

Численное моделирование эффектов нестационарности поляризаций излучений для Λ -схемы взаимодействия при вырождении энергетических уровней

А.В.Волков, Н.А.Дружинина, О.М.Паршков

Представлены результаты численного моделирования нестационарных поляризационных эффектов при Λ -схеме энергетических уровней среды с квантовыми числами полного момента импульса 0, 2, 1. Анализ проведен в приближении медленных огибающих с учетом неоднородного уширения линий квантовых переходов. Предполагается, что на входе в резонансную среду излучение с меньшей частотой (сигнал) значительно слабее излучения с большей частотой (накачка). Показано, что внутри среды поляризация сигнального импульса в общем случае является квазиэллиптической и не зависит от характера поляризации входного сигнала. Если «площадь» входного импульса накачки в отсутствие сигнального излучения допускает формирование только одного 2π -импульса, то большие оси эллипсов поляризации сигнала внутри среды и входного излучения накачки коллинеарны, однако направления вращения напряженностей электрических полей этих излучений взаимно противоположны. При более мощных входных импульсах накачки поляризационная структура сигнального импульса в среде значительно усложняется.

Ключевые слова: вырождение энергетических уровней, нестационарная поляризация излучения, неоднородное уширение.

1. Введение

Системы из двух или трех невырожденных энергетических уровней являются наиболее простыми и поэтому наиболее часто используемыми в теории нестационарного резонансного взаимодействия лазерного излучения с веществом моделями спектров квантовых объектов (КО). В рамках этих моделей получены основные результаты, связанные, например, с явлениями фотонного эха [1], самоиндуцированной прозрачности (СИП) [2], электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [3].

Однако в подавляющем большинстве случаев энергетический спектр КО состоит из вырожденных энергетических уровней. Специальный выбор состояния поляризации (линейная или круговая) лазерного излучения часто, но не всегда, позволяет изучать его резонансное взаимодействие со средой в рамках моделей невырожденных энергетических уровней. При этом из поля зрения выпадают поляризационные эффекты, т. е. эффекты, связанные с изменением характера поляризации излучения при его распространении.

Это обстоятельство стимулировало развитие теории нестационарного резонансного взаимодействия импульсного лазерного излучения с квантовыми переходами между вырожденными энергетическими уровнями. Влияние вырождения уровней на СИП в поле излучения линейной или круговой поляризации изучалось в [4–6]. В ряде работ (см. обзор [7]) рассматривались поляризационные эффекты, связанные с СИП на квантовом переходе между вырожденными энергетическими уровнями. ЭИП в такой

схеме изучалась в [8–10]. Когерентная двухполевая спектроскопия квантового перехода между вырожденными энергетическими уровнями представлена в [11]. В [12, 13] доказана интегрируемость методом обратной задачи рассеяния системы уравнений двойного резонанса на вырожденных энергетических уровнях и изучены их решения симультоного типа.

Цель теоретических исследований, результаты которых представлены в настоящей работе, – изучение поляризационных эффектов, возникающих при нестационарном взаимодействии двух лазерных излучений с ансамблем трехуровневых КО при наличии вырождения в случае Λ -конфигурации взаимодействия. В отличие от исследований [12, 13], учитывается неоднородное уширение линий квантовых переходов и не используется предположение о равенстве их сил осцилляторов. Предполагается, что уровни в порядке роста энергии характеризуются значениями 0, 2, 1 квантового числа J полного момента импульса, и верхний из них является общим для двух резонансно возбуждаемых квантовых переходов.

Считая процесс изменения состояния каждого КО под действием излучения достаточно быстрым, мы игнорируем релаксационные процессы. Ориентируясь на разреженный газ в качестве резонансной среды, мы учитываем доплеровское уширение спектральных линий. Сигнальное излучение на входе в среду предполагается столь слабым, что на начальном этапе взаимодействия оно практически не должно влиять на эволюцию излучения накачки. Моделирование выполнялось для Λ -схемы уровней изотопа ^{208}Pb , в которой наблюдалась ЭИП поляризованных по кругу лазерных полей [14].

Теоретическое изучение нестационарных резонансных взаимодействий двух лазерных полей с фиксированными состояниями поляризации (круговыми или коллинеарными линейными) и ансамблем КО с тремя невырожденными квантовыми уровнями привело к описанию практически значимых эффектов, открывающих новые возмож-

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

Поступила в редакцию 27 июня 2008 г., после доработки – 26 января 2009 г.

ности записи и считывания информации о световых импульсах [15–17], создания квантовой памяти [18], управления характеристиками лазерного излучения [19, 20], зондирования ультрахолодных атомных и молекулярных облаков [21]. В основе упомянутых эффектов лежит возможность управления интенсивностью одной частотной компоненты поля за счет изменения интенсивности другой.

Мотивация исследований, результаты которых представлены в данной работе, помимо познавательного аспекта, заключается в следующем. Эллиптически поляризованные частотные компоненты излучения, рассматриваемые в нашей работе, кроме интенсивности характеризуются параметрами их эллипсов поляризации. Существует возможность управления не только интенсивностью, но и этими параметрами одной частотной компоненты излучения за счет изменения параметров эллипса поляризации другой частотной компоненты. (Наличие такой возможности при квазистатическом режиме ЭИП подтверждено экспериментом [22].) Данное обстоятельство позволяет надеяться на расширение области практического использования нестационарного резонансного взаимодействия двухчастотного лазерного поля с ансамблем трехуровневых КО.

2. Постановка краевой задачи

На рис.1 представлена Λ -схема, состоящая из невырожденного нижнего уровня ($J = 0$), пятикратно вырожденного среднего уровня ($J = 2$) и трехкратно вырожденного верхнего уровня ($J = 1$). Подобная Λ -схема образуется, например, уровнями $6r^2 \ ^3P_0$, $6r^2 \ ^3P_2$, $6r7s \ ^3P_1^o$ изотопа ^{208}Pb . Выберем ось z в качестве оси квантования и обозначим через M квантовое число проекции полного момента импульса на эту ось. Возможные значения M для каждого из трех уровней Λ -схемы указаны на рис.1. Пусть ϕ_k ($k = 1, 2, \dots, 9$) – ортонормированный набор общих собственных функций операторов Гамильтона, полного момента импульса и его проекции на ось z для изолированного атома, причем ϕ_1 является состоянием уровня с $J = 0$, функции ϕ_k ($k = 2, 3, 4$) относятся к уровню с $J = 1$, а функции ϕ_k ($k = 5, 6, \dots, 9$) – к уровню с $J = 2$ (см. рис.1). Пусть D_1 и D_2 – приведенные электродипольные моменты переходов $J = 0 \rightarrow J = 1$ и $J = 2 \rightarrow J = 1$ соответственно, а ω_1 и ω_2 – частоты этих переходов для покоящегося атома. Предполагая, что резонансная среда является разреженным газом, введем параметр $T_1 = 2/D_1$, где Δ_1 – ширина (по уровню e^{-1} высоты) плотности рас-

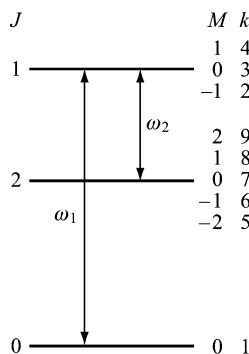


Рис.1. Λ -конфигурация квантовых переходов между уровнями с $J = 0, J = 2, J = 1$; k – номер состояния в математической модели.

пределения частот ω'_l квантовых переходов $J = 0 \rightarrow J = 1$ вследствие эффекта Доплера.

Пусть ансамбль Λ -схем подвергается воздействию двух лазерных излучений в виде плоских произвольно поляризованных квазимонохроматических когерентных волн, распространяющихся вдоль оси z и имеющих частоты ω_1 и ω_2 , так что полное электрическое поле может быть представлено в виде

$$\mathbf{E} = \sum_{l=1}^2 \mu_l [\mathbf{i} E_{xl} \cos(\omega_l t - k_l z + \delta_{xl}) + \mathbf{j} E_{yl} \cos(\omega_l t - k_l z + \delta_{yl})]. \tag{1}$$

Здесь $\mu_l = h\sqrt{2l+1}/(|D_l|T_1)$ – нормировочные постоянные; \mathbf{i}, \mathbf{j} – орт-векторы осей x и y ; $E_{xl}, E_{yl}, \delta_{xl}, \delta_{yl}$ – зависящие от z и t функции, описывающие амплитуды и фазы колебаний x - и y -компонент полей; $k_l = \omega_l/c$. Ниже поле с частотой ω_1 будем называть накачкой, а с частотой ω_2 – сигналом.

Волновую функцию представим в виде

$$\Psi = \bar{c}_1 \phi_1 + \left(\sum_{k=2}^4 \bar{c}_k \phi_k \right) \exp(-i\xi_1) + \left(\sum_{k=5}^9 \bar{c}_k \phi_k \right) \exp[-i(\xi_1 - \xi_2)], \tag{2}$$

где $\xi_l = \omega_l t - k_l z$; $l = 1, 2$. Отметим, что амплитуды вероятностей \bar{c}_k рассматриваются нами как функции переменных z и t . Введем комплексные полевые переменные f_l и g_l ($l = 1, 2$) с помощью формул

$$f_l = [E_{xl} \exp(i\delta_{xl}) - iE_{yl} \exp(i\delta_{yl})]/\sqrt{2},$$

$$g_l = [E_{xl} \exp(-i\delta_{xl}) - iE_{yl} \exp(-i\delta_{yl})]/\sqrt{2},$$

а также модифицированные амплитуды вероятности

$$c_1 = -2\bar{c}_1 \arg D_1, \quad c_2 = \bar{c}_2, \quad c_4 = \bar{c}_4, \quad c_5 = 2\bar{c}_5 \arg D_2,$$

$$c_7 = (2/\sqrt{6})\bar{c}_7 \arg D_2, \quad c_9 = 2\bar{c}_9 \arg D_2,$$

где $\arg a$ – аргумент комплексного числа a . Определим нормированные независимые переменные s и w :

$$s = z/z_0, \quad w = (t - z/c)/T_1, \tag{3}$$

где $z_0 = 3hc/(2\pi N |D_1|^2 T_1 \omega_1)$; N – концентрация атомов. Используя уравнения Максвелла и Шредингера для описания эволюции поля и квантовых объектов соответственно, получим в приближении медленно меняющихся амплитуд следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial f_1}{\partial s} = \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1 c_2^* \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial s} = -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} (c_4^* c_9 + c_2^* c_7) \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial g_1}{\partial s} = \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1^* c_4 \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1,$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_2}{\partial s} &= -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_2 c_5^* + c_4 c_7^*) \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1, \\ \frac{\partial c_1}{\partial w} &= -i(f_1 c_2 - g_1^* c_4), \\ \frac{\partial c_2}{\partial w} + i\varepsilon_1 c_2 &= -\frac{i}{4}(f_1^* c_1 + g_2 c_5 - f_2^* c_7), \\ \frac{\partial c_4}{\partial w} + i\varepsilon_1 c_4 &= \frac{i}{4}(g_1 c_1 - g_2 c_7 + f_2^* c_9), \\ \frac{\partial c_5}{\partial w} + i\varepsilon_1(1 - \beta)c_5 &= -ig_2^* c_2, \\ \frac{\partial c_7}{\partial w} + i\varepsilon_1(1 - \beta)c_7 &= \frac{i}{6}(f_2 c_2 - g_2^* c_4), \\ \frac{\partial c_9}{\partial w} + i\varepsilon_1(1 - \beta)c_9 &= if_2 c_4, \\ \beta &= \frac{\omega_2}{\omega_1}, \quad \xi = \frac{3\omega_2 |D_2|^2}{5\omega_1 |D_1|^2}. \end{aligned} \tag{4}$$

Для выбранных переходов изотопа ^{208}Pb имеем $\beta = 0.7$, $\xi = 2.11$. Эти оценки получены при использовании данных работы [23].

Отметим, что амплитуды \bar{c}_3 , \bar{c}_6 и \bar{c}_8 не входят в систему (4). Их эволюция определяется замкнутой системой трех дифференциальных уравнений, которая при принятых далее начальных условиях $\bar{c}_3 = \bar{c}_6 = \bar{c}_8 = 0$ имеет решение $\bar{c}_3 = \bar{c}_6 = \bar{c}_8 = 0$ для всех s и w . Интегралы в правых частях первых четырех уравнений системы (4), являющихся следствиями уравнений Максвелла, возникают в связи с учетом доплеровского неоднородного уширения линий квантовых переходов. При этом $\varepsilon_1 = T_1(\omega' - \omega_1)$.

Анализ решения системы (4) проведем в терминах параметров a_l, α_l, γ_l эллипса поляризации (ЭП) излучения накачки ($l = 1$) и сигнала ($l = 2$). Здесь a_l – большая ось ЭП, измеренная в единицах μ_i ; α_l – угол ее наклона к оси x ; γ_l – параметр сжатия. Согласно обычным стандартам [24], $a_l \geq 0$, $0 \leq \alpha_l < \pi$, $-1 \leq \gamma_l \leq 1$. При этом $|\gamma_l|$ определяет отношение малой оси ЭП к большой, условие $0 < \gamma_l < 1$ ($-1 < \gamma_l < 0$) соответствует правой (левой) эллиптической поляризации, а условие $\gamma_l = 0$ – линейно поляризованному излучению. При $|\gamma_l| = 1$ (круговая поляризация) угол α_l не определен, и мы формально приписываем ему отрицательное значение: $\alpha_l = -0.2$.

Задавая параметры ЭП (a_l, α_l, γ_l и одну из фаз, например δ_{xl}), можно однозначно определять величины f_l и g_l . Соответствующие формулы из-за громоздкости опущены. Параметры ЭП в общем являются функциями s и w . Состояние поляризации с медленно меняющимися параметрами α_l или γ_l будем называть квазиэллиптическим, подобно тому, как гармоническое колебание с медленно меняющейся амплитудой называется квазигармоническим. Далее функция $a_l(s, w)$ при $l = 1$ именуется огибающей накачки, а при $l = 2$ – огибающей сигнала.

Начальные условия ($w = 0$) для системы (4) задаются в виде

$$c_1/2 = 1, \quad c_2 = c_4 = c_5 = c_7 = c_9 = 0, \quad s \geq 0,$$

что соответствует нахождению всех атомов на нижнем энергетическом уровне в начальный момент времени. Граничные условия ($s = 0$) задаются как

$$\alpha_l = \alpha_{l0}, \quad \gamma_l = \gamma_{l0}, \quad \delta_{xl} = 0, \tag{6}$$

$$a_1 = a_{10} \operatorname{sech}(w - 7), \quad a_2 = 10^{-10}, \quad w \geq 0, \tag{7}$$

где $l = 1, 2$; α_{l0}, γ_{l0} – постоянные величины. Равенства (6) соответствуют входным лазерным импульсам с постоянной ориентацией большой оси и постоянным эксцентриситетом ЭП. Равенства (7) моделируют ситуацию, когда колоколообразный входной импульс накачки имеет длительность, равную примерно $2T_1$, тогда как входной сигнальный импульс имеет значительно большую длительность и настолько слаб, что вблизи входа в среду его наличие практически не сказывается на эволюции импульса накачки.

В качестве интегральных характеристик импульсов ниже используются параметры W_l, I_l ($l = 1, 2$), пропорциональные энергии и z -компоненте момента импульса излучения накачки ($l = 1$) и сигнала ($l = 2$) в расчете на единицу площади поперечного сечения.

Задача о вырожденном квантовом переходе $J = 0 \leftrightarrow J = 1$ (в нашем случае это переход накачки, для которого $l = 1$) допускает в соответствии с теорией СИП решение в виде 2π -импульса [10]. Снабдим параметры 2π -импульса нижним индексом 1 и отметим, что для этого импульса α_1 и γ_1 постоянны, а между γ_1, a_{1m} (максимальное значение огибающей), τ_1 (длительность по уровню sech^{-1}) и v_1 (скорость в координатах s, w) имеется связь:

$$\tau_1 = 2/r, \quad v_1 = \sqrt{\pi} \left[\frac{4}{r^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1}{1 + 4\varepsilon_1^2/r^2} \right]^{-1}, \tag{8}$$

где $r = a_{1m} \sqrt{1 + \gamma_1^2}$.

Пусть в результате численного моделирования на частоте накачки обнаружен импульс с постоянными α_1 и γ_1 , с огибающей неизменной симметричной колоколообразной формы и постоянным максимальным значением a_{1m} . Мы считаем данный импульс 2π -импульсом, если τ_1 и v_1 , вычисленные по этим значениям a_{1m} и γ_1 с помощью формул (8), отличаются от полученных в результате моделирования не более чем на 2%.

В теории СИП на невырожденном квантовом переходе колоколообразный входной импульс преобразуется внутри среды в n 2π -импульсов, если «площадь» Θ_1 под его действительной огибающей находится в интервале от $(2n - 1)\pi$ до $(2n + 1)\pi$ [2]. В случае СИП на вырожденном квантовом переходе $J = 0 \leftrightarrow J = 1$ это условие справедливо при следующем определении понятия площади колоколообразного входного эллиптически поляризованного импульса:

$$\Theta_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} a_1 \sqrt{1 + \gamma_1^2} dw. \tag{9}$$

Для линейно поляризованного излучения и излучения, поляризованного по кругу, выражение (9) в случае колоколообразной огибающей a_1 совпадает с площадью импульса в понимании теории СИП на невырожденных квантовых переходах.

3. Результаты расчетов

3.1. Положим в (6) и (7) $\alpha_{10} = 0.5, \gamma_{10} = 0.3, a_{10} = 1.4367, \alpha_{20} = \pi/2, \gamma_{20} = 0.3$. В данном случае оба входных излучения эллиптически поляризованы вправо, а угол между большими осями их ЭП равен примерно 60° . При этом $\Theta_1 = 1.5\pi$, так что в отсутствие сигнального излучения в канале накачки ожидается формирование одиночного 2π -импульса.

На рис.2 представлены зависимости $W_i(s)$ и $I_i(s)$. Плато на кривых W_1 и I_1 при малых s объясняется формированием 2π -импульса в канале накачки. Плато на кривых W_2 и I_2 при больших s соответствуют свободному распространению сигнального импульса после полного истощения энергии накачки. При этом $I_2 < 0$, что означает преобладание в сигнальном излучении левой эллиптической поляризации.

Эволюция огибающей излучения накачки показана на рис.3. Из анализа с использованием соотношений (8) следует, что на рис.3,б, в изображен 2π -импульс, предваряемый небольшим импульсом-предвестником. Зависи-

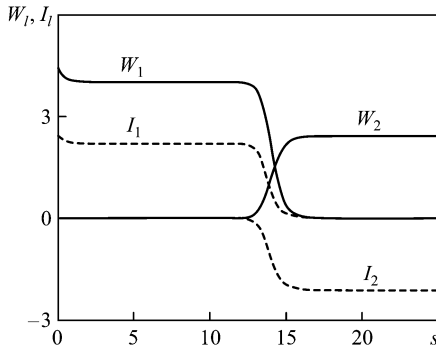


Рис.2. Энергия (сплошные кривые) и z -компонента момента импульса (штриховые кривые) для импульса накачки (W_1, I_1) и сигнала (W_2, I_2) соответственно в зависимости от нормированной координаты s .

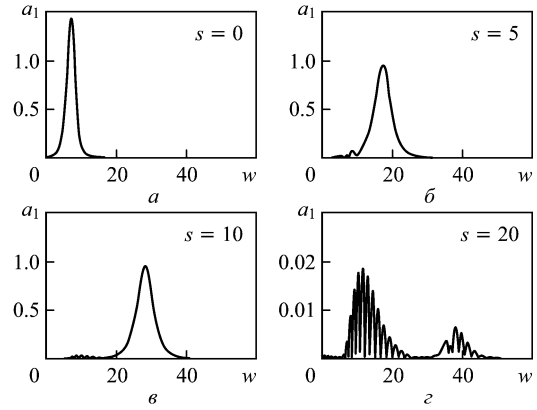


Рис.3. Эволюция огибающей импульса накачки при разных значениях s .

мость на рис.3,г получена при $s = 20$, в этом случае энергия накачки практически исчерпана. Величины α_1 и γ_1 вплоть до расстояния, на котором происходит разрушение 2π -импульса ($s = 15$), остаются равными своим начальным значениям. Однако второй импульс, появляющийся на больших расстояниях в результате распада импульса накачки (правый импульс на рис.3,г), имеет довольно сложно зависящие от s и w параметры ЭП. Ввиду слабости этого импульса мы не будем подробно описывать эти зависимости.

На рис.4 показана эволюция огибающих a_2 , углов α_2 и параметров сжатия γ_2 сигнального излучения при нескольких значениях s . Понимая под фронтом импульса фронт его огибающей, отметим, что передний фронт сигнального импульса на больших расстояниях (рис.4,б-г) обладает левой эллиптической поляризацией, близкой к круговой ($\gamma_2 \approx -0.7$). На заднем фронте ЭП вначале сплющивается, затем вырождается в прямую ($\gamma_2 = 0$) и снова становится эллипсом, но уже с правой поляризацией ($\gamma_2 > 0$). В большей части области, в которой функция a_2 заметно отличается от нуля, величина γ_2 отрицательна. Поэтому пре-

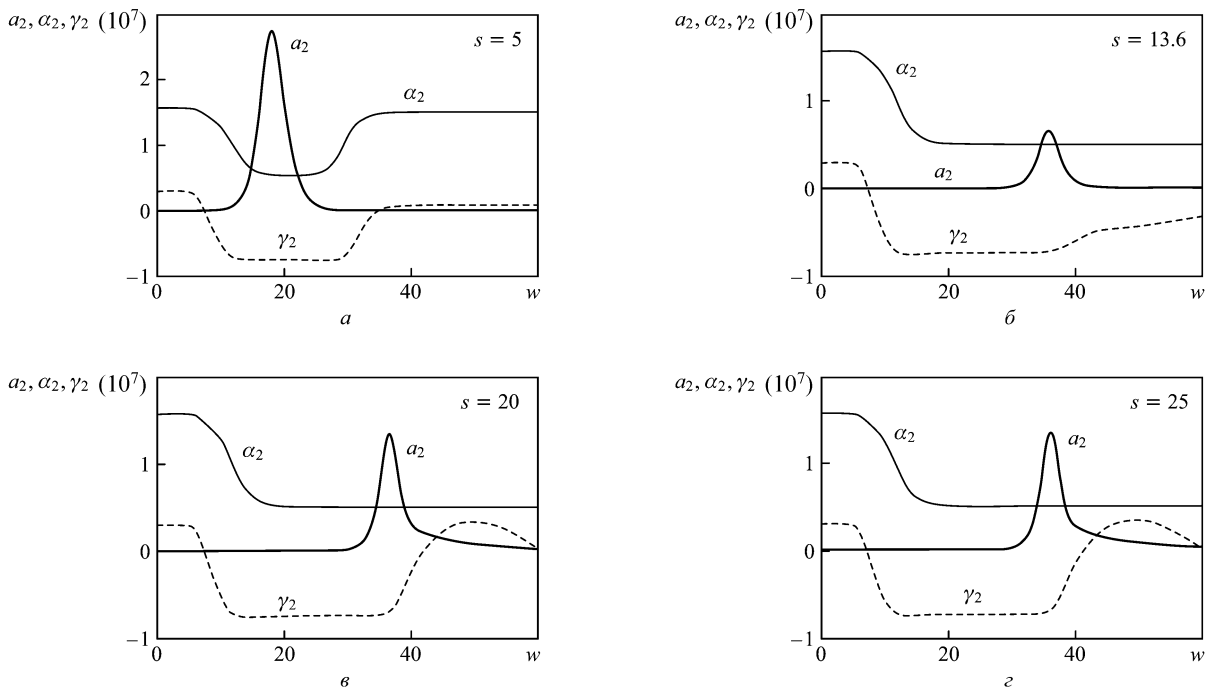


Рис.4. Эволюция параметров ЭП сигнального импульса при разных значениях s .

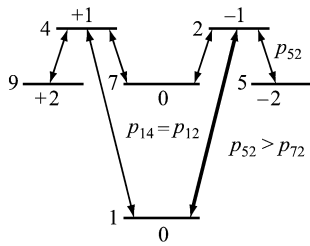


Рис.5. Схема квантовых переходов. Цифры слева от горизонтальных линий – номера состояний согласно рис.1, цифры сверху (или снизу) – квантовое число M соответствующих состояний, p_{ik} – модуль электродипольного момента перехода $i-k$.

обладающим является излучение с левой круговой поляризацией, что согласуется с обсуждением результатов, представленных на рис.2. Следовательно, направление вращения вектора напряженности электрического поля сигнального излучения в среде противоположно такому для входного излучения накачки (на входе в среду эти направления совпадали). В районе нахождения сигнального импульса, как показал расчет, $\alpha_2 = 0.5$. Это означает, что большая ось ЭП сигнального излучения в среде параллельна большой оси ЭП входного излучения накачки.

Возникновение левополяризованного сигнального импульса имеет следующее объяснение. Входной импульс накачки обладает правой эллиптической поляризацией ($\gamma_{10} = 0.3$). Следовательно, в его разложении на составляющие с круговыми поляризациями преобладает правополяризованное излучение. Правая и левая составляющие, согласно известным правилам отбора по квантовому числу M , взаимодействуют с переходами $1-2$ и $1-4$ и изображены на рис.5 длинными стрелками, наклоненными вправо и влево соответственно. При этом более интенсивная правая компонента представлена жирной стрелкой. Учитывая, что модули p_{12} и p_{14} электродипольных моментов переходов $1-2$ и $1-4$ совпадают, можно заключить, что переход $1-2$ играет главную роль в усилении сигнального излучения.

Сигнальное излучение можно также представить в виде суммы право- и левополяризованных круговых компонент. Переходы, вызванные этими компонентами, отмечены на рис.5 короткими стрелками, направленными вправо и влево соответственно. В связи с преимущественным возбуждением состояния 2 (жирная стрелка на рис.5) наибольший вклад в усиление сигнального импульса вносят переходы $5-2$ и $7-2$, причем первый обеспечивает нарастание левой, а второй – правой круговой компоненты сигнального поля. Для модулей p_{52} и p_{72} электродипольных моментов переходов данных переходов верно соотношение $p_{52} = \sqrt{6} p_{72}$ [25]. Ввиду этого левополяризованная круговая компонента сигнального поля, взаимодействующая с переходом $5-2$, испытывает большее усиление. В результате сигнальное излучение приобретает левую круговую поляризацию независимо от характера поляризации входного сигнального импульса. Подобным образом нетрудно показать, что накачка, имеющая левую эллиптическую поляризацию, породит в среде сигнальный импульс с правой поляризацией.

3.2. Для выяснения особенностей эволюции α_2 и γ_2 при изменении γ_{10} была проведена серия расчетов, отличающихся от предыдущего только значениями γ_{10} . Результаты двух из них, а именно, расчетов при $\gamma_{10} = 0$ (линейная поляризация импульса накачки) и $\gamma_{10} = 0.8$, представле-

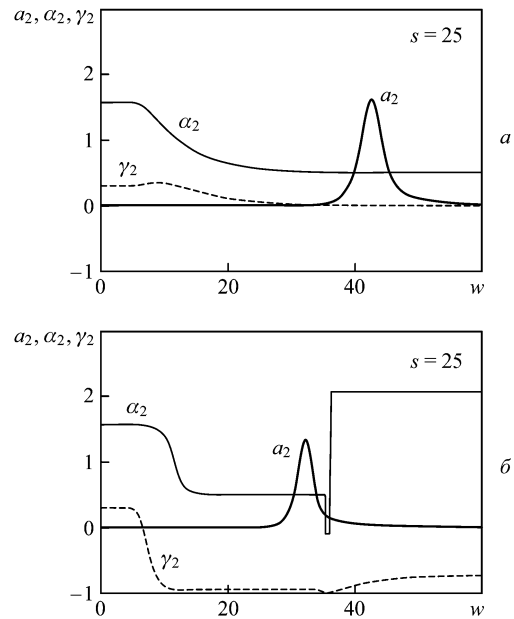


Рис.6. Эволюция параметров ЭП сигнального импульса ($s = 25$) при $\gamma_{10} = 0$ (а) и $\gamma_{10} = 0.8$ (б).

ны на рис.6,а и б соответственно в случае $s = 25$. Сопоставление штриховых кривых на этих рисунках и рис.4,з показывает, что с ростом $|\gamma_{10}|$ поляризация сигнального импульса приближается к левой круговой. (При $\gamma_{10} = 0$, согласно рис.6,а, имеет место линейная поляризация сигнала.) Вид зависимостей $\alpha_2(w)$ ($\alpha_2 = 0.5$ в области нахождения импульса) свидетельствует, в общем, о коллинеарности больших осей ЭП сигнала и накачки. Однако на заднем фронте импульса на рис.6,б в момент, когда поляризация становится круговой ($\gamma_2 = -1, \alpha_2 = -0.2$), направление большой оси ЭП скачком меняется на угол $\pi/2$ (скачок функции α_2 , после которого $\alpha_2 = 2.071$).

3.3. Теперь положим в (7) $a_{10} = 3.8313$, оставив все другие условия теми же, что и в расчете, проведенном в п.3.1. При этом $\Theta_1 = 4\pi$, так что, согласно сказанному в связи с обсуждением формулы (9), в среде при отсутствии сигнального излучения ожидается формирование двух 2π -импульсов. На рис. 7 представлены зависимости энергий $W_1(s)$ и $W_2(s)$. Плато на кривой W_1 при малых s соответствует распространению в канале накачки двух 2π -импульсов при практическом отсутствии сигнального излучения. Следующее плато на кривой W_1 и находящееся под ним плато на кривой W_2 возникают после полного распада меньшего из 2π -импульсов и образования оди-

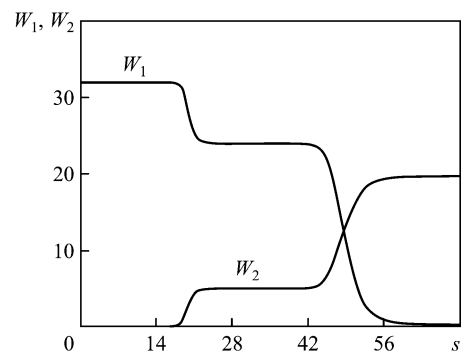


Рис.7. Энергии импульса накачки W_1 и сигнала W_2 в случае формирования в канале накачки двух 2π -импульсов в зависимости от нормированной координаты s .

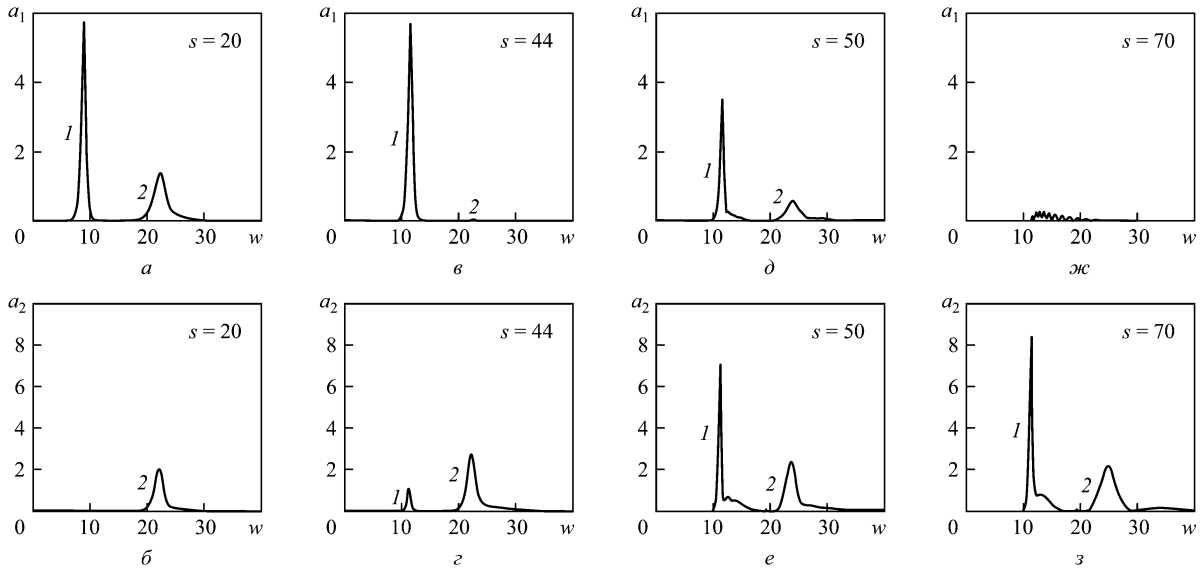


Рис.8. Эволюция огибающих импульса накачки (*a, в, д, ж*) и сигнального импульса (*б, з, е, з*) в случае мощного входного импульса накачки при разных значениях *s*.

ночного импульса сигнального излучения. Последнее плато на кривой W_2 соответствует свободному распространению двух импульсов сигнального излучения после источника излучения накачки.

Сказанное иллюстрирует рис.8, на котором представлена эволюция огибающих a_1 и a_2 после образования двух 2π -импульсов излучения накачки. Импульсы 1 и 2 на рис.8,*а* – это 2π -импульсы, причем последний уже находится в стадии разрушения. Созданный им сигнальный импульс 2 показан на рис.8,*б* (сигнальный импульс, созданный первым 2π -импульсом, в масштабе рис.8,*б* не заметен). Результаты на рис.8,*в* относятся к расстоянию, на котором первый 2π -импульс начинает разрушаться, создавая свой сигнальный импульс (импульс 1 на рис.8,*з*). Цифрой 2 на рис.8,*в* отмечена область чрезвычайно слабого излучения, оставшегося после распада второго 2π -импульса. Созданный за счет его энергии сигнальный импульс 2 представлен на рис.8,*з*.

Поскольку импульс 1 на рис.8,*в* заметно отличается от 2π -импульса, он оставляет после себя переход накачки в инвертированном состоянии. Черпая энергию из этой инверсии, импульс 2 на рис.8,*в* начинает усиливаться, вследствие чего излучение накачки снова приобретает двухимпульсную структуру (рис.8,*д*). Этот процесс сопровождается ростом сигнального импульса 1 и некоторым уменьшением сигнального импульса 2 (ср. рис.8,*з* и *е*). На еще больших расстояниях оба импульса накачки исчезают (рис.8,*ж*), а на сигнальной частоте остаются два импульса неизменной формы, распространяющиеся со скоростью света в вакууме (рис.8,*з*).

На рис.9,*а* представлена временная структура излучения накачки при $s = 50$. Импульс с большой пиковой амплитудой огибающей a_1 является остатком разрушающегося первого 2π -импульса накачки. Его передний фронт обладает правой эллиптической поляризацией с теми же значениями α_1 и γ_1 ($\gamma_1 > 0$), что и у входного импульса накачки. На заднем фронте, как показывает кривая для γ_1 , ЭП вырождается в прямую ($\gamma_1 = 0$), а затем поляризация становится левой эллиптической ($\gamma_1 < 0$). В некоторые моменты поляризация становится левой круговой ($\gamma_1 = -1$), и при этом большая ось ЭП скачком поворачивается на угол $\pi/2$ (скачок функции α_1). Дли-

тельность состояния с круговой поляризацией столь мала, что в масштабе рис.9,*а* некоторые области, в которых $\alpha_1 = -0.2$, не заметны.

Импульс с меньшим максимальным значением огибающей a_1 возник, как отмечалось выше, в результате усиления остатков второго 2π -импульса за счет инверсии населенностей перехода накачки. Его передний фронт обладает правой эллиптической поляризацией, причем даже в большей степени, чем входной импульс накачки ($\gamma_1 > \gamma_{10}$). На заднем фронте поляризация становится левой эллиптической, а в некоторые моменты времени и левой круговой. При этом, как и в случае первого импульса, большая ось ЭП скачком поворачивается на угол $\pi/2$.

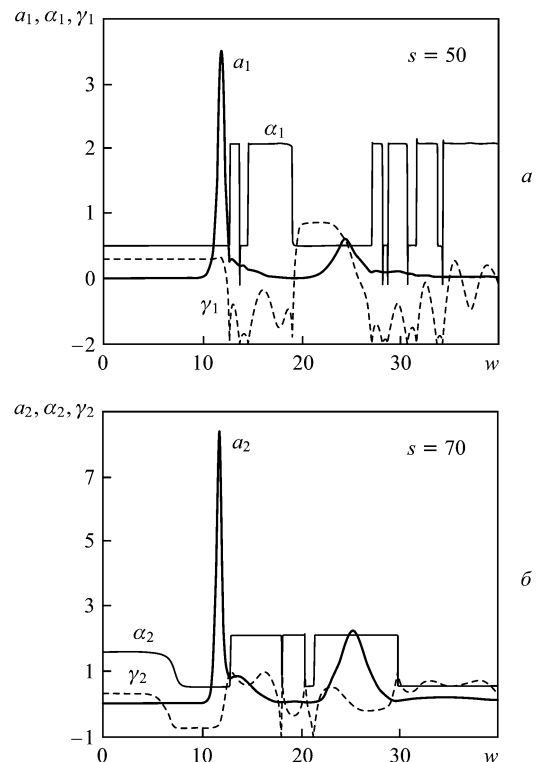


Рис.9. Структура импульса накачки (*а*) и сигнального импульса (*б*).

На рис.9,б представлена структура сигнального излучения при $s = 70$. На переднем фронте импульса с большой максимальной амплитудой огибающей a_2 поляризация левая эллиптическая ($\gamma_2 < 0$), близкая к круговой, причем направление большой оси ЭП совпадает с таковым для входного импульса накачки ($\alpha_2 = \alpha_{10} = 0.5$). На заднем фронте поляризация становится правой эллиптической ($\gamma_2 > 0$). Импульс с меньшим максимальным значением огибающей a_2 характеризуется довольно сложным изменением параметра γ_2 , причем практически в течение всего импульса большая ось его ЭП перпендикулярна большой оси ЭП входного излучения накачки ($\alpha_2 = 2.071$).

3.4. Положим в (6) и (7) $\alpha_{10} = -0.2, \gamma_{10} = 1, a_{10} = 1.0607$. При этом входной импульс накачки поляризован по кругу вправо и имеет такую же площадь Θ_1 , как и импульс накачки в п.3.1. В качестве граничных условий для сигнала выберем $\alpha_{20} = -0.2, a_{20} = 0.7071 \cdot 10^{-10}$ и одно из альтернативных условий: $\gamma_{20} = -1$ или $+1$. В первом случае входной сигнал поляризован по кругу влево, во втором – вправо. Плотность потока энергии входного сигнального поля при этом та же, что и в расчете п.3.1.

На рис.10 представлены огибающие сигнального импульса на больших расстояниях s для двух указанных значений γ_{20} . Сравнение рис.10,а и 4,б свидетельствует о примерно одинаковой эффективности усиления сигнала при γ_{20} и расчете в п.3.1. Однако при одинаковых направлениях круговых поляризаций ($\gamma_{10} = \gamma_{20} = 1$) входных излучений, как показывает рис.10,б, усиление сигнального импульса в среде практически отсутствует: максимальное значение огибающей сигнала более чем в 10^8 раз меньше, чем на рис.10,а.

Физическая природа различий в усилении сигнала при противоположных и одинаковых направлениях круговых поляризаций входных излучений видна из рис.5, если исключить три стрелки, связанные с уровнем 4. Тогда жирная стрелка соответствует переходу, возбуждаемому поляризованным вправо по кругу излучением накачки, одинаковым для обоих случаев. Направленная влево тонкая стрелка соответствует переходу 5–2, участвующему в усилении сигнального излучения при расчете с $\gamma_{20} = -1$ (левая круговая поляризация). Тонкая стрелка, наклоненная вправо, указывает на переход 7–2, ответственный за усиление сигнала в расчете с $\gamma_{20} = 1$ (правая круговая поляризация). Как отмечалось выше, p_{52} в $\sqrt{6}$ раз превышает p_{72} .

Ввиду нестационарности поляризационного отклика среды передача энергии сигнальному импульсу от импульса накачки происходит на заднем фронте последнего. Скорость импульса накачки мала по сравнению со скоростью света в вакууме, поэтому та часть энергии, которая передается сигналу, смещается в сторону переднего фронта импульса накачки, и возникает тенденция к

увеличению длительности сигнального импульса. Значительная скорость перекачки энергии в его задний фронт при $\gamma_{20} = -1$, обеспечиваемая большим значением p_{52} , приводит к стабилизации длительности этого импульса и к его эффективному усилению. При $\gamma_{20} = 1$ из-за малости p_{72} скорость перекачки энергии в задний фронт сигнального импульса недостаточна для такой стабилизации. Поэтому его длительность непрерывно растет (см. рис.10,б) и значительная доля энергии «уходит» из области импульса накачки. Это, в свою очередь, приводит к существенному уменьшению скорости нарастания сигнала.

3.5. Расчеты, подробности которых мы опускаем, показывают, что внутри среды, на достаточно большом расстоянии, структура сигнального импульса не зависит от структуры входного сигнального излучения, а определяется только структурой входного импульса накачки. Этого следует ожидать, поскольку входное сигнальное излучение полагается чрезвычайно слабым. Данное обстоятельство позволяет предположить, что описанные в наших расчетах структуры сигнальных импульсов могут реализовываться и тогда, когда роль входного сигнала играет спонтанное излучение, т. е. в случае резонансного ВКР в поле коротких лазерных импульсов.

Результаты ряда проведенных нами расчетов позволяют предположить также, что качественные черты квазиэллиптической поляризации сигнального излучения на достаточном удалении от входа в среду не зависят от формы колоколообразного импульса накачки и определяются только тем, в какой из интервалов $((2n - 1)\pi, (2n + 1)\pi, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots)$ попадает площадь Θ_1 входного импульса накачки.

Отметим наконец, что если в представленных выше расчетах заменить правую поляризацию входных импульсов левой и наоборот, то результаты останутся неизменными с точностью до такой же замены наименований состояний поляризации внутри среды.

3.6. Приведем некоторые размерные оценки. Будем рассматривать насыщенные пары изотопа ^{208}Pb при температуре 950 К. При этом $T_1 = 1.63 \cdot 10^{-10}$ с. Используя данные о связи между давлением насыщенного пара и абсолютной температурой для свинца [26], получаем $N = 3.4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, а используя данные [23] по силам осцилляторов квантовых переходов изотопа ^{208}Pb , находим с помощью последней из формул (3) $z_0 = 0.03$ см. Величины z_0 и T_1 служат нормировочными параметрами при переходе от размерных расстояния z и времени t к безразмерным независимым переменным s и w по формулам (3). Используя соотношение $t = T_1 w$, справедливое согласно (3) при $z = 0$, получаем, что длительность импульса (7) входного излучения накачки составляет примерно 0.4 нс, а безразмерное расстояние $s = 70$, при котором построен рис.9,б соответствует расстоянию примерно 2 см. Отметим, что величина z_0 сильно зависит от абсолютной температуры. Так, $z_0 = 0.1$ см при 900 К и 0.01 см при 1000 К. Величина T_1 , напротив, от абсолютной температуры зависит чрезвычайно слабо: $T_1 = 1.68 \cdot 10^{-10}$ с при 900 К и $1.59 \cdot 10^{-10}$ с при 1000 К.

Плотность потока энергии излучения накачки (в кВт/см²) можно оценить по формуле $P_1 = 1.3a_1^2(1 + \gamma_1^2)$. Для расчетов в п.3.1 и 3.3 это означает, что пиковая интенсивность входного импульса накачки равна примерно 3 и 21 кВт/см² соответственно.

Как отмечалось выше, условие $a_2 = 10^{-10}$ для входного импульса накачки (см. (7)) не является существен-

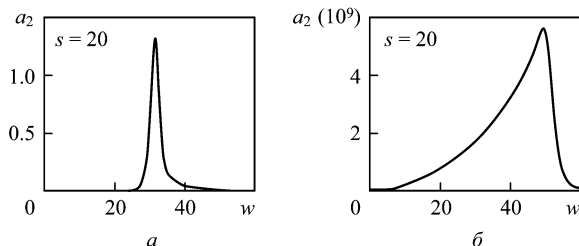


Рис.10. Огибающие сигнального импульса ($s = 20$) при $\gamma_{20} = -1$ (а) и 1 (б).

ным с точки зрения справедливости представленных здесь положений. Другими словами, точность полученных нами результатов тем выше, чем меньше интенсивность входного сигнального импульса по сравнению максимальной интенсивностью входного импульса накачки. Плотность потока энергии (в кВт/см²), соответствующая представленным на наших рисунках импульсным структурам сигнала, может быть оценена по формуле $P_2 = 0.26a_2^2(1 + \gamma_2^2)$. Для импульса на рис.4,з максимальная плотность потока энергии близка к 0.7 кВт/см², а для первого импульса на рис.9,б она составляет примерно 27 кВт/см².

4. Заключение

Основные результаты проведенных нами исследований заключаются в следующем. Поляризация сигнального импульса внутри среды является в общем случае квазиэллиптической, с медленной (в пространственно-временных масштабах световых колебаний) зависимостью ориентации и эксцентриситета его ЭП от времени и пройденного расстояния. Характер этой поляризации не зависит от структуры входного сигнального излучения в случае его достаточно малой интенсивности, а определяется характером поляризации и интенсивностью входного излучения накачки. Если входной импульс накачки способен сформировать в среде одиночный 2π-импульс (при отсутствии сигнального излучения), то большие оси ЭП обоих излучений в среде коллинеарны. Однако направления вращения напряженностей электрических полей этих излучений противоположны. При более мощных входных импульсах накачки поляризационная структура сигнального импульса в среде значительно усложняется. Этот факт объясняется усложнением эволюции импульса накачки под влиянием формирующихся импульсов сигнального излучения.

Как показывают дополнительные расчеты, представленные результаты остаются качественно неизменными для входных импульсов накачки различных форм и длительностей при условии, что их спектральная ширина не более чем в 2–3 раза отличается от спектральной ширины контура неоднородного уширения линии квантового перехода, резонансного излучению накачки. Увеличение (уменьшение) в этих пределах спектральной ширины входного лазерного импульса приводит к увеличению (уменьшению) расстояний, на которых описанные эффекты могут быть обнаружены.

Следующим шагом в изучении процесса двойного резонанса в Λ-схеме рассмотренного тут типа может быть моделирование поляризационных эффектов при столь

мощных входных сигнальных импульсах, что даже вблизи входа в резонансную среду образование 2π-импульсов в канале накачки оказывается невозможным. Здесь влияние на поляризацию обоих излучений может оказать эффект ЭИП.

Приведенные в данной работе результаты относятся к случаю точного резонанса в каналах накачки и сигнала, т. е. к случаю равенств несущих частот входных излучений сигнала и накачки центральным частотам соответствующих неоднородно уширенных квантовых переходов. Снятие подобного ограничения также существенно расширит рамки исследования поляризационных эффектов при двойном резонансе на вырожденных квантовых переходах.

1. Маныкин Э.А., Самарцев В.В. *Оптическая эхо-спектроскопия* (М.: Наука, 1984).
2. McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1968).
3. Fleishhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
4. Rhodes C.K., Szöke A., Javan A. *Phys. Rev. Lett.*, **21**, 1151 (1968).
5. Gibbs H.M., McCall S.L., Salamo G.J. *Phys. Rev. A*, **12**, 1032 (1975).
6. Gun Xu, King T.A. *Phys. Rev. A*, **30**, 354 (1984).
7. Maimistov A.I., Basharov A.M., Elyutin S.O., Sklyarov Yu.M. *Phys. Reports*, **191**, 1 (1990).
8. Зеленский И.В., Миронов В.А. *ЖЭТФ*, **121**, 1068 (2002).
9. Slavcheva G., Arnold J.M., Wallace I., Ziolkowski R.W. *Phys. Rev. A*, **66**, 063418 (2002).
10. Goren C., Wilson-Gordon A.D., Rosenbluh M., Friedmann H. *Phys. Rev. A*, **70**, 043814 (2004).
11. Lipsich A., Barriero S., Akulshin A.M., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **61**, 053803 (2000).
12. Башаров А.М., Маймистов А.И. *ЖЭТФ*, **68**, 61 (1988).
13. Башаров А.М., Маймистов А.И. *Оптика и спектроскопия*, **68**, 1112 (1988).
14. Kasapi A., Maneesh J., Yin G.Y., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2447 (1995).
15. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 74 (2002).
16. Tarak N.D., Agarwal G.S. *Phys. Rev. A*, **67**, 033813 (2003).
17. Hansen K.R., Mølmer K. *Phys. Rev. A*, **75**, 053802 (2007).
18. Lukin V.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
19. Eberly J.H., Rahman A., Grobe R. *Laser Phys.*, **6**, 69 (1996).
20. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *ДАН*, **401**, 467 (2005).
21. Ларионов Н.В., Соколов И.М. *Квантовая электроника*, **37**, 1130 (2007).
22. Wang B., Li S., Ma J., Wang H., Peng K.C., Xiao M. *Phys. Rev. A*, **73**, 051801 (2006).
23. De Zafra R.L., Marshall A. *Phys. Rev.*, **170**, 28 (1968).
24. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М: Наука, 1970).
25. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
26. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).