

Численное моделирование эволюции сильного 0π -импульса и формирования оптического бризера на неоднородно уширенном резонансном квантовом переходе

О.М.Паршков

В приближении медленных огибающих численно исследовано взаимодействие достаточно интенсивного 0π -импульса с неоднородно уширенным резонансным квантовым переходом. Описано формирование одиночного оптического бризера и связанное с ним движение населённости энергетических уровней. Обнаружено, что в квазирезонансном случае вместо бризера на большом расстоянии возникают два разночастотных 2π -импульса одинаковой длительности. Частотная модуляция также препятствует формированию бризера, вызывая появление одного 2π -импульса или двух разночастотных 2π -импульсов разной длительности. Приведены результаты численного анализа известного эксперимента по наблюдению 0π -импульса в кристалле рубина. Показано, что в этом эксперименте из-за наличия необратимой релаксации регистрировался оптический бризер в стадии превращения его в слабый 0π -импульс.

Ключевые слова: неоднородное уширение, 0π -импульс, оптический бризер, квазирезонанс, частотная модуляция.

1. Введение

Явление самоиндуцированной прозрачности (СИП) с момента появления в 1967 г. пионерской работы [1] привлекает постоянное внимание. Итоги первых этапов изучения СИП описаны в ряде обзоров (см., напр., [2, 3]). Уже на этих ранних этапах теоретическая модель явления была значительно усложнена, чтобы учесть вырождение уровней резонансного квантового перехода, а также расширить само понятие СИП на случай взаимодействия многочастотного излучения с многоуровневыми атомами. Различные аспекты теории СИП широко обсуждаются и до настоящего времени. Ограничиваясь только исследованиями, связанными с двухуровневой моделью квантового перехода в условиях однофотонного резонанса, упомянем работы [4, 5], в которых СИП изучалась с учётом ближнего диполь-дипольного взаимодействия, работу [6], где исследовалась СИП при наличии высокочастотного эффекта Штарка, работы [7–9], в которых учитывалась поперечная структура электромагнитного поля. В работах [10–12] СИП исследовалась без приближения метода медленных огибающих.

Согласно теории СИП, оптический бризер (далее - 0π -бризер), подобно 2π -импульсу, распространяется в резонансной нерелаксирующей среде без потерь энергии [13, 14]. Закономерности возникновения 0π -бризеров из входных импульсов неоднократно исследовались методом обратной задачи рассеяния (МОЗР) [15–18]. В [19, 20] было показано, что 0π -бризер можно рассматривать как предельный случай импульса, названного в [20] двойным бризером или супербризером. Совсем недавно особый тип бризероподобного оптического импульса – ненуле-

вой бризер – был представлен в теоретической работе [6]. Отметим, что в [6] использовались уравнения Максвелла – Блоха без приближения медленных огибающих.

Оптический бризер относится к классу импульсов, которые в теории СИП называются 0π -импульсами [21–23]. В указанный класс входят также слабые 0π -импульсы [23], имеющие малую по сравнению с 0π -бризерами интенсивность и затухающие при распространении. Такие импульсы хорошо изучены экспериментально [24–29] и используются в спектроскопических целях [30], а эксперименты с 0π -бризером чрезвычайно редки. 0π -бризер наблюдался экспериментально в работе [31], хотя сами авторы [31] регистрируемый ими импульс с бризером фактически не отождествляли. Основная трудность практической реализации 0π -бризера заключается в создании достаточно интенсивного 0π -импульса на входе в резонансную среду [27, 31]. Подобный импульс формируется, например, из обычного лазерного импульса с помощью электрооптического модулятора [24] или интерференционного устройства [31].

Цель данной работы, являющейся продолжением исследований [32], состоит в численном моделировании эволюции достаточно сильного 0π -импульса, который способен, при некоторых дополнительных условиях, породить в среде 0π -бризер. Описано движение населённости уровней квантового перехода, сопутствующее распространению бризера. Исследованы изменения структуры поля в среде, связанные с отстройкой резонанса и частотной модуляцией (чирпом) входного импульса, а также с некоторыми отклонениями его характеристик от характеристик идеального 0π -импульса.

Приведены результаты моделирования описанного в [31] эксперимента по наблюдению 0π -бризера в рубине. Как отмечали сами авторы [31], моделирование, представленное в их работе, выполнено при заниженных (примерно на два порядка, см. [33]) значениях длительностей возбуждающего 0π -импульса и поэтому количественно несопоставимо с результатами опытов.

Закономерности возникновения 0π -бризеров обычно

О.М.Паршков. Саратовский государственный технический университет, Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: tech@mail.saratov.ru

Поступила в редакцию 19 сентября 2006 г., после доработки – 16 января 2007 г.

исследуются теоретически с помощью МОЗР [15–18]. Однако используемые при этом формы огибающих входных импульсов не соответствуют экспериментально реализуемым [24, 31]. Для рассматриваемых нами случаев МОЗР требует численного подхода и при нахождении параметров рассеяния по характеристикам входного импульса, и при описании начальной стадии эволюции излучения в среде. Поэтому моделирование на основе численного решения системы уравнений для поля и матрицы плотности, использованное в данной работе, представляется оправданным.

2. Постановка краевой задачи

Рассмотрим, для определённости, квантовый переход $|M\rangle \leftrightarrow |M+1\rangle$ с меньшим по энергии состоянием $|M\rangle$, где M – квантовое число проекции полного момента атома на ось квантования z . Пусть ω_0 и $2T_1$ – центральная частота и ширина (по уровню e^{-1}) гауссова неоднородно уширенного контура этого перехода, ω_{21} – частота перехода отдельного атома, $p = |(p_-)_{M,M+1}|$, p_- – оператор сферической компоненты электродипольного момента. Напряжённость электрического поля лазерного излучения с левой круговой поляризацией, распространяющаяся вдоль оси z , представим в виде

$$E = (\mu/2)e_+a(z, t) \exp[i(kz - \omega t)] + \text{компл. сопр.} \quad (1)$$

Здесь $a(z, t)$ – комплексная амплитуда; $e_+ = (\mathbf{i} + \mathbf{j})/\sqrt{2}$ – комплексный орт-вектор; \mathbf{i} и \mathbf{j} – орт-векторы осей x и y ; $k = \omega\eta/c$; η – линейный показатель преломления среды, в которую внедрены атомы; c – скорость света; $\mu = 3\hbar \times [T_1(\eta^2 + 2)p]^{-1}$ – нормировочный коэффициент.

Введём безразмерные независимые переменные

$$s = \alpha T_1 z, \quad w = \frac{t - z\eta/c}{T_1}, \quad \alpha = \frac{2\pi\omega p^2(\eta^2 + 2)^2 N}{9c\hbar\eta}, \quad (2)$$

где N – концентрация атомов. В приближении медленных огибающих для уравнений Максвелла и матрицы плотности атома получаем систему уравнений, описывающую взаимодействие поля и среды:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{21} \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2] d\varepsilon, \\ \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial w} + i\varepsilon\sigma_{21} &= -i a \rho - \gamma\sigma_{21}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial w} &= -\text{Im}(a\sigma_{21}^*). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь индексы 1 и 2 обозначают состояния $|M\rangle$ и $|M+1\rangle$ соответственно, так что σ_{21} является амплитудой недиагонального элемента матрицы плотности, а параметр $\rho = \sigma_{22} - \sigma_{11}$ – инверсией населённостей квантового перехода;

$$\varepsilon_0 = T_1(\omega_0 - \omega); \quad \varepsilon = T_1(\omega_{21} - \omega); \quad (4)$$

$\gamma = T_1/T_{21}$; T_{21} – время поперечной релаксации.

Система (3) дополнялась начальными условиями $\rho(s, 0) = -1$ и $\sigma_{21}(s, 0) = 0$ ($w = 0, s \geq 0$). Граничное условие, задающее лазерный импульс на входной поверхности среды ($s = 0, w \geq 0$), имело вид

$$a(0, w) = [f(w) - f(w + \Delta w)\beta \exp(i\delta)], \quad (5)$$

где $f(w)$ – комплексная амплитуда импульса (далее – составляющий импульс), определяемая формулой

$$f(w) = f_0 \left[\exp\left(\frac{w - w_0}{\tau}\right) + \exp\left(-3\frac{w - w_0}{\tau}\right) \right]^{-1} \times \exp\left[-ig\left(\frac{w - w_0}{\tau}\right)^2\right]; \quad (6)$$

β, δ, g – подгоночные параметры; τ – длительность импульса. Амплитуда (6) описывает лазерный импульс с более крутым, чем задний, передним фронтом, как это обычно бывает в экспериментах по наблюдению СИП [31, 34], и возможным линейным chirпом (если $g \neq 0$). Функции (5) и (6) при $g = \delta = 0$ и $\beta = 1$ (и только в этом случае) описывают 0π -импульс, полученный наложением двух противофазных составляющих импульсов, которые смещены относительно друг друга на время Δw . Такая конструкция входного 0π -импульса благоприятствует генерации 0π -бризера и была экспериментально реализована в [31]. Множитель β ($\beta > 0$) в (5) при $\beta \neq 1$ учитывает возможное различие интенсивностей составляющих импульсов. Отличие фазового сдвига этих импульсов от идеального значения (от π) учитывается множителем $\exp(i\delta)$ при $\delta \neq 0$.

Поставленная краевая задача для системы (3) решалась численно. Использованная для этой цели программа описана в работах [32, 33].

Результаты расчётов представляются графиками действительных амплитуд $E_s(w) = |a(s, w)|$ и фазовых добавок $\varphi_s(w) = \text{arg}a(s, w)$ при фиксированных значениях s . Эволюция населённостей резонансного перехода иллюстрируется графиками функции $\rho_\varepsilon(w)$, равной функции $\rho(s = \text{const}, w)$ при фиксированном значении параметра отстройки частоты ε (см.(4)) индивидуального атома.

В качестве частотной характеристики импульса используется параметр $\tilde{\varepsilon}_0 = T_1(\omega_0 - \tilde{\omega})$, где $\tilde{\omega}$ – мгновенная частота импульса. Если $\tilde{\omega}$ постоянна на временном промежутке, на котором амплитуда импульса существенно отлична от нуля, то $\tilde{\omega}$ обычно называется несущей частотой импульса. Нетрудно показать, что $\tilde{\varepsilon}_0 = \varepsilon_0 + \partial\varphi_s/\partial w$. Спектральная плотность $\Omega(\Delta)$ импульса, где $\Delta = T_1(\omega - \omega')$, определяется как квадрат модуля фурье-гармоники функции $(2/\mu T_1)e_+E$ на частоте ω' , тогда как символ $\phi_s(\Delta)$ обозначает фазу этой гармоники.

Для обнаружения 2π -импульсов и 0π -бризеров в результатах расчёта использовались формулы работы [14]. Для 2π -импульса они имеют вид

$$E_s(w) = \frac{2}{\tau_g} \text{sech}\theta, \quad \varphi_s = -\varphi, \quad (7)$$

$$\theta = \frac{w - s/v_g}{\tau_g} + \theta_0, \quad \varphi = \frac{w - s/v_\varphi}{\tau_\varphi} + \varphi_0, \quad (8)$$

где θ_0, φ_0 – произвольные постоянные;

$$v_{g,\varphi} = \sqrt{\pi} \left\{ \tau_g^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j_{g,\varphi} \exp[-(\varepsilon - \varepsilon_0)^2]}{[(\tau_g/\tau_\varphi) - \varepsilon\tau_g]^2 + 1} d\varepsilon \right\}^{-1}, \quad (9)$$

– групповая и фазовая скорости импульсов; $j_g = 1$; $j_\varphi = \varepsilon\tau_\varphi - 1$; τ_g, τ_φ – временные параметры. В случае бризера

$$E_s(w) = F_s(w) \left| \frac{\cos\varphi - (\tau_\varphi/\tau_g) \sin\varphi \tanh\theta}{1 + (\tau_\varphi/\tau_g)^2 \sin^2\varphi \text{sech}^2\theta} \right|, \quad \varphi_\varphi = \varphi, \quad (10)$$

$$F_s(w) = (4/\tau_g) \operatorname{sech} \theta. \quad (11)$$

Формула (11) задаёт огибающую амплитуды $E_s(w)$, а θ и φ определяются с помощью (8), (9) при $\varepsilon_0 = 0$. Далее функцию $F_s(w)$ называем вторичной огибающей 0π-бризера. Параметр τ_g определяет пиковые значения 2π-импульса и вторичной огибающей бризера. Для 2π-импульса параметр τ_φ задаёт сдвиг несущей частоты, а для бризера – среднее расстояние между его узлами.

3. 0π-бризер и эволюция населённостей энергетических уровней

Рассмотрим случай точного резонанса ($\varepsilon_0 = 0$), отсутствия чирпа ($g = 0$) и «хорошего» входного 0π-импульса ($\beta = 1, \delta = 0$). Краевые условия (5), (6) приводят тогда к возникновению одиночного бризера в довольно широких пределах изменения параметров Δw и τ , если $1.5\pi < \Theta(0) < 4\pi$ [32]. Здесь $\Theta(s)$ – площадь под графиком амплитуды $E_s(w)$ импульса (5) при $\beta = 1, \delta = g = 0$. Положим в (5) и (6) $f_0 = 0.2922, \tau = 14, w_0 = 40$ и $\Delta w = 22$. При этом $\Theta(0) = 1.85\pi$, а огибающая (6) соответствует по длительности огибающим лазерных импульсов, используемых в экспериментах [34] по изучению СИП в парах рубидия. Процессы необратимой релаксации здесь и в п.4 и 5 игнорируются ($\gamma = 0$).

Результаты расчета представлены на рис.1. Для центрального пика бризера (рис.1,б) пиковое значение амплитуды $E_s^m = 0.0877$, откуда, согласно (11), $\tau_g = 4/E_s^m = 45.61$. По этим данным, используя формулу (11), можно, с точностью до положения на оси w , построить график

вторичной огибающей $F_s(w)$ 0π-бризера (штриховая кривая на рис.1,б; вершина графика совмещена с вершиной центрального пика пуга импульсов). Хорошее совпадение графика $F_s(w)$ и огибающей амплитуды $E_s(w)$ указывает на то, что импульс на рис.1,б является 0π-бризером. Параметр τ_φ можно оценить по формуле $\tau_\varphi = x_m \tau_g$, где x_m – наибольший корень уравнения $\cos(\xi/x) - x \sin(\xi/x) \times \tanh \xi = 0$. Здесь $\xi = \Delta\tau/\tau_g$, а $\Delta\tau$ – полуширина основания центрального пика бризера. Таким способом находим $\tau_\varphi = 13.79$. Формула (9) даёт тогда $v_g = 1.27 \times 10^{-2}$. Согласно расчёту, результатом которого является рис.1,б, $v_g = 1.28 \times 10^{-2}$. Близость этих значений групповой скорости (расхождение менее 1 %) подтверждает, что на рис.1,б представлен 0π-бризер.

Отметим, что продемонстрированное выше хорошее согласие вторичных огибающих и скоростей импульса, полученных как в результате численного анализа, так и с использованием не подлежащих сомнению аналитических выражений, свидетельствует о достоверности результатов расчёта. Ниже, в п.4 и 5, найденные в расчёте импульсы колоколообразной формы именуется 2π-импульсами, если отношения высота/длительность, а также скорости их распространения менее чем на 1 % отличаются от полученных в результате использования формул (7), (9). Факт наличия таких импульсов также подтверждает достоверность расчётов. Кроме того, достоверность расчётов п.5 и 6 подтверждается обнаружением в их результатах 0π-бризеров.

Спектр 0π-бризера изображён на рис.2,а. Вершины двух спектральных линий этого спектра имеют абсциссы $\Delta = \pm 0.077$. Поэтому можно предположить, что активно

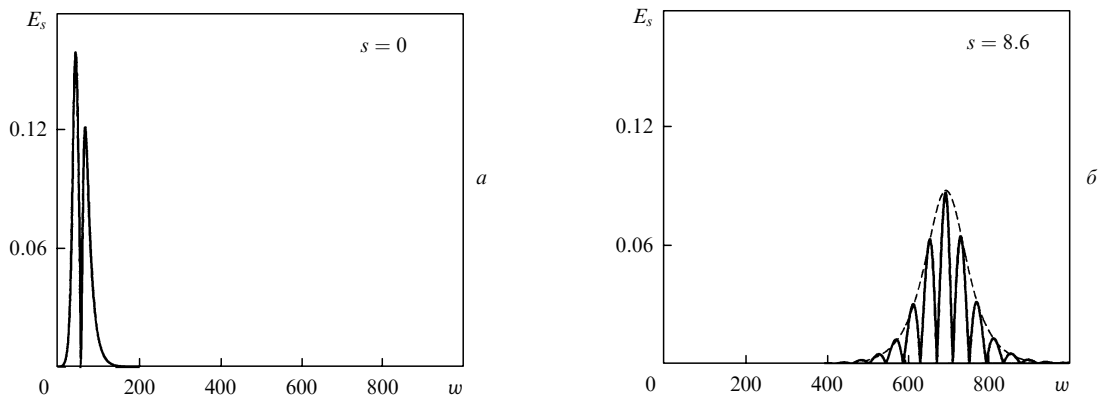


Рис.1. Входной 0π-импульс (а) и 0π-бризер на расстоянии $s = 8.6$ (б). Штриховой кривой показана вторичная огибающая 0π-бризера.

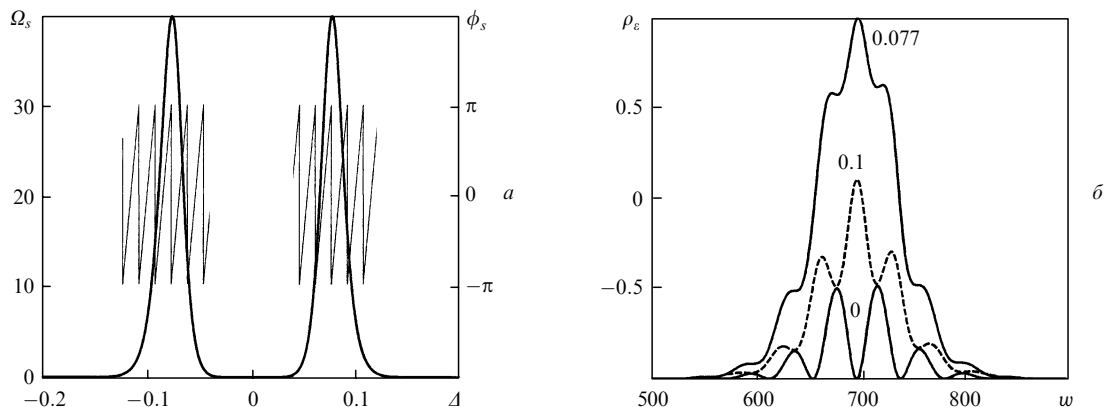


Рис.2. Спектральная плотность Ω_s (жирная кривая) и распределение фаз гармоник ϕ_s (тонкая кривая) (а), а также инверсия населённостей ρ_s квантового перехода (б) 0π-бризера при $s = 8.6$. Цифрами на рис.2,б указаны соответствующие кривым значения $|\varepsilon|$.

возбуждаются только те атомы, для которых частотная отстройка $\varepsilon = \pm 0.077$. В частности, атомы, у которых $\varepsilon = 0$, должны сравнительно мало подвергаться воздействию поля бризера. Сказанное подтверждается рис.2,б, на котором изображены графики функций ρ_ε для трёх значений $|\varepsilon|$ при $s = 8.6$ (ρ_ε является чётной функцией ε). Видно, что только атомы с $\varepsilon = \pm 0.077$ достигают полностью инвертированного состояния. Сравнивая кривые для $|\varepsilon| = 0$ и $|\varepsilon| = 0.1$ на рис.2,б, можно заключить, что атомы с малыми значениями $|\varepsilon|$ поглощают (излучают) энергию в тот момент, когда атомы с большими значениями $|\varepsilon|$ её излучают (поглощают). Напомним, что при распространении 2π -импульса атомы с любыми частотными отстройками одновременно поглощают или излучают световую энергию [35].

4. Эволюция излучения в условиях квазирезонанса и чирпа

Точный резонанс ($\varepsilon_0 = 0$) и отсутствие чирпа ($g = 0$) входят в набор условий возникновения 0π -бризера [14]. Откажемся от первого из них, положив $\varepsilon_0 = -1$ и оставив без изменения все остальные параметры расчёта. На рис.3 приведены графики действительной амплитуды $E_s(w)$ и фазовой добавки $\varphi_s(w)$ для четырёх различных расстояний s . Рис.3,а показывает, что на малых расстояниях амплитуда $E_s(w)$ напоминает амплитуду 0π -бризера, который, как видно из рис.3,б–г, постепенно превращается в два обособленных импульса. Покажем, что эти импульсы являются 2π -импульсами.

Импульсы 1 и 2 на рис.3,г имеют одинаковые пиковые значения амплитуд ($E_s^m = 0.0433$). Согласно (7) $\tau_g = 2/E_s^m$. Вычисления по этой формуле дают для обоих импульсов значения τ_g , отличающиеся от полученных из графиков на рис.3,г менее чем на 0.2%. Импульсы 1 и 2 линейно модулированы по фазе, так что их мгновенные частоты $\tilde{\omega}_1$ и $\tilde{\omega}_2$ являются несущими. Согласно (7) и (8)

имеем $\tau_\varphi = -[\partial\varphi_s/\partial w]^{-1}$. Оценка наклонов зависимостей $\varphi_s(w)$ в областях нахождения импульсов даёт $\tau_\varphi = \pm 13.4$, где верхний знак относится к импульсу 1, а нижний – к импульсу 2. Используя (9), находим затем $v_g = 3.84 \times 10^{-2}$ и 2.87×10^{-2} для импульсов 1 и 2 соответственно. Численное решение, приведшее к построению зависимостей рис.3, даёт значения v_g , отличающиеся от приведенных выше менее чем на 0.5%.

Таким образом, импульсы 1 и 2 на рис.3,г представляют собой два 2π -импульса с одинаковыми пиковыми значениями амплитуд (и с одинаковыми длительностями). Эти импульсы имеют разные частоты, расположенные симметрично относительно частоты входного импульса ω . При этом $\tilde{\varepsilon}_0 = -1.075$ для импульса 1 и -0.925 для импульса 2. Следовательно, несущая частота импульса 1 более удалена от центральной частоты ω_0 резонансного квантового перехода, чем несущая частота импульса 2. Поэтому импульс 1 имеет большую скорость распространения. Возникновение такой двухимпульсной структуры при решении краевой задачи, насколько нам известно, ранее не обсуждалось.

Спектр импульсной пары, изображённой на рис.3,г, представлен на рис.4. Пиковые значения амплитуд и ширины спектральных линий $\Omega_s(\Delta)$ на рис.4 практически совпадают с таковыми на рис.2,а. Это означает, что энергия, перенесённая излучением через единицу поперечного сечения (за время от $-\infty$ до $+\infty$), одинакова для случаев точного резонанса с образованием 0π -бризера и квазирезонанса, когда возникает пара разночастотных 2π -импульсов. Существенное различие указанных импульсных структур отражается в различии скорости изменения фазы $\varphi_s(\Delta)$ на рис.2,а и рис.4.

Рассмотрим случай $\varepsilon_0 = -0.05$ (малое отклонение от резонанса) не меняя прочих условий предыдущего расчёта. Отклонение частоты входного импульса от центральной частоты квантового перехода составляет 2.5% ширины контура неоднородного уширения. Соответ-

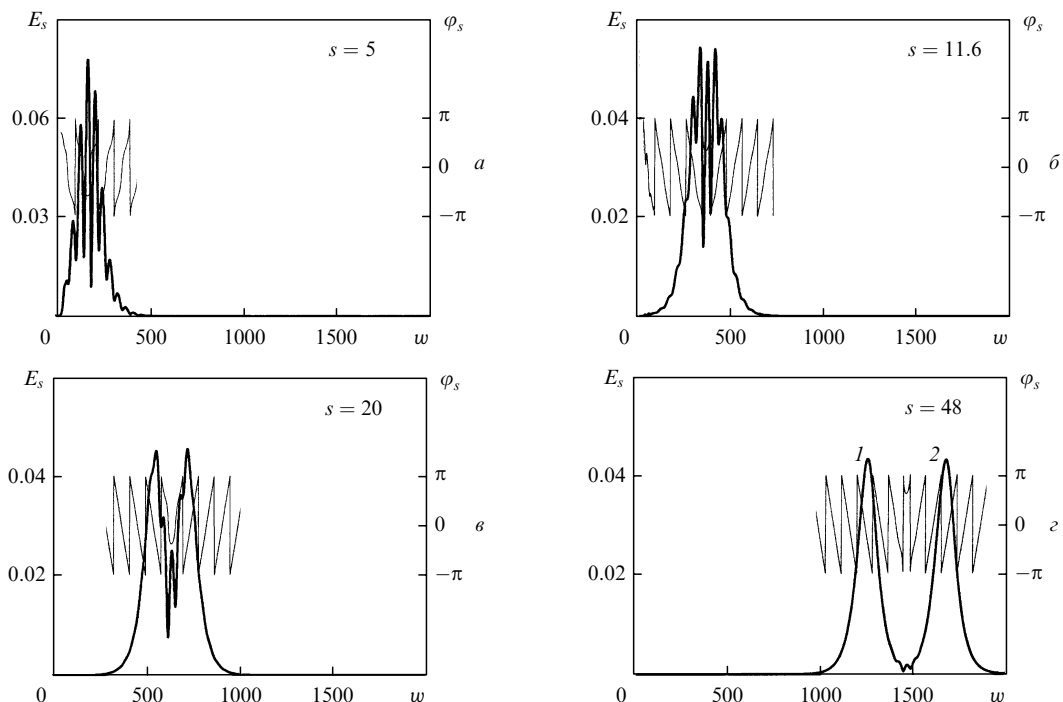


Рис.3. Процесс переформирования входного 0π -импульса (а–в) и структура из двух 2π -импульсов 1 и 2 одинаковой высоты (г). Амплитуды $E_s(w)$ показаны жирными кривыми, фазовые добавки $\varphi_s(w)$ – тонкими.

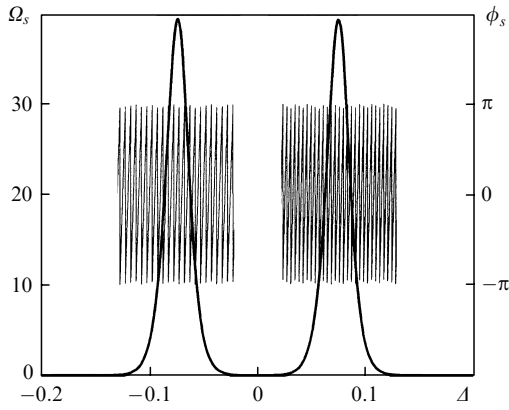


Рис.4. Спектральная плотность Ω_s (жирная кривая) и распределение фаз гармоник ϕ_s (тонкая кривая) в случае квазирезонанса при $s = 48$.

вующие графики представлены на рис.5. Сравнение рис. 5,б и 1,б показывает, что структура амплитуды импульса в среде достаточно близка к структуре 0π -бризера даже на большом расстоянии ($s = 17$). Однако, как показал расчёт, на ещё больших расстояниях образуются два разночастотных 2π -импульса с одинаковыми пиковыми значениями амплитуд.

Теперь включим в рассмотрение линейный чирп (при точном резонансе), положив $g = 1$ и сохранив все остальные условия, как в расчёте п.3. Такой чирп примерно вдвое уширяет спектр каждого составляющего импульса. На рис.6,а приведены графики действительной амплитуды $E_s(w)$ и фазовой добавки $\phi_s(w)$ для входного импульса. Наличие чирпа не позволяет, строго говоря, отнести подобный импульс к категории 0π -импульсов теории СИП. Рис.6,б представляет результаты расчёта для

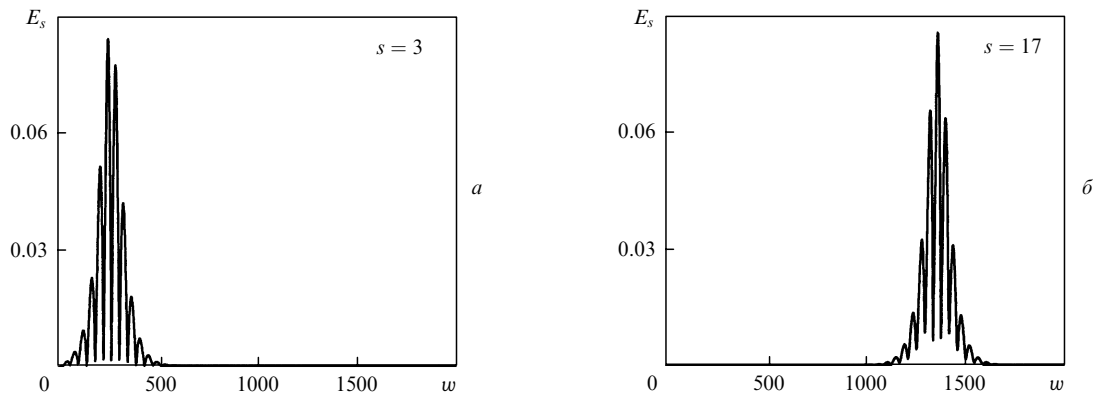


Рис.5. Действительная амплитуда импульса при $s = 3$ (а) и 17 (б) в случае малого отклонения от условия точного резонанса.

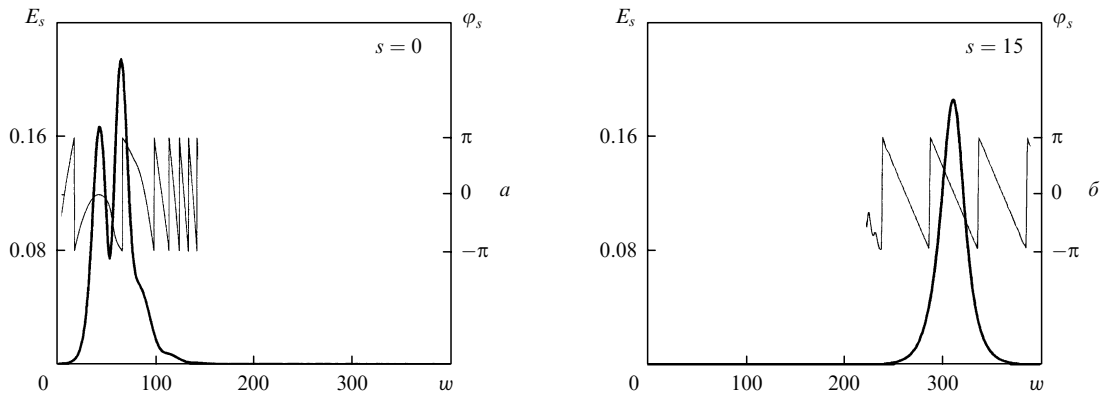


Рис.6. Входной импульс (а) и 2π -импульс на расстоянии $s = 15$ (б). Амплитуды $E_s(w)$ показаны жирными кривыми, фазовые добавки $\phi_s(w)$ – тонкими.

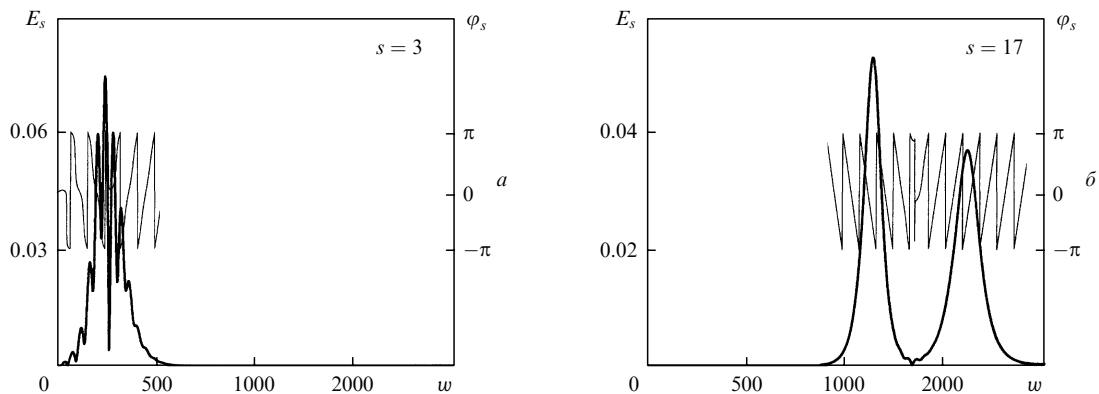


Рис.7. Стадия формирования поля (а) и его результирующая структура (б) при слабом чирпе. Обозначения те же, что и на рис.6.

$s = 15$. Сопоставление с формулами (7)–(9) показывает, что на таком расстоянии имеется 2π -импульс с $\tau_g = 10.7$, $\tau_\varphi = 7.93$. Поскольку для этого 2π -импульса $\tilde{\epsilon}_0 < 0$, то несущая частота импульса $\tilde{\omega}$ превышает ω_0 .

Рассмотрим случай $g = 0.05$ (малый чирп), не меняя остальных условий предыдущего расчёта. Из-за малости g мгновенная частота импульса (6) смещается только на 0.5 % ширины контура неоднородного уширения за время, равное длительности этого импульса. Результат расчёта для двух значений расстояния s представлен на рис.7. Рис.7,*а* показывает, что на достаточно малом расстоянии ($s = 3$) импульс ещё напоминает 0π -бризер. Но на больших расстояниях он распадается на два разночастотных 2π -импульса (рис.7,*б*). Сравнение с рис.5 свидетельствует о том, что малый чирп значительно сильнее влияет на структуру излучения, чем малая нерезонансность.

5. Влияние отклонений от структуры 0π -импульса

На рис.8 представлены результаты расчета, выполненного для случаев $\beta = 1.2$ и 0.8 при $s = 8.6$ и прочих условиях, совпадающих с условиями расчёта п.3. При $\beta = 1.2$ амплитуда второго составляющего импульса на 20 % превышает таковую для первого импульса (см. (5), (6)), а при $\beta = 0.8$ – на 20 % меньше нее. Детальное сравнение с формулами (9)–(11) показывает, что импульс на рис.8,*а* является 0π -бризером с $\tau_g = 32.13$ и $\tau_\varphi = 13.73$, а импульс на рис.8,*б* – 0π -бризером с $\tau_g = 83.49$ и $\tau_\varphi = 14.08$. Таким образом, возникновению бризера не препятствует даже заметное различие (почти в 1.5 раза) интенсивностей составляющих импульсов.

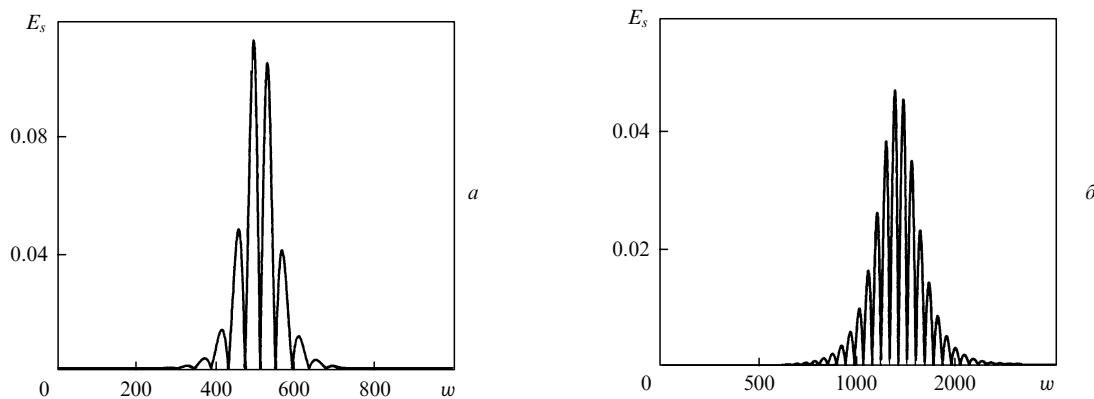


Рис.8. Действительная амплитуда импульса для $\beta = 1.2$ (*а*) и 0.8 (*б*) в случае различия интенсивностей составляющих импульсов при $s = 8.6$.

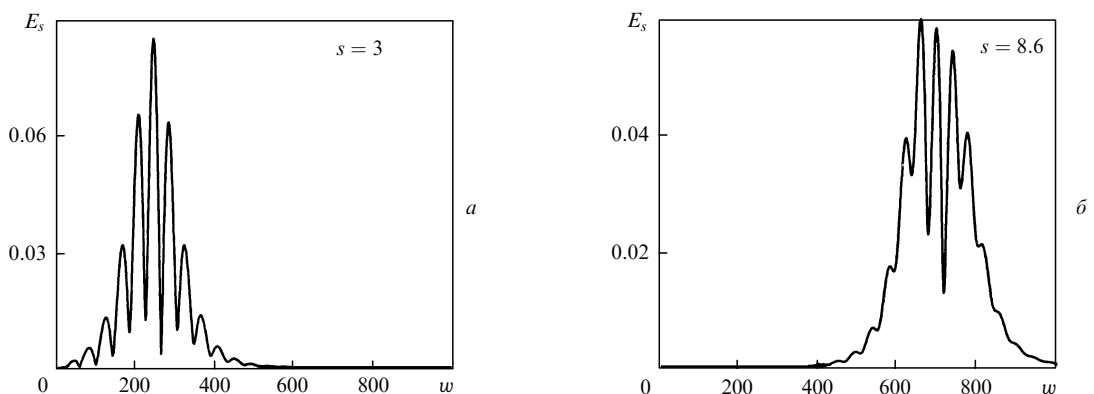


Рис.9. Действительная амплитуда импульса для $s = 3$ (*а*) и 8.6 (*б*) в случае малого нарушения противофазности составляющих импульсов.

На рис.9 представлены результаты расчёта, выполненного для $\delta = -0.01\pi$ и прочих условиях, тождественных условиям расчёта п.3. Подобное задание параметра δ означает, что задержанный составляющий импульс, описываемый вторым слагаемым в формуле (5), смещён по фазе на 0.99π радиан, а не на π радиан. (Последнее требуется для создания идеального 0π -импульса.) Согласно рис.9,*а* на малом расстоянии ($s = 3$) действительная амплитуда импульса напоминает действительную амплитуду бризера. Однако на больших расстояниях, как показал расчёт, образуются два разночастотных 2π -импульса с разными пиковыми значениями амплитуд. Образование двух обособленных импульсов заметно уже на расстоянии $s = 8.6$ (см. рис.9,*б*). Таким образом, достаточно малое (равное 1 %) отклонение от π фазового сдвига между составляющими импульсами существенно влияет на эволюцию излучения.

6. 0π -бризер в рубине

Приведём результаты численного моделирования эксперимента [31] по наблюдению эволюции 0π -импульса. В качестве квантового перехода авторы [31] использовали переход $A(\pm 1/2) - E(\pm 1/2)$ иона Cr^{3+} при условии точного резонанса в рубиновом стержне длиной 2 см. В [33] исходя из анализа данных работы [31] показано, что для рассматриваемого случая $T_1 = 3.6 \times 10^{-11}$ с и $s = 1.5 - 2.5$. Составляющие импульсы в этом эксперименте имели длительность 3 нс (по уровню 0.5 максимальной интенсивности) и были разделены промежутком времени около 3 нс. Это соответствует значениям $\tau = \Delta\omega = 80$ в формулах (5), (6). Следуя [31], мы провели расчёт для строго

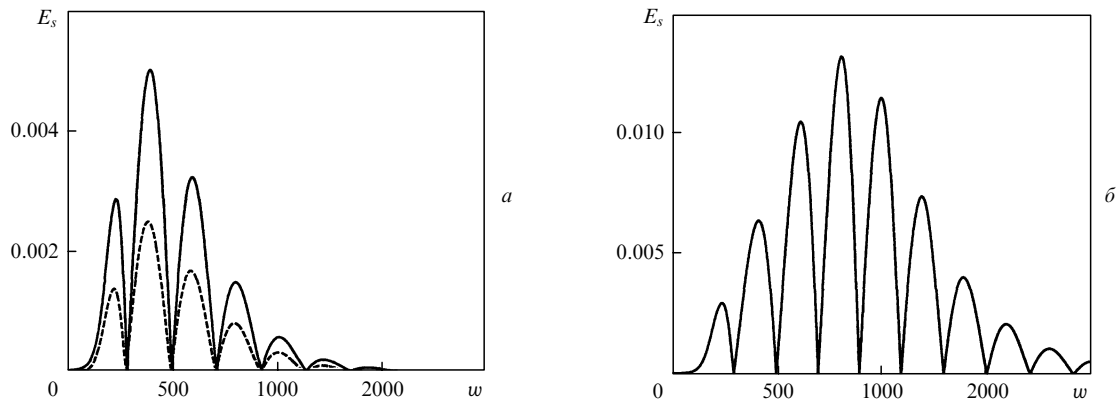


Рис.10. Амплитуда $E_s(w)$ 0π -импульса при $s = 1.6$ (сплошная кривая) и $s = 2$ (штриховая кривая) при наличии релаксации (а), а также амплитуда $E_s(w)$ 0π -бризера при $s = 1.6$ в отсутствие релаксации (б).

резонансного идеального входного 0π -импульса ($\epsilon_0 = g = \delta = 0, \beta = 1$). Время поперечной релаксации $T_{21} \approx 20$ нс [31], откуда $\gamma = 0.002$. Продольная релаксация в условиях эксперимента была пренебрежимо малой. На рис. 10,а приведены результаты расчёта при указанных значениях $\tau, \Delta w, \gamma$, а также при $w_0 = 200$ и $f_0 = 0.07$ для $s = 1.6$ и 2. Такой выбор параметра f_0 означает, что площадь Θ_1 под графиком модуля комплексной амплитуды составляющего импульса (6) равна 2π . Амплитуды $E_s(w)$ на рис.10,а имеют форму, сходную с формой амплитуды 0π -бризера. Это ожидаемый результат, поскольку в данном случае $\Theta(0) = 1.8\pi$ и выполнено условие $1.5\pi < \Theta(0) < 4\pi$.

Анализ показал, что при $s = 1.6$ огибающая $E_s(w)$ (сплошная кривая на рис.10,а) описывает 0π -импульс, задержка которого относительно импульса, распространяющегося со скоростью c/η , составляет 4.5 нс, а длительность близка к 10 нс. Согласно экспериментальным данным работы [31] значения этих параметров составляют 6 и 10 нс соответственно. Временное разрешение аппаратуры эксперимента [31] не позволяло воспроизвести изменение огибающей вблизи нулей поля, однако несколько пиков бризера видны на огибающей второго импульса приведенной в работе [31] осциллограммы. Сказанное выше позволяет заключить, что представленный расчёт хорошо описывает экспериментальные факты.

На рис. 10,б приведены результаты решения краевой задачи без учёта релаксации ($\gamma = 0$). Сравнение рис. 10,а и 10,б показывает, что наличие релаксации существенно влияет на характер эволюции 0π -импульса. Потери энергии, связанные с релаксацией, приводят к уменьшению площади $\Theta(s)$ с ростом s . Когда условие $\Theta(s) > 1.5\pi$ перестаёт выполняться, 0π -бризер превращается в слабый 0π -импульс, затухающий по мере распространения [23]. Такой импульс движется со скоростью c/η и, следовательно, неподвижен в системе отсчёта s, w . Это подтверждается равенством задержек импульсов для расстояний $s = 1.6$ и 2 на рис.10,а. Таким образом, в рассматриваемом эксперименте наблюдался 0π -бризер на стадии превращения его в слабый 0π -импульс.

Отметим, что в работе [31] приводится оценка $\Theta_1 \approx 1.4\pi$. При этом $\Theta(0) = 1.3\pi$, что недостаточно для формирования 0π -бризера, и расчёт показывает практически полное затухание 0π -импульса при отсутствии его временной задержки. В связи с этим отметим, что площадь входного импульса в [31] измерялась по полному потоку лучистой энергии, прошедшей через поперечное сечение

лазерного пучка. Как отмечали сами авторы [31], поперечное распределение поля не являлось однородным. Поэтому поперечное сечение пучка должно было содержать участки с большими, чем 1.4π , значениями Θ_1 . Наличие таких участков и обеспечивало возникновение 0π -бризера. Предположение о существенной роли поперечной неоднородности поля в экспериментах работы [31] подробно обсуждалось в [33].

7. Заключение

Качественные выводы, сделанные в п. 3–5, как показывают дополнительные расчёты, остаются верными для любого значения площади $\Theta(0)$ импульса (5), пока выполняется условие $1.5\pi < \Theta(0) < 4\pi$. Полученные результаты свидетельствуют о том, что 0π -бризер как асимптотическое состояние поля в пределе больших расстояний неустойчив относительно чирпа, нарушения условия строгой противофазности составляющих импульсов, а также смещения несущих частот этих импульсов по отношению к центральной частоте резонансного квантового перехода. Однако если указанные факторы достаточно малы, то на конечных расстояниях структура поля в среде достаточно хорошо совпадает со структурой поля 0π -бризера.

Численное моделирование эксперимента [31] с учётом поперечной релаксации квантового перехода выявило хорошее согласие расчётных и экспериментальных данных. Показано, что в данном эксперименте наблюдался 0π -бризер на стадии превращения его в затухающий сигнал ввиду наличия необратимой релаксации.

Теория [36] показывает, что явление СИП, связанное с 0π -импульсом, может возникнуть даже тогда, когда вырождение уровней резонансного квантового перехода делает невозможным формирование 2π -импульса. Поэтому продолжение исследований по экспериментальному и теоретическому изучению 0π -бризера способно привести к результатам, важным как для описания конкретных оптических явлений, так и в целом для теории нелинейных волн.

Автор выражает искреннюю благодарность А.Е.Дмитриеву за полезные дискуссии в ходе подготовки данной статьи.

1. McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev. Lett.*, **18**, 908 (1967).
2. Полуэтов И.А., Попов Ю.М., Ройтберг В.С. *Квантовая электроника*, **1**, 757 (1974); **1**, 1309 (1974).

3. Maimistov A.I., Basharov A.M., Elyutin S.O., Sklyarov Yu.M. *Phys. Rep.*, **191**, 1 (1990).
4. Смирнов А.В. *Квантовая электроника*, **17**, 1513 (1990).
5. Афанасьев А.А., Власов Р.А., Горбач Д.М., Хасанов О.Х., Смирнова Т.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **64**, 1959 (2000).
6. Елютин С.О. *ЖЭТФ*, **128**, 17 (2005).
7. Slavcheva G., Arnold J.M., Wallace I., Ziolkowski R.W. *Phys. Rev. A*, **66**, 063418 (2002).
8. Colin T., Nkongwa B. *Physica D*, **188**, 92 (2004).
9. Bing-Chung Cheng, Hong-Yin Tseng, Sien Chi. *Phys. Rev. E*, **71**, 016609 (2005).
10. Маймистов А.И. *Квантовая электроника*, **30**, 287 (2000).
11. Сазонов С.В. *ЖЭТФ*, **124**, 803 (2003).
12. Заболотский А.А. *ЖЭТФ*, **125**, 1229 (2004).
13. Lamb G.L. Jr. *Phys. Rev. A*, **9**, 422 (1974).
14. Ablovitz M.J., Kaup D.J., Newell A.C. *J. Math. Phys.*, **15**, 1852 (1974).
15. Hopf F.A., Shakir S. *Phys. Rev. A*, **19**, 243 (1979).
16. Shakir S.A. *Phys. Rev. A*, **20**, 1579 (1979); *Opt. Commun.*, **33**, 99 (1980).
17. Каур D.J., Scacca L.R. *J. Opt. Soc. Am.*, **70**, 224 (1980).
18. Манькин Э.А., Захаров С.М., Онищенко Э.В. *ЖЭТФ*, **105**, 1583 (1994).
19. Adamashvili G.T. *Phys. Lett. A*, **208**, 323 (1995); Адамашвили Г.Т. *Оптика и спектроскопия*, **85**, 95 (1998).
20. Адамашвили Г.Т., Адамашвили Н.Т., Коплатадзе Р.Р., Моцоне-лидзе Г.Н., Пеикришвили М.Д. *Оптика и спектроскопия*, **96**, 864 (2004).
21. Lamb G.L. Jr. *Rev. Mod. Phys.*, **43**, 99 (1971).
22. Hopf F.A., Lamb G.L. Jr., Rodes C.K., Scully M.O. *Phys. Rev. A*, **3**, 758 (1971).
23. Crisp M.D. *Phys. Rev. A*, **1**, 1604 (1970).
24. Grieneisen H.P., Goldhar J., Kurnit N.A., Javan A., Schlossberg H.R. *Appl. Phys. Lett.*, **21**, 559 (1972).
25. Hamadani S.M., Goldhar J., Kurnit N.A., Javan A. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 160 (1974).
26. Kwok H.S., Yablonovich E. *Appl. Phys. Lett.*, **30**, 158 (1977).
27. Rothenberg J.E., Grischkowsky D., Balant A.C. *Phys. Rev. Lett.*, **53**, 552 (1984).
28. Kinrot O., Prior Y. *Phys. Rev. A*, **51**, 4996 (1995).
29. Matusovsky M., Vaynberg B., Rosenbluh M. *J. Opt. Soc. Am. B*, **13**, 1994 (1996).
30. Hartmann H.-J., Laubereau A. *J. Chem. Phys.*, **80**, 4663 (1984).
31. Diels J.C., Hahn E.L. *Phys. Rev. A*, **10**, 2501 (1974).
32. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **34**, 652 (2004).
33. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **34**, 739 (2004).
34. Slusher R.E., Gibbs H.M. *Phys. Rev. A*, **5**, 1634 (1972).
35. McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1969).
36. Rhodes C.K., Szoke A., Javan A. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1151 (1968).