

Оптический параметрический генератор с ячейкой поглощения

Е.А. Титов^{1,2}, Н.Е. Кафидова²

¹Институт Лазерной физики СО РАН, Новосибирск, Россия

²Новосибирский государственный технический университет, Новосибирск, Россия

Аннотация. В работе выведено уравнение для матрицы плотности в представлении Вигнера, которое описывает оптический параметрический генератор в вырожденном режиме ниже порога генерации. Используя это уравнение найдены дисперсии для квадратурных операторов поля внутри резонатора, спектральные плотности двухвременных корреляторов квадратур для поля вне резонатора. Решена задача о ПГ с ячейкой поглощения внутри резонатора. Резонансное поглощение считалось слабым.

Ключевые слова: лазерная физика, оптика, генерация, резонатор, поглощение

ВВЕДЕНИЕ

Сжатые состояния света дают возможность преодолеть квантовый предел в оптических измерениях, делая фазозависимые измерения, в которых используется только квадратура поля с уменьшенными квантовыми флуктуациями. В 90-ые годы сжатые состояния и их экспериментальное наблюдение и приложения были подвергнуты всесторонним исследованиям, которые были суммированы в нескольких обзорах и книгах [1-4]. Нас интересует приложение к нелинейной лазерной спектроскопии сверхвысокого разрешения, поскольку использование сжатых состояний позволяет сильно увеличить отношение сигнал/шум. Перестраиваемый источник сжатого света [5] был использован для спектроскопических измерений атомного цезия. Относительно дробового шума, связанного с вакуумными флуктуациями, увеличенная чувствительность продемонстрирована для наблюдения резонанса насыщенного поглощения с увеличением сигнал /шум на порядок [6].

В настоящей работе мы рассматриваем следующие задачи. В параметрическом генераторе пучок накачки взаимодействует с нелинейным кристаллом, помещенным в резонатор, генерируя сигнальный и холостой пучки. Поскольку частоты сигнальной и холостой мод совпадают, генератор работает в вырожденном режиме. Обычно для описания параметрического генератора в вырожденном режиме ниже порога используются уравнения для операторов рождения и уничтожения в представлении Гейзенберга. Ниже для описания работы параметрического генератора выводится уравнение для матрицы плотности поля в представлении Вигнера. Решая это уравнение в стационарном случае, в подпороговом режиме получены дисперсии квадратур поля внутри резонатора. Используя уравнение для матрицы плотности была найдена спектральная плотность корреляторов квадратур для поля вне резонатора. Согласно [4], двухвременная корреляционная функция выходного поля связана с определенной функцией поля внутри резонатора.

В последнем пункте статьи решена задача о параметрическом генераторе с ячейкой поглощения, где поглощение учитывается в линейном приближении.

1. МАТРИЦА ПЛОТНОСТИ В ПРЕДСТАВЛЕНИИ ВИГНЕРА

В работе [7], используя трактовку вторичного квантования, введенную М. Лэксом для описания внутреннего состояния одиночной системы, методами квантовой теории поля построена матрица плотности осциллятора. Получены уравнения для матрицы плотности, использованные в квантовой теории лазера. Уравнения выведены в «координатном» q – представлении, что дает возможность построить матрицу плотности осциллятора в произвольном представлении.

Таким образом, дана матрица плотности в «координатном» представлении $D(q_1, q_2)$ [7].

В представлении Вигнера будем иметь:

$$D(q_1, q_2) = \int dp e^{ip(q_1 - q_2)} W((q_1 + q_2)/2, p), \quad (1)$$

Дальше $D(q_1, q_2) = D(1, 2)$. Операторы уничтожения и рождения в координатном представлении имеют вид:

$$a = \alpha(\Omega q + \hbar \nabla_q), \quad a^+ = \alpha(\Omega q - \hbar \nabla_q), \\ \alpha = 1 / \sqrt{2\hbar\Omega}, \quad \nabla_q = \partial / \partial q. \quad (2)$$

Определим, как действуют операторы a^+, a на матрицу плотности в представлении Вигнера. Имеем

$$a_1 D(1, 2) = \int dp \alpha(\Omega q_1 + \hbar \nabla_{q_1}) e^{ip\rho} W(R, p) = \\ = \int dp e^{ip\rho} b_1 W(R, p) \quad (3)$$

где

$$b_1 = a_R + a_p, \quad a_R = \alpha(\Omega R + \frac{\hbar}{2} \nabla_R), \quad a_p = \\ = i\alpha(p + \frac{\hbar\Omega}{2} \nabla_p), \quad R = (q_1 + q_2)/2, \quad \rho = q_1 - q_2$$

$$a_1^+ D(1, 2) = \int dp e^{ip\rho} b_1^+ W(R, p),$$

$$b_1^+ = a_R^+ + a_p^+, a_R^+ = \alpha(\Omega R - \frac{\hbar}{2} \nabla_R), a_p^+ =$$

$$= -i\alpha(p - \frac{\hbar\Omega}{2} \nabla_p)$$

$$a_2 D(1, 2) = \int dp e^{ip\rho} b_2 W(R, p),$$

$$a_2^+ D(1, 2) = \int dp e^{ip\rho} b_2^+ W(R, p), b_2 = a_R - a_p,$$

$$b_2^+ = a_R^+ - a_p^+.$$

Введем обозначения:

$\alpha\Omega R = y_1, \alpha p = y_2$. Тогда для операторов получим выражения:

$$b_1 = y_1 + \frac{1}{4} \nabla_{y_1} + i(y_2 + \frac{1}{4} \nabla_{y_2}),$$

$$b_1^+ = y_1 - \frac{1}{4} \nabla_{y_1} - i(y_2 - \frac{1}{4} \nabla_{y_2}),$$

$$b_2 = y_1 + \frac{1}{4} \nabla_{y_1} - i(y_2 + \frac{1}{4} \nabla_{y_2}),$$

$$b_2^+ = y_1 - \frac{1}{4} \nabla_{y_1} + i(y_2 - \frac{1}{4} \nabla_{y_2}),$$
(4)

Вывод уравнений удобно производить в комплексных переменных:

$$z = y_1 + iy_2, \bar{z} = y_1 - iy_2.$$

Тогда:

$$b_1 = z + \frac{1}{2} \bar{\nabla}, b_1^+ = \bar{z} - \frac{1}{2} \nabla,$$

$$b_2 = \bar{z} + \frac{1}{2} \nabla, b_2^+ = z - \frac{1}{2} \bar{\nabla},$$

$$\nabla = \partial / \partial z, \bar{\nabla} = \partial / \partial \bar{z}.$$
(5)

2. ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ГЕНЕРАТОР В ПОДПОРОВОМ РЕЖИМЕ

Гамильтониан, описывающий вырожденный параметрический усилитель, в представлении взаимодействия имеет вид [3,4]

$$H = -i \frac{\gamma}{2} (a^2 - a^{+2})$$
(6)

a, a^+ - операторы уничтожения и рождения, γ - константа, пропорциональная нелинейной восприимчивости 2- порядка для кристалла и амплитуде внешнего поля. Переход в представление взаимодействия можно рассматривать как переход в систему отсчета вращающаяся с собственной частотой резонатора. Согласно

$$\langle Y_1^2 \rangle = \frac{\sqrt{aa}}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dy_1 dy_2 (2y_1 + i \frac{\partial}{\partial y_2})^2 W_0(y_1, y_2) = \frac{4}{2a_1} = \frac{\nu}{\nu - \gamma}$$

[7], уравнение для матрицы плотности в представлении Вигнера будет иметь вид:

$$\dot{W} = \frac{\gamma}{2} (b_2^{+2} - b_2^2) W - \frac{\gamma}{2} (b_1^2 - b_1^{+2}) W =$$
(7)

$$= -\gamma (\bar{\nabla} z + \nabla \bar{z}) W$$

Член релаксации:

$$\dot{W} = \nu (\nabla z + \bar{\nabla} \bar{z} + \bar{\nabla} \nabla) W$$
(8)

где 2ν - ширина линии пропускания резонатора, и полное уравнение:

$$\dot{W} = (-\gamma (\bar{\nabla} z + \nabla \bar{z}) + \nu (\nabla z + \bar{\nabla} \bar{z} + \bar{\nabla} \nabla)) W$$
(9)

Возвращаясь к переменным y_1, y_2 :

$$z = y_1 + iy_2, \bar{z} = y_1 - iy_2, \nabla = \frac{1}{2} (\partial / \partial y_1 - i \partial / \partial y_2),$$

$$\bar{\nabla} = \frac{1}{2} (\partial / \partial y_1 + i \partial / \partial y_2)$$
(10)

получим

$$\dot{W} = \frac{\partial}{\partial y_1} y_1 (\nu - \gamma) W +$$

$$+ \frac{\partial}{\partial y_2} y_2 (\nu + \gamma) W + \frac{\nu}{4} (\frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2}) W$$
(11)

В стационарном состоянии для равных нулю потоков имеем

$$W_0(y_1, y_2) = W_0(y_1) W_0(y_2),$$

$$y_1 (\nu - \gamma) W_0(y_1) + \frac{\nu}{4} \frac{\partial W_0(y_1)}{\partial y_1} = 0,$$

$$y_2 (\nu + \gamma) W_0(y_2) + \frac{\nu}{4} \frac{\partial W_0(y_2)}{\partial y_2} = 0$$

$$W_0(y_1, y_2) = \frac{\sqrt{a_1 a_2}}{\pi} e^{-a_1 y_1^2 - a_2 y_2^2}, a_{1,2} = 2 \frac{\nu \mp \gamma}{\nu}$$

Тогда

$$\langle y_{1,2} \rangle = 0, \langle y_{1,2}^2 \rangle = \frac{1}{2a_{1,2}}.$$
(12)

Введем квадратурные эрмитовы операторы поля

$$Y_1 = \hat{a} + \hat{a}^+, Y_2 = \frac{\hat{a} - \hat{a}^+}{i},$$

где $Y_{1,2}$ - пропорциональны безразмерным операторам координаты и импульса осциллятора поля. В переменных $y_{1,2}$ имеем

В переменных $y_{1,2}$ имеем

$$Y_1 = 2y_1 + \frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial y_2}, Y_2 = 2y_2 - \frac{i}{2} \frac{\partial}{\partial y_1},$$

$$\langle Y_2^2 \rangle = \frac{\nu}{\nu + \gamma}, \text{ когда } \gamma \leq \nu, \quad \langle Y_2^2 \rangle = \frac{1}{2},$$

то есть испытывает 50% сжатие внутри резонатора [3, 4].

3. СПЕКТРАЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВЫХОДНОГО ПОЛЯ

Зависящие от времени квадратурные амплитуды поля внутри резонатора есть

$$Y_1(t) = \hat{a}(t) + \hat{a}^+(t), \quad Y_2(t) = -i(\hat{a}(t) - \hat{a}^+(t)),$$

где $\hat{a}(t), \hat{a}^+(t)$ операторы в гейзенберговском представлении с гамильтонианом (4). Соответствующие эрмитовы корреляторы запишем в виде [4]

$$G_{1,2}(t) = \pm \left\langle \left(\hat{a}(t)\hat{a}(0) + \hat{a}^+(0)\hat{a}^+(t) \pm \hat{a}^+(t)\hat{a}(0) \pm \hat{a}^+(0)\hat{a}(t) \right) \right\rangle \quad (13)$$

где $\langle \dots \rangle$ - знак среднего. Согласно выводу, сделанному в [4], двухвременные корреляторы $Y_i(t)Y_i(t')$ для квадратур внутри резонатора упорядоченные определенным образом будут определять корреляторы вне резонатора. Для этого необходимо записать $Y_i(t)Y_i(t')$ в виде нормального произведения, для $a(t)a(t')$ расположить операторы в хронологическом порядке, для $a^+(t)a^+(t')$ в обратном хронологическом порядке и усреднить. Спектральную плотность корреляторов внутри резонатора определим как

$$G_{1,2}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\omega t} G_{1,2}(t),$$

а спектральная плотность вне резонатора есть

$$S_{1,2}(\omega) = 2\nu G_{1,2}(\omega), \quad (14)$$

где 2ν - ширина линии пропускания резонатора. Спектр определяется относительно частоты резонатора, так что $\omega = 0$ соответствует частоте резонатора [4].

Имеем набор следующих средних:

$$\begin{aligned} Sp(a(t)a(0)\hat{D}_0) &= Sp(e^{iHt} a(0)e^{-iHt} a(0)\hat{D}_0) = \\ &= Sp(a(0)\hat{D}(t)), \\ \hat{D}(t) &= e^{-iHt} a(0)\hat{D}_0 e^{iHt}, \end{aligned}$$

$\hat{D}(0) = a(0)\hat{D}_0$, где \hat{D}_0 - начальная матрица плотности системы.

$$\begin{aligned} Sp(a^+(0)a^+(t)\hat{D}_0) &= Sp(a^+(0)e^{-iHt} \hat{D}_0 a^+(0)e^{iHt}) = \\ &= Sp(a^+(0)\hat{D}(t)), \end{aligned}$$

$$\hat{D}(t) = e^{-iHt} \hat{D}_0 a^+(0) e^{iHt}.$$

$$\hat{D}(0) = \hat{D}_0 a^+(0),$$

$$Sp(a^+(t)a(0)\hat{D}_0) = Sp(a^+(0)\hat{D}(t)),$$

$$Sp(a^+(0)a(t)\hat{D}_0) = Sp(a(0)\hat{D}(t)). \quad (15)$$

Переходя в этих выражениях к представлению Вигнера, получим матрицы плотности $W(y_1, y_2, t), \tilde{W}(y_1, y_2, t)$, которые удовлетворяют тому же нестационарному уравнению, что $W_0(y_1, y_2, t)$ (11) с соответствующими начальными условиями: $W(0) = b_1 W_0$ и $\tilde{W}(0) = b_2 W_0$. Таким образом, уравнения для $W(y_1, y_2, t)$ и $\tilde{W}(y_1, y_2, t)$ имеют вид $(\tau = \nu t / 4)$

$$\begin{aligned} \dot{W}(y_1, y_2, \tau) &= \frac{\partial}{\partial y_1} 2a_1 y_1 W + \frac{\partial^2 W}{\partial y_1^2} + \\ &+ \frac{\partial}{\partial y_2} 2a_2 y_2 W + \frac{\partial^2 W}{\partial y_2^2} \end{aligned} \quad (15)$$

$W(y_1, y_2, 0) = b_1 W_0$, выражение для оператора b_1 см. (4). Тогда

$$W(y_1, y_2, 0) = \left[\left(1 - \frac{a_1}{2}\right) y_1 + i \left(1 - \frac{a_2}{2}\right) y_2 \right] W_0 \quad (16)$$

Уравнение для \tilde{W} идентично уравнению для W с начальным условием

$$\tilde{W}(y_1, y_2, 0) = b_2 W_0,$$

$$\tilde{W}(y_1, y_2, 0) = \left[\left(1 - \frac{a_1}{2}\right) y_1 - i \left(1 - \frac{a_2}{2}\right) y_2 \right] W_0, \quad (17)$$

Следуя работе [8] (см. также [9]), мы считаем что нестационарные величины мало отличаются от стационарных, так что можно представить $W(\tau), \tilde{W}(\tau)$ в виде разложения по малым $|y_{1,2}| \ll 1$. Таким образом:

$$W(y_1, y_2, \tau) = \chi_1(\tau)b_1W_0 + \chi_2(\tau)b_2W_0, \\ \chi_1(0) = 1, \chi_2(0) = 0,$$

$$\tilde{W}(y_1, y_2, \tau) = \tilde{\chi}_1(\tau)b_2W_0 + \tilde{\chi}_2(\tau)b_1W_0, \\ \tilde{\chi}_1(0) = 1, \tilde{\chi}_2(0) = 0. \quad (18)$$

То что в [8,9] разложение по малым флуктуациям ведется на фоне больших средних значений не должно смущать, поскольку мы можем формально ввести средние $\langle y_{1,2} \rangle \neq 0$, сделать разложение и положить $\langle y_{1,2} \rangle = 0$. Результаты совпадают. Используя (18), для $G_{1,2}(\tau)$ получим

$$G_1 = A_1\chi_1 + A_2\chi_2 + A_3\tilde{\chi}_1 + A_4\tilde{\chi}_2 + A_4\tilde{\chi}_1 + A_3\tilde{\chi}_2 + A_2\tilde{\chi}_1 + A_1\tilde{\chi}_2,$$

$$G_2 = -(A_1\chi_1 + A_2\chi_2 - A_3\tilde{\chi}_1 - A_4\tilde{\chi}_2 + A_4\tilde{\chi}_1 + A_3\tilde{\chi}_2 - A_2\tilde{\chi}_1 - A_1\tilde{\chi}_2). \quad (19)$$

$$A_1 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dy_1 dy_2 b_1^2 W_0 = \frac{1}{2a_1} \left(1 - \frac{a_1}{2}\right) - \frac{1}{2a_2} \left(1 - \frac{a_2}{2}\right),$$

$$A_2 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dy_1 dy_2 b_1 b_2 W_0 = \frac{1}{2a_1} \left(1 - \frac{a_1}{2}\right) + \frac{1}{2a_2} \left(1 - \frac{a_2}{2}\right),$$

$$A_3 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dy_1 dy_2 b_1^+ b_1 W_0 = \frac{1}{2a_1} \left(1 - \frac{a_1}{2}\right) + \frac{1}{2a_2} \left(1 - \frac{a_2}{2}\right),$$

$$A_4 = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dy_1 dy_2 b_1^+ b_2 W_0 = \frac{1}{2a_1} \left(1 - \frac{a_1}{2}\right) - \frac{1}{2a_2} \left(1 - \frac{a_2}{2}\right). \quad (20)$$

Подставляя разложения (18) в уравнение (15), получим уравнения для $\chi_{1,2}(t)$:

$$\dot{\chi}_1 = -\nu\chi_1 + \gamma\chi_2, \quad \dot{\chi}_2 = \gamma\chi_1 - \nu\chi_2 \quad (21)$$

Здесь производная по времени $t = 4\tau / \nu$. Решая систему (21) методом одностороннего преобразования Фурье, получим систему алгебраических уравнений для величин

$$\chi_{1,2}^+(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{\infty} dt \chi_{1,2}(t) e^{i\omega t}$$

Тогда $\chi_{1,2}(\omega) = 2 \operatorname{Re} \chi_{1,2}^+(\omega)$ и простое вычисление дает

$$\chi_1(\omega) = 2 \operatorname{Re} \frac{i\omega + \nu}{\Delta}, \quad \chi_2(\omega) = 2 \operatorname{Re} \frac{\gamma}{\Delta}, \\ \Delta = (i\omega + \nu + \gamma)(i\omega + \nu - \gamma)$$

Кроме того, вычисления показывают, что $\tilde{\chi}_{1,2} = \chi_{1,2}$.

Тогда

$$G_1(\omega) = 4 \frac{1}{2a_1} \left(1 - \frac{a_1}{2}\right) (\chi_1(\omega) + \chi_2(\omega)) = \frac{2\gamma}{\omega^2 + (\nu - \gamma)^2},$$

$$G_2(\omega) = 4 \frac{1}{2a_2} \left(1 - \frac{a_2}{2}\right) (\chi_1(\omega) - \chi_2(\omega)) = -\frac{2\gamma}{\omega^2 + (\nu + \gamma)^2} \quad (22)$$

$$S_{1,2}(\omega) = \pm \frac{4\nu\gamma}{\omega^2 + (\nu \mp \gamma)^2}$$

Из (14) имеем

Вне резонатора необходимо добавить спектр дробового шума, связанного с вакуумными флуктуациями [4], то есть

$$S_{1,2}^{out}(\omega) = 1 + S_{1,2}(\omega)$$

Этот результат совпадает с ответом из [4], который был получен другим способом.

4. ЯЧЕЙКА ПОГЛОЩЕНИЯ

Чтобы учесть влияние ячейки поглощения на сжатие квадратур $Y_{1,2}$, добавим к гамильтониану (6) член, учитывающий резонансное взаимодействие поля в резонаторе с системой N неподвижных двухуровневых атомов с частотой $\omega_{21} > 0$.

Имеем

$$H' = -\sum_k g_k (a^+ \sigma_-^k + a \sigma_+^k) \quad (23)$$

Константы связи g_k зависят от пространственной структуры поля. В случае неподвижных атомов можно положить $g_k = g = d\varepsilon_{ph} / \sqrt{2}, d$ – дипольный матричный элемент перехода, $\varepsilon_{ph} = (4\pi\omega_{21} / V)^{1/2}$ напряженность поля фотона, V – объем резонатора, $\hbar = 1$, σ_{\pm} – матрицы Паули. Частота генерации в нашем случае совпадает с частотой резонатора и мы считаем, что резонатор настроен на частоту перехода ω_{21} , то есть, все расстройки равны нулю.

Вывод уравнений для матрицы плотности осциллятора в представлении Глаубера сделан в [10] (см. также [7]). Если использовать в представлении Вигнера комплексные переменные (5), то вывод аналогичен выводу системы уравнений в [10,7]. Мы хотим учесть влияние линейного поглощения. Ниже выписаны полная совместная система уравнений для матрицы плотности квантового осциллятора и двухуровневой системы в представлении Вигнера. Необходимость в исследовании такой полной системы состоит в том, что возникает вклад в коэффициент диффузии из-за линейного поглощения, который нужно учесть. При анализе этой системы уравнений все эффекты, связанные с насыщением перехода в двухуровневой системе, будут отброшены. Кроме того, мы будем считать, что параметр $\nu / \Gamma \ll 1$, где Γ – однородная полуширина линии атома. В результате получим

$$i\dot{W}(z, \bar{z}, t) = -\nabla \sum_k g r_{21k} W(z, \bar{z}, t) + \bar{\nabla} \sum_k g r_{12k} W(z, \bar{z}, t) \quad (24)$$

$$\dot{r}_{21k} + \Gamma r_{21k} = -igzr_{3k} - ig \frac{\bar{\nabla} W}{2W}$$

$$\dot{r}_{3k} + \Gamma r_{3k} = \Gamma - 2ig(\bar{z}r_{21k} - zr_{12k}),$$

где r_{21k}, r_{12k} – недиагональные матричные элементы матрицы плотности атома ($r_{12k} = \bar{r}_{21k}$), $r_{3k} = r_{11k} - r_{22k}$ – разность диагональных матричных элементов нижнего и верхнего уровней ($r_{11k} + r_{22k} = 1$). В стационарном случае, в линейном приближении по поглощению имеем

$$r_{3k} = 1, \quad r_{21k} = -igz / \Gamma - ig / \Gamma \frac{\bar{\nabla} W}{2W} \quad (25)$$

Добавляя в уравнение (24) члены из гамильтониана (7) и потери, получим в стационарном случае

$$-\gamma(\nabla \bar{z} + \bar{\nabla} z)W_0 + \nu(\nabla z + \bar{\nabla} \bar{z} + \bar{\nabla} \nabla)W_0 + i(gNr_{21} - i(gN\bar{r}_{21})W_0 = 0 \quad (26)$$

$$gNr_{21} = -i \frac{g^2 N}{\Gamma} z - i \frac{g^2 N}{\Gamma} \frac{\bar{\nabla} W_0}{2W_0} =$$

$$\text{где} \quad = -i \frac{\alpha_0 c}{2} (z + \frac{\bar{\nabla} W_0}{2W_0}), \quad (27)$$

где $\alpha_0 = g^2 N / \Gamma$ – ненасыщенный коэффициент поглощения в центре линии на единицу длины. Возвращаясь к переменным $y_{1,2}$, получим уравнение для W_0

$$\frac{\partial}{\partial y_1} y_1 (\nu + \alpha_0 c / 2 - \gamma) W_0 + \frac{\partial}{\partial y_2} y_2 (\nu + \alpha_0 c / 2 + \gamma) W_0 + \frac{\nu + \alpha_0 c / 2}{4} (\frac{\partial^2}{\partial y_1^2} + \frac{\partial^2}{\partial y_2^2}) W_0 = 0 \quad (28)$$

Линейное поглощение при резонансном взаимодействии перенормирует потери в резонаторе и коэффициент диффузии. Коэффициенты $a_{1,2}$ (12) в этом случае равны

$$a_{1,2} = 2 \frac{\nu + \alpha_0 c / 2 \mp \gamma}{\nu + \alpha_0 c / 2}$$

Таким образом, линейное поглощение разрушает сжатие, но обратимым образом – увеличение накачки γ восстанавливает сжатие.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выведено уравнение для матрицы плотности оптического параметрического генератора с ячейкой поглощения ниже порога генерации. Показано, что поглощение в стационарном случае уменьшает сжатие, но увеличение накачки позволяет его восстановить. Учет эффекта насыщения поглощения сильно усложняет картину и пока не анализировался.

ЛИТЕРАТУРА

[16] J. Opt. Soc. Am. // 1987. v.B4, no. 10.

- [17] Davidovich L. // Rev. Mod. Phys.. 1996, v. 68, no. 1, p. 127
[18] Скалли М.О., Зубайри М.С. Квантовая оптика. ФМ: Москва, 2003
[19] Walls D.F., Milburn G.J. Quantum Optics. Springer-Verlag, 1995
[20] Wu Ling-Au, Xiao Min, Kimble H.J. //J. Opt. Soc. Am.. 1987, v. 4, no. 10, p. 1465
[21] Polzik E.S., Carri J., Kimble H.J. // Phys. Rev. letts. 1992, v. 68, no. 20, p. 3020
[22] Titov E.A. // Laser Phys., 2002. v. 12, no. 9, p. 1273
[23] Казанцев А.П.// ЖЭТФ. 1971, т. 61, no. 11, с. 1790
[24] Багаев С.Н., Курбатов А.А., Титов Е.А. // Квант. электр.. 1997, т. 29, no. 10, с. 901; Vagayev S.N., Kurbatov A.A., Titov E.A. // Laser Phys. . 1997, v. 7, no. 5, p. 1091
[25] Казанцев А.П., Сурдутович Г.И. // ЖЭТФ. 1969, т. 56, no. 6, с. 2001



Наталья Евгеньевна Кафидова – Старший преподаватель кафедры Лазерных систем НГТУ. Новосибирск, проспект К. Маркса, д.20.

E-mail: kafidova@corp.nstu.ru

Евгений Анатольевич Титов – доктор физ.-мат наук, профессор, главный научный сотрудник ИЛФ СО РАН.

Новосибирск, просп. Лаврентьева 15Б.

E-mail: ls@ftf.nstu.ru

Статья получена 14.06.2023.

Optical Parametric Oscillator with Absorption Cell

E.A. Titov^{1,2}, N.E. Kafidova²

¹Institute of Laser Physics SB RAS, Novosibirsk, Russia

²Novosibirsk State Technical University, Novosibirsk, Russia

Abstract. The paper derives an equation for the density matrix in the Wigner representation, which describes an optical parametric oscillator in a degenerate mode below the generation threshold. Using this equation, the dispersions for quadrature field operators inside the resonator and the spectral densities of two-time quadrature correlators for the field outside the resonator are found. The problem of PG with an absorption cell inside the resonator has been solved. The resonant absorption was considered to be weak.

Key words: laser physics, optics, generation, resonator, absorption

REFERENCES

- [1] J. Opt. soc. Am. // 1987. v.B4, no. 10.
[2] Davidovich L. // Rev. Mod. Phys.. 1996, v. 68, no. 1, p. 127
[3] Scully M.O., Zubairy M.S. quantum optics. FM: Moscow, 2003
[4] Walls D.F., Milburn G.J. Quantum Optics. Springer-Verlag, 1995
[5] Wu Ling-Au, Xiao Min, Kimble H.J. //J. Opt. soc. Am.. 1987, v. 4, no. 10, p. 1465
[6] Polzik E.S., Carri J., Kimble H.J. // Phys. Rev. letts. 1992, v. 68, no. 20, p. 3020
[7] Titov E.A. // Laser Phys., 2002. v. 12, no. 9, p. 1273
[8] A.P. Kazantsev// ZhETF. 1971, v. 61, no. 11, p. 1790
[9] Bagaev S.N., Kurbatov A.A., Titov E.A. // Quantum. electr.. 1997, v. 29, no. 10, p. 901; Bagayev S.N., Kurbatov A.A., Titov E.A. // Laser Phys. . 1997, v. 7, no. 5, p. 1091

[10] Kazantsev A.P., Surdurovich G.I. // ZhETF. 1969, v. 56, no. 6, p. 2001.



Natalya Kafidova - Senior Lecturer of the Department of Laser Systems, NSTU. Novosibirsk, Prospekt K. Marx, 20.

E-mail: kafidova@corp.nstu.ru

Evgeny Titov – Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Chief Researcher, ILP SB RAS.

Novosibirsk, ave. Lavrent'eva 15B.

E-mail: ls@ftf.nstu.ru

The paper has been received on 14/06/2023.