

А.В. Белинский, А.С. Чиркин

**ФОРМИРОВАНИЕ НЕКЛАССИЧЕСКИХ ОПТИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ
ПРИ САМОВОЗДЕЙСТВИИ**

Рассмотрены способы подавления квантовых флуктуаций и приготовления сжатых состояний с помощью явления фазовой самомодуляции. В отличие от традиционно используемых для этих целей параметрических процессов, для их реализации не требуется выполнения условия фазового синхронизма, что существенно для параметрических взаимодействий. Далее, рассматриваемые эффекты позволяют формировать интенсивные поля с неклассическими свойствами, т. е. создавать макроскопические источники с сугубо квантовыми характеристиками.

Введение

В настоящей статье излагаются результаты квантовой и полуклассической теории фазовой самомодуляции (ФСМ) когерентного светового излучения и так называемого бифотонного поля. Основное внимание уделяется анализу флуктуаций квадратурных компонент излучения и статистики фотонов на выходе нелинейного интерферометра Маха-Цендера. Показано, что при определенных условиях можно получить фотоны с субпуассоновской статистикой и поле в квантовом сжатом состоянии.

Интерес исследователей к излучению с указанными неклассическими свойствами связан с перспективами его применения в высокоточных измерениях, спектроскопии, оптической связи и т. п. Наиболее ярким свойством излучения в сугубо квантовом состоянии является способность снижения уровня дробовых шумов фоторегистрации: при прямом детектировании — в случае субпуассоновской статистики и в схеме балансного гомодинного приема — для света в сжатом состоянии.

Впервые на возможность преобразования квантовой статистики излучения при ФСМ было обращено внимание в [1]. В последующих работах [2–7] этот процесс был исследован всесторонне, в том числе при наличии обратной связи в резонаторе. Существенным моментом при получении излучения с субпуассоновской статистикой является интерференция первоначально когерентных пучков, испытавших ФСМ. Ниже мы обсудим самовоздействие когерентного излучения в нелинейной среде, в нелинейном интерферометре и в нелинейном резонаторе.

ФСМ когерентного излучения

Обратимся сначала к квантовому анализу процесса ФСМ. Операторы рождения и уничтожения фотона излучения, прошедшего среду с кубической нелинейностью $\chi^{(3)}$, имеют вид

$$b_1^{\dagger} = a_1^{\dagger} e^{i\kappa n_1}, \quad b_1 = e^{-i\kappa n_1} a_1, \quad (1)$$

где a_1^{\dagger} и a_1 — медленно меняющиеся операторы рождения и уничтожения на входе нелинейной среды в представлении Гейзенберга; $n_1 = a_1^{\dagger} a_1$ — оператор числа фотонов; κ — нелинейный параметр, связанный с $\chi^{(3)}$ и длиной среды L ($\kappa \sim \chi^{(3)} L$). Нелинейный отклик среды считаем мгновенным. Заметим, что замена операторов a_1^{\dagger} , a_1 на комплексные амплитуды A_1^* , A_1 приводит к классическим выражениям для ФСМ.

Согласно (1) статистика фотонов в процессе ФСМ остается неизменной: $b_1^{\dagger} b_1 = n_1$. Однако флуктуации квадратурных компонент

$$X_1 = (b_1 + b_1^{\dagger})/2, \quad Y_1 = (b_1 - b_1^{\dagger})/i2 \quad (2)$$

изменяются. В случае исходного когерентного излучения с амплитудой α_1 ($a_1|\alpha_1\rangle = \alpha_1|\alpha_1\rangle$), усредняя преобразованные в результате ФСМ операторы по исходному состоянию $|\alpha_1\rangle$, для дисперсии компоненты X_1 при $\kappa \ll 1$ получим

$$\begin{aligned} \langle (\Delta X_1)^2 \rangle &= \langle \alpha_1 | (\Delta X_1)^2 | \alpha_1 \rangle = \langle X_1^2 \rangle - \langle X_1 \rangle^2 = \\ &= \frac{1}{4} \{ 1 + 2|\alpha_1|^2 (1 - e^{-\omega_1}) + 2|\alpha_1|^2 \cdot [e^{-2\omega_1} \cos(\alpha + \Phi_1) - e^{-\omega_1} \cos \Phi_1] \} \simeq \\ &\simeq [1 - 2\Psi_1 \sin \Phi_1 + 4\Psi_1^2 \sin^2(\Phi_1/2)]/4, \end{aligned} \quad (3)$$

где $\omega_1 = (\kappa|\alpha_1|)^2$, $\Phi_1 = 2(\varphi_1 + \Psi_1)$, $\varphi_1 = \arg \alpha_1$, $\Psi_1 = \kappa|\alpha_1|^2$ – нелинейная добавка к фазе. При фиксированной фазе излучения дисперсия (3) представляет собой квазипериодическую функцию нелинейной фазы Ψ_1 [2]. Вместе с тем если считать Ψ_1 заданной величиной, то функция (3) имеет минимальное значение

$$\langle (\Delta X_1)^2 \rangle_{\min} = \frac{1}{4} (\sqrt{1 + \Psi_1^2} - \Psi_1^2), \quad (4)$$

которое достигается при

$$\varphi_{1, \text{opt}} = \frac{1}{2} \text{arctg} \Psi_1 - \Psi_1.$$

С ростом Ψ_1 величина (4) становится меньше 1/4, соответствующей исходному когерентному излучению. В этом случае принято говорить, что излучение находится в сжатом состоянии. Выбор оптимальной фазы на фазовой плоскости $X_1 Y_1$ эквивалентен повороту осей координат квадратурных компонент, при котором дисперсия квадратуры (3) принимает минимальное значение.

При $\Psi_1 \gg 1$

$$\langle (\Delta X_1)^2 \rangle_{\min} \simeq (4\Psi_1)^{-2}. \quad (5)$$

Здесь сжатие обратно пропорционально квадрату интенсивности излучения и квадрату длины. Следовательно, можно получить глубокое сжатие в широком диапазоне изменения интенсивности. Следует заметить, что операторы (1) не сводятся к операторам двухфотонного когерентного состояния [8]. Поэтому явление ФСМ дает новый класс сжатых состояний [2], отличных от таковых в параметрических процессах. Положительной чертой реализации процесса ФСМ и, следовательно, получения сжатых состояний является отсутствие условия фазового синхронизма для его реализации.

Нелинейный интерферометр с некоррелированными флуктуациями фотонов в каналах

Рассмотрим теперь нелинейный интерферометр (рис. 1), в каждом из плеч которого осуществляется ФСМ, например, в волоконном световоде (ВС). Как показано выше, в таких каналах излучение оказывается в сжатом состоянии. Излучение обоих каналов смешивается при помощи светоделительной пластины. Оператор уничтожения выходного излучения после смешения равен

$$c = \tau_1 b_1 + \tau_2 b_2, \quad (7)$$

где b_j – оператор уничтожения для j -го канала; τ_j – доля излучения каждого канала, причем считаем $\tau_1^2 + \tau_2^2 = 1$, т.е. потери отсутствуют.

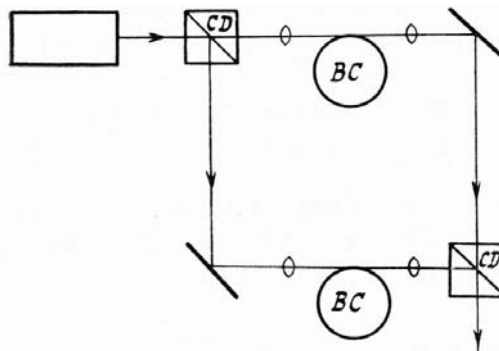


Рис. 1. Схема нелинейного интерферометра

В результирующей волне статистика фотонов оказывается субпуассоновской. Отличие от пуассоновской статистики обычно принято характеризовать фактором Фано

$$F = [\langle (c+c)^2 \rangle - \langle c+c \rangle^2] / \langle c+c \rangle, \quad (8)$$

равным единице для когерентного излучения. В рассматриваемом случае имеем

$$F = 1 + 4[G_1(\Psi_1) + G_2(\Psi_2)] \sin \Phi / (1 + R^2 + 2R \cos \Phi), \quad (9)$$

$$G_1(\Psi) = \tau_1^2 \Psi (\Psi \sin \Phi - \cos \Phi - R), \quad \Phi = \Phi_1 - \Phi_2,$$

$$G_2(\Psi) = \tau_2^2 \Psi R (\Psi R \sin \Phi + R \cos \Phi + 1), \quad R = \tau_1 |\alpha_1| / \tau_2 |\alpha_2|.$$

Максимальное подавление флуктуаций числа фотонов (минимальное F) достигается при следующих значениях нелинейных фаз

$$\Psi_{1,2} = (\pm R \pm \cos \Phi) / 2 \sin \Phi. \quad (10)$$

Результаты расчетов F при 50%-м смещении ($\tau_1 = \tau_2 = 1 / \sqrt{2}$) и требуемых при этом значениях нелинейных фаз (10) приведены на рис. 2. Из него следует, что в интерференционном поле отсутствуют принципиальные ограничения на получение сколь угодно малой дисперсии флуктуаций числа фотонов. Однако уменьшение фактора F происходит лишь с ростом нелинейных фазовых добавок. При этом их знаки могут быть как одинаковыми, так и различными.

В рамках проведенного рассмотрения вариант смещения излучения в сжатом состоянии с когерентным излучением является частным случаем, соответствующим отсутствию нелинейности в одном канале интерферометра ($\Psi_2 = 0$). Предельные значения фактора Фано при этом не отличаются от таковых для схемы с двумя нелинейными каналами, однако здесь необходимо выполнение условия $\tau_1 \gg \tau_2 \approx 0$, т.е. реализация данного случая сопряжена со значительными потерями интенсивности излучения. Если же $\tau_1 = \tau_2 = 1 / \sqrt{2}$, то подавление флуктуаций числа фотонов не превышает двукратного ($F \geq 0,5$).

В качестве примера рассмотрим нелинейный интерферометр со следующими параметрами: $R = 0,4$; $\tau_1 = \tau_2 = 1 / \sqrt{2}$, $\Phi = -158^\circ$ ($\Psi = 0,7$ рад, $\Psi_2 = 2,1$ рад). При использовании в качестве нелинейных сред одномодовых кварцевых ВС (нелинейность $\tilde{n}_2 = 3,2 \cdot 10^{-16}$ см²/Вт) с диаметром сердцевины 5 мкм и длинами $L = 62,5$ и 30 м мощности излучения должны быть равны соответственно около 0,7 и 4,4 Вт для волнового числа $k \approx 10^{-5}$ см⁻¹. При выполнении этих условий возможно пятикратное подавление дисперсии флуктуаций фотонов ($F = 0,2$).

Следует подчеркнуть, что в рассматриваемом нелинейном интерферометре отсутствуют каналы ответвления, приводящие к существенным потерям, как, например, в параметрических процессах, где большую часть энергии необходимо использовать в качестве накачки и лишь незначительная доля его преобразуется в полезный сигнал. В рассматриваемом нелинейном интерферометре КПД преобразования когерентного излучения в излучение с субпуассоновской статистикой определяется практически только условиями интерференции, разностью фаз и отношением интенсивностей, и может достигать десятков процентов. Однако для значительного подавления флуктуаций требуются большие набег нелинейных фаз (рис. 2). Основная проблема здесь заключается в том, что входная пластина, разделяющая в нелинейном интерферометре исходный пучок на два, является шумящей с квантовой точки зрения. Вследствие этого флуктуации фотонов в разных каналах интерферометра оказываются некоррелированными. Вместе с тем в каналах интерферометра можно создать коррелированные пары фотонов, используя процесс вырожденного параметрического взаимодействия [9].

Нелинейный интерферометр с коррелированными флуктуациями фотонов в каналах

Покажем прежде всего, что интерференция не в состоянии скомпенсировать некоррелированные флуктуации. Запишем оператор уничтожения фотонов, соответствующий выходной волне после интерференции двух пучков с разностью фаз $\pi/2$, в виде $d = (e^{-ik\delta n_l} a_1 + i a_2) / \sqrt{2}$, где $\delta n_j = n_j - \langle n_j \rangle$. Введем операторы квадратур исходного поля: $x_j = (a_j + a_j^\dagger) / 2$, $y_j = (a_j - a_j^\dagger) / i2$. Флуктуации числа фотонов на выходе нелинейного интерферометра

$$\begin{aligned} \delta n \approx & [(\bar{x}_1 - \bar{y}_2) (\delta x_1 - \delta y_2) + (\bar{x}_2 + \bar{y}_1) (\delta x_2 + \delta y_1) - \\ & - 2x (\bar{x}_1 \bar{x}_2 + \bar{y}_1 \bar{y}_2) (\bar{x}_1 \delta x_1 + \bar{y}_2 \delta y_1)]; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\bar{x}_j = \langle x_j \rangle, \quad \bar{y}_j = \langle y_j \rangle.$$

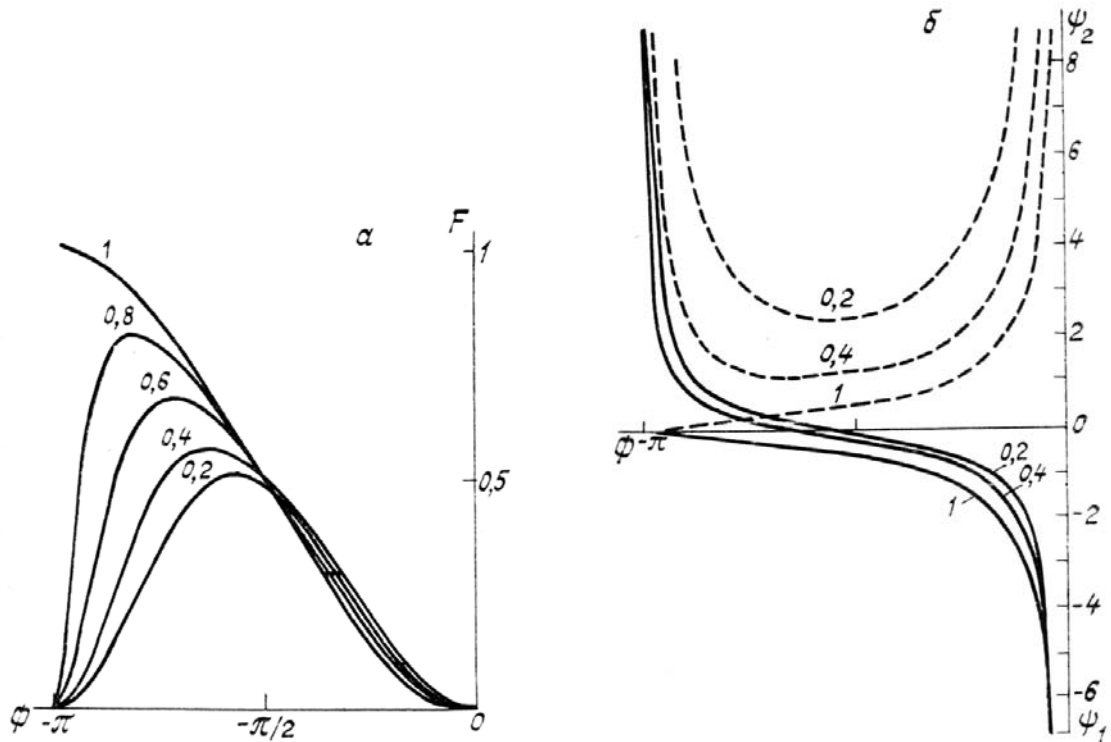


Рис. 2. Фактор Фано (а) и нелинейные набеги фаз ψ_1 (сплошные кривые) и ψ_2 (пунктирные) (б) в зависимости от разности фаз Φ . Цифры над кривыми соответствуют значению r

Для независимых флуктуаций в плечах $\langle (\delta n)^2 \rangle = 0$, если только $\langle n \rangle = 0$. Создать корреляцию между квантовыми состояниями в каналах можно с помощью параметрического рассеяния или в параметрическом генераторе [9, 10] — фотоны в этих процессах рождаются парами. Однако в первом случае происходит усиление вакуумных флуктуаций с $\bar{x}_j = \bar{y}_j = 0$ и их стабилизация невозможна. Во втором при вырожденной параметрической генерации от вакуумных флуктуаций коррелирована лишь одна пара квадратур, например, $\langle (\delta x_1 - \delta x_2)^2 \rangle \rightarrow 0$. Для другой пары $\langle (\delta y_1 - \delta y_2)^2 \rangle \rightarrow \infty$ — в соответствии с принципом неопределенности. Однако при этом $\bar{x}_1 = \bar{x}_2 = \bar{y}_1 = \bar{y}_2 = 0$ и согласно (11) происходит рост флуктуаций интенсивности.

Как же эффективно осуществить подавление квантовых флуктуаций? Для такой стабилизации необходимо выполнение условий

$$\langle x_1 \rangle = \langle x_2 \rangle = \langle y_1 \rangle = \langle y_2 \rangle, \quad \langle (\delta x_1 - \delta x_2)^2 \rangle \rightarrow 0, \quad (12)$$

$$\langle \Psi \rangle = 2\kappa \langle x_1^2 \rangle = 1. \quad (12a)$$

Реализация (12) возможна в процессах обычного и регенеративного параметрического усиления (ПУ) исходной когерентной волны.

При вырождении по частоте и ортогональных поляризациях сигнальной и холостой волн (взаимодействие типа ее стремится к нулю, рис. 3) их операторы уничтожения при безрезонаторном ПУ в приближении заданного классического поля накачки записываются в виде

$$a_1 = \mu a_{10} + \nu a_{20}^{\dagger}, \quad a_2 = \mu a_{20} + \nu a_{10}^{\dagger}, \quad (13)$$

где операторы a_{j0} относятся к входным волнам, $\mu = \text{ch}G$, $\nu = \text{sh}G$, G — инкремент. В этом случае

$$\bar{x}_{1,2} = \mu \bar{x}_{10,20} + \nu \bar{x}_{20,10}, \quad \bar{y}_{1,2} = \mu \bar{y}_{10,20} - \nu \bar{y}_{20,10},$$

$$\langle (\delta x_1 - \delta x_2)^2 \rangle = \frac{1}{2} e^{-2G}. \quad (14)$$

Условия (12) можно реализовать при усилении когерентной волны, разделяющейся на волны с обыкновенной и необыкновенной поляризациями и с отношением амплитуд $\bar{x}_{10} = \bar{x}_{20} = \bar{y}_{10} e^{-2G} = \bar{y}_{20} e^{-2G}$. Разделение и совмещение ортогональных поляризаций в интерферометре осуществляется светоделителями (рис. 3).

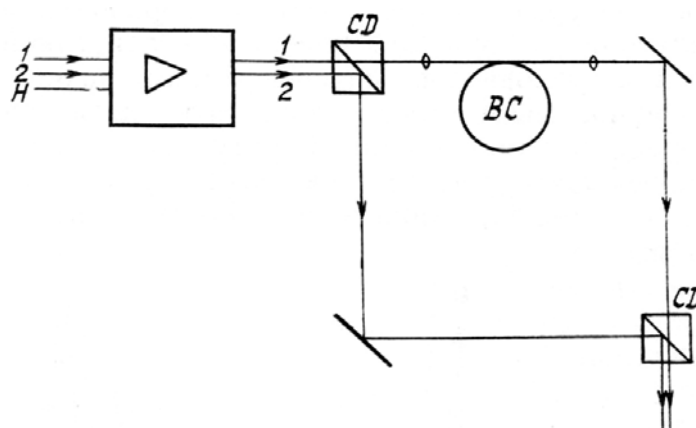


Рис. 3. Схема реализации источника: 1, 2 — параметрически усиливаемые сигнальная и холостая волны с взаимортогональными поляризациями, Н — накачка

Фактор Фано для излучения на выходе равен

$$F = \langle (n - \langle n \rangle)^2 \rangle / \langle n \rangle = e^{-2G}. \quad (15)$$

Излучение с соотношением параметров (12) можно сформировать и при регенеративном ПУ в резонаторном параметрическом генераторе с инжекцией сигнала. Эволюция собственных значений α_j операторов a_j сигнальной и холостой волн и комплексной амплитуды α_n классической накачки подчиняется в этом случае уравнениям

$$\begin{aligned} \dot{\alpha}_{1,2} &= \chi \alpha_n \alpha_{2,1}^* - \gamma \alpha_{2,1} + if, \quad \dot{\alpha} = d\alpha/dt, \\ \dot{\alpha}_n &= -\chi \alpha_1 \alpha_2 - \gamma_n \alpha_n + f_{n,1} + if_{n,2}, \end{aligned} \quad (16)$$

которые справедливы для взаимодействия в высокочастотном резонаторе. Коэффициенты γ_j характеризуют потери, а f и $f_{n1} + if_{n2}$ — поступление излучения извне. Источники флуктуаций временно опущены. Детерминированные источники в (16) важны для выбора режима усиления. Отметим, что аналогичный полуклассический подход использовался для описания параметрической генерации [10].

Для средних, стационарных значений суммарных и разностных (здесь классических) квадратур $p = x_1 + x_2$, $q = y_1 + y_2$, $r = x_1 - x_2$, $s = y_1 - y_2$, удовлетворяющих (12), получаем

$$\bar{y}_n = \bar{r} = \bar{s} = 0, \quad \bar{x}_n = \gamma/\chi, \quad \bar{p} = \bar{q} = f/\gamma, \quad f_{n,1} = \gamma \gamma_n / \chi, \quad f_{n,2} = \frac{1}{2} \chi (\bar{p})^2. \quad (17)$$

Линеаризованные уравнения для флуктуаций квадратуры, например, r могут быть записаны как

$$\dot{\delta r}(t) = -(\chi \bar{x}_n + \gamma) \delta r(t) + (1 - \theta^2)^{1/2} R_0(t), \quad (18)$$

или

$$\dot{\delta r}(t) = -(\chi \bar{x}_n - \gamma) \delta r(t) - (1 - \theta^2)^{1/2} R(t), \quad (19)$$

где $R_0(t)$ и $R(t)$ — флуктуации на входе и выходе регенеративного ПУ; θ — амплитудный коэффициент отражения зеркал. Через спектральную плотность флуктуаций $R(t)$ и $R_0(t)$, $S_R(\Omega)$ и $S_{R,0}(\Omega)$ выражается фактор Фано сформированного в интерферометре излучения:

$$F = S_R(\Omega) / S_{R,0}(\Omega) = \Omega^2 / (\Omega^2 + (2\gamma)^2). \quad (20)$$

Видно, что в области низких частот спектр флуктуаций соответствует субпуассоновской статистике.

Приведем оценки. Согласно (20) значение $F = 0,5$ при $\Omega_0 = 2\gamma = 2c(1-\theta)/l$, где l — длина резонатора ПУ; при $l = 10$ см и $\theta = 0,9$ $\Omega_0 \approx 5 \cdot 10^8$ Гц. При $\Omega \approx 0,1 \Omega_0$ значение $F \approx 0,01$. Однако в области очень низких частот рассматриваемый эффект подавления квантовых флуктуаций нивелируется техническими флуктуациями.

В случае использования безрезонаторного ПУ фактор Фано определяется формулой (15), для инкремента $G = 1$ $F \approx 0,13$. Напомним, что в обоих случаях должно выполняться условие (12а), которое можно преобразовать к виду $2k\tilde{n}_2 I_0 L = 1$.

Самовоздействие в пассивном резонаторе

Пусть когерентное излучение поступает в резонатор, заполненный кубично-нелинейной средой. Вместо квантового нелинейного уравнения для оператора уничтожения будем пользоваться уравнением для классической комплексной амплитуды $\alpha = S_p(\alpha\rho)$, S_p — операция следа, ρ — матрица плотности. Таким образом, будем исходить из временного уравнения для α :

$$\dot{\alpha}(t) = i\tilde{\kappa}|\alpha|^2\alpha - \gamma_1\alpha - i\gamma_2\alpha + f_1 + if_2 + \tau\xi_{\text{bx}}(t). \quad (21)$$

Здесь $\tilde{\kappa}$ — коэффициент, связанный с кубичной нелинейностью среды и ее длиной; $\tilde{\kappa} = c\kappa/L$; γ_1 и γ_2 определяют потери резонатора вследствие частичного пропускания его зеркал и отстройку частоты излучения ω от резонансной частоты ω_0 ($\gamma = \omega - \omega_0$); f_1 и f_2 характеризуют поступление излучения извне; $\xi_{\text{bx}}(t)$ учитывает поступающие квантовые флуктуации; τ — амплитудный коэффициент пропускания зеркал. Для высокодобротного резонатора $\tau^2 \approx 2\gamma_1 L/c$, L — длина резонатора. Для определенности полагаем $f_1 > 0$.

Изложенный подход справедлив для взаимодействия в высокодобротном резонаторе.

Выразим $\alpha(t)$ и $\xi_{\text{bx}}(t)$ через квадратурные компоненты: $\alpha = x + iY$, $\xi_{\text{bx}} = x_{\text{bx}} + iy_{\text{bx}}$. Тогда из (21) получаем

$$\begin{aligned} \dot{X} &= \tilde{\kappa}(X^2 + Y^2)Y - \gamma_1 X + \gamma_2 Y + f_1 + \tau x_{\text{bx}}(t); \\ \dot{Y} &= -\tilde{\kappa}(X^2 + Y^2)X - \gamma_1 Y - \gamma_2 X + f_2 + \tau y_{\text{bx}}(t). \end{aligned} \quad (22)$$

Условия стационарности для средних значений квадратур

$$f_1 = \gamma_1 \bar{X} - \gamma_2 \bar{Y} - \tilde{\kappa}(\bar{X}^2 + \bar{Y}^2)\bar{Y}, \quad f_2 = \gamma_1 \bar{Y} + \gamma_2 \bar{X} + \tilde{\kappa}(\bar{X}^2 + \bar{Y}^2)\bar{X}. \quad (23)$$

Линеаризованные уравнения для флуктуаций квадратур

$$\begin{aligned} \delta\dot{X} &= (2\tilde{\kappa}\bar{X}\bar{Y} - \gamma_1)\delta X + [\tilde{\kappa}(\bar{X}^2 + 3\bar{Y}^2) + \gamma_2]\delta Y + \tau x_{\text{bx}}(t), \\ \delta\dot{Y} &= -(2\tilde{\kappa}\bar{X} + \gamma_1)\delta Y - [\tilde{\kappa}(3\bar{X}^2 + \bar{Y}^2) + \gamma_2]\delta X + \tau y_{\text{bx}}(t). \end{aligned} \quad (24)$$

Выражения, включающие флуктуации на выходе резонатора, можно получить, воспользовавшись методом «обращения во времени» [11]. В этом случае вместо (24) имеем

$$\begin{aligned} \delta\dot{X} &= (2\tilde{\kappa}\bar{X}\bar{Y} + \gamma_1)\delta X + [\tilde{\kappa}(\bar{X}^2 + 3\bar{Y}^2) - \gamma_2]\delta Y - \tau x_{\text{вых}}(t); \\ \delta\dot{Y} &= -(2\tilde{\kappa}\bar{X}\bar{Y} - \gamma_1)\delta Y - [\tilde{\kappa}(3\bar{X}^2 + \bar{Y}^2) - \gamma_2]\delta X - \tau y_{\text{вых}}(t). \end{aligned} \quad (25)$$

Переходя в (24), (25) к Фурье-спектру и выражая флуктуации на выходе через входные, после довольно громоздких преобразований получаем

$$x_{\text{вых}}(\Omega) = [\nu(\Omega)x_{\text{вх}}(\Omega) + \eta(\Omega)y_{\text{вх}}(\Omega)]/\mu(\Omega); \quad (26)$$

$$\mu(\Omega) = P_1(\Omega) + P_2(\Omega) + i2\gamma_1(\Omega)(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)\bar{X}\bar{Y} + 4\gamma_2\tilde{\kappa}(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)(\bar{X}^2 + \bar{Y}^2);$$

$$\nu(\Omega) = Q_1(\Omega) + Q_2(\Omega) + 4\gamma_1\tilde{\kappa}(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)\bar{X}\bar{Y} + 2\gamma_2\tilde{\kappa}(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)(\bar{X}^2 - \bar{Y}^2);$$

$$\eta(\Omega) = 2(\gamma_1^2 + \gamma_2^2)[\gamma_1\tilde{\kappa}(\bar{X}^2 + 3\bar{Y}^2) - \gamma_2(i\Omega - 2\tilde{\kappa}\bar{X}\bar{Y})];$$

$$P_{1,2}(\Omega) = \gamma_{1,2}^2 [\gamma_{1,2}^2 + \gamma_{2,1}^2 - \Omega^2 + 3\tilde{\kappa}^2 (\bar{X}^2 + \bar{Y}^2)^2];$$

$$Q_{1,2}(\Omega) = \gamma_{1,2}^2 [\gamma_{1,2}^2 + \gamma_{2,1}^2 + \Omega^2 - 3\tilde{\kappa}^2 (\bar{X}^2 + \bar{Y}^2)^2].$$

Выражение для $y_{\text{вых}}(\Omega)$ имеет аналогичную структуру.

Если в резонатор поступает излучение в когерентном состоянии, то спектральная плотность $S_{\text{вх}}^{(x)}(\Omega) = S_{\text{вх}}^{(y)}(\Omega)$. Отношение спектров, например, компоненты x

$$R(\Omega) = S_{\text{ввых}}^{(x)}(\Omega) / S_{\text{вх}}^{(x)}(\Omega) = (|\nu|^2 + |\gamma_1|^2) / |\mu|^2. \quad (27)$$

Оптимальное сжатие шума на выходе ($R(\Omega) = 0$) достигается, когда $\nu = \eta = 0$, что возможно на частоте $\Omega = 0$ при выполнении условий

$$\gamma_1 = -2\tilde{\kappa}\bar{X}\bar{Y}, \quad \gamma_2 = \tilde{\kappa}(\bar{X}^2 + 3\bar{Y}^2). \quad (28)$$

При этом должно быть

$$f_1 = -4\tilde{\kappa}\bar{Y}(\bar{X}^2 + \bar{Y}^2), \quad f_2 = 2\tilde{\kappa}\bar{X}(\bar{X}^2 + \bar{Y}^2). \quad (29)$$

В рассматриваемом случае зависимость сжатия от частоты имеет вид

$$R(\Omega) = \frac{\Omega^2 (\Omega^2 + 4\gamma_2^2)}{[\Omega^2 - 8\gamma_2\tilde{\kappa}(\bar{X}^2 + \bar{Y}^2)]^2 + 4\gamma_1^2 \Omega^2}. \quad (30)$$

График функции (30) для случая $\bar{X} = \bar{Y}$ изображен на рис. 4.

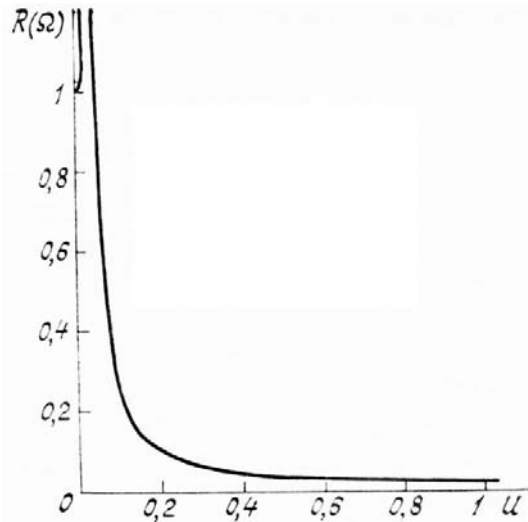


Рис. 4. Зависимость коэффициента сжатия $R(\Omega) = S_{\text{ввых}}^{(x)}(\Omega) / S_{\text{вх}}^{(x)}(\Omega)$ от $(\tilde{\kappa}\bar{X}^2 / \Omega)^2 u$

Из рисунка видно, что существует верхняя частота $\Omega_{\text{кр}}$, определяемая из $R(\Omega_{\text{кр}}) = 1$, выше которой сжатие невозможно. В области низких частот

$$R(\Omega) = \Omega^2 / [4\tilde{\kappa}(\bar{X}^2 + \bar{Y}^2)]^2. \quad (31)$$

Таким образом, низкочастотные флуктуации эффективно подавляются и реализуется глубокое сжатие. Если же $|\bar{X}| \gg |\bar{Y}|$, то выходящее из резонатора излучение может оказаться субпуассоновским.

Пусть $\omega = \omega_0(\gamma_2 = 0)$. Оптимальное сжатие при этом условии не реализуется, однако возникновение здесь субпуассоновской статистики фотонов особенно наглядно. Согласно (26), (27) флуктуации на выходе минимизируются, когда

$$\Omega^2 = 3\tilde{x}^2\bar{X}^4 - \gamma_1^2, \bar{Y} = 0. \quad (32)$$

При этом реализуется трехкратное сжатие:

$$S_{\text{вых}}^{(x)}(\Omega) = \frac{1}{3} S_{\text{вх}}^{(x)}(\Omega).$$

Дисперсия флуктуаций интенсивности $\langle(\delta I)^2\rangle \approx 4\bar{X}^2 S_{\text{вых}}^{(x)}(\Omega)$ также меньше втрое, чем в когерентном состоянии. Итак, статистика фотонов на выходе нелинейного резонатора оказывается субпуассоновской.

В заключение подчеркнем перспективы практической реализации рассмотренных методов формирования неклассических состояний излучения, обусловленные сочетанием сравнительной простоты и высокой эффективности подавления квантовых флуктуаций.

1. Ritze H. H., Bandilla A. // Opt. Commun. 1978. V. 29. P. 126; 1979. V. 30. P. 125.
2. Kielich S., Tanas R. // Monographs in Physics. V. 7. Quant. Opt. Warszawa: Osselineum, 1985. P. 275–287.
3. Risken H., Vogel K. // Lecture Notes in Physics. Fundamentals of Quant. Opt. Springer-Verlag, 1987. P. 225–239.
4. Gerry C., Rodrigues S. // Phys. Rev. A. 1987. V. 35. P. 4440.
5. Yamamoto Y., Machida S., Imoto N. et al. // J. Soc. Amer. B. 1987. V. 4. № 10. P. 1645–1622.
6. Reynaud S., Giacobino E. // J. Phys. (Fr.), 1988. V. 49. Col. C2, Suppl. № 6. C2-477.
7. Белинский А. В., Чиркин А. С. // Квантовая электроника. 1989. Т. 16. С. 889–891.
8. Squeezed states of electromagnetics field // J. Soc. Amer. B. 1987. V. 4. № 10. Special issue. P. 1452–1741.
9. Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. 266 с.
10. Reynaud S., Fabre C., Giacobino E. // J. Soc. Amer. B. 1987. V. 4. № 10. P. 1520–1524.
11. Collet M., Gardiner C. // Phys. Rev. A. 1984. V. 30. P. 1386–1391.

Московский государственный университет
им. М.В. Ломоносова

Поступила в редакцию
10 января 1990 г.

A. V. Belinskii, A. S. Chirkin. **Formation of Nonclassical Optical Fields at Self-Action.**

The methods for suppressing quantum fluctuations and creating compressed states using the phase self-modulation phenomenon are discussed. In contrast to traditional techniques based on the use of parametric processes the methods discussed do not require the phase synchronism. Furthermore, the effects discussed in the paper enable one to form intense optical fields with nonclassical properties, that is to create macroscopic sources of radiation with the particularly quantum properties.