

Адиабатоны при нестационарном двойном резонансе на вырожденных квантовых переходах

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

Представлены результаты численного моделирования нестационарного двойного резонанса в Λ -схеме вырожденных энергетических уровней с квантовым числом J полного момента импульса 0, 2, 1. Анализ проведен в приближении медленных огибающих и с учетом неоднородного уширения линий квантовых переходов. В случае мощного входного низкочастотного импульса большой длительности с плоской вершиной, включаемого до наложения сравнительно слабого и короткого входного высокочастотного импульса и выключаемого после его окончания, может возникнуть особая импульсная структура – двойной адиабатон. Он отличается от адиабатона, известного из теории электромагнитно-индуцированной прозрачности, разбиением высокочастотного импульса на два импульса с противоположно направленными эллиптическими поляризациями.

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

1. Введение

Двойной резонанс (ДР) в лазерных полях – это резонансное взаимодействие двух лазерных излучений с двумя квантовыми переходами, имеющими общий уровень. Исследование нестационарного ДР в полях коротких импульсов привело к обнаружению ряда импульсных структур – симултонов [1, 2], рамановских солитонов [3], импульсов с полной перекачкой энергии от одного импульса к другому [4]. Интенсивное изучение явления электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП), являющегося частным случаем ДР, привело к описанию таких импульсных структур, как согласованные импульсы [5], адиабатоны [6], сверхмедленные импульсы [7] и темновые поляритоны [8]. Использование упомянутых импульсных структур открывает новые возможности при создании квантовой памяти [9–11] и управлении характеристиками лазерного излучения [12–14].

Теоретические результаты, полученные при изучении нестационарного ДР, в подавляющем большинстве случаев опираются на модель квантового перехода с невырожденными энергетическими уровнями. Такой подход не позволяет исследовать эффекты, связанные с изменением состояния поляризаций импульсов при распространении. Изучению нестационарного ДР на вырожденных квантовых переходах были посвящены работы [15, 16], авторы которых, используя метод обратной задачи рассеяния (ОЗР), выявили наличие решений симултонного типа у системы уравнений, описывающей этот процесс.

Цель настоящей работы – численное моделирование эффектов, возникающих при нестационарном двойном

резонансе на вырожденных энергетических уровнях с учетом возможного изменения состояний поляризации взаимодействующих излучений. В отличие от исследований [15, 16] мы учитываем наличие неоднородного уширения линий квантовых переходов и неравенство их сил осцилляторов, при котором система эволюционных уравнений не интегрируема методом ОЗР [15]. Предполагается, что уровни в порядке роста энергии характеризуются значениями 0, 2, 1 квантового числа J оператора полного момента импульса, и верхний из них является общим для двух резонансно возбуждаемых квантовых переходов (Λ -схема взаимодействия). Процессы необратимой релаксации игнорируются. Предполагается, что мощный входной импульс низкочастотного (НЧ) излучения большой длительности с плоской вершиной включается до наложения сравнительно слабого и короткого входного высокочастотного (ВЧ) импульса и выключается после его окончания. Моделирование выполняется для Λ -схемы уровней изотопа ^{208}Pb , в которой ЭИП наблюдалась для поляризованных по кругу лазерных полей [17]. Возможность экспериментальной проверки полученных результатов и сравнительная простота данной Λ -схемы привели авторов к ее выбору для теоретического анализа. Настоящая работа является продолжением исследований [18], в которых входное НЧ излучение было слабее входного ВЧ излучения.

2. Постановка краевой задачи

Трехуровневая Λ -схема, состоящая из невырожденного ($J = 0$) нижнего, пятикратно вырожденного ($J = 2$) среднего и трехкратно вырожденного ($J = 1$) верхнего уровней, образуется, например, уровнями $6p^2\ ^3P_0$, $6p^2\ ^3P_2$, $6p7s\ ^3P_1^o$ изотопа ^{208}Pb . Пусть M – квантовое число оператора проекции полного момента импульса на ось z , а ϕ_k ($k = 1, 2, \dots, 9$) – ортонормированный набор общих собственных функций операторов Гамильтона, полного момента импульса и его проекции на ось z для изолиро-

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

Поступила в редакцию 17 декабря 2008 г., после доработки – 17 марта 2009 г.

ванного атома, относящихся к нижнему ($k = 1, M = 0$), верхнему ($k = 2, 3, 4, M = -1, 0, 1$ соответственно) и среднему ($k = 5, 6, \dots, 9, M = -2, -1, 0, 1, 2$ соответственно) уровням. 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 ($\omega_1 > \omega_2$). Считая, что резонансная среда является разреженным газом, введем обозначение $T_1 = 2/\Delta_1$, где Δ_1 – ширина (по уровню e^{-1} высоты) плотности распределения частот ω'_1 квантовых переходов вследствие эффекта Доплера.

Электрическое поле двух лазерных импульсов, распространяющихся вдоль оси z и имеющих несущие частоты ω_1 и ω_2 , представим в виде

$$E = \sum_{l=1}^2 \mu_l [iE_{xl} \cos(\omega_l t - k_l z + \delta_{xl}) + jE_{yl} \cos(\omega_l t - k_l z + \delta_{yl})], \quad (1)$$

где $\mu_l = h\sqrt{2l+1}/(|D_l|T_1)$; i, j – орт-векторы осей x и y ; $E_{xl}, E_{yl}, \delta_{xl}, \delta_{yl}$ – функции от z и t ; $k_l = \omega_l/c$. Поскольку $\omega_1 > \omega_2$, излучение с частотой ω_1 является ВЧ излучением, а с частотой ω_2 – НЧ излучением.

Волновую функцию атома представим в виде

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

где $\xi_l = \omega_l t - k_l z$. Введем полевые переменные f_l и g_l , а также величины c_l :

$$\begin{aligned} f_l &= [E_{xl} \exp(i\delta_{xl}) - iE_{yl} \exp(i\delta_{yl})]/\sqrt{2}, \\ g_l &= [E_{xl} \exp(-i\delta_{xl}) - iE_{yl} \exp(-i\delta_{yl})]/\sqrt{2}, \\ c_1 &= -2\bar{c}_1 \arg D_1, \quad c_2 = \bar{c}_2, \quad c_4 = \bar{c}_4, \quad c_5 = 2\bar{c}_5 \arg D_2, \\ c_7 &= (2/\sqrt{6})\bar{c}_7 \arg D_2, \quad c_9 = 2\bar{c}_9 \arg D_2. \end{aligned}$$

Определим нормированные независимые переменные s и w :

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

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 атомов соответственно, получим в приближении медленно меняющихся амплитуд следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_1}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1 c_2^* \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1, \\ \frac{\partial f_2}{\partial s} &= -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_4^* c_9 + c_2^* c_7) \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1, \\ \frac{\partial g_1}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1^* c_4 \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial g_2}{\partial s} = -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_2 c_5^* + c_4 c_7^*) \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial c_1}{\partial w} = -i(f_1 c_2 - g_1^* c_4), \quad (4)$$

$$\frac{\partial c_2}{\partial w} + i\varepsilon_1 c_2 = -\frac{i}{4}(f_1^* c_1 + g_2 c_5 - f_2^* c_7),$$

$$\frac{\partial c_4}{\partial w} + i\varepsilon_1 c_4 = \frac{i}{4}(g_1 c_1 - g_2 c_7 + f_2^* c_9),$$

$$\frac{\partial c_5}{\partial w} + i\varepsilon_1(1 - \beta)c_5 = -ig_2^* c_2,$$

$$\frac{\partial c_7}{\partial w} + i\varepsilon_1(1 - \beta)c_7 = \frac{i}{6}(f_2 c_2 - g_2^* c_4),$$

$$\frac{\partial c_9}{\partial w} + i\varepsilon_1(1 - \beta)c_9 = if_2 c_4.$$

Здесь

$$\varepsilon_1 = T_1(\omega' - \omega_1); \quad \beta = \frac{\omega_2}{\omega_1}; \quad \xi = \frac{3\omega_2|D_2|^2}{5\omega_1|D_1|^2}.$$

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 тривиальное 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) введены для учета доплеровского уширения путем усреднения дипольных моментов отдельных атомов по параметру ε_1 , однозначно связанному со скоростью теплового движения каждого атома вдоль оси z . Для выбранных переходов изотопа ^{208}Pb согласно [19] $\beta = 0.7, \xi = 2.11$.

Использование в нашей работе приближения плоских волн оправдано тем, что в подавляющем большинстве случаев в экспериментах по изучению нестационарного ДР используются лазерные пучки с достаточно большой площадью поперечного сечения и сравнительно малой интенсивностью. Именно в этом приближении получены, например, все основные результаты теории ЭИП [20]. Приближение медленно меняющихся амплитуд предполагает использование достаточно длинных лазерных импульсов, таких, чтобы величины $E_{xl}, E_{yl}, \delta_{xl}, \delta_{yl}, \bar{c}_k$ мало менялись за период световых колебаний и на расстоянии длины световой волны [21, 22]. Все эти факторы учтены нами при проведении размерных оценок (см. разд. 4).

Проанализируем решения системы (4) в терминах параметров a_l, α_l, γ_l эллипсов поляризации (ЭП) ВЧ ($l = 1$) и НЧ ($l = 2$) излучений. Здесь a_l – большая полуось ЭП, измеренная в единицах μ_j ; α_l – угол ее наклона к оси x ; γ_l – параметр сжатия, причем $a_l \geq 0, 0 \leq \alpha_l < \pi, -1 \leq \gamma_l \leq 1$ [23]. Величина $|\gamma_l|$ определяет отношение малой оси ЭП к большой, условие $0 < \gamma_l < 1$ ($-1 < \gamma_l < 0$) соответствует правой (левой) эллиптической поляризации, а $\gamma_l = 0$ – линейно поляризованному излучению. Задавая a_l, α_l, γ_l и одну из фаз, например δ_{xl} , можно однозначно определить величины f_l и g_l . Параметры ЭП в общем являются функ-

циями от s и w , медленно меняющимися в масштабе временного и пространственного периодов несущей квазигармоники.

При $|\gamma_l| = 1$ (круговая поляризация) угол α_l не определен. Неизбежные малые ошибки расчета γ_l при $|\gamma_l| \approx 1$ приводят к значительным ошибкам при определении α_l . Чтобы избежать появления подобных ошибок, мы приписывали α_l значение, не входящее в промежуток $0 \leq \alpha_l < \pi$, а именно $\alpha_l = -0.1$, в случае, когда $|\gamma_l| > 0.99$, т. е. тогда, когда ЭП практически превращается в круг. Следовательно, появление на зависимостях отрицательного значения α_l означает неопределенность угла α_l в момент, когда излучение поляризовано по кругу. Если до этого момента поляризация была эллиптической, то угол α_l меняется скачком от значения, лежащего в промежутке $0 \leq \alpha_l < \pi$, до $\alpha_l = -0.1$. Скачкообразное изменение α_l от $\alpha_l = -0.1$ до $0 \leq \alpha_l < \pi$ происходит тогда, когда круговая поляризация превращается в эллиптическую. Если, вращаясь, большая ось ЭП совмещается с осью x и продолжает вращение в прежнем направлении, то угол α_l испытывает скачок на величину $\pm\pi$. Знак скачка зависит от направления вращения.

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 ($s = 0$) таковы:

$$\alpha_l = \alpha_{l0}, \quad \gamma_l = \gamma_{l0}, \quad \delta_{xl} = 0, \quad a_l = a_{l0}(w), \quad w \geq 0, \quad (5)$$

где $l = 1, 2$; α_{l0}, γ_{l0} – постоянные величины. Равенства (5) соответствуют входным лазерным импульсам с постоянной ориентацией большой оси и постоянным эксцентриситетом ЭП, тогда как функции $a_{l0}(w)$ задают временную эволюцию большой полуоси этого эллипса для ВЧ ($l = 1$) и НЧ ($l = 2$) импульсов на входе в резонансную среду.

В качестве дополнительных характеристик излучений ниже используются интенсивности I_l – плотности потока энергии ВЧ ($l = 1$) и НЧ ($l = 2$) импульсов, измеряемые в единицах $c\mu_1^2/(8\pi)$, а также их энергии W_l в единицах $c\mu_1^2 T_1/(8\pi)$. Ниже для краткости величина W_l именуется просто энергией.

Согласно теории самоиндуцированной прозрачности (СИП), на невырожденных уровнях колоколообразный импульс затухает в среде, если его «площадь» $\Theta_1 < \pi$ [24]. В случае СИП на вырожденном квантовом переходе $J = 0 \leftrightarrow J = 1$ [25] это условие справедливо при следующем определении понятия площади входного колоколообразного эллиптически поляризованного импульса:

$$\Theta_1 = \int_{-\infty}^{+\infty} a_{10}(w) \sqrt{1 + \gamma_{10}^2} dw. \quad (6)$$

Для линейно поляризованного и поляризованного по кругу излучений выражение (6) в случае колоколообразной формы зависимости $a_{10}(w)$ совпадает с площадью импульса в понимании теории СИП на невырожденном квантовом переходе.

3. Результаты расчетов

3.1. Положим в (5)

$$\alpha_{10} = 0.5, \quad \gamma_{10} = 0, \quad a_{10} = 0.8 \operatorname{sech}(w - 7),$$

$$\alpha_{20} = -0.1, \quad \gamma_{20} = -1,$$

$$a_{20} = 2.46 \{ \tanh[(w - 6)/2] + \tanh[(-w + 54)/2] \}.$$

Здесь мы имеем линейно поляризованный колоколообразный входной импульс ВЧ излучения, для которого $\Theta_1 = 0.8\pi$. Входное НЧ излучение представляет собой поляризованный по кругу влево импульс с плоской вершиной, плавно включаемый до прихода импульса ВЧ излучения и плавно выключаемый после его окончания. Подобный порядок наложения входных импульсов в теории ЭИП именуется контринтуитивным следованием [6], причем ВЧ излучение называется пробным, а НЧ излучение – контролирующим. Интенсивность НЧ импульса в области его плоской вершины в данном случае в 25 раз больше, чем максимальная интенсивность импульса ВЧ излучения.

Зависимости $I_1(w)$ и $I_2(w)$ представлены на рис.1 для нескольких значений расстояния s . Поскольку изменения I_2 по мере распространения НЧ излучения в среде сравнительно малы и проявляются только в верхней части кривой, зависимости для I_2 представлены в области $I_2 \geq 11$.

Расчет показал, что внутри среды ВЧ импульс распадается на два обособленных импульса (импульсы 1 и 2 на рис.1,б–г). При этом энергия ВЧ излучения при распространении незначительно затухает – примерно в 1.5 раза на расстоянии $s = 30$. Отметим, что если бы НЧ излучение отсутствовало, то, как показал отдельный расчет, энергия ВЧ импульса при $\Theta_1 = 0.8\pi$ на таком расстоянии уменьшилась бы почти в 800 раз.

Эволюция параметров ЭП ВЧ импульса на расстоянии $s = 30$ представлена на рис.2. Согласно зависимости для величины a_1 в структуре ВЧ излучения выделяются импульсы 1 и 2, соответствующие импульсам 1 и 2 на рис.1,г. Между ними расположены примыкающие друг к другу слабые короткие импульсы, а после импульса 2 имеется еще один слабый длинный импульс. (В масштабе зависимости I_1 на рис.1,г эти слабые импульсы незаметны.)

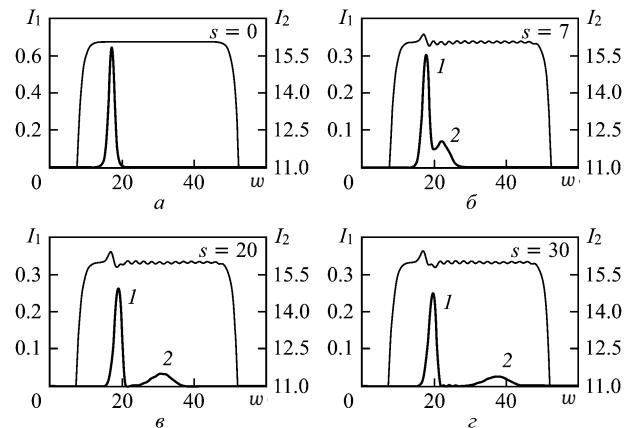


Рис.1. Эволюция интенсивностей I_1 (тонкие линии) и I_2 (толстые линии) ВЧ и НЧ излучений соответственно при разных значениях s .

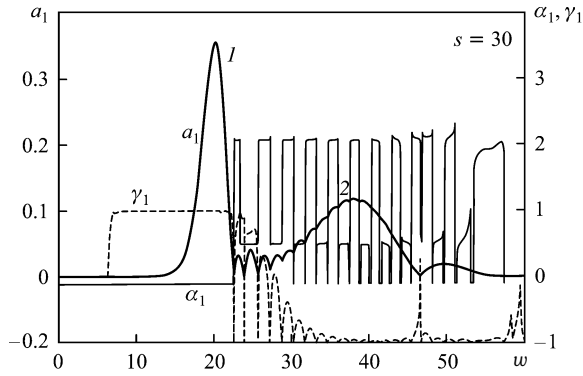


Рис.2. Эволюция параметров ЭП ВЧ импульса при $s = 30$.

В области импульса 1 имеем $\gamma_1 = 1$. Это означает, что после распада входного импульса НЧ излучения на составляющие импульсы, что происходит, как следует из рис.1, при $s > 7$, первый импульс поляризован по кругу вправо. Напомним, что входной ВЧ импульс поляризован линейно. В области импульса 2 значение γ_1 близко к -1 , так же как и в области слабого третьего импульса. Следовательно, состояние поляризации импульса 2 и третьего импульса практически является левым круговым. В течение каждого слабого импульса, расположенного между импульсами 1 и 2, поляризация меняется от левой круговой ($\gamma_1 = -1$) до левой или правой эллиптической. Зависимость для α_1 показывает, что этот угол увеличивается скачком на $\pi/2$ от значения 0.5, равного α_1 на входной поверхности, а затем также скачком возвращается обратно в моменты превращения ЭП в круг ($\gamma_2 = -1$). Подобный скачок означает превращение большой оси ЭП в малую в момент прохождения стадии круговой поляризации.

Полученная в данном расчете импульсная структура трактуется нами как усложненная форма адиабатона в случае эллиптических поляризаций входных излучений. Ввиду распада ВЧ импульса на два хорошо разделенных импульса эта структура может быть названа двойным адиабатоном. Понятие адиабатона возникло при изучении специфического проявления ЭИП в Λ -схеме для невырожденных энергетических уровней при круговых или коллинеарных линейных поляризациях излучений. Согласно [6] адиабатон представляет собой импульсную пару из ВЧ и НЧ импульсов, возникающую, если интенсивности входных ВЧ и НЧ излучений имеют вид, изображенный на рис.1,а. В среде ВЧ составляющая обычного адиабатона [6] распространяется без потерь энергии и изменения колоколообразной формы огибающей. На плато импульса НЧ составляющей адиабатона образуется горб, за которым следует провал, находящийся в области расположения ВЧ составляющей. Передний и задний фронты НЧ составляющей адиабатона, а также горб на ее плато распространяются со скоростью света в вакууме. Скорости распространения ВЧ составляющей и провала на плато НЧ составляющей меньше и, как и пиковое значение ВЧ составляющей, они снижаются с уменьшением частоты Раби НЧ составляющей адиабатона.

Возвращаясь к текущему расчету, отметим, что линейно поляризованное на входе в среду ВЧ излучение ($\gamma_{10} = 0$) представимо суммой компонент с левой и правой круговыми поляризациями. Квантовые переходы, возбуждаемые этими компонентами, показаны на рис.3,а толстыми стрелками, наклоненными влево и вправо соответствен-

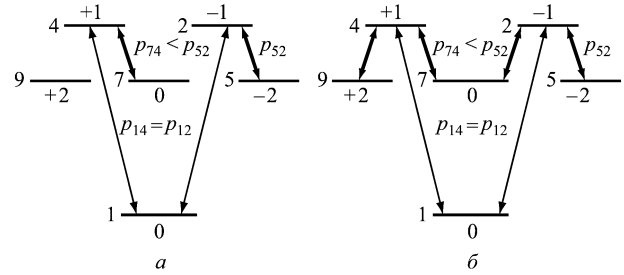


Рис.3. Схемы квантовых переходов. Цифры слева от горизонтальных линий – номера состояний, цифры сверху или снизу – квантовое число M соответствующих состояний; а – к расчету п.3.1, б – к расчету п.3.2.

но. Толстыми стрелками на рис.3,а отмечены квантовые переходы, возбуждаемые мощным НЧ излучением с левой круговой поляризацией ($\gamma_{20} = -1$).

Разумно предположить, что эволюция левой круговой компоненты ВЧ излучения внутри среды определяется явлением ЭИП в Λ -схеме уровней 1, 7, 4, а эволюция правой – в Λ -схеме уровней 1, 5, 2. В первом случае должен возникнуть адиабатон с левой круговой поляризацией ВЧ и НЧ составляющих, во втором – с правой круговой поляризацией ВЧ составляющей и левой круговой поляризацией НЧ составляющей. Поля НЧ излучения (контролирующие поля по терминологии ЭИП) в указанных Λ -схемах одинаковы. Для модулей p_{52} и p_{74} электродипольных моментов этих переходов верно соотношение $p_{52} = \sqrt{6} p_{74}$ [26]. Следовательно, частота Раби контролирующего поля в Λ -схеме уровней 1, 7, 4 меньше, чем в Λ -схеме уровней 1, 5, 2. Поэтому поляризованная по кругу влево ВЧ составляющая адиабатона в Λ -схеме уровней 1, 7, 4 имеет меньшую интенсивность и скорость распространения, чем поляризованная по кругу вправо ВЧ составляющая адиабатона в Λ -схеме уровней 1, 5, 2. В результате различия скоростей происходит разделение ВЧ составляющих адиабатонов, возникающих в двух рассмотренных Λ -схемах. Этим и объясняется полученная в расчете двухимпульсная структура ВЧ излучения (см. рис.1,б–з).

Отметим, что оба импульса ВЧ составляющей адиабатона, представленного на рис.1 и 2, затухают по мере распространения в глубь резонансной среды, тогда как ВЧ импульс классического адиабатона [6] распространяется без потерь энергии. Это объясняется тем, что теория адиабатона [6] построена в предположении равенства сил осцилляторов квантовых переходов и без учета неоднородного уширения спектральных линий.

3.2. В случае линейных поляризаций входных ВЧ и НЧ импульсов диаграмма переходов имеет вид, изображенный на рис.3,б. Толстые стрелки соответствуют теперь одинаковым по интенсивности правым и левым круговым компонентам входного НЧ излучения. Очевидно, что при этом левая и правая круговые компоненты ВЧ излучения находятся в одинаковых условиях и двойной адиабатон возникать не должен.

Чтобы проследить, каким образом при изменении состояния поляризации входного НЧ излучения от кругового до линейного двойной адиабатон превращается в обычный адиабатон, описанный в [6], были проведены дополнительные расчеты с граничными условиями

$$\alpha_{10} = 0.5, \gamma_{10} = 0, a_{10} = 0.8 \operatorname{sech}(w - 7), \alpha_{20} = 0.5,$$

$$a_{20} = 2.46 \sqrt{2/(1 + \gamma_{20}^2)} \{ \tanh[(w - 6)/2] + \tanh[(-w + 54)/2] \}$$

для $\gamma_{20} = -0.5, -0.25$ и 0 . Входной ВЧ импульс и интенсивность входного НЧ импульса в этих расчетах такие же, как и в п.3.1.

На рис.4,а представлены зависимости энергии ВЧ излучения $W_1(s)$ для приведенных выше значений γ_{20} и $\gamma_{20} = -1$. Видно, что при уменьшении $|\gamma_{20}|$ потери энергии ВЧ излучения уменьшаются и в случае линейной поляризации обоих излучений становятся минимальными.

На рис.4,б представлены интенсивности импульсов ВЧ излучения на большом расстоянии ($s = 30$) для $\gamma_{20} = -0.5, -0.25, 0$ (случай $\gamma_{20} = -1$ представлен на рис.1,з). С уменьшением $|\gamma_{20}|$ временной интервал между импульсами двойного адиабатона уменьшается, а в случае $\gamma_{20} = 0$ все ВЧ излучение практически сосредоточено в одном импульсе, сопровождаемом несколькими слабыми импульсами на его заднем фронте. Расчет показал, что при этом ВЧ излучение в среде поляризовано линейно ($\gamma_1 = 0$) в том же направлении, что и НЧ импульс. Такой ВЧ импульс как раз и подобен ВЧ составляющей обычного адиабатона на невырожденных квантовых переходах [6].

Эволюция параметров ЭП импульса ВЧ излучения на расстоянии $s = 30$ при малом значении $|\gamma_{20}|$ ($\gamma_{20} = -0.25$) представлена на рис.5. Передний фронт первого импульса двойного адиабатона поляризован эллиптически вправо ($\gamma_{20} = 0.62$), а на заднем его фронте поляризация становится левой эллиптической с переменным значением γ_1 . Напомним, что при $\gamma_{20} = -1$ весь первый импульс двойного адиабатона поляризован по кругу вправо. В области нахождения второго импульса и импульсов малой интенсивности на заднем фронте ВЧ импульса поляризация является в основном левой эллиптической с переменным значением параметра γ_1 . В моменты, когда

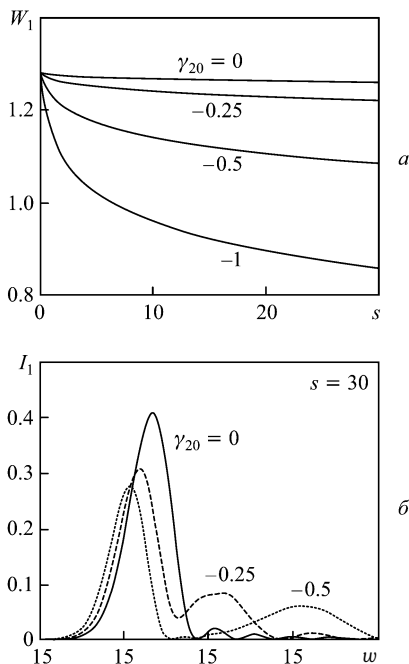


Рис.4. Зависимости энергии ВЧ излучения W_1 от s (а), а также интенсивности ВЧ излучения I_1 от w при $s = 30$ (б).

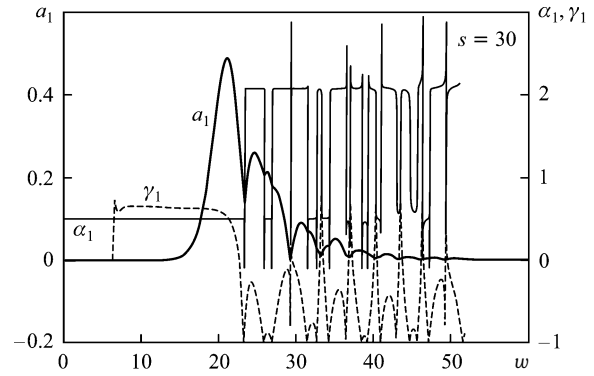


Рис.5. Эволюция параметров ЭП ВЧ импульса при $s = 30$.

поляризация становится круговой, большая ось ЭП превращается в малую (скачкообразное изменение угла α_2 на величину $\pi/2$).

3.3. Отметим, что если значения γ_{20} поменять на противоположные, то результаты представленных в разд.3 расчетов останутся верными и при изменении знака γ_2 .

4. Размерные оценки

Выберем для оценок насыщенные пары изотопа ^{208}Pb при температуре 950 К. При этом $T_1 = 1.63 \times 10^{-10}$ с. Используя данные по силам осцилляторов квантовых переходов изотопа ^{208}Pb [19] и зависимости давления насыщенного пара от температуры для свинца [27], получаем $N = 3.4 \times 10^{13}$ см $^{-3}$, $z_0 = 0.03$ см. Величины z_0 и T_1 служат нормировочными параметрами при переходе от размерного расстояния z и размерного времени t к безразмерным переменным s и w по формулам (3). Тогда длительность колоколообразных входных импульсов, задаваемых в наших расчетах с помощью гиперболического секанса, составит примерно 0.4 нс. Точное значение длительности входного НЧ импульса с плоской вершиной, используемого в расчетах п.3.2, очевидно несущественно. Требуется только, чтобы она значительно превышала длительность входного ВЧ импульса. 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: $T_1 = 1.68 \times 10^{-10}$ с при 900 К и 1.59×10^{-10} с при 1000 К.

Размерные интенсивности НЧ и ВЧ излучений в кВт/см 2 (\bar{I}_1 и \bar{I}_2 соответственно) можно оценить по формуле $\bar{I}_l = 1.3I_l$, $l = 1, 2$. Расчет в п.3.1 по этой формуле дает максимальную интенсивность входного ВЧ излучения 0.84 кВт/см 2 и интенсивность плоской вершины входного импульса НЧ излучения 20.9 кВт/см 2 .

Используя данные [19] по силам осцилляторов изотопа ^{208}Pb , несложно оценить времена релаксации рассматриваемых нами квантовых переходов. Наименьшее из этих времен составляет 10 нс. Поскольку НЧ излучение воздействует на квантовый переход с первоначально незаселенными уровнями, каждый атом испытывает возмущение только в процессе совместного наложения на него НЧ и ВЧ импульсов. Длительность этого возмущения совпадает с длительностью НЧ импульса. Последняя, как отмечалось выше, составляет 0.4 нс, что позволяет сделать заключение о пренебрежимо малом влиянии процессов необратимой релаксации.

5. Заключение

Таким образом, нами показано, что если мощный входной НЧ импульс с плоской вершиной и достаточно большой длительностью контринтуитивно налагается на слабый колоколообразный входной ВЧ импульс малой длительности, возможно возникновение адиабатона нового типа. ВЧ составляющая такого адиабатона состоит из двух эллиптически поляризованных импульсов с противоположными направлениями вращения вектора напряженности электрического поля и различными скоростями распространения.

Эти результаты, согласно расчетам, подробности которых мы опускаем, остаются справедливыми для разных форм и длительностей входных импульсов ВЧ излучения при условии, что их спектральные ширины не более чем в 2–3 раза отличаются от спектральной ширины резонансного квантового перехода с большей частотой в рассматриваемой Λ -схеме. Конкретное значение длительности входного НЧ импульса с плоской вершиной при этом не существенно, она должна только значительно превышать длительность входного импульса ВЧ излучения. Увеличение (уменьшение) в указанных пределах ширины спектра входного ВЧ импульса приводит к увеличению (уменьшению) расстояний, на которых описанные эффекты могут быть обнаружены.

Представленные расчеты предполагают совпадение частоты каждого входного импульса с центральной частотой соответствующего квантового перехода. Отказ от этого ограничения может стать основным направлением дальнейших исследований нестационарного двойного резонанса эллиптически поляризованных импульсов на вырожденных квантовых переходах.

1. Konopnicki M.J., Eberly J.H. *Phys. Rev. A*, **24**, 2567 (1981).
2. Stroud C.R., Cardimona D.A. *Opt. Commun.*, **37**, 221 (1981).
3. Acherhalt J.R., Milonni P.V. *Phys. Rev. A*, **33**, 3185 (1986).
4. Большов Л.И., Елкин Н.Н., Лиханский В.В., Персианцев М.И. *Письма в ЖЭТФ*, **39**, 360 (1984).
5. Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **70**, 552 (1993).
6. Grobe R., Eberly J.H. *Laser Phys.*, **5**, 542 (1995).
7. Fitzgerald R. *Phys. Today*, **52**, 17 (1999).
8. Fleischhauer M., Lukin M.D. *Phys. Rev. A*, **65**, 022314 (2002).
9. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 74 (2002).
10. Tarak N.D., Agarwal G.S. *Phys. Rev. A*, **67**, 033813 (2003).
11. Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
12. Eberly J.H., Rahman A., Grobe R. *Laser Phys.*, **6**, 69 (1996).
13. Eisaman M.D., Childress L., Andre A., Massou F., Zibrov A.S., Lukin M.D. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 233602 (2004).
14. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *ДАН*, **401**, 467 (2005).
15. Башаров А.М., Маймистов А.И. *ЖЭТФ*, **94**, 61 (1988).
16. Башаров А.М., Маймистов А.И. *Оптика и спектроскопия*, **68**, 1112 (1990).
17. Kasari A., Maneesh J., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2447 (1995).
18. Волков А.В., Дружинина М.А., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **39**, 845 (2009).
19. De Zafra R.L., Marshall A. *Phys. Rev.*, **170**, 28 (1968).
20. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
21. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. *Проблемы нелинейной оптики 1961–1963* (М.: Изд. АН СССР, 1965).
22. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И. *Резонансные взаимодействия света с веществом* (М.: Наука, 1977).
23. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
24. McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1968).
25. Башаров А.М., Маймистов А.И. *ЖЭТФ*, **87**, 1594 (1984).
26. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
27. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева и Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).