

Поляризационные эффекты при формировании оптических бризеров на неоднородно уширенном квантовом переходе $J = 0 \rightarrow J = 1$

А.В.Волков, О.М.Паршков

Методом численного моделирования в приближении медленно меняющихся огибающих исследованы процессы формирования и столкновения бризеров, возникающих при воздействии лазерного излучения на неоднородно уширенный резонансный квантовый переход $J = 0 \rightarrow J = 1$. Получены условия, при которых лазерные импульсы, имеющие исходную форму, достаточно просто реализуемую в эксперименте, превращаются в среде в эллиптически поляризованные бризеры, каждая компонента поля которых является бризером, описываемым теорией самоиндуцированной прозрачности на невырожденном квантовом переходе. Показано, что столкновение таких бризеров в общем случае не является упругим: оно приводит к возникновению более общих форм резонансных бризероподобных импульсов. С учётом релаксационных процессов изучена возможность формирования бризера на переходе $6r^2\ ^3P_0 \rightarrow 6r7s\ ^3P_1$ изотопа ^{208}Pb . Установлено, что в некоторых случаях наличие релаксации приводит не только к затуханию импульса, но и к изменению эксцентриситета его эллипса поляризации.

Ключевые слова: бризер, вырожденный переход, неоднородное уширение, необратимая релаксация.

1. Введение

Оптический бризер, являющийся одной из возможных импульсных структур в теории самоиндуцированной прозрачности (СИП), был впервые представлен как частное решение уравнения \sin -Гордона в работе [1]. Детальное исследование свойств резонансного бризера при наведении СИП на невырожденном переходе (СИП НП) методом обратной задачи рассеяния было проведено в работах [2, 3]. Закономерности возникновения бризеров из входных импульсов при СИП НП также неоднократно изучались с помощью этого метода [4–9].

В [10, 11] было показано, что бризер, полученный в работах [1–3], можно рассматривать как предельный случай более общего двойного бризера. В [12, 13] вне рамок метода медленно меняющихся огибающих обсуждался бризер в двухкомпонентных равновесных и неравновесных средах. Ненулевые оптические бризеры в штарковских средах получены в работе [14] также без использования приближения медленно меняющихся огибающих. В [12–14] предполагалась невырожденность уровней энергии квантовых переходов.

Учёт вырождения уровней стал новой ступенью развития теории СИП. В частности, в работах [15–17] было показано, что системы уравнений СИП при произвольной поляризации излучения для переходов $0 \leftrightarrow 1$, $1 \rightarrow 1$, $1/2 \rightarrow 1/2$ интегрируемы методом обратной задачи рассеяния. Бризероподобные импульсы (БПИ) для перехода $0 \leftrightarrow 1$ и произвольной поляризации излучения представлены в работе [18]. Данные импульсы существенно отличаются от бризеров в теории СИП НП тем, что амплитуда их поля в общем случае не обращается в нуль ни в какие конечные моменты времени.

Несмотря на то что бризер СИП НП теоретически обсуждается уже несколько десятилетий, попытки его экспериментального наблюдения чрезвычайно редки [19, 20]. В наиболее удачном, на наш взгляд, эксперименте [20] был обнаружен бризер на стадии превращения его в затухающий 0π -импульс ввиду наличия процессов необратимой релаксации (см. обсуждение данного эксперимента в [21]). Бризер СИП на вырожденных квантовых переходах, насколько нам известно, экспериментально не наблюдался. Основная трудность в практической реализации бризера заключается в создании на входе в резонансную среду импульса сравнительно сложной формы, из которого затем формируется бризер. Вопрос о характеристиках входного излучения, необходимых для возникновения бризеров СИП на вырожденных переходах, как и вопрос о расстояниях, которые для этого требуются, в литературе не освещался. Кроме того, во всех перечисленных выше работах игнорировался столь важный для практической реализации бризера аспект, как наличие релаксационных процессов. Эти обстоятельства являются, по нашему мнению, ещё одной причиной отсутствия соответствующих экспериментальных результатов.

Цель данной работы – численное моделирование процесса формирования бризера на квантовом переходе $0 \rightarrow 1$ с учётом неоднородного уширения, а там, где это необходимо, и наличия релаксационных процессов. Описана закономерность распада входного импульса на поляризованные солитоны и бризеры. Представлены результаты численного моделирования процесса столкновения различно поляризованных бризеров. Приводятся численные оценки процесса формирования бризеров и БПИ в случае перехода $6r^2\ ^3P_0 \rightarrow 6r7s\ ^3P_1$ атома ^{208}Pb .

2. Постановка краевой задачи

Рассмотрим квантовый переход между нижним энергетическим уровнем с $J = 0$ и верхним уровнем с $J = 1$, где J – квантовое число полного углового момента. Квантовое состояние невырожденного нижнего уровня

А.В.Волков, О.М.Паршков. Саратовский государственный технический университет, Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: oparshkov@mail.ru

Поступила в редакцию 9 ноября 2007 г, после доработки – 18 апреля 2008 г.

обозначим символом $|1\rangle$. Квантовые состояния вырожденного верхнего уровня с $M = -1, 0$ и 1 обозначим символами $|2\rangle, |3\rangle$ и $|4\rangle$ соответственно (здесь M – квантовое число проекции полного углового момента на ось квантования z). Пусть $p = (J = 0 \| p \| J = 1)$ – приведённый матричный элемент оператора электродипольного момента рассматриваемого перехода. Будем считать, что ансамбль квантовых объектов (далее именуемых атомами) является разреженным газом и что Δ – ширина по уровню e^{-1} плотности распределения частот ω' квантовых переходов атомов около центральной частоты ω , возникающего за счёт эффекта Доплера. Тогда время T_1 затухания поляризации на переходе $0 \rightarrow 1$ за счёт неоднородного уширения определяется формулой $T_1 = 2/\Delta$ [22].

Напряжённость электрического поля строго резонансного излучения, распространяющегося вдоль оси z , представим в виде

$$E = \mu [iE_1 \cos(\omega t - kz + \delta_1) + jE_2 \cos(\omega t - kz + \delta_2)]. \quad (1)$$

Здесь $\mu = \sqrt{3}\hbar(T_1|p|)^{-1}$ – нормировочный множитель; i, j – орты осей x и y соответственно; $E_{1,2}, \delta_{1,2}$ – зависящие от z и t функции, описывающие амплитуды и фазы колебаний проекций вектора E на оси x и y соответственно; $k = \omega/c$. При этом полагается, что $E_{1,2} \geq 0$.

Введём безразмерные независимые переменные s и w :

$$s = z/z_0, \quad w = (t - z/c)/T_1, \quad (2)$$

где

$$z_0 = \frac{3\hbar c}{2\pi\omega|p|^2 T_1 N};$$

N – концентрация атомов. Введём также комплексные амплитуды поля

$$a_1 = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_1 \exp(i\delta_1) - iE_2 \exp(i\delta_2)],$$

$$a_2 = \frac{1}{\sqrt{2}} [E_1 \exp(-i\delta_1) - iE_2 \exp(-i\delta_2)].$$

Тогда в приближении медленно меняющихся амплитуд мы получаем следующую систему уравнений, самосогласованно описывающую взаимодействие поля и среды:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{12} \exp(-\varepsilon^2) d\varepsilon, \\ \frac{\partial a_2}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{41} \exp(-\varepsilon^2) d\varepsilon, \\ \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial w} + i\varepsilon \sigma_{21} &= -i[a_1^*(\sigma_{11} - \sigma_{22}) + a_2 \sigma_{24}] - k_1 \sigma_{21}, \\ \frac{\partial \sigma_{41}}{\partial w} + i\varepsilon \sigma_{41} &= i[a_2(\sigma_{11} - \sigma_{44}) + a_1^* \sigma_{42}] - k_1 \sigma_{41}, \\ \frac{\partial \sigma_{42}}{\partial w} &= \frac{i}{4}(a_2 \sigma_{12} + a_1 \sigma_{41}), \\ \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial w} &= \frac{1}{2} \text{Im}(a_2 \sigma_{14} - a_1^* \sigma_{12}) + k_2(\sigma_{22} + \sigma_{44}), \\ \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial w} &= -\frac{1}{2} \text{Im}(a_1 \sigma_{21}) - k_3 \sigma_{22}, \\ \frac{\partial \sigma_{44}}{\partial w} &= \frac{1}{2} \text{Im}(a_2^* \sigma_{41}) - k_3 \sigma_{44}. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь σ_{ik} ($i, k = 1, 2, 4$) – медленно меняющиеся амплитуды элементов матрицы плотности; $\varepsilon = T_1(\omega' - \omega)$; k_1, k_2 и k_3 – скорости изменения недиагональных и диагональных матричных элементов за счёт процессов спонтанного излучения. Отметим, что в силу поперечности электромагнитного поля состояние $|3\rangle$ в процессе взаимодействия фактически не участвует.

Анализ решения системы (3) проведём с использованием параметров a, α и γ эллипса поляризации (ЭП), где a – его большая полуось, измеренная в единицах μ , α – угол её наклона к оси x , а γ – параметр сжатия. Обычно принимают [23], что $a \geq 0, 0 \leq \alpha < \pi, -1 \leq \gamma \leq 1$. При этом $|\gamma|$ определяет отношение малой полуоси ЭП к большой, а условие $\gamma > 0$ ($\gamma < 0$) означает правую (левую) эллиптическую поляризацию, тогда как $\gamma = 0$ соответствует линейно поляризованному излучению. Параметры ЭП однозначно выражаются через величины a_1, a_2 . Задание a, α, γ и одной из фаз, например δ_1 , однозначно определяет a_1 и a_2 . Соответствующие формулы из-за их громоздкости опущены. Все параметры ЭП в общем случае являются функциями s и w . Функция $a(s, w)$ ниже называется огибающей импульса.

Начальные условия ($w = 0$) для системы (3) задаются в виде

$$\sigma_{11} = 1, \quad \sigma_{ik} = 0, \quad i \cdot k \neq 1, \quad s \geq 0.$$

Граничные условия на входе в среду ($s = 0$) имеют вид

$$a = a_0(w), \quad \alpha = \alpha_0(w), \quad \gamma = \gamma_0(w), \quad \delta_1 = \delta_{10}(w), \quad w \geq 0, \quad (4)$$

где a_0, α_0, γ_0 и δ_{10} являются заданными функциями аргументов s и w .

В простейшем случае функции (4) конкретизируются так:

$$\alpha_0 = \text{const}, \quad \gamma_0 = \text{const}, \quad (5)$$

$$a_0(w) = |f(w; \tau, w_0) - f(w; \tau, w_0 + \Delta w)|, \quad \delta_{10} = \Phi(w).$$

Функция $f(w; \tau, q)$ задаётся формулой

$$f(w; \tau, q) = a_m \left[\exp\left(\frac{w - q}{\tau}\right) - \exp\left(-3\frac{w - q}{\tau}\right) \right]^{-1}, \quad (6)$$

где a_m, q и τ – параметры, а функция $\Phi(w)$ принимает значение 0 при $F(w) \geq 0$ и π при $F(w) < 0$. Здесь $F(w) = f(w; \tau, w_0) - f(w; \tau, w_0 + \Delta w)$.

График функции $f(w; \tau, q)$ имеет колоколообразный вид со скоростью нарастания, большей скорости убывания, и длительностью по полувысоте 1.6τ в единицах безразмерного времени w (далее время, приведённое без указания единицы измерения, означает время в такой временной шкале). Импульсы с подобной формой огибающей используются обычно в экспериментах по изучению СИП [24]. Выражения (4)–(6) описывают пару «соприкасающихся» импульсов, полученную наложением двух противофазных эллиптически поляризованных импульсов, смещённых относительно друг друга на время Δw . Эти импульсы далее называются составляющими. Подобная импульсная пара (далее – составной импульс) при линейной поляризации лазерного излучения была реализована в эксперименте [20] и представляет собой 0π-импульс СИП НП. Генерация составного импульса (4)–(6) мо-

жет быть осуществлена с помощью интерференционного устройства, аналогичного описанному в [20], при подаче на его вход эллиптически поляризованного излучения. Кроме того, в качестве граничных условий используются более сложные, чем (5), (6), формы входных импульсов, описывающие предварительно сформированные оптические бризеры.

Важной для дальнейшего анализа характеристик входного импульса является его площадь, определяемая формулой

$$\Theta_0 = \int_{-\infty}^{+\infty} |a_0(w)| \sqrt{1 + \gamma_0^2(w)} dw,$$

причём подынтегральная функция пропорциональна корню квадратному из плотности потока энергии электромагнитного излучения.

3. Аналитическое описание бризера

Аналитическое описание бризера при наличии неоднородного уширения перехода $0 \rightarrow 1$ получено нами с помощью выявленной в работе [15] аналогии между теорией СИП на переходе такого типа и теорией СИП НП [1]. Это описание справедливо при отсутствии необратимой релаксации и в наших обозначениях имеет следующий вид:

$$a = F_{br}(w) \left| \frac{\cos \phi_2 - (\tau_2/\tau_1) \sin \phi_2 \tanh \phi_1}{1 + (\tau_2/\tau_1)^2 \sin^2 \phi_2 \operatorname{sech}^2 \phi_1} \right|, \quad (7)$$

$$\alpha = \text{const}, \quad \gamma = \text{const}, \quad \delta_1 = \Phi_{br}(w),$$

где

$$F_{br}(w) = \frac{4}{\tau_1 \sqrt{1 + \gamma^2}} \operatorname{sech} \phi_1; \quad \phi_i = \frac{w - s/v_i + w_{0i}}{\tau_i}, \quad i = 1, 2; \quad (8)$$

$$v_i = \sqrt{\pi} \left[\tau_1^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{j_i \exp(-\varepsilon^2) d\varepsilon}{(\tau_1/\tau_2 - \varepsilon\tau_1)^2 + 1} \right]^{-1}, \quad (9)$$

$$j_1 = 1, \quad j_2 = \varepsilon\tau_2 - 1.$$

Здесь $\Phi_{br}(w)$ – функция, принимающая значения 0 или π в зависимости от того, неотрицательна или отрицательна величина под знаком модуля в (7). Далее функция $F_{br}(w)$ называется вторичной огибающей бризера. Величина v_1 представляет собой групповую скорость бризера, ассо-

цируемую со скоростью распространения его вторичной огибающей. Существенными параметрами, определяющими структуру бризера, служат величины τ_1 ($\tau_1 > 0$), τ_2 ($-\infty < \tau_2 < \infty$) и γ . Постоянная величина α зависит от ориентации осей x и y , а постоянные w_{01} и w_{02} связаны с выбором начала отсчёта координаты z и начала отсчёта времени w . Отметим, что компоненты поля бризера (7)–(9) вдоль осей x и y имеют форму бризеров СИП НП, сдвинутых по фазе относительно друг друга.

Формулы (7)–(9) используются ниже как для нахождения бризеров по результатам расчёта (см. п.4.1), так и для задания огибающей излучения, описывающей бризер на входе в резонансную среду (см. п.4.2).

В работе [18], как упоминалось ранее, показано, что СИП на квантовом переходе $0 \rightarrow 1$ допускает решения, описывающие БПИ. БПИ характеризуется четырьмя независимыми параметрами. Бризер, описываемый формулами (7)–(9), должен являться частным случаем таких БПИ. Однако в [18] неоднородное уширение во внимание не принималось, и поэтому выражение для скорости БПИ при наличии неоднородного уширения получено не было.

4. Результаты расчётов

4.1. Процесс формирования бризера

Исключим из рассмотрения релаксационные процессы. Положим в (5) и (6) $a_m = 0.25$, $\tau = 14$, $\Delta w = 22$, $w_0 = 40$, так что $\Theta_0 = 1.8\pi$. При этом длительность каждого составляющего импульса равна временному сдвигу между импульсами и значительно превышает время T_1 . В этом случае мы говорим о большом неоднородном уширении. Полагаем также, что $\alpha_0 = \pi/6$, $\gamma_0 = 0.5$. Огибающие импульсов при $s = 0$ и 6 показаны на рис.1 (значения α и γ для любых s равны $\pi/6$ и 0.5 соответственно). Покажем, что на рис.1,б представлена огибающая бризера.

Высота центрального пика импульса на рис.1,б равна 0.0659. Допустим, что она совпадает с коэффициентом при $\operatorname{sech} \phi_1$ в первой из формул (8). Тогда, учитывая, что $\gamma = 0.5$, получаем $\tau_1 = 54.26$. Вновь используя первую из формул (8), можно с точностью до положения на оси w построить зависимость вторичной огибающей $F_{br}(w)$. Эта зависимость показана на рис.1,б пунктиром, причём её вершина совмещена с вершиной центрального пика. Хорошее совпадение пунктирной кривой с огибающей импульса свидетельствует о том, что на рис.1,б изображён бризер. Параметр τ_2 можно оценить по формуле $\tau_2 = x_m \tau_1$, где x_m – наибольший из корней уравнения

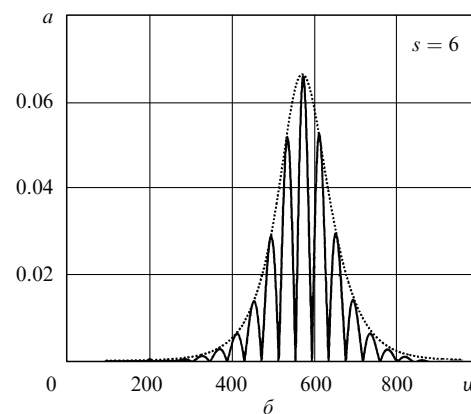
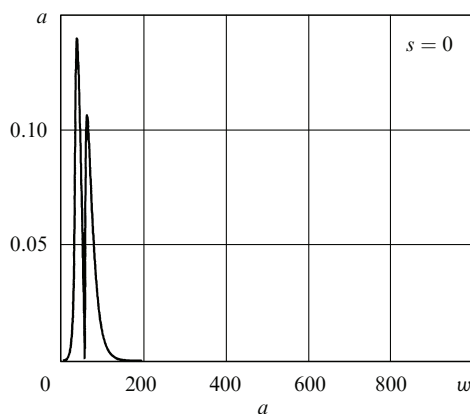


Рис.1. Огибающие входного импульса (а) и бризера на расстоянии $s = 6$ (б). Пунктиром показана вторичная огибающая бризера.

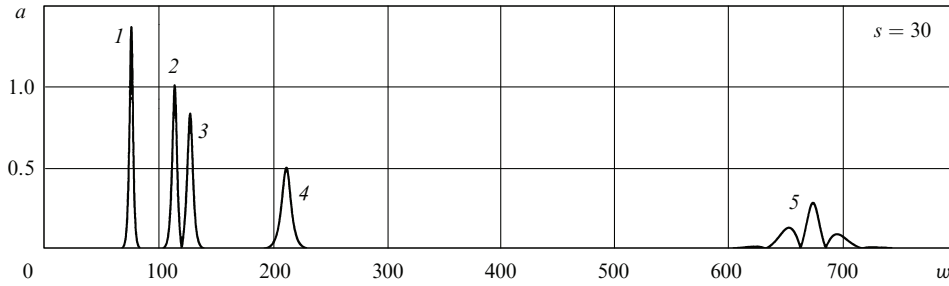


Рис.2. Результат распада входного импульса с площадью $\Theta_0 = 10.5\pi$: 2 π -импульсы (1–4) и бризер (5).

$$\cos(\xi/x) - x \sin(\xi/x) \tan \xi = 0.$$

Здесь $\xi = \Delta\tau/\tau_1$; $\Delta\tau$ – полуширина основания центрального временного пика бризера. Для данного случая таким способом находим $\tau_2 = 13.46$ и, используя затем выражение (9), получаем $v_1 = 1.067 \times 10^{-2}$. Согласно расчёту, результаты которого приведены на рис.1,б, имеем $v_1 = 1.070 \times 10^{-2}$. Близость значений групповой скорости v_1 , полученных этими двумя способами, подтверждает, что на рис.1,б представлен бризер.

Расчёты при различных комбинациях величин a_m , τ ($\tau \geq 1$), $\Delta\omega$ в формулах (5), (6) при условии $|\Delta\omega - 1.6\tau|/\tau < 0.5$ хорошо согласуются с утверждением, что структура излучения на большом расстоянии определяется тем, в каком из интервалов $\Delta_l \equiv (\bar{\Theta}_{l-1}, \bar{\Theta}_l)$ ($l = 1, 2, 3, \dots$) заключена площадь Θ_0 входного импульса. Числа $\bar{\Theta}_l$ задаются формулами

$$\bar{\Theta}_l = (4[l/2] + 3\{l/2\})\pi, \tag{10}$$

где $[a]$ и $\{a\}$ – целая и дробная части числа a . При $\Theta_0 < 1.5\pi$, т.е. когда Θ_0 находится в первом интервале $\Delta_1 =$

$(\bar{\Theta}_0, \bar{\Theta}_1)$, формируется затухающий с расстоянием многопиковый импульс. Если $\Theta_0 > 1.5\pi$ и принадлежит интервалу Δ_l с нечётным номером l , то в среде формируется только $[\Theta_0/(4\pi)]$ пар 2 π -импульсов, а если с чётным – то вместе с ними возникает один бризер.

В случае расчёта, результаты которого приведены на рис.1, площадь Θ_0 находится во втором интервале, для которого $[\Theta_0/(4\pi)] = 0$, так что должен формироваться только бризер, что и подтверждается расчётом. На рис.2 представлены результаты при $a_m = 1.48$ и тех же остальных условиях, что и в предыдущем расчёте. При этом $\Theta_0 = 10.5\pi$ и находится в 6-м интервале, для которого $[\Theta_0/(4\pi)] = 2$, так что должны возникнуть две пары 2 π -импульсов и один бризер. Это предположение подтверждает рис.2.

Расчёты показали, что при Θ_0 , немного превышающих 1.5π , длительность бризера значительно превышает длительность входного импульса, и бризер состоит из большого числа хорошо различимых пиков. При Θ_0 , немного меньших 4π , длительность бризера мала и он состоит из малого числа субимпульсов. Для импульсов с круговой поляризацией утверждение о роли интервалов

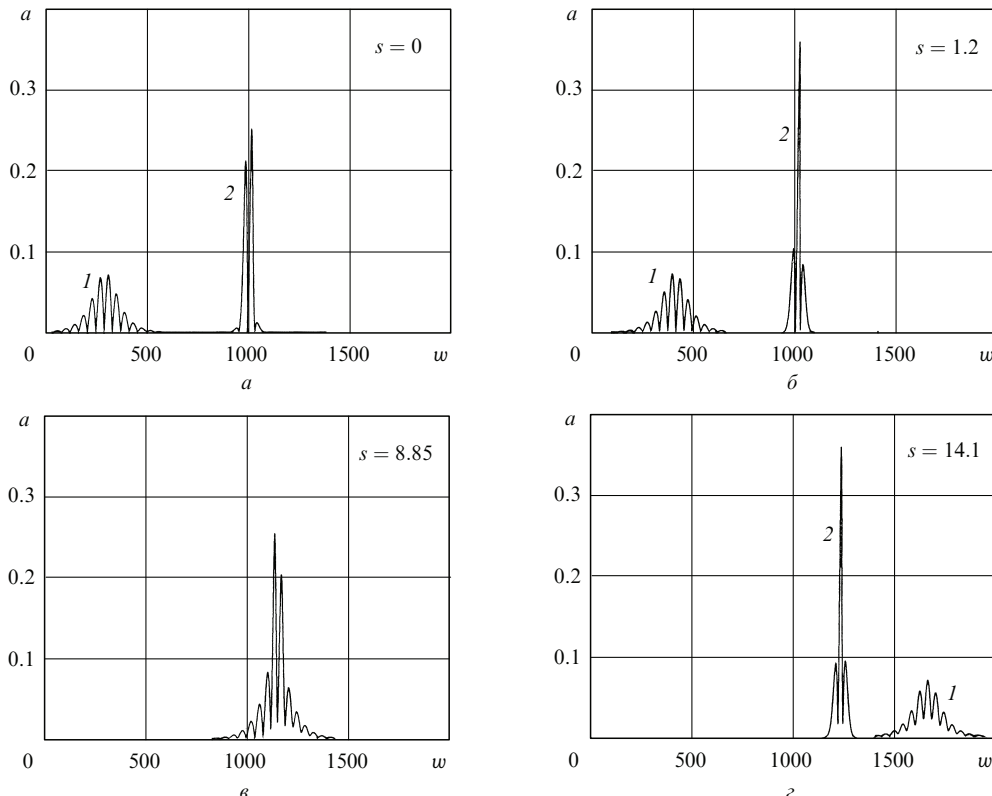


Рис.3. Столкновение линейно поляризованных бризеров: бризеры на входе в резонансную среду (а), изолированные бризеры до столкновения (б), наложение бризеров (в), БПИ после столкновения (г).

Δ_l детально обсуждалось в работе [25], поэтому мы ограничимся здесь приведёнными выше примерами.

4.2. Столкновение импульсов

Пусть на вход среды ($s = 0$) последовательно поступают два бризера (7)–(9), причём для первого из них (I на рис.3,а) $\tau_1 = 54, \tau_2 = 13, w_{01} = 300, w_{02} = 20$, а для второго (2 на рис.3,а) $\tau_1 = 11, \tau_2 = 19, w_{01} = 1000, w_{02} = 20$. Оба бризера линейно поляризованы под углом 45° друг к другу. На рис.3,б представлены огибающие этих бризеров до столкновения, а рис.3,в иллюстрирует стадию наложения импульсов. Отметим, что после столкновения (рис.3,з) импульсы I и 2 уже не являются бризерами, поскольку внутри этих импульсов поле нигде не обращается в нуль. Следовательно, данные импульсы можно отнести к БПИ, описанным в работе [18]. БПИ распространяются в среде, как и бризеры, периодически меняя свою форму и не теряя энергию. По крайней мере расчёт при $s = 14 - 20$ таких потерь не выявил, хотя напряжённость поля слабого монохроматического излучения на таком расстоянии должна из-за наличия неоднородного уширения уменьшиться примерно в 4×10^3 раз [22].

БПИ линейно поляризованы, причём плоскости их поляризации вращаются в противоположных направлениях: у импульса I – против часовой стрелки, а у импульса 2 – по часовой стрелке, если смотреть навстречу волне. Данное обстоятельство иллюстрирует рис.4, на котором представлены фрагменты рис.3,з, содержащие огибающие импульсов 2 и I , вместе с функциями $\alpha(w)$. Напомним, что бризеры СИП НП восстанавливают свою фор-

му после столкновения [26]. Наши расчёты показали, что такими свойствами обладают бризеры, линейно поляризованные под углом 90° друг к другу (для угла, равного нулю, эти свойства очевидны, т. к. соответствующая задача является задачей о СИП НП).

Экспериментальная реализация входных импульсов в виде бризеров (7)–(9) затруднительна. Поэтому допустим, что на входную поверхность $s = 0$ последовательно поступают два составных импульса (I и 2 на рис.5,а). Для импульса I полагаем $a_m = 0.25, w_0 = 40, \alpha = 0, \Theta_0 = 1.8\pi$, а для импульса $2 - a_m = 0.42, w_0 = 700, \alpha = \pi/4, \Theta_0 = 3\pi$. Импульс I имеет левую эллиптическую поляризацию, а импульс $2 -$ правую, и для обоих импульсов $|\gamma| = 0.5$. В среде импульс I превращается в бризер (I на рис.5,б) с $\tau_1 = 54.26, \tau_2 = 13.67, \alpha = 0, \gamma = -0.5$. Входной импульс 2 порождает БПИ (2 на рис.5,б). Причина, по которой вместо бризера из входного импульса 2 возникает БПИ, состоит в том, что этот импульс на начальном этапе формирования взаимодействует с когерентно возбуждённой импульсом I средой. Отметим, что бризер оставляет после себя среду в невозбуждённом состоянии. Это обстоятельство способствовало формированию бризера 2 на рис.3,б. После столкновения каждый импульс имеет структуру БПИ, подобную изображённой на рис.3,з.

4.3. Влияние релаксации

Для численных оценок выберем переход $6r^2\ ^3P_0 \rightarrow 6r7s\ ^3P_1$ изотопа ^{208}Pb ($\lambda = 283.3$ нм) в состоянии насыщенного пара при температуре $T = 900 - 1100$ К. Данный переход использовался в экспериментах, связанных с

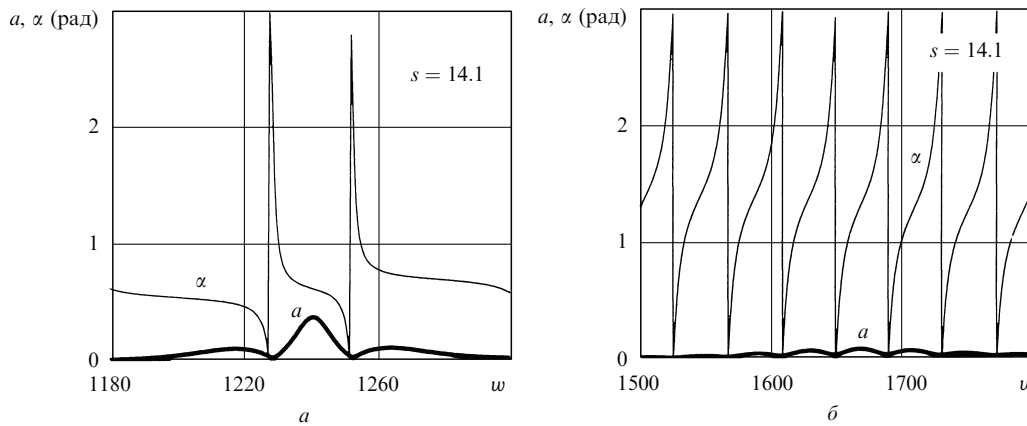


Рис.4. Фрагменты рис.3,з, содержащие БПИ 2 (а) и БПИ 1 (б), и функции $\alpha(w)$.

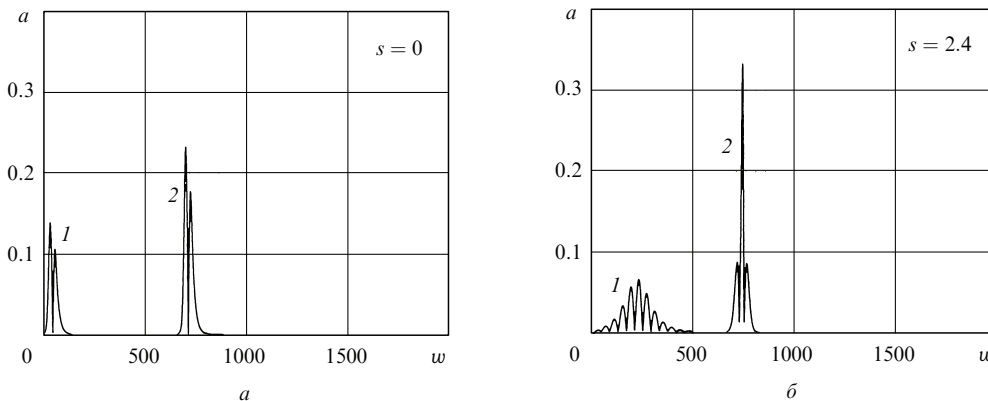


Рис.5. Возникновение эллиптически поляризованных бризера и БПИ: составные импульсы $I, 2$ на входе в среду (а), бризер I и БПИ 2 внутри среды (б).

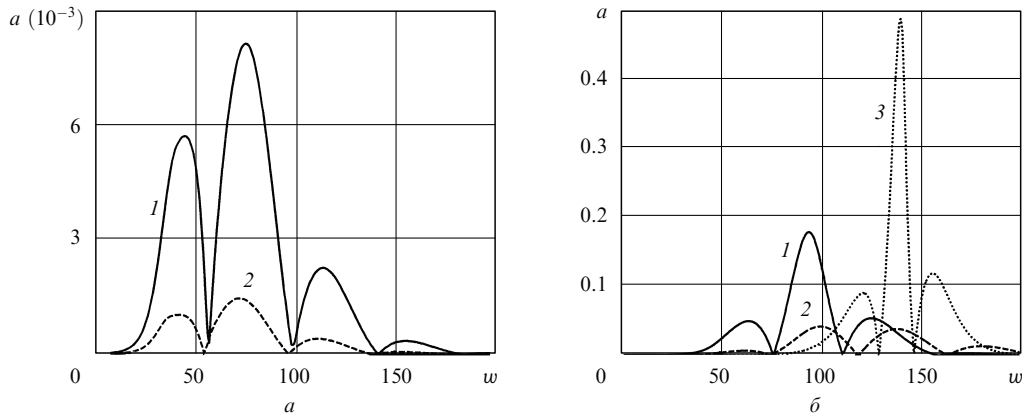


Рис.6. Импульсы при наличии релаксации для $s = 2$ (1) и 3 (2) в случае $\Theta_0 = 1.8\pi$ (а) и импульсы при наличии релаксации для $s = 2.8$ (1) и 4 (2), а также бризер в отсутствие релаксации при $s = 7.86$ (3) для случая $\Theta_0 = 3.7\pi$ (б).

электромагнитно-индуцированной прозрачностью [27]. Используя значения сил осцилляторов, взятые из работы [28], находим $|p|^2 = 1.2 \times 10^{-35}$ ед. СГСЭ. При $T = 1000$ К имеем $T_1 = 1.6 \times 10^{-10}$ с и $N = 1.1 \times 10^{14}$ см $^{-3}$ [29], так что $z_0 = 0.011$ см. При малых давлениях релаксация обусловлена спонтанным распадом верхнего уровня $6r^2s^3P_1$ на уровни $6r^2s^3P_i$ ($i = 0, 1, 2$). Используя данные [28], получаем $k_1 = 1.4 \times 10^{-2}$, $k_2 = 8.8 \times 10^{-3}$, $k_3 = 2.9 \times 10^{-2}$. Длительность $\tau_{1/2}$ (в секундах) составного импульса (6) по полувысоте равна $2.5 \times 10^{-10}\tau$, а его пиковая интенсивность (в Вт/см 2) $I_m = 424a_m^2(1 + \gamma^2)$. Изменение температуры в пределах 900–1100 К существенно сказывается только на значениях N и z_0 . Так, $z_0 = 0.11$ см при $T = 900$ К и 0.0016 см при $T = 1100$ К.

На рис.6,а представлены результаты расчёта при тех же граничных условиях, что и для рис.1. Это означает, что $\tau_{1/2} = 3.5$ нс, $I_m = 33$ Вт/см 2 . Вместо бризера (см. рис.1,б) теперь возникает быстро затухающий при распространении импульс, огибающие которого для $s = 2$ и 3 приведены на рис.6,а. Причина быстрого затухания заключается в следующем. Для данного расчёта $\Theta_0 = 1.8\pi$ и бризер имеет длительность ~ 400 (см. рис.1,б), что примерно в четыре раза больше длительности входного составного импульса. Наименьшее из времён релаксации $1/k_1 = 71$. Следовательно, когерентные процессы приводят к такому увеличению длительности импульса в среде, что она становится значительно больше времён необратимой релаксации. В этих условиях релаксация эффективно подавляет бризер.

Ситуацию, когда $a_m = 0.523$, а все остальные условия совпадают с условиями предыдущего расчёта, иллюстрирует рис.6,б. Тогда $\Theta_0 = 3.7\pi$, $\tau_{1/2} = 3.5$ нс, $I_m = 145$ Вт/см 2 . На этом рисунке приведены огибающие импульсов для $s = 2.8$ и 4, а также огибающая бризера, который возник бы в отсутствие релаксации. Видно, что и теперь бризер довольно эффективно подавляется релаксацией. Однако на расстоянии $s = 2.8$ (около 3 мм при $T = 900$ К) огибающая импульса достаточно похожа на огибающую бризера. Дело в том, что, как отмечалось выше, при $\Theta_0 = 3.7\pi$ бризер имеет сравнительно малую длительность. В частности, для бризера 3 на рис.6,б она более чем в два раза меньше, чем для бризера на рис.1,б. Поэтому релаксация оказывает на процесс формирования импульса меньшее влияние и допускает, чтобы на малых расстояниях импульс походил на бризер. Как показал численный анализ [21], именно такой, похожий на бризер импульс

наблюдался в эксперименте [20] в случае линейной поляризации излучения.

Релаксация влияет не только на эволюцию большой полуоси ЭП, но и на параметр сжатия γ . Данное утверждение иллюстрирует рис.7, на котором представлена огибающая импульса 1, изображённая на рис.6,б, совместно с зависимостью γ от w . Из рис.7 следует, что релаксация приводит не только к существенному изменению $|\gamma|$, но и к изменению знака γ . Это означает изменение направления вращения вектора E . На угол α релаксация не влияет, и он на всех расстояниях s равен $\pi/6$, как и для входного импульса.

На рис.8 показаны результаты расчётов при $\tau = 0.2$, $a_m = 35.77$ и тех же значениях остальных параметров граничных условий, как и в расчёте, результаты которого приведены на рис.1 (при таком значении τ неоднородное уширение следует считать малым). В данном случае $\Theta_0 = 3.7\pi$, $\tau_{1/2} = 50$ пс, $I_m = 68$ кВт/см 2 . Сплошными кривыми на рис.8 изображены огибающие импульсов при учёте релаксации для $s = 256$ и 283, а пунктирными – огибающие бризеров в отсутствие релаксации для $s = 283$ и 318. При $T = 1000$ К наименьшее и наибольшее из этих расстояний составляют 2.8 и 3.5 см (расстояния подбирались так, чтобы сплошные и пунктирные кривые имели подобные формы). Во всех расчётах для любых s и w получены $\alpha = \pi/6$, $\gamma = 0.5$, как и для входного импульса. Отметим, что каждая импульсная структура на рис.8 содержит многопиковый импульс-предвестник и «хвост»,

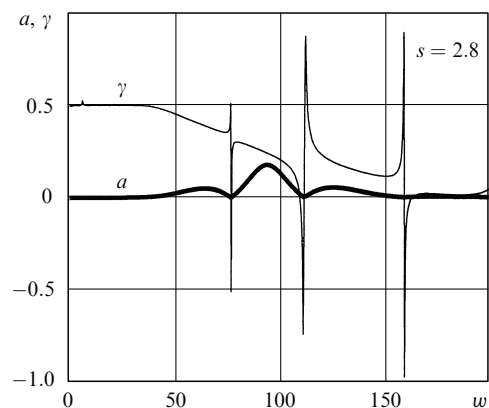


Рис.7. Фрагмент рис.6,б, содержащий огибающую импульса 1, и зависимость $\gamma(w)$.

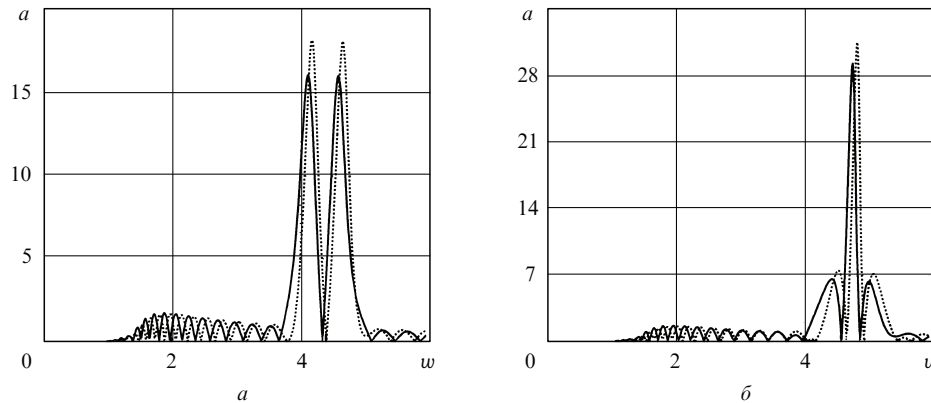


Рис.8. Импульсы при наличии релаксации (сплошные кривые) и бризеры в её отсутствие (пунктирные кривые) при $\Theta_0 = 3.7\pi$ и малых длительностях входных импульсов: импульс при $s = 256$ и бризер при $s = 283$ (а), импульс при $s = 283$ и бризер при $s = 318$ (б).

затухающие по мере распространения даже в отсутствие релаксации.

Близость форм сплошных и пунктирных кривых свидетельствует о малом влиянии релаксации на ход процесса. Это объясняется малой длительностью входного импульса и близостью величины Θ_0 к 4π . Совокупность данных условий обеспечивает возникновение бризера длительностью 1 (см. пунктирные кривые на рис.8), что значительно меньше меньшего из времён необратимой релаксации $1/k_1 = 71$. Отметим, что в данном случае релаксация приводит к небольшому уменьшению скорости импульса (примерно на 10 %) и почти к такому же уменьшению пространственного периода восстановления формы его огибающей.

5. Заключение

Представленные расчёты выявили следующие особенности, связанные с влиянием состояния поляризации входного лазерного излучения на процесс формирования бризеров. Во-первых, показано, что при наличии на входе в среду эллиптически поляризованного составного импульса с фиксированными α и γ в среде возможно возникновение бризера с теми же значениями α и γ . Итоги численного анализа позволяют предложить простое правило, связывающее структуру излучения на больших расстояниях с площадью составного импульса. Это правило является обобщением закономерности, предложенной в [24] для случаев круговой и линейной поляризации излучения.

Во-вторых, столкновение бризеров только в некоторых частных случаях (например, при круговых поляризациях, коллинеарных или ортогональных линейных поляризациях) заканчивается восстановлением их первоначальной формы. В общем случае такое столкновение приводит к формированию двух БПИ, все параметры ЭП которых довольно сложно зависят от времени и координаты. При последовательном поступлении на вход резонансной среды двух эллиптически поляризованных составных импульсов только первый из них порождает бризер, тогда как второй преобразуется в БПИ. Это объясняется влиянием когерентного возбуждения среды, оставшегося после прохождения первого импульса. Столкновение эллиптически поляризованных бризера и БПИ приводит в общем случае к возникновению двух БПИ.

В типичных условиях возможного эксперимента релаксация препятствует образованию бризера из входных составных импульсов наносекундной длительности. При этом релаксация влияет не только на огибающую импульса, но и на параметр сжатия ЭП. Для входных составных импульсов длительностью около 100 пс влияние релаксации пренебрежимо мало, по крайней мере в случае, когда Θ_0 незначительно меньше 4π .

1. Lamb G.L. Jr. *Rev. Mod. Phys.*, **43**, 99 (1971).
2. Ablovitz M.J., Kaup D.J., Newell A.C. *J. Math. Phys.*, **15**, 1852 (1974).
3. Lamb G.L. Jr. *Phys. Rev. A*, **9**, 422 (1974).
4. Hopf F.A., Shakir S. *Phys. Rev. A*, **19**, 243 (1979).
5. Shakir S.A. *Phys. Rev. A*, **20**, 1579 (1979).
6. Shakir S.A. *Opt. Commun.*, **33**, 99 (1980).
7. Kaup D.J., Scaccia L.R. *J. Opt. Soc. Am.*, **70**, 224 (1980).
8. Андреев В.А. *Квантовая электроника*, **10**, 2045 (1983).
9. Манькин Э.А., Захаров С.М., Онищенко Э.В. *ЖЭТФ*, **105**, 1583 (1994).
10. Адамашвили Г.Т. *Оптика и спектроскопия*, **85**, 95 (1998).
11. Адамашвили Г.Т., Адамашвили Н.Т., Коплатадзе Р.Р., Моцонелидзе Г.Н., Пеикришвили М.Д. *Оптика и спектроскопия*, **96**, 864 (2004).
12. Сазонов С.В. *ЖЭТФ*, **119**, 419 (2001).
13. Сазонов С.В. *УФН*, **171**, 663 (2001).
14. Елютин С.О. *ЖЭТФ*, **128**, 17 (2005).
15. Башаров А.М., Маймистов А.И. *ЖЭТФ*, **87**, 1594 (1984).
16. Chernyak V.Ya., Rupasov V.I. *Phys. Lett. A*, **108**, 434 (1985).
17. Башаров А.М., Маймистов А.И., Скляр Ю.М. *Оптика и спектроскопия*, **63**, 707 (1987).
18. Steudel H. *J. Mod. Opt.*, **35**, 693 (1988).
19. Hamadani S.M., Goldhar J., Kurnit N.A., Javan A. *Appl. Phys. Lett.*, **25**, 160 (1974).
20. Diels J.C., Hahn E.L. *Phys. Rev. A*, **10**, 2501 (1974).
21. Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **37**, 813 (2007).
22. Акулин В.М., Карлов Н.В. *Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике* (М.: Наука, 1987).
23. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
24. Slusher R.E., Gibbs H.M. *Phys. Rev. A*, **5**, 1634 (1972).
25. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **34**, 652 (2004).
26. Додд Р., Эйлбек Дж., Гиббон Дж., Моррис Х. *Солитоны и нелинейные волновые уравнения* (М.: Мир, 1988).
27. Kasapi A., Maneesh Jain, Yin G.Y., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2447 (1995).
28. DeZafra R.L., Marshall A. *Phys. Rev.*, **170**, 28 (1968).
29. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).