

# Влияние самоиндуцированной прозрачности на адиабатоны электромагнитно индуцированной прозрачности в $\Lambda$ -схеме с вырождением уровней

О.М.Паршков

*Представлены результаты численного моделирования процесса возникновения адиабатона в  $\Lambda$ -схеме вырожденных энергетических уровней с квантовым числом полного момента импульса  $J = 0, 2, 1$ . Показано, что при линейной поляризации входного высокочастотного поля и круговой поляризации входного низкочастотного поля энергия высокочастотной компоненты адиабатона сосредотачивается в двух или более импульсах, в одном из которых поле поляризовано по кругу противоположно входному низкочастотному полю, а в других оно поляризовано по кругу в том же направлении, что и это поле. Данный эффект обусловлен спецификой электромагнитно индуцированной прозрачности в рассматриваемой  $\Lambda$ -схеме и тенденциями, вносимыми в нее самоиндуцированной прозрачностью.*

**Ключевые слова:** электромагнитно индуцированная прозрачность, самоиндуцированная прозрачность, адиабатон.

## 1. Введение

Электромагнитно индуцированная прозрачность (ЭИП) занимает достойное место в ряду важнейших эффектов лазерной физики. Принципы ЭИП легли в основу существенного прогресса в областях нелинейной оптики и теории квантовой информации [1–3], квантовых коммуникаций [3–5], оптических систем квантовой памяти [3], систем точной магнитометрии [6] и хронометрии [7]. К средам, в которых наблюдается ЭИП, кроме атомарных и молекулярных систем относятся, например, твёрдые тела с редкоземельными примесями [8], полупроводниковые структуры с квантовыми ямами [9], сверхпроводящие структуры [10], метаматериалы [11]. Исследование поляризационных эффектов, сопровождающих ЭИП в средах с вырождением уровней квантовых переходов, стало очередным этапом изучения этого явления. Так, например, в парах рубидия при ЭИП наблюдались двойное лучепреломление [12], магнитохиральная анизотропия [13], оптическая активность [14] и нелинейный эффект Фарадея [15].

В значительной части экспериментов по изучению ЭИП [2, 3] возникают ситуации, которые можно трактовать как формирование особой импульсной структуры, называемой адиабатомом. Теория адиабатона в случае ЭИП на невырожденных квантовых переходах была впервые представлена в работах [16, 17], а затем уточнена и расширена в [18, 19].

В работе [20] методом численного моделирования исследовано ЭИП в  $\Lambda$ -схеме вырожденных энергетических уровней с квантовым числом полного момента импульса  $J = 0, 2, 1$ . Было показано, что если входное высокочастотное (ВЧ) излучение поляризовано линейно, а входное низкочастотное (НЧ) поле – по кругу, то внутри среды

ВЧ компонента адиабатона распадается на два импульса с круговыми противоположно направленными поляризациями полей. Теория [16–19] описывала адиабатон с одним ВЧ импульсом, и поэтому авторы [20] назвали рассмотренную ими импульсную структуру двойным адиабатомом. Однако в [20] площадь входного ВЧ импульса полагалась меньшей площади, необходимой для возникновения самоиндуцированной прозрачности (СИП) [21] в отсутствие НЧ поля. Это исключало какое-либо влияние СИП на процесс ЭИП.

В настоящей работе представлены результаты исследований, расширяющих рамки теории [20] рассмотрением входных ВЧ импульсов, интенсивность которых достаточна для возникновения СИП в отсутствие НЧ излучения. Моделирование выполнялось для  $\Lambda$ -схемы уровней изотопа  $^{208}\text{Pb}$ , в которой наблюдалось ЭИП поляризованных по кругу лазерных полей [22]. Как и в [20], учитывается вырождение уровней и доплеровское уширение линий квантовых переходов, но, кроме того, принимаются во внимание релаксационные процессы.

## 2. Постановка краевой задачи

Рассмотрим  $\Lambda$ -схему из невырожденного ( $J = 0$ ) нижнего, пятикратно вырожденного ( $J = 2$ ) среднего и трёхкратно вырожденного ( $J = 1$ ) верхнего уровней, образуемую уровнями  $6p^2^3P_0$ ,  $6p^2^3P_2$ ,  $6p7s^3P_1^o$  изотопа  $^{208}\text{Pb}$ . Пусть  $\phi_k$  ( $k = 1, 2, \dots, 9$ ) – ортонормированный набор общих собственных функций операторов Гамильтона, момента импульса и его проекции на ось  $z$  для изолированного атома, относящихся к нижнему ( $k = 1, M = 0$ ), верхнему ( $k = 2, 3, 4, M = -1, 0, 1$  соответственно) и среднему ( $k = 5, 6, 7, 8, 9, M = -2, -1, 0, 1, 2$  соответственно) уровням. Здесь  $M$  – квантовое число проекции полного момента импульса на ось  $z$ . Пусть  $D_1$  и  $D_2$  – приведённые электродипольные моменты переходов  $J = 0 \rightarrow J = 1$  и  $J = 2 \rightarrow J = 1$  соответственно, а  $\omega_1$  и  $\omega_2$  – частоты этих переходов для покоящегося атома. Положим также  $T_1 = 2/\Delta_1$ , где  $\Delta_1$  – ширина (по уровню  $e^{-1}$  от высоты) плотности распределения частот  $\omega'_1$  квантовых переходов  $J = 0 \rightarrow J = 1$  вследствие эффекта Доплера.

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

Поступила в редакцию 25 марта 2011 г., после доработки – 20 июня 2011 г.

Электрическое поле двух лазерных импульсов, распространяющихся вдоль оси  $z$  с несущими частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  ( $\omega_1 > \omega_2$ ) представим в виде

$$E = \operatorname{Re} \sum_{l=1}^2 \mu_l (e_+ f_l + e_- g_l) \exp[i(\omega_l t - k_l x)], \quad (1)$$

где  $\mu_l = \hbar \sqrt{2l+1}/(|D_l| T_l)$ ;  $e_+ = e_+^* = (\mathbf{i} + \mathbf{j})/2$ ;  $\mathbf{i}, \mathbf{j}$  – орты осей  $x$  и  $y$  соответственно;  $f_l, g_l$  – комплексные амплитуды право- и левополяризованных круговых компонент ВЧ ( $l=1$ ) и НЧ ( $l=2$ ) излучений соответственно, являющиеся функциями от  $z$  и  $t$ ;  $k_l = \omega_l/c$ . Отметим, что в теории ЭИП ВЧ излучение именуется пробным, а НЧ излучение – контролирующим [2, 3].

Волновую функцию атома представим в виде

$$\Psi = \bar{c}_1 \varphi_1 + \left( \sum_{k=2}^4 \bar{c}_k \phi_k \right) \exp(-i\xi_1) + \left( \sum_{k=5}^9 \bar{c}_k \phi_k \right) \exp[-i(\xi_1 - \xi_2)], \quad (2)$$

где  $\xi_l = \omega_l - k_l z$ ;  $l=1, 2$ . Введём величины  $c_k$  по следующим формулам:

$$c_1 = p_1^* \bar{c}_1, \quad c_2 = \bar{c}_2, \quad c_4 = \bar{c}_4, \quad c_5 = p_2 \bar{c}_5,$$

$$c_7 = (1/\sqrt{6}) p_2 \bar{c}_7, \quad c_9 = p_2 \bar{c}_9,$$

где  $p_l = 2D_l/|D_l|$ . Определим нормированные независимые переменные  $s$  и  $w$ :

$$s = \frac{z}{z_0}, \quad w = \frac{t - z/c}{T_1}, \quad z_0 = \frac{3\hbar c}{2\pi N |D_1|^2 T_1 \omega_1}, \quad (3)$$

где  $N$  – концентрация атомов;  $c$  – скорость света. Используя уравнения Максвелла и уравнения Шредингера для описания эволюции поля и атомов, в приближении медленных амплитуд получаем следующую систему уравнений:

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

где

$$\varepsilon_1 = T_1(\omega' - \omega_1); \quad \beta = \omega_2/\omega_1; \quad \xi = 0.75\beta|D_1/D_2|^2.$$

Амплитуды  $\bar{c}_3, \bar{c}_6$  и  $\bar{c}_8$  не входят в систему (4). Их эволюция определяется замкнутой системой трёх 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 четырёх уравнений системы (4) введены для учёта доплеровского уширения путём усреднения наведённых полями дипольных моментов отдельных атомов по параметру  $\varepsilon_1$ , однозначно связанному со скоростью теплового движения каждого атома вдоль оси  $z$ . В уравнения для  $c_2$  и  $c_4$  феноменологически введены слагаемые  $-\gamma c_2$  и  $-\gamma c_4$  для учёта спонтанного распада состояний верхнего уровня рассматриваемой  $\Lambda$ -схемы. Здесь  $\gamma = T_1/(2\tau_h)$ , где  $\tau_h$  – радиационное время жизни уровня  $6p7s \ ^3P_1^o$ . Для выбранных переходов  $^{208}\text{Pb}$  согласно [23]  $\beta = 0.7$ ,  $\xi = 2.11$  и  $\gamma = 1.5 \times 10^{-2}$  при температуре  $T = 900 - 1000$  К.

Для представления результатов расчётов далее используются параметры  $a_l, \alpha_l, \gamma_l$  эллипса поляризации ВЧ ( $l=1$ ) и НЧ ( $l=2$ ) излучений. Здесь  $a_l$  – большая полуось эллипса поляризации, измеренная в единицах  $\mu_l$ ;  $\alpha_l$  – угол её наклона к оси  $x$ ;  $\gamma_l$  – отношение малой оси эллипса поляризации к большой ( $a_l \geq 0, 0 \leq \alpha_l < \pi, -1 \leq \gamma_l \leq 1$  [24]). Условие  $0 < \gamma_l < 1$  ( $-1 < \gamma_l < 0$ ) означает правую (левую) эллиптическую поляризацию,  $\gamma_l = 0$  соответствует линейной поляризации,  $\gamma_l = +1$  – правой круговой поляризации,  $\gamma_l = -1$  – левой круговой. Если  $|\gamma_l| = 1$ , угол  $\alpha_l$  не определён и мы формально полагаем  $\alpha_l = -0.1$ .

Начальные условия ( $w = 0$ ) для системы (4) соответствуют нахождению всех атомов на нижнем энергетическом уровне в начальный момент времени. Граничные условия ( $s = 0$ ) задаются в виде

$$\alpha_1 = 0.5, \quad \gamma_1 = 0, \quad a_1 = a_{10} \operatorname{sech}[(w - w_{10})/\tau_{10}], \quad (5)$$

$$\alpha_2 = -0.1, \quad \gamma_2 = -1, \quad a_2 = a_{20} \{ \tanh[(w - w_{21})/\tau_{20}] + \tanh[(-w + w_{22})/\tau_{20}] \}. \quad (6)$$

Равенства (5) описывают импульс колоколообразной формы линейно поляризованного входного ВЧ излучения, плоскость поляризации которого составляет угол  $\sim 30^\circ$  с осью  $x$ . Равенства (6) соответствуют входному НЧ импульсному излучению, поляризованному по кругу влево, с огибающей в виде импульса с плоской вершиной, включаемого до прихода и выключаемого после окончания импульса входного ВЧ излучения. Подобная схема наложения входных импульсов называется контринтуитивной [17] и наиболее часто используется при экспериментальном изучении ЭИП. Амплитуды  $a_{10}$  и  $a_{20}$  задают пиковую интенсивность входного ВЧ импульса и интенсивность входного импульса НЧ излучения с плоской вершиной. Параметры  $\tau_{10}$  и  $w_{10}$  определяют (в единицах  $T_1$ ) длительность входного ВЧ импульса и временное положение его вершины. Параметры  $\tau_{20}$ ,  $w_{21}$  и  $w_{22}$  задают соответственно длительность (в единицах  $T_1$ ) фронтов входного импульса НЧ излучения и временное положение каждого из них ( $w_{21} < w_{22}$ ,  $\tau_{10} \leq w_{22} - w_{21}$ ).

Отметим, что площадь  $\Theta_1$  входного ВЧ импульса (5) в терминах теории СИП определяется площадью под гра-

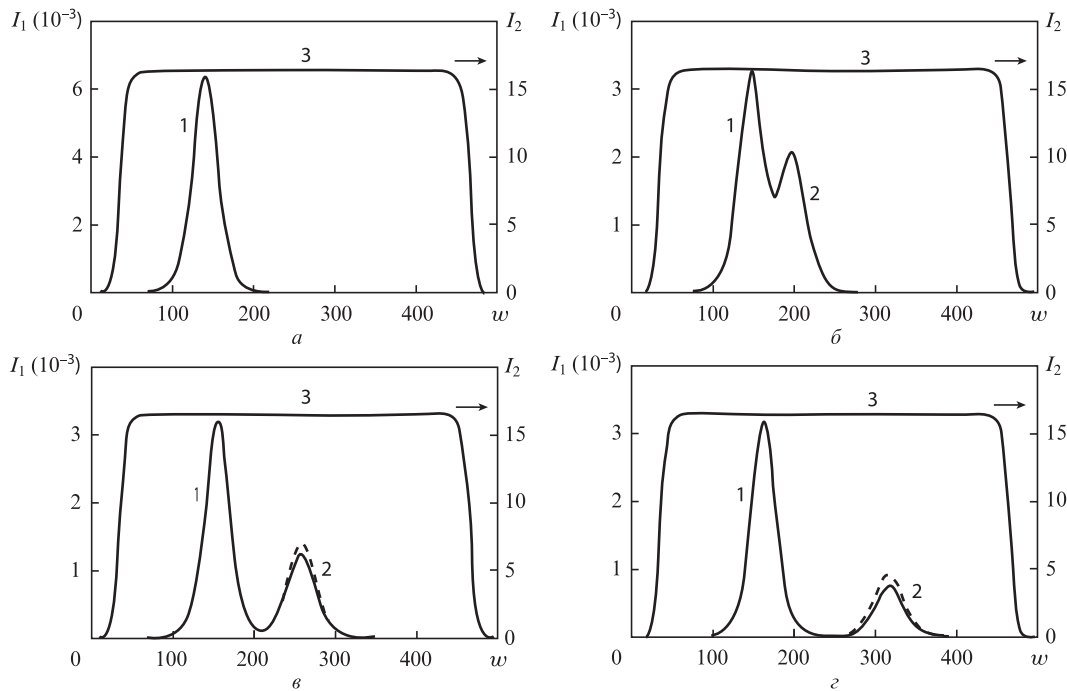


Рис.1. Эволюции интенсивностей  $I_1$  и  $I_2$  при  $s = 0$  (а), 90 (б), 180 (в) и 270 (г): компоненты ВЧ импульса (1, 2) и импульс НЧ излучения (3). Сплошные кривые получены с учётом релаксации, штриховые – без её учёта.

фиком функции  $\sqrt{2} a_1(w)$  и задаёт количество возникающих в среде  $2\pi$ -импульсов в отсутствие НЧ излучения и релаксации [21]. В качестве характеристик излучений используются также интенсивности  $I_l$  – плотности потока энергии ВЧ ( $l = 1$ ) и НЧ ( $l = 2$ ) импульсов, измеряемые в единицах  $cm^2/(8\pi)$ , и энергия  $W_1$  ВЧ излучения в расчёте на единицу площади поперечного сечения в единицах  $cm^2 T_1/(8\pi)$ .

### 3. Результаты расчётов

*Первый вариант.* Положим в (5) и (6)  $a_{10} = 0.08$ ,  $a_{20} = 2.46$ ,  $\tau_{10} = 20$ ,  $\tau_{20} = 10$ ,  $w_{10} = 140$ ,  $w_{21} = 30$ ,  $w_{22} = 470$ . В данном случае  $\Theta_1 = 1.6\pi$  и согласно теореме площадей [21] в отсутствие НЧ поля и релаксации внутри среды входной ВЧ импульс должен превратиться в одиночный  $2\pi$ -импульс.

Временные зависимости интенсивностей  $I_1$  и  $I_2$  приведены на рис.1. Внутри среды импульс входного ВЧ излучения (1 на рис.1,а) распадается на два импульса (1 и 2 на рис.1,б–г). Импульс НЧ излучения (3 на рис.1) практически не изменяется при увеличении расстояния  $s$ . Детальная структура ВЧ излучения при  $s = 270$  показана на рис.2. Видно, что первый импульс ВЧ излучения, соответствующий импульсу 1 на рис.1,г, поляризован по кругу вправо ( $\gamma_1 = 1$ ), а второй, соответствующий импульсу 2 на рис.1,г, – влево ( $\gamma_1 = -1$ ). Зависимость величины  $\alpha_1$  от  $w$  свидетельствует о том, что в моменты времени, когда поляризация не является круговой, положение большой оси эллипса поляризации ВЧ излучения в среде совпадает с таковым для входного ВЧ импульса.

Известный из теории ЭИП [16–19] адиабатон в отсутствие вырождения уровней квантовых переходов отличается от представленной на рис.2 импульсной структуры наличием только одного ВЧ импульса. В работе [20] импульсная структура, подобная изображённой на рис.2, была исследована для случая  $\Theta_1 = 0.8\pi$ , когда даже в отсутствие НЧ излучения СИП возникнуть не может, и име-

новалась двойным адиабатомом. Текущий расчёт, а также расчёты, детали которых мы опускаем, показывают, что двойной адиабатон возникает, по крайней мере, в случаях, когда площадь  $\Theta_1$  входного импульса ВЧ излучения не более чем в 2–3 раза превышает  $2\pi$  – пороговое значение площади, при котором возникает СИП (в отсутствие НЧ излучения).

Физическая причина возникновения двух импульсов в канале ВЧ излучения подробно обсуждалась в [20]. Поэтому здесь мы только напомним, что право- ( $\sigma_-$ ) и левополяризованные ( $\sigma_+$ ) круговые компоненты ВЧ излучения эволюционируют в разных  $\Lambda$ -схемах, а именно в  $\Lambda$ -схемах состояний 1, 2, 5 и 1, 4, 7 соответственно. (На рис.3 указанные круговые компоненты изображены тонкими стрелками, а толстые стрелки относятся к поляризованному по кругу влево НЧ излучению.) Различие электродипольных моментов переходов 7–4 и 5–2 приводит к различию групповых скоростей компонент ВЧ поля  $\sigma_-$  и  $\sigma_+$  и, как следствие, к их пространственному разделению.

Кривая  $I$  на рис.4 описывает убывание энергии  $W_1$  ВЧ импульса по мере его распространения в глубь среды, а

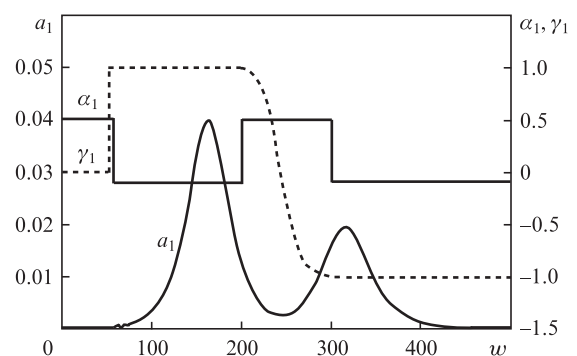


Рис.2. Эволюция параметров эллипса поляризации ВЧ излучения при  $s = 270$ .

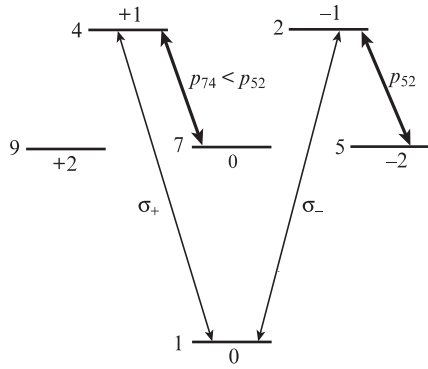


Рис.3. Схема квантовых переходов. Числа слева от горизонтальных линий – номера состояний, числа сверху или снизу – квантовое число  $M$  состояния;  $p_{ik}$  – модуль электродипольного момента соответствующего перехода.

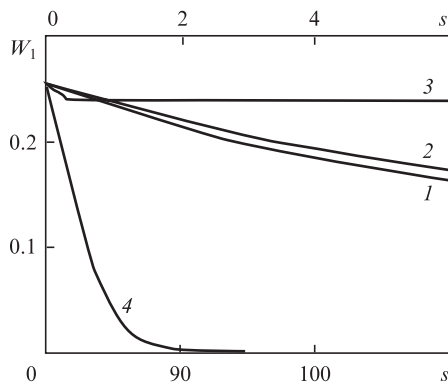


Рис.4. Зависимости  $W_1$  от  $s$ , полученные при наличии НЧ поля и релаксации (1), при наличии НЧ поля в отсутствие релаксации (2), без НЧ поля и релаксации (3) и без НЧ поля при наличии релаксации (4). Нижняя горизонтальная шкала – для кривых 1–3, верхняя – для кривой 4.

кривая 2 – тот же процесс в отсутствие релаксации ( $\gamma = 0$ ). Видно, что релаксация незначительно влияет на эволюцию ВЧ излучения (см. также штриховые кривые на рис.1,б, г, полученные в отсутствие релаксации). Это объясняется известным из теории ЭИП [1, 2] фактом, заключающимся в том, что в процессе взаимодействия полей верхний уровень  $\Lambda$ -схемы практически не заселяется. Кривая 3 показывает зависимость от  $s$  энергии  $W_1$  в отсутствие НЧ излучения ( $a_2 = 0$ ) и релаксации. Постоянство  $W_1$  в этом случае объясняется возникновением в среде  $2\pi$ -импульса, распространяющегося без энергетических потерь. Кривая 4 иллюстрирует поведение  $W_1$  в отсутствие НЧ поля, но при наличии релаксации. Сравнение кривых 3 и 4 свидетельствует о том, что релаксация быстро разрушает  $2\pi$ -импульс и подавляет СИП.

*Второй вариант.* Положим в (5) и (6)  $a_{10} = 2.5$ ,  $a_{20} = 2.46$ ,  $\tau_{10} = 10$ ,  $\tau_{20} = 10$ ,  $w_{21} = 30$ ,  $w_{22} = 270$ . Теперь входной ВЧ импульс вдвое короче, а его пиковая интенсивность почти в  $10^3$  раз больше, чем в предыдущем варианте расчёта. В данном случае  $\Theta_1 = 25\pi$ , так что в отсутствие НЧ излучения и релаксации в среде должны возникнуть двенадцать  $2\pi$ -импульсов.

Временные зависимости интенсивностей  $I_1$  и  $I_2$  приведены на рис.5. На рис.5,б–г показано, что ВЧ излучение сосредоточено в головном импульсе 1 и в группе 2, состоящей из трёх (а на рис.5,г – даже из четырёх) более коротких импульсов. Детальная структура ВЧ излучения при  $s = 180$  представлена на рис.6. Видно, что головной импульс ВЧ излучения, соответствующий импульсу 1 на рис.5,г, поляризован по кругу вправо ( $\gamma_1 = 1$ ), а запаздывающие импульсы, т.е. импульсы группы 2 на рис.5,г, – влево ( $\gamma_1 = -1$ ). Скачки величины  $\alpha_1$  от уровня 0.5 вверх, имеющие высоту  $\pi/2$ , означают превращение большой оси эллипса поляризации в малую, т.е. эллипс поляризации превращается в окружность, а затем опять становится эллипсом. Скачки в обратном направлении имеют такой же смысл.

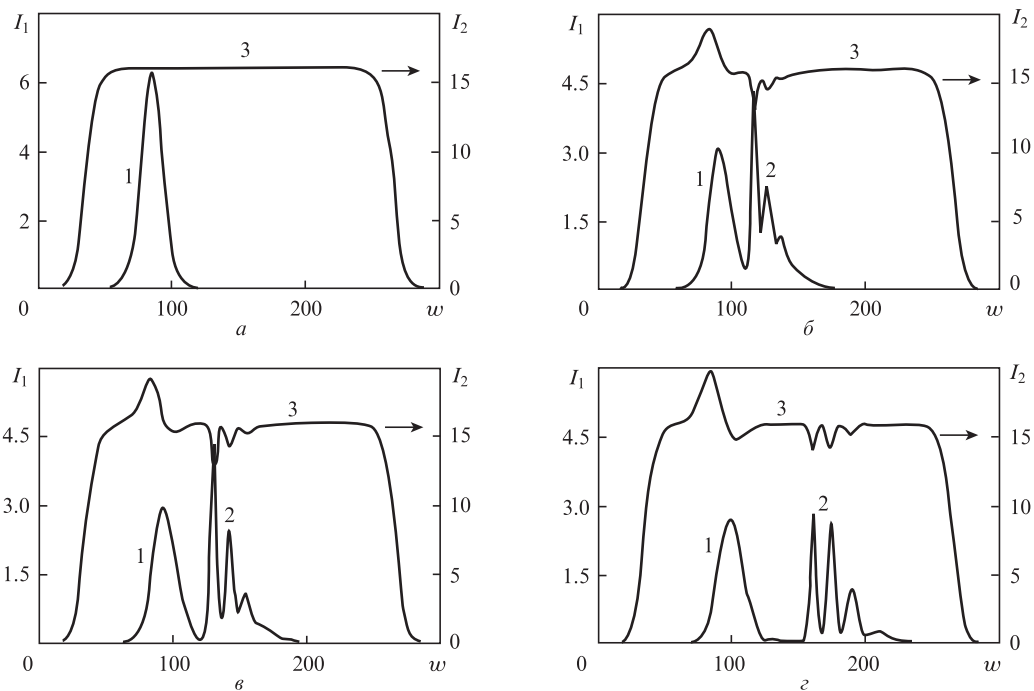


Рис.5. Эволюции интенсивностей  $I_1$  и  $I_2$  при  $s = 0$  (а), 90 (б), 120 (в) и 180 (г): головной ВЧ импульс (1), группа запаздывающих импульсов ВЧ излучения (2) и импульс НЧ излучения (3).

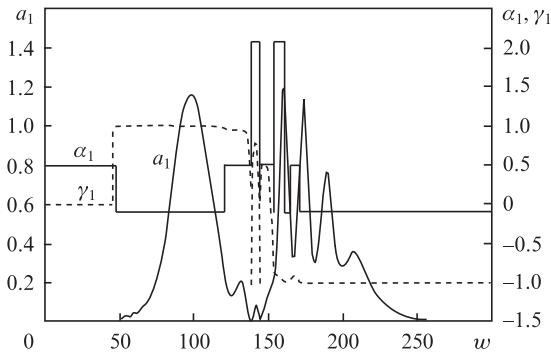


Рис.6. Эволюция параметров эллипса поляризации ВЧ излучения при  $s = 180$ .

Перераспределение энергии между ВЧ и НЧ излучениями приводит к заметному искажению вершины НЧ импульса внутри среды (см. кривые 3 на рис.5, б–з). Вблизи переднего фронта НЧ импульса возникает горб, а в области импульсов ВЧ излучения на плато НЧ импульса образуются провалы. Из-за наличия более чем двух импульсов ВЧ излучения далее мы называем изображённую на рис.5 импульсную структуру составным адиабатомом. (Отметим, что теория адиабатона в  $\Lambda$ -схеме невырожденных переходов [16–18] предсказывает образование горба и одиночного провала на плато импульса НЧ излучения.) Детальная структура НЧ излучения при  $s = 180$  представлена на рис.7. Зависимость величины  $\gamma_2$  от  $w$ , приведённая на этом рисунке, свидетельствует о наличии областей с заметным отклонением состояния поляризации от круговой. В случае, когда поляризация не является круговой,  $\alpha_2$  принимает значение  $0.5$  либо  $0.5 + \pi/2$ . Это означает, что одна из осей эллипса поляризации НЧ импульса составляет такой же угол с осью  $x$ , как и плоскость поляризации входного ВЧ излучения. Отметим, что искажение плато импульса НЧ излучения имело место и в первом варианте расчёта. Однако из-за слабости ВЧ импульса это искажение в масштабе рис.1 незаметно.

Физическую причину возникновения составного адиабатона поясняет рис.8, на котором приведены зависимости от  $w$  интенсивности ВЧ компоненты такого адиабатона на начальной стадии его формирования ( $s = 75$ ), а также  $2\pi$ -импульсы СИП, которые оказались бы в области ВЧ импульса в отсутствие НЧ излучения. Отметим, что в области каждого из трёх пиков огибающей ВЧ компоненты адиабатона располагается  $2\pi$ -импульс. (Крайне правый  $2\pi$ -импульс находится в области зарождения четвёртого пика, слабо выраженного на данном рассто-

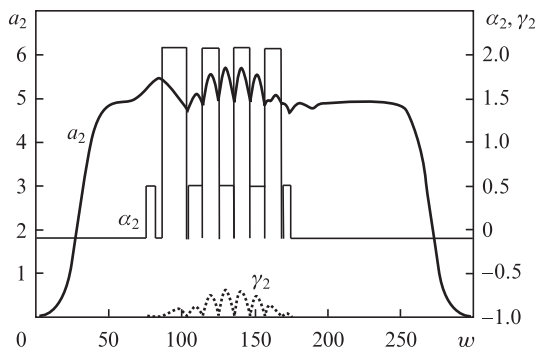


Рис.7. Эволюция параметров эллипса поляризации НЧ излучения при  $s = 180$ .

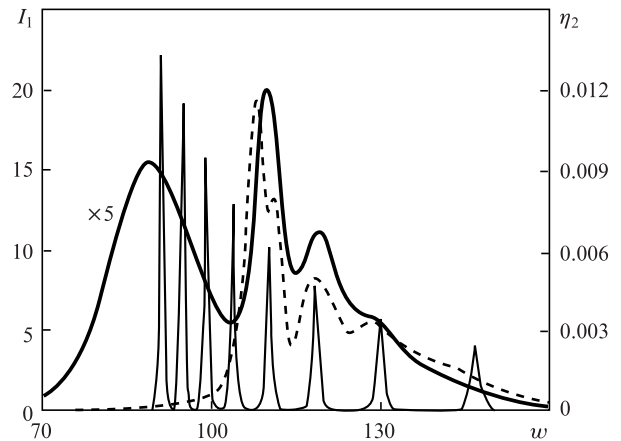


Рис.8. Интенсивность ВЧ компоненты адиабатона (жирная кривая), интенсивности  $2\pi$ -импульсов в отсутствие НЧ излучения (тонкая кривая) и средняя вероятность заселения состояний уровня 4 (штриховая кривая) при  $s = 75$ .

янии.) Это позволяет интерпретировать процесс возникновения составного адиабатона как отражение влияния СИП на ЭИП.

Эффект ЭИП связан с возникновением «темного» состояния [1, 2], характеризующегося отсутствием населённости верхнего уровня  $\Lambda$ -схемы. При идеальной реализации темного состояния какое-либо проявление эффекта СИП невозможно, т. к. он связан со значительным заселением указанного уровня. На начальном этапе формирования адиабатона при граничных условиях (5) и (6), когда  $\partial\Omega_2/\partial t = 0$ , состояние  $\Lambda$ -схемы приближается к темному с ростом частоты Раби  $\Omega_2$  НЧ перехода [16, 17].

В случае  $\Lambda$ -схемы вырожденных уровней поляризованная по кругу вправо (влево) компонента ВЧ излучения эволюционирует в  $\Lambda$ -схеме состояний 1–2–5 (1–4–7) (см. рис.3). Поскольку при небольших расстояниях  $s$  низкочастотные поля в обоих  $\Lambda$ -схемах одинаковы, а  $p_{52} > p_{74}$ , то частота Раби НЧ излучения в  $\Lambda$ -схеме 1–2–5 больше таковой в  $\Lambda$ -схеме 1–4–7. В связи с этим состояние  $\Lambda$ -схемы 1–2–5 ближе к темному, чем состояние  $\Lambda$ -схемы 1–4–7. Поэтому на эволюцию поляризованного по кругу вправо ВЧ импульса двойного адиабатона, формирующегося в  $\Lambda$ -схеме 1–2–5, СИП не влияет. (Три левых  $2\pi$ -импульса на рис.8 не порождают пиков на огибающей ВЧ импульса адиабатона.) Однако начальная стадия возникновения СИП отражается на поляризованном по кругу влево ВЧ импульсе двойного адиабатона, формирующегося в  $\Lambda$ -схеме 1–4–7 в виде пиков на его огибающей.

В области каждого пика значение  $\partial\Omega_1/\partial t$  ( $\Omega_1$  – частота Раби ВЧ перехода) увеличивается. Согласно критерию адиабатического приближения [16, 17] это приводит к дальнейшему отклонению состояния  $\Lambda$ -схемы 1–4–7 от темного и распаду поляризованной по кругу влево компоненты ВЧ адиабатона на достаточно хорошо разделённые субимпульсы (см. рис.5, з, группа 2 импульсов).

Штриховой кривой на рис.8 представлена зависимость от  $w$  величины  $\eta_2 = |c_4|^2$  – населённости верхнего уровня  $\Lambda$ -схемы 1–4–7, усреднённой по доплеровскому разбросу частот квантовых переходов. Согласно этой зависимости искажение огибающей поляризованной влево компоненты ВЧ адиабатона сопровождается перебором  $\sim 1\%$  атомов на верхний уровень 4  $\Lambda$ -схемы 1–4–7. Расчёт показывает также, что населённость верхнего уровня 2

$\Lambda$ -схемы 1–2–5 в 50 и более раз меньше, т. е. он практически не заселяется.

Известно, что роль неоднородного уширения в резонансных процессах уменьшается с ростом интенсивности излучения. С другой стороны, неоднородное уширение приводит к уменьшению [2] эффективности ЭИП, ответственного в нашем случае за разделение ВЧ излучения адиабатона на право- и левополяризованные круговые компоненты. Этим объясняется тот факт, что такое разделение в первом варианте расчёта происходит на большем расстоянии ( $s \approx 180$ , рис.1,б, в), чем во втором варианте ( $s \approx 90$ –120, рис.5,б, в) при более интенсивном ВЧ поле.

#### 4. Размерные оценки

Важнейшей характеристикой паров изотопа  $^{208}\text{Pb}$  с точки зрения экспериментальной проверки выводов изложенной выше теории является их концентрация  $N$ . Другим существенным параметром служит «время неоднородного уширения»  $T_1$ . Обе эти величины входят в формулы (3), определяющие нормировку переменных краевой задачи. Если пар насыщен, величины  $N$  и  $T_1$  однозначно связаны между собой через абсолютную температуру  $T$ .

Положим  $N = 3.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует насыщенному парам  $^{208}\text{Pb}$  при  $T = 950 \text{ К}$  [25]. При такой температуре параметр  $T_1 = 1.63 \times 10^{-10} \text{ с}$ . Используя соотношения (3) и данные работы [23] по силам осцилляторов квантовых переходов изотопа  $^{208}\text{Pb}$ , находим  $z_0 = 0.034 \text{ см}$ . Тогда длительности входных импульсов ВЧ излучения (по полувысоте) для первого и второго вариантов расчёта составят 8 и 4 нс, а пиковые интенсивности этих импульсов – 8 и 3 кВт/см<sup>2</sup> соответственно. Для обоих вариантов интенсивность входного НЧ импульса в области его плоской вершины равна  $\sim 20 \text{ кВт/см}^2$ , а его длительность должна в несколько раз превышать длительность входного ВЧ импульса. Максимальным нормированным расстоянием  $s = 270$  и 180 в первом и втором вариантах расчёта отвечают расстояния  $\sim 9$  и  $\sim 6 \text{ см}$ . Во втором варианте скорости импульса 1 и группы импульсов 2 на рис.5 соответственно в 14 и 77 раз меньше скорости света в вакууме.

#### 5. Заключение

Численное моделирование показало, что при возникновении ЭИП в  $\Lambda$ -схеме вырожденных квантовых переходов эффект СИП не приводит к разбиению ВЧ импульса на  $2\pi$ -импульсы, однако может привести к значительным изменениям огибающих импульсов адиабатонов, реализующих ЭИП. Влияние СИП наиболее ярко выражается в разбиении одной из поляризованных по кругу компонент ВЧ излучения на субимпульсы. Подобная модификация структуры адиабатона имеет место при достаточно ин-

тенсивных входных ВЧ импульсах, площадь которых существенно превышает пороговое для СИП значение, равное  $2\pi$ . Если площадь входного ВЧ импульса незначительно превышает пороговую, то СИП не отражается на структуре импульсов адиабатона и он качественно подобен двойному адиабатону, возникающему в том случае, когда площадь входного ВЧ импульса меньше порогового значения  $2\pi$  [20].

Расстояние, на котором происходит формирование адиабатона с многоимпульсной структурой ВЧ излучения, уменьшается с ростом интенсивности входного ВЧ импульса. Это связано с уменьшением роли неоднородного уширения в процессе формирования ЭИП.

Отметим, что рассмотренные в настоящей работе адиабатоны не сохраняют форму при распространении, в отличие от адиабатонов, описанных в [16, 17]. Это объясняется игнорированием в работах [16, 17] такого важного фактора, как неоднородное уширение линий квантовых переходов.

- Harris S.E. *Phys. Today*, **50**, 36 (1997).
- Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
- Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
- Duan L.-M., Lukin M.D., Cirac J.I., Zoller P. *Nature (London)*, **414**, 413 (2001).
- Sinara A. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 253601 (2006).
- Martinelly M., Valente P., Failache H., Felinto D., Cruz L.S., Nussenzeig P., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **69**, 043809 (2004).
- Gordon A., Micalizio S., Levi F. *Phys. Rev. A*, **66**, 063807 (2002).
- Ham B.S., Hemmer P.R., Shahriar M.S. *Opt. Commun.*, **144**, 227 (1997).
- Nikonov D.E., Imamoglu A., Scully M.O. *Phys. Rev. B*, **59**, 12212 (1999).
- Abdumalikov A.A. Jr., Astafiev O., Zagoskin A.M., Pashkin Yu.A., Nakamura Y., Tsai J.S. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 193601 (2010).
- Tassin P., Zhang L., Koschny T., Economou E.N., Soukoulis C.M. *Opt. Express*, **17**, 5595 (2009).
- Tai Hyun Yoon, Chang Yong Park, Sung Jong Park. *Phys. Rev. A*, **70**, 061803(R) (2004).
- Sautenkov V.A., Rostovtsev Yu.V., Chen H., Hsu P., Agarwal Girish S., Scully M.O. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 233601 (2005).
- Bo Wang, Shujing Li, Jie Ma, Hai Wang, K.C. Peng, Min Xiao. *Phys. Rev. A*, **73**, 051801(R) (2006).
- Drampyan R., Pustelny S., Gawlik W. *Phys. Rev. A*, **80**, 033815 (2009).
- Grobe R., Hioe F.T., Eberly J.H. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3183 (1994).
- Grobe R., Eberly J.H. *Laser Phys.*, **5**, 542 (1995).
- Shakhmuratov R.N., Odeurs J. *Phys. Rev. A*, **74**, 043807 (2006).
- Hioe F.T. *Phys. Rev. A*, **78**, 063807 (2008).
- Волков А.В., Дружинина Н.А., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **39**, 917 (2009).
- McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1969).
- Kasapi A., Maneesh Jain, Yin G.Y., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2447 (1995).
- DeZafra R.L., Marshall A. *Phys. Rev.*, **170**, 28 (1968).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
- Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).