 = \sin^2 r \quad (2.5)$$

— среднее число фотонов в моде, а параметр β характеризует отличие дисперсий квадратурных амплитуд

$$\beta = \frac{d_2 - d_1}{d_2 + d_1} = \cos \theta \frac{\cos hr}{\sin hr}. \quad (1.6)$$

Коррелятор (2.2) вычислен также в работах [1, 4—6] однако здесь результат получен в другой форме через дисперсии нулевых флуктуаций амплитуд (1,2). В сжатом состоянии дисперсия одной из квадратурных амплитуд отрицательна. Поэтому $\beta^2 > \frac{1}{2}$ и, как следует из (2.4), имеет место эффект оптической сверхгруппировки. То

есть нормированный коррелятор G_0/N_0^2 превышает значение 2, которое, как известно, реализуется для случая хаотического света. Чем больше сжатие или различие дисперсий, тем на большую величину отношение G_0/N_0^2 отличается от нормированного коррелятора для хаотического света. Отсюда следует возможность идентификации сжатого света по измерению корреляционной функции второго порядка.

3. Корреляция интенсивности в четырехволновом смешении

Исследуем эффекты корреляции интенсивности для конкретной схемы генерации сжатого света в процессе невырожденного четырехволнового смешения. Этот процесс обусловлен взаимодействием в атомарной среде, в присутствии оптического резонатора, лазерного поля и двух мод поля излучения с частотами ω_1, ω_2 , симметричными относительно лазерной частоты ω , $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$ [2]. Используется квантово-электродинамический подход для описания параметрических процессов с учетом эффектов вакуумных флуктуаций, межмодовой корреляции и релаксаций [6,7].

Оператор напряженности электрического поля на выходе из резонатора равен

$$E(z, t) = E_0(z, t) + E^{(+)}(z, t) + E^{(-)}(z, t), \quad (3.1)$$

где z — координата, E_0 — оператор свободного поля излучения, а вклад

$$E^{(+)}(z, t) = \left(\frac{8\pi\hbar\omega\Gamma}{cS} \right)^{1/2} e^{-i\Phi} e^{-i\omega(t-z/c)} A(t-z/c), \quad (3.2)$$

$$A(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1(t) e^{-i\delta t} + a_2(t) e^{+i\delta t}), \quad (3.3)$$

где $\delta = \omega_1 - \omega = \omega - \omega_2$, $|\delta| \ll \omega$, учитывает взаимодействие с резонатором. Это выражение представляет собой обобщение известного для одномодового случая результата (см., напр., [8]) на случай четырехволнового смешения. Считаем, что $ct > z > 0$, Γ — ширина поглощения резонатора одинаковая для обеих мод, Φ — сдвиг фазы при прохождении поля через резонатор, S — площадь, определяемая оптикой резонатора и детектора, $a_i(t)$ — операторы двух мод внутри резонатора.

Вычислим теперь корреляционную функцию интенсивностей поля на выходе из резонатора

$$G(\tau) = \langle E^{(-)} E^{(-)}(\tau) E^{(+)}(\tau) E^{(+)} \rangle \quad (3.4)$$

для случая, когда на входе в резонатор отсутствует поле излучения на частотах ω_1, ω_2 .

Ниже порога генерации в резонаторе коррелятор имеет структуру, характерную для гауссовых полей и в итоге выражается через двухвременные средние операторов двух мод. В стационарном режиме с помощью формул (3.1) — (3.3) получаем

$$G(\tau) = I^2 + \left(\frac{4\pi\hbar\omega\Gamma}{cS} \right)^2 \left\{ \left| \langle a_1^+(\tau) a_1 \rangle e^{i\delta\tau} + \langle a_2^+(\tau) a_2 \rangle e^{-i\delta\tau} \right|^2 + \right. \\ \left. + \left| \langle a_1(\tau) a_2 \rangle e^{-i\delta\tau} + \langle a_2(\tau) a_1 \rangle e^{i\delta\tau} \right|^2 \right\}, \quad (3.5)$$

где

$$I = \langle E^{(-)} E^{(+)} \rangle = \frac{4\pi\hbar\omega}{cS} \Gamma (n_1 + n_2) \quad (3.6)$$

— средняя интенсивность поля на выходе из резонатора, $n_i = \langle a_i^+ a_i \rangle$ — среднее число фотонов в моде i в резонаторе и опущена зависимость от z . Для нулевого интервала времени получаем выражение по форме совпадающее с (2.4)

$$G(0) = 2I^2(1 + \bar{\beta}^2), \quad (3.7)$$

в котором, однако, параметр β выражается через дисперсии типа (1.2) для следующих квадратурных амплитуд

$$A_1 = e^{-i\Phi} A + e^{i\Phi} A^+, \quad A_2 = i(e^{i\Phi} A^+ - e^{-i\Phi} A)$$

поля (3.3) и равен

$$\beta = \frac{d_2 - d_1}{d_2 + d_1} = -2 \cos(2\varphi + \varphi' - 2\Phi) \left| \langle a_1 a_2 \rangle \right| / (n_1 + n_2). \quad (3.8)$$

Здесь $2\varphi_0 + \varphi'$ — фаза аномального коррелятора $\langle a_1 a_2 \rangle$, описывающего параметрическое взаимодействие между модами, и формула (3.7) содержит усреднение по фазе лазерного поля φ_0 .

Приведем конечные результаты вычислений коррелятора (3.5) в графической форме для случая среды двухуровневых атомов с частотой перехода ω_0 , используя результаты предыдущей работы [6], касающиеся вычисления величин n_i и двухвременных средних для поля внутри резонатора. Рассматривается область $\Omega = (\varepsilon^2 + 4|V|^2)^{1/2} \gg \gamma$, где V — матричный элемент взаимодействия двухуровневого атома с полем накачки: $\varepsilon = \omega_0 - \omega$, $|\varepsilon| \ll \omega$; γ — спонтанная ширина атомного перехода, когда спектр излучения указанной системы имеет четко выраженную трехпиковую структуру на частотах ω , $\omega \pm \Omega$. В спектральной области $\omega_1 = \omega - \Omega$, $\omega_2 = \omega + \Omega$, когда частоты коррелированных мод равны частотам боковых пиков спектра резонансной флуоресценции, для значений параметров $2|V|/|\varepsilon| = 1$, $\Gamma/\sigma = 0,1$, где Γ — ширина поглощения резонатора, $\sigma = 4\pi N\omega_0 |d|^2 / \hbar \gamma$ — коэффициент поглощения среды с плотностью числа атомов N , d — матричный элемент дипольного перехода, результаты представлены на рис. 1. Причем рис. 1а соответствует значению $\varepsilon/\sigma = 10$, а рис. 1б — значению $\varepsilon/\sigma = 1$. Таким образом, корреляция интенсивностей имеет характер сверхгруппировки и содержит осцилляции на разностной частоте $\omega_2 - \omega_1$.

4. Подавление вакуумных флуктуаций интенсивности

Другое проявление свойств сжатого света состоит в подавлении квантовых флуктуаций в разности интенсивности двух мод [2,9]. Экспериментальные измерения флуктуаций интенсивности света ниже вакуумного уровня проведены для случая параметрического осциллятора [10]. В этом разделе приводятся теоретические результаты для процесса невырожденного четырехволнового смешения.

Вычислим спектр флуктуаций

$$P(\nu) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\tau \cos \nu \tau [\langle i i(\tau) \rangle - \langle i \rangle^2] \quad (4.1)$$

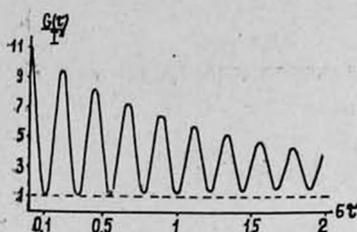


Рис. 1а

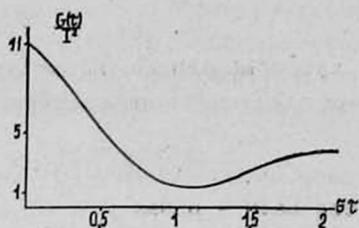


Рис. 1б

разности фототоков $i = i_1 - i_2$ регистрации двух коррелированных мод. Средний ток фоторегистрации одной из мод на выходе из резонатора равен

$$\langle i_1 \rangle = 2\Gamma Q \alpha n_1, \quad (4.2)$$

где Q — полный заряд импульса тока, α — безразмерная эффективность детектора. Для флуктуаций разности фототоков можно получить следующее выражение

$$\begin{aligned} \langle (i_1(0) - i_2(0))(i_1(\tau) - i_2(\tau)) \rangle - \langle i_1 - i_2 \rangle^2 = \\ = \langle i(0)i(\tau) \rangle_0 + (2Q\alpha\Gamma)^2 g(\tau), \end{aligned} \quad (4.3)$$

в котором $\langle i i(\tau) \rangle_0$ — вклад дробового шума, а величина

$$\begin{aligned} g(\tau) = \langle : n n(\tau) : \rangle - \langle n \rangle^2 = \\ = |\langle a_1^\dagger(\tau) a_1 \rangle|^2 + |\langle a_2^\dagger(\tau) a_2 \rangle|^2 - |\langle a_2(\tau) a_1 \rangle|^2 - |\langle a_1(\tau) a_2 \rangle|^2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

описывает флуктуации разности интенсивностей двух мод $n = a_1^\dagger a_1 - a_2^\dagger a_2$.

В итоге спектр флуктуаций оказывается равным

$$P(\nu) = P_0(\nu) [1 + \alpha R(\nu)], \quad (4.5)$$

$$R(\nu) = \frac{4\Gamma}{n_1 + n_2} \int_0^{\infty} d\tau \cos \nu \tau g(\tau),$$

где величина

$$P_0(\nu) = \frac{1}{\pi} Q^2 z \Gamma(n_1 + n_2) \quad (4.6)$$

есть спектр дробового шума.

При отсутствии эффекта корреляции между модами $\langle a_1 a_2 \rangle = 0$ и величина $R > 0$. В обратном случае $R < 0$ и уровень спектра флуктуаций оказывается меньше уровня спектра дробового шума. Приведем результаты вычислений в области частот $\omega_1 = \omega - \Omega$, $\omega_2 = \omega + \Omega$, используя результаты работы [6], относящиеся к величине $g(\tau)$:

$$R(\nu) = -\frac{\sigma f}{\sigma f + 2\Gamma} \left[\frac{2\Gamma^2}{(2\Gamma)^2 + \nu^2} + \frac{2\Gamma(\Gamma + \sigma f)}{4(\Gamma + \sigma f)^2 + \nu^2} \right], \quad (4.7)$$

$$f = (1 + 4\eta) / (1 + 2\eta)(1 + 6\eta), \quad \eta = |V|^2 / |\varepsilon|^2.$$

Максимальное подавление шумов в этом случае $R(0) = -1/2$ для нулевой частоты ν имеет место в области слабых полей или больших расстройек резонанса $|V| \ll |\varepsilon|$ и для хорошего резонатора $\Gamma \ll \sigma$. Причем $R(\nu) \sim \beta^2$, т. е. эффект подавления флуктуаций характеризуется параметром β .

Автор выражает благодарность С. Т. Геворкяну за помощь в проведении численных расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Walls D. F. Nature, 1983, V. 306, p. 141.
2. Journ. Opt. Soc. Am. B. 1987, V. 4 (Special issue on squeezed states).
3. Лоудон Р. Квантовая теория света, М., Мир, 1976.
4. Caves C. M. Phys. Rev., D. 1981, v. 23, p. 1693.
5. Collett M. J., Loudon R. Journ. Opt. Soc. Am. B. 1987, v. 4, p. 1525.
6. Геворкян С. Т., Крючков Г. Ю. ЖЭТФ, 94, 125 (1988).
7. Геворкян С. Т., Крючков Г. Ю. ЖЭТФ, 92, 2034 (1987).
8. Carmichael H. J. Journ. Opt. Soc. Am. B. 1987, v. 4, p. 1588.
9. Horowitz R., Pinard M., Reynaud S. Opt. Comm. 1987, v. 61, p. 142.
10. Heidmann A., Horowicz R. J., Reynaud S. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, v. 59, p. 2555.

ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ԷՖԵԿՏՆԵՐ ՍԵՂՄՎԱԾ ԼՈՒՅՍԻ ՀԱՄԱՐ

Գ. ՅՈՒ. ԿՐՑՈՒԶԿՑԱՆ

Ուսումնասիրված են ինտենսիվության կորելյացիայի քվանտային էֆեկտները լույսի սեղմը-ված վիճակի համար, որոնցից հետևում է նրա շարժման եղանակը: Հաշված են ուղղանտորի էլեկտրոնային ինտենսիվության կորելյացիոն ֆունկցիան և վակուումային մակարդակից ցածր ֆլուկտուացիաների սպեկտրը ուղղանտորային միջավայրում քառալիքային ոչ ալլասեռված երևույթի համար:

INTERFEROMETRY OF SQUEEZED LIGHT INTENSITY

G. Yu. KRYUCHKYAN

The quantum effects of the correlation of squeezed light intensity were studied, as a result of which the method of its identification was specified. The correlation function of the intensity of light at the resonator output and the spectrum of intensity fluctuations below the vacuum level during the non-degenerate four-wave mixing in a resonance medium are calculated.

ОБЗОРЫ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 300—310 (1989)

УДК 538.66;539.12

АНАЛИЗ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

III часть

М. П. ЛОРИКЯН

Кафедра физики Ереванского зооветеринарного института

Р. А. САРДАРЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт

Представлено продолжение обзора экспериментальных работ по РПИ, опубликованного в предыдущих номерах журнала «Изв. АН АрмССР, Физика».

Испирян, Канкян, Оганесян и Тамаян [67]* в качестве пористой среды использовали порошок из LiH с плотностью $\rho = 0,25 \text{ г/см}^3$, пенопласт с плотностью $0,04 \text{ г/см}^3$ и слоистую среду из майлара ($a = 10^{-3} \text{ см}$, $b = 0,28 \text{ мм}$, $m = 1350$). Все радиаторы имели одинаковую длину $l = 38 \text{ см}$. Спектральные распределения приведены только для LiH . Для всех трех радиаторов наблюдалась чрезвычайно сильная зависимость (от E^2 до E^4) полного числа фотонов от энергии электронов. Рассчитанные нами теоретические спектры при значениях энергии $E_e = 2,4; 2,9; 3,5 \text{ ГэВ}$ практически совпадают, а средние числа фотонов \bar{n} равны 4,64; 4,74; 4,81 соответственно, т. е. \bar{n} почти не растет, следовательно экспериментальные результаты не согласуются с теорией.

Вопросу оптимизации радиатора из пенопласта была посвящена работа Алиханяна, Белякова, Гарибяна, Лорикяна, Маркаряна и Шихлярова [68], в которой методом стримерной камеры была измерена зависимость

* Нумерация литературы и рисунков является продолжением нумерации в предыдущих частях обзора.