

Численное моделирование адиабатов электромагнитно индуцированной прозрачности в условиях квазирезонанса

О.М.Паршков, Е.Р.Говоренко

Приведены результаты численного моделирования эволюции адиабатов электромагнитно индуцированной прозрачности в Λ -схеме вырожденных квантовых переходов $J = 0 \rightarrow J = 1 \rightarrow J = 2$ с доплеровским уширением спектральных линий при учете влияния отстроек резонанса. Показано, что в случае линейных поляризацій полей увеличение отстройки резонанса пробного поля (при строгом резонансе для управляющего излучения) приводит на определенных этапах к трансформации явления электромагнитно индуцированной прозрачности в явление электромагнитно индуцированного поглощения. При вариации отстройки резонанса управляющего поля прозрачность среды для пробного строго резонансного излучения монотонно уменьшается с ростом отстройки из-за увеличения роли однофотонного поглощения. В случае круговой поляризации управляющего излучения и линейно поляризованного входного пробного поля пробный импульс в среде распадается на два импульса с противоположно направленными круговыми поляризациями. Увеличение отстройки резонанса пробного импульса (при строгом резонансе для управляющего излучения) приводит в первую очередь к увеличению поглощения средой того пробного импульса, круговая поляризация которого совпадает с направлением круговой поляризации управляющего излучения.

Ключевые слова: электромагнитно индуцированная прозрачность, адиабатон, неоднородное уширение, вырождение уровней, отстройка от резонанса.

1. Введение

Электромагнитно индуцированная прозрачность (ЭМИП) [1] является одним из важнейших квантовых интерференционных эффектов лазерной физики. Интенсивное изучение ЭМИП привело к значительному прогрессу в разработке оптических систем квантовой памяти [2] и квантовых коммуникаций [2–4], в теории квантовой информации [1, 2, 5], в системах для точных магнитных измерений [6] и в хронометрии [7]. Кроме того, ЭМИП эффективно используется для создания больших оптических нелинейностей [5, 8]. К настоящему времени к средам, в которых наблюдается этот эффект, относятся, например, помимо атомарных и молекулярных систем, твердые тела с редкоземельными примесями [9], полупроводниковые материалы с квантовыми ямами [10], сверхпроводящие структуры [11], метаматериалы [12]. Другим важным и широко изучаемым квантовым интерференционным эффектом является электромагнитно индуцированное поглощение [13, 14], противоположное по своей сущности ЭМИП.

Адиабатон – это импульсная пара ЭМИП. Он состоит из распространяющихся в среде совместно и без искажений импульса пробного излучения и провала на плоской вершине импульса управляющего поля. Первоначально теория адиабатона была представлена в работах [15–17], а затем уточнена в работах [18, 19]. Уровни квантовых переходов в этих работах предполагались невырожден-

ными, а частоты пробного и управляющего полей считались равными частотам соответствующих резонансных переходов; неоднородное уширение спектральных линий во внимание не принималась.

В настоящей работе приведены результаты численного исследования влияния на свойства адиабатов отстроек резонанса пробного и управляющего излучений. С ростом указанных отстроек ожидается, с одной стороны, увеличение затухания пробной компоненты адиабатона в среде из-за отклонения от условий адиабатического следования [20, 21], с другой – уменьшение этого затухания из-за уменьшения эффективности процесса однофотонного поглощения. Выяснение результата конкуренции данных тенденций и является целью настоящей работы. В наших исходных предположениях не использовалось характерное для [15–19] приближение адиабатического следования, но параметры расчётов выбирались такими, чтобы данное приближение было в принципе допустимо. Расчёты проводились для Λ -схемы неоднородно уширенных квантовых переходов между вырожденными энергетическими уровнями 3P_0 , 3P_2 , $^3P_1^0$ изотопа ^{208}Pb , в парах которого наблюдалась ЭМИП лазерных полей с круговой поляризацией [22].

2. Постановка задачи

Рассмотрим Λ -схему из невырожденного ($J = 0$) нижнего, пятикратно вырожденного ($J = 2$) среднего и трёхкратно вырожденного ($J = 1$) верхнего уровней, образуемую уровнями 3P_0 , 3P_2 , $^3P_1^0$ изотопа ^{208}Pb . Пусть ϕ_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 ($k = 5, 6, \dots, 9, M = -2, -1, 0, 1, 2$

О.М.Паршков, Е.Р.Говоренко. Саратовский государственный технический университет имени Гагарина Ю.А., Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77;
e-mail: oparshkov@mail.ru, ekaterinagovorenko@gmail.com

Поступила в редакцию 12 июля 2013 г.; после доработки – 20 сентября 2013 г.

соответственно) уровням. Пусть D_1 и D_2 – приведённые электродипольные моменты переходов $J = 0 \rightarrow J = 1$ и $J = 2 \rightarrow J = 1$ соответственно, а ω_{10} и ω_{21} – частоты этих переходов для покоящегося атома. Положим также $T_1 = 1/\Delta_1$, где Δ_1 – полуширина по уровню e^{-1} высоты плотности распределения частот ω'_{10} квантовых переходов $J = 0 \rightarrow J = 1$ в результате эффекта Доплера.

Электрическое поле двух распространяющихся вдоль оси z лазерных импульсов с несущими частотами ω_1 и ω_2 (пробный и управляющий импульсы соответственно; $\omega_1 > \omega_2$) представим в виде

$$\mathbf{E} = \text{Re} \sum_{l=1}^2 \mu_l (\mathbf{e}_+ f_l + \mathbf{e}_- g_l) \exp[i(\omega_l t - k_l z)], \quad (1)$$

где $\mu_l = \hbar \sqrt{2l+1} (|D_l| T_1)^{-1}$; $\mathbf{e}_+ = \mathbf{e}_-^* = (\mathbf{i} + \mathbf{j})/2$; \mathbf{i}, \mathbf{j} – орт-векторы осей x и y ; f_l, g_l – комплексные амплитуды право- и левополяризованных круговых компонент пробного ($l = 1$) и управляющего ($l = 2$) полей, являющиеся функциями от z и t ; $k_l = \omega_l/c$. Изучая случай квазирезонанса, мы предполагаем, что различие между частотами ω_{10} и ω_1 , а также ω_{21} и ω_2 значительно меньше самих этих частот. Величины ε_{10} и ε_{20} , именуемые далее отстройками резонанса пробного и управляющего полей соответственно и определяемые формулами

$$\varepsilon_{10} = (\omega_{10} - \omega_1)/\Delta_1, \quad \varepsilon_{20} = (\omega_{21} - \omega_2)/\Delta_1, \quad (2)$$

служат безразмерными параметрами, задающими меру этого различия.

Волновую функцию атома представим в виде

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

где $\xi_l = \omega_l t - k_l z$; $l = 1, 2$. Введём величины c_i :

$$c_1 = p_1 \bar{c}_1, \quad c_2 = \bar{c}_2, \quad c_4 = \bar{c}_4, \quad c_5 = p_2 \bar{c}_5, \quad c_7 = (1/\sqrt{6}) p_2 \bar{c}_7, \quad c_9 = p_2 \bar{c}_9,$$

где $p_l = 2D_l/|D_l|$; $l = 1, 2$. Определим нормированные независимые переменные s и w :

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

где $z_0 = 3\hbar c/(2\pi N |D_1|^2 T_1)$; N – концентрация атомов. Используя уравнения Максвелла и Шредингера, получим в приближении медленно меняющихся амплитуд следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial f_1}{\partial s} = \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1 c_2^* \exp[-(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})^2] d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial f_2}{\partial s} = -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_4^* c_9 + c_2^* c_7) \exp[-(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})^2] d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial g_1}{\partial s} = -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1 c_4^* \exp[-(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})^2] d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial g_2}{\partial s} = \frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_2^* c_5 + c_4^* c_7) \exp[-(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})^2] d\varepsilon_1,$$

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

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

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

$$\frac{\partial c_5}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_5 = -ig_2 c_2,$$

$$\frac{\partial c_7}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_7 = \frac{i}{6}(f_2 c_2 - g_2 c_4),$$

$$\frac{\partial c_9}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_9 = -if_2 c_4,$$

где

$$\varepsilon_1 = (\omega'_{10} - \omega_1)/\Delta_1; \quad \varepsilon_2 = \varepsilon_{20} + \frac{\omega_{21}}{\omega_{10}}(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10});$$

(5)

$$\xi = 0.75 \frac{\omega_{21}}{\omega_{10}} |D_2/D_1|^2.$$

В силу правил отбора $\Delta M = \pm 1$ для переходов под действием компонент поля (1) с круговой поляризацией амплитуды \bar{c}_3, \bar{c}_6 и \bar{c}_8 не входят в систему (4). Расположение уровней энергии состояний, которые могут принимать участие в процессе взаимодействия волн, представлено на рис.1. Учёт доплеровского уширения линий квантовых переходов с помощью усреднения наведённых полей дипольных моментов отдельных атомов по параметру ε_1 , однозначно связанному со скоростью теплового движения каждого атома вдоль оси z , привёл к появлению интегралов в первых четырех уравнениях системы (4) и к специфической связи между ε_1 и ε_2 . (Здесь $\varepsilon_2 = (\omega'_{21} - \omega_2)/\Delta_1$, где ω'_{21} – частота квантового перехода $J = 2 \rightarrow J = 1$ движущегося атома.)

Состояния 2 и 4 изотопа ^{208}Pb подвержены спонтанному распаду с переходом в другие состояния рассматриваемой Λ -схемы (состояния 1, 5, 7, 9) и в состояния, не входящие в эту Λ -схему. К последним относятся состояния 6 и 8 среднего энергетического уровня, а также состояния рас-

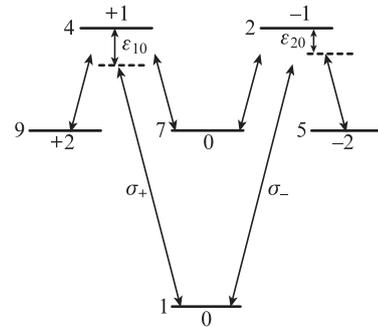


Рис.1. Схема квантовых переходов. Числа слева от горизонтальных линий – номера состояний, числа сверху или снизу – квантовое число M состояния. Стрелки с наклоном влево (вправо) указывают переходы под действием σ_+ (σ_-)-компоненты поля.

положенного ниже уровня 3P_1 . Оценки с помощью значений сил осцилляторов изотопа ${}^{208}\text{Pb}$ [23] показывают, что вероятность спонтанного перехода с каждого из верхних состояний Λ -схемы (состояния 2 и 4) в состояния, не входящие в эту схему, примерно равна вероятности спонтанных переходов во все нижние состояния самой Λ -схемы. Ради упрощения мы полагаем, что время жизни каждого из состояний 2 и 4 относительно спонтанного распада целиком связано с переходом в состояния, не входящие в Λ -схему. С целью учёта такого спонтанного распада в уравнения для c_2 и c_4 феноменологически введены релаксационные слагаемые $-\gamma c_2$ и $-\gamma c_4$. Здесь $\gamma = T_1/(2\tau)$, где τ – радиационное время жизни уровня ${}^3P_1^0$. Для выбранных переходов ${}^{208}\text{Pb}$ согласно [23] $\omega_{21}/\omega_{10} = 0.7$, $\xi = 2.11$ и (при $T = 900 - 1000$ К) $\gamma = 1.5 \times 10^{-2}$.

Ниже используются параметры a_l , α_l , γ_l эллипса поляризации пробного ($l = 1$) и управляющего ($l = 2$) излучений. Здесь a_l – большая полуось эллипса, измеренная в единицах μ_j ; α_l – угол её наклона к оси x ; γ_l – параметр сжатия ($a_l \geq 0$, $0 \leq \alpha_l < \pi$, $-1 \leq \gamma_l \leq +1$ [24]). Величина $|\gamma_l|$ определяет отношение малой оси эллипса к его большой оси. Условие $0 < \gamma_l < +1$ ($-1 < \gamma_l < 0$) соответствует правой (левой) эллиптической поляризации, $\gamma_l = 0$ – линейной поляризации; при $\gamma_l = 1$ поляризация правая круговая (σ_- -поляризация), при $\gamma_l = -1$ – левая круговая (σ_+ -поляризация). В случае $|\gamma_l| = 1$ угол α_l не определён и формально полагается равным -0.1 .

Начальные условия для системы (4) соответствуют нахождению всех атомов на нижнем энергетическом уровне в начальный момент времени $w = 0$. Граничные условия, описывающие пробное излучение на входе $s = 0$ в резонансную среду, выбирались в виде

$$\alpha_1 = 0.5, a_1 = 0.22 \operatorname{sech}[(w - 170)/38], \gamma_1 = 0, \quad (6)$$

а входное поле управляющего излучения задавалось соотношениями

$$\alpha_2 = \alpha_{20}, a_2 = a_{20} \{ \operatorname{th}[(w - 30)/10] + 1 \}, \gamma_2 = \gamma_{20}, \quad (7)$$

где α_{20} , a_{20} и γ_{20} – некоторые постоянные величины.

Равенства (6) описывают входной колоколообразный импульс пробного излучения, длительность которого по уровню 0.5 пикового значения составляет около 70 (в шкале времени w). Этот импульс линейно поляризован под углом около 30° к оси x . Равенства (7) описывают поле управляющего излучения, налагаемого на входную поверхность резонансной среды таким образом, что его интенсивность остается постоянной, пока эту поверхность пересекает пробный импульс. Параметр a_{20} определяет напряжённость поля плоской вершины входного управляющего импульса, и его значение выбрано таким, что эта напряжённость примерно в 20 раз превышает пиковую напряжённость поля входного пробного импульса.

Для представления результатов расчётов используются интенсивности I_l ($l = 1, 2$ – плотности потока энергии пробного ($l = 1$) и управляющего ($l = 2$) полей, измеряемые в единицах $c\mu_1^2/(8\pi)$). Пропускание T характеризует прозрачность среды для пробного излучения и определяется формулой $T = W_1(s)/W_1(0)$, где $W_1(0)$ и $W_1(s)$ – энергии (в расчёте на единицу площади поперечного сечения) пробного импульса на входе в резонансную среду и на расстоянии s внутри среды соответственно.

3. Результаты расчётов

1. Рассмотрим случай линейно поляризованных в одном направлении полей пробного и управляющего излучений, положив в (7) $\alpha_{20} = 0.5$, $a_{20} = 3.5$, $\gamma_{20} = 0$. При этом каждое излучение имеет равные по интенсивности круговые σ_+ - и σ_- -компоненты, обеспечивающие переходы между всеми изображёнными на рис.1 состояниями. Варьируемым параметром является ε_{10} – отстройка резонанса пробного поля, а отстройка резонанса управляющего излучения отсутствует ($\varepsilon_{20} = 0$).

На рис.2 сплошными кривыми представлены зависимости интенсивностей пробного импульса от w при нескольких фиксированных значениях расстояния s для $\varepsilon_{10} = 0, 1.2$ и 7. Согласно рис.2, прозрачность среды для пробного излучения наибольшая в случае строго резонанса пробного поля ($\varepsilon_{10} = 0$, кривая 1 на рис.2,б–г), что хорошо согласуется с общими положениями теории ЭМИП [1]. С ростом ε_{10} поглощение пробного импульса сначала увеличивается, а затем уменьшается, что следует из сравнения кривых 2 ($\varepsilon_{10} = 1.2$) и 3 ($\varepsilon_{10} = 7$) на рис.2,б–г.

На рис.3 представлены зависимости пропускания T пробного излучения от ε_{10} ($\varepsilon_{10} \geq 0$) для расстояний $s = 10, 100$ и 500 в присутствии управляющего излучения (кривые 1, 2 и 3 соответственно) и в его отсутствие (кривые 1', 2' и 3' соответственно, полученные в расчётах при $a_{20} = 0$). Отметим, что в данном случае T представляет собой чётную функцию аргумента ε_{10} . Согласно рис.3, для всех расстояний s пропускание T является максимальным и практически полным ($T = 1$) при $\varepsilon_{10} = 0$, т. е. при выполнении условий точного резонанса для обоих взаимодействующих излучений. С увеличением $|\varepsilon_{10}|$ пропускание уменьшается практически до нуля, и вблизи точки $\varepsilon_{10} = 0$ кривые пропускания имеют колоколообразный вид (см. кривые 1, 2, 3 в области $\varepsilon_{10} < 2$ на рис.3). Ширина полосы пропускания, измеряемая по уровню половины максимального значения этих кривых, уменьшается с ростом расстояния s , составляя $4.4\Delta_1$, $3.2\Delta_1$ и $2.4\Delta_1$ для $s = 10, 100$ и 500 соответственно. Другими словами, ширина полосы пропускания равна примерно одной-двум ширинам доплеровского контура перехода $J = 0 \rightarrow J = 1$, резонансного пробному полю. При достаточно больших значениях ε_{10} ($\varepsilon_{10} > 3-4$) пропускание, как следует из вида кривых 1, 2, 3, монотонно увеличивается. На зависимостях T от ε_{10} образуются провалы шириной в несколько величин Δ_1 .

Сравнение кривых на рис.3 показывает, что в той области, где при наличии управляющего поля поглощение пробного излучения практически полное, в отсутствие управляющего поля имеется заметное пропускание пробного импульса. Более того, и за пределами областей поглощения, со стороны больших значений ε_{10} (область $\varepsilon_{10} > 3-4$ на рис.3), пропускание пробного импульса в присутствии управляющего излучения остаётся меньшим, чем без него. Эти обстоятельства можно интерпретировать как факт перехода от ЭМИП к электромагнитно индуцированному поглощению при увеличении модуля отстройки ε_{10} .

Ширина центрального пика пропускания, в которой главную роль в эволюции адиабатона играет ЭМИП, и область отстроек резонанса, в которой превалирует поглощение, больше доплеровской ширины контура неоднородного уширения перехода $J = 0 \rightarrow J = 1$. Это обстоятельство объясняется (см., напр., [5]) выбором для нашего расчёта столь большой напряжённости управляющего поля, что

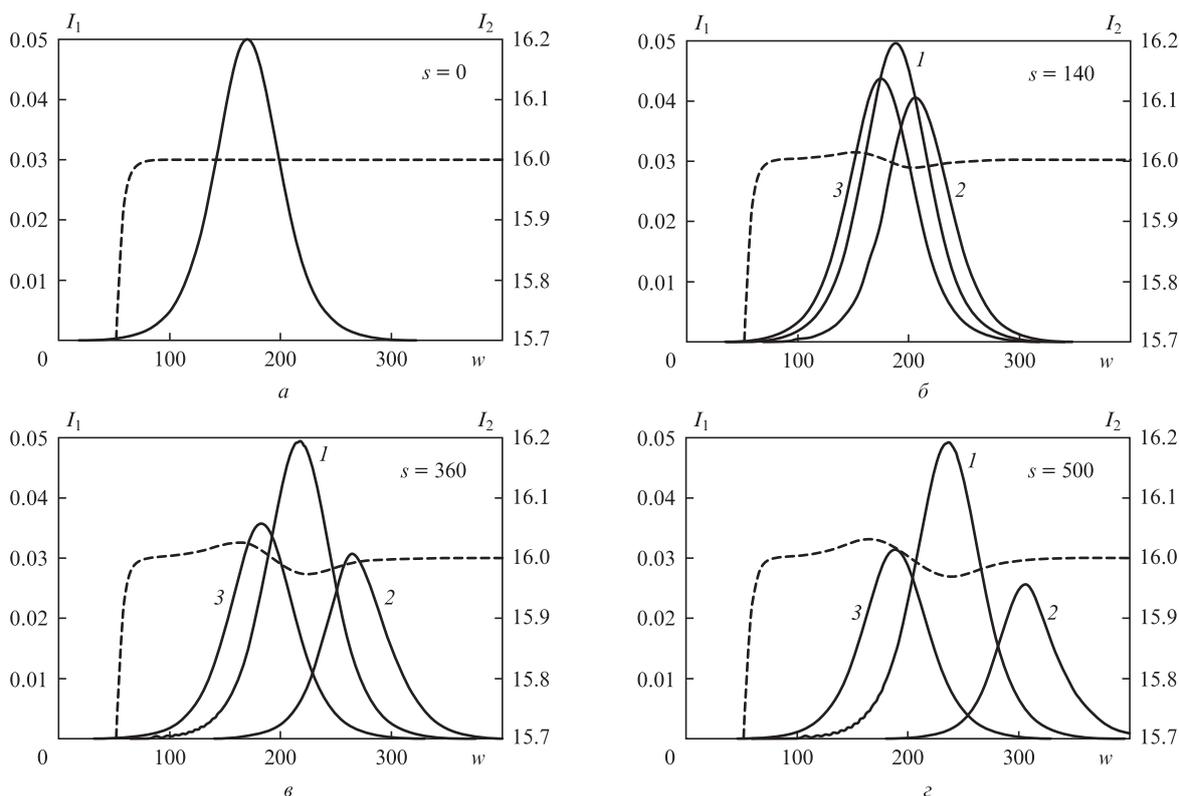


Рис.2. Эволюция интенсивности I_1 пробной компоненты адиабатона при разных значениях s и $\epsilon_{10} = 0$ (1), 1.2 (2) и 7 (3), а также интенсивности I_2 управляющего поля при $\epsilon_{10} = 0$ (штриховые кривые).

частота Раби каждой его круговой компоненты примерно в пять раз превышает Δ_1 . Отметим, что при достаточно малых частотах Раби управляющего поля ЭМИП и поглощение проявляются в виде резонансов, значительно более узких, чем доплеровские (или даже однородные) контуры спектральных линий [1, 13, 14].

На рис.4 представлена зависимость clc_1 от ϵ_{10} (c – скорость света в вакууме, а c_1 – средняя скорость пробного импульса в среде для заданного расстояния s , определяемая как скорость перемещения точки, в которой интенсивность максимальна). Величина clc_1 существенно зависит от концентрации N паров активной среды. При построении рис.4 полагалось, что $N = 3.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что соответствует насыщенным парам свинца при $T = 950 \text{ К}$.

(Подробности выбора численных значений параметров среды приведены в разд.4.) Величина clc_1 определялась для $s = 30$ и 100 . При $\epsilon_{10} \sim 2-4$ пробное излучение на таких расстояниях полностью поглощается, поэтому в этой области зависимости clc_1 от ϵ_{10} не показаны.

Несовпадение кривых 1 и 2 указывает на то, что мгновенная скорость импульса не является постоянной. При $\epsilon_{10} = 0$ (строгий резонанс) $clc_1 \cong 19$ для обоих расстояний, а вблизи точек $\epsilon_{10} = 2$ и 4 значение clc_1 примерно в 13 раз больше. При больших отстройках ϵ_{10} ($\epsilon_{10} > 4$, рис.4) величина clc_1 монотонно уменьшается, достигая ~ 4 при $\epsilon_{10} = 8$. Таким образом, скорость пробного импульса адиабатона существенно зависит от величины отстройки ϵ_{10} .

Анализ комплексных амплитуд f_1 и g_1 право- и левополяризованных круговых компонент пробного поля по-

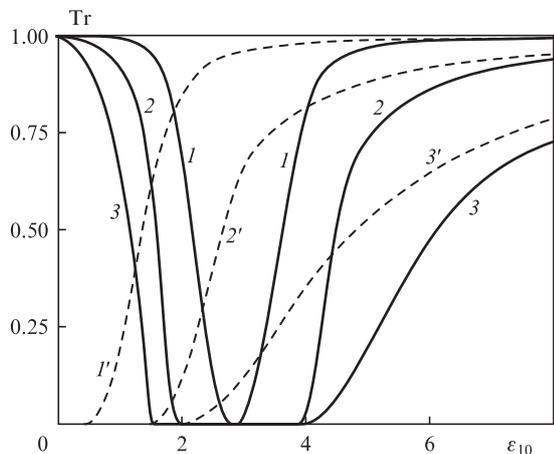


Рис.3. Зависимости пропускания Tg пробного импульса адиабатона от ϵ_{10} при $s = 10, 100$ и 500 в присутствии контролирующего поля (1, 2 и 3 соответственно) и в его отсутствие (1', 2' и 3' соответственно).

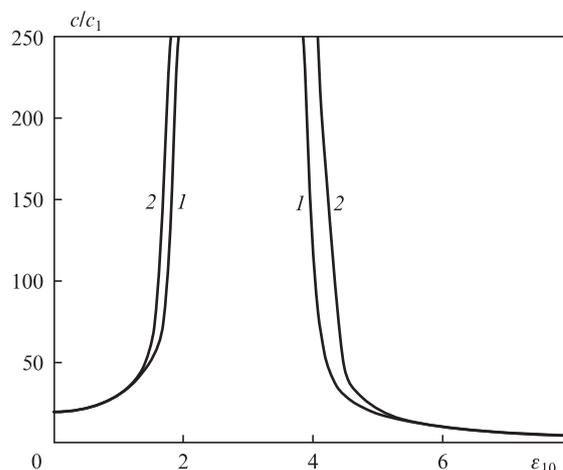


Рис.4. Зависимости clc_1 от ϵ_{10} при $s = 30$ (1) и 100 (2).

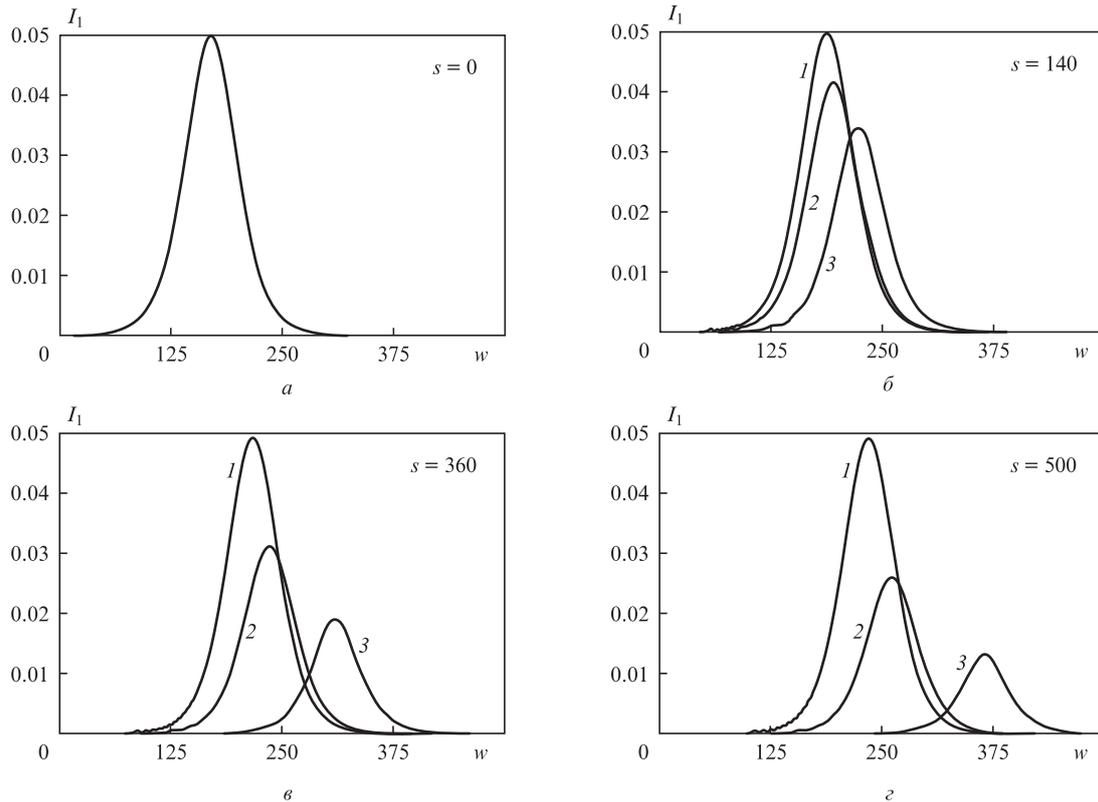


Рис.5. Эволюция интенсивности I_1 пробной компоненты адиабатона при разных s и $\varepsilon_{20} = 0$ (1), 1.5 (2) и 2.5 (3).

казал, что их фазы не зависят от переменной w . Это означает, что при распространении пробного импульса его мгновенная частота ω_1 остаётся постоянной и равной своему значению на входе в резонансную среду. Однако фазы этих амплитуд линейно зависят от переменной s . Так, при $\varepsilon_{10} = 0.5$ и $s = 45$ фазы комплексных амплитуд увеличиваются на π .

На рис.2 штриховыми кривыми представлены зависимости интенсивности управляющего поля от w для нескольких расстояний s в случае $\varepsilon_{10} = 0$. (Масштаб представления этих кривых в 10 раз меньше масштаба представления зависимостей интенсивностей пробного поля.) Видно, что на плоской вершине управляющего импульса появляется характерный «горб», распространяющийся со скоростью света в вакууме, и «впадина», находящаяся в области пробного импульса. Подобная структура управляющего поля, характерная для адиабатов ЭМИП [15–18], имеет место и в случае других отстроек резонанса ε_{10} , рассмотренных в наших расчётах.

2. Значения α_{20} , a_{20} , γ_{20} остаются прежними, но теперь варьируется отстройка резонанса ε_{20} управляющего поля, тогда как отстройка резонанса пробного излучения отсутствует ($\varepsilon_{10} = 0$). На рис.5 представлены зависимости интенсивностей пробного импульса от w при нескольких фиксированных значениях расстояния s для $\varepsilon_{20} = 0$, 1.5 и 2.5.

На рис.6 представлена зависимость пропускания Tr пробного излучения от ε_{20} ($\varepsilon_{20} \geq 0$) для $s = 10, 100$ и 500 . (Величина Tr является чётной функцией отстройки ε_{20} .) Согласно виду кривых на рис.5 и 6, увеличение $|\varepsilon_{20}|$ приводит к монотонному уменьшению пропускания пробного импульса. Данное обстоятельство связано с уменьшением эффективности явления ЭМИП при увеличении отстройки резонанса управляющего поля [5]. Скорость

распространения пробного импульса при этом монотонно уменьшается. При тех же значениях параметров резонансной среды, которые использовались выше для оценки отношения c/c_1 , получаем, что при $\varepsilon_{20} = 2.5$ (кривая 3 на рис.5) скорость пробного импульса в три раза меньше, чем при $\varepsilon_{20} = 0$ (кривая 1 на рис.5).

Кривые, описывающие зависимость интенсивности I_2 управляющего поля от w при фиксированных расстояниях s , подобны соответствующим кривым, полученным из расчётов п.1, и поэтому здесь не приводятся.

3. Положим в (7) $\alpha_{20} = -0.1$, $a_{20} = 2.46$, $\gamma_{20} = -1$. Это соответствует случаю σ_+ -поляризации (левой круговой) входного управляющего излучения с той же интенсивностью плоской вершины, что и в расчётах п.1 и 2.

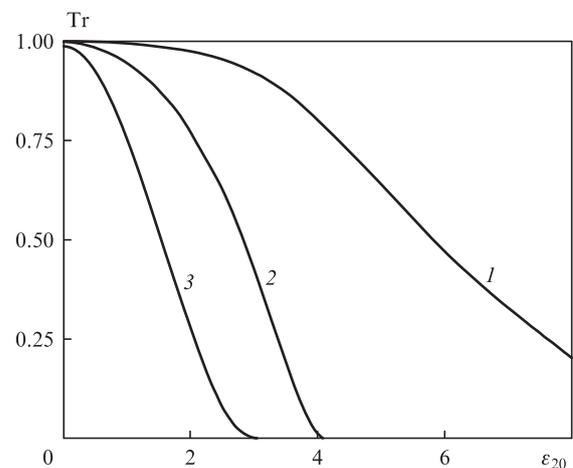


Рис.6. Зависимости пропускания Tr пробного импульса адиабатона от ε_{20} при $s = 10$ (1), 100 (2) и 500 (3).

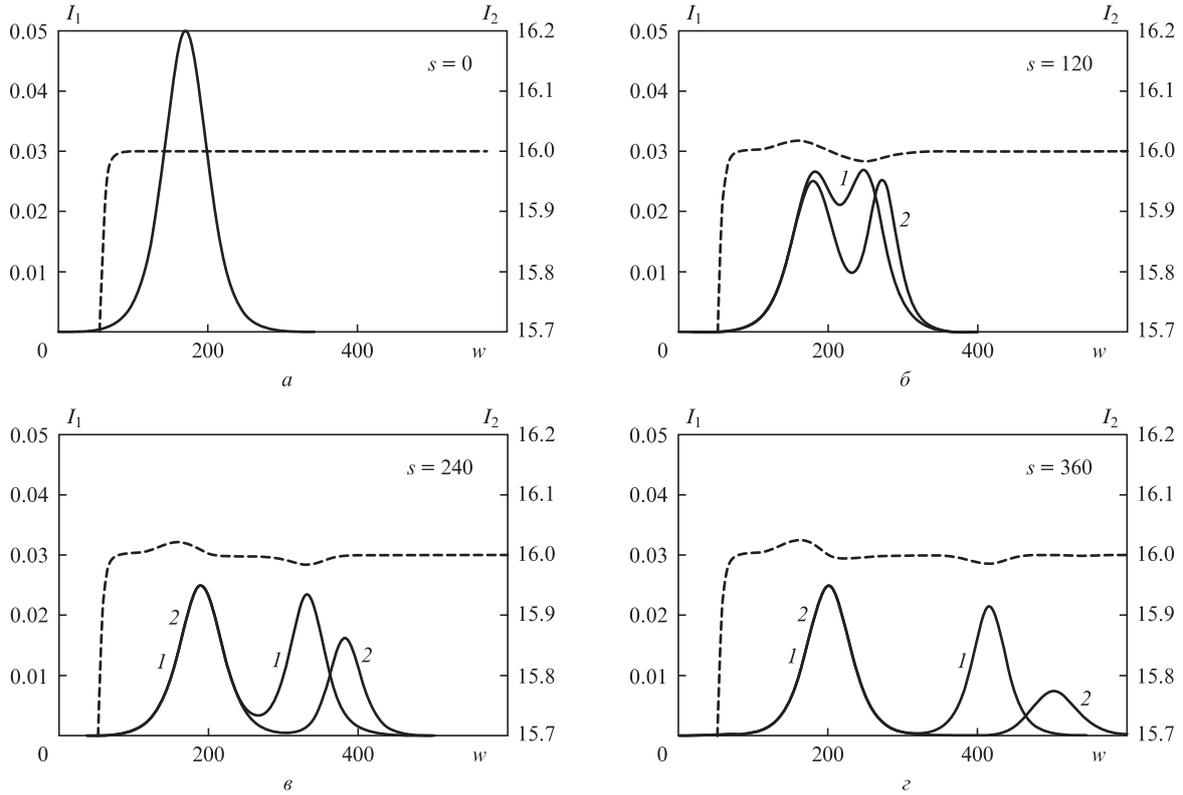


Рис. 7. Эволюция интенсивности I_1 пробной компоненты адиабатона при разных s для $\epsilon_{10} = 0$ (1) и 0.2 (2) и интенсивности I_2 управляющего поля при $\epsilon_{10} = 0$ (штриховые кривые).

Варьируемым параметром является отстройка резонанса ϵ_{10} частоты пробного поля, тогда как управляющее поле полагается строго резонансным ($\epsilon_{20} = 0$).

На рис. 7 сплошными кривыми представлены зависимости интенсивности пробного импульса от w при нескольких фиксированных значениях расстояния s для $\epsilon_{10} = 0$ и 0.2. Согласно расчётам для обеих отстроек, по мере распространения в среде импульса пробного излучения происходит его разбиение на два отдельных импульса (рис. 7, б–г). Подобное разбиение было обнаружено и детально обсуждалось в работе [25], поэтому здесь мы только кратко опишем его физическую причину.

Линейно поляризованное поле входного пробного импульса является суперпозицией круговых σ_+ - и σ_- -компонент, тогда как входное управляющее поле содержит только σ_+ -компоненту. В результате из Λ -схемы вырожденных уровней выделяются две Λ -схемы (см. рис. 1, а, исключив из него короткие стрелки с правым наклоном). В Λ -схеме, состоящей из состояний 1, 4, 7, эволюционирует σ_+ -компонента пробного поля, а в Λ -схеме, состоящей из состояний 1, 2, 5 – его σ_- -компонента. Каждая круговая компонента входного пробного излучения порождает в среде свой пробный импульс с такой же поляризацией. Ввиду разности скоростей распространения этих импульсов и происходит распад входного пробного импульса на два, причём σ_- -компонента пробного поля имеет большую интенсивность. Данное рассуждение подтверждает рис. 8, на котором представлены зависимости I_1 и γ_1 от w при $s = 360$ и $\epsilon_{10} = 0.2$. Вид кривой, описывающей эволюцию величины γ_1 , говорит о том, что в области нахождения первого импульса пробного поля $\gamma_1 = 1$ (σ_- -поляризация),

тогда как в области второго импульса $\gamma_1 = -1$ (σ_+ -поляризация).

Совпадение кривых 1 и 2 в области пробного импульса с σ_- -поляризацией (левополяризованный пробный импульс на рис. 7, в, г) свидетельствует о том, что при небольшой отстройке ϵ_{10} пробный импульс с этой поляризацией практически не отличается от соответствующего импульса при строгом резонансе ($\epsilon_{10} = 0$). Однако эволюция σ_+ -поляризованных импульсов пробного излучения при таком изменении отстройки ϵ_{10} существенно различна: при $\epsilon_{10} = 0.2$ затухание этой компоненты пробного излучения значительно больше, а скорость распространения меньше, чем при $\epsilon_{10} = 0$. При $\epsilon_{10} > 1$, как показывают дополнительные расчёты, σ_+ -компонента пробного поля поглощается средой на расстояниях $s < 10$. На больших расстояниях в среде остаётся лишь пробный импульс с σ_- -поляризацией. Этот факт можно трактовать как индуцированный управляющим полем круговой дихроизм [26] для поля пробного излучения.

Штриховыми кривыми на рис. 7 представлены зависимости интенсивности управляющего поля при $\epsilon_{10} = 0$. Видно (см. рис. 7, в, г), что на вершине управляющего импульса возникает «горб», за которым следуют две «впадины» над каждым из импульсов пробного излучения.

Изменение знака отстройки $\epsilon_{10} = 0$ не меняет вида кривых, изображённых на рис. 7, 8. Если же входное управляющее поле имеет σ_- -поляризацию, то в соответствующих местах следует сделать взаимную замену σ_- на σ_+ и инвертировать относительно оси абсцисс кривую γ_1 (тонкая линия на рис. 8). Отметим, что в расчётах п. 1 и 2 состояние поляризации полей при их распространении в среде не изменялось.

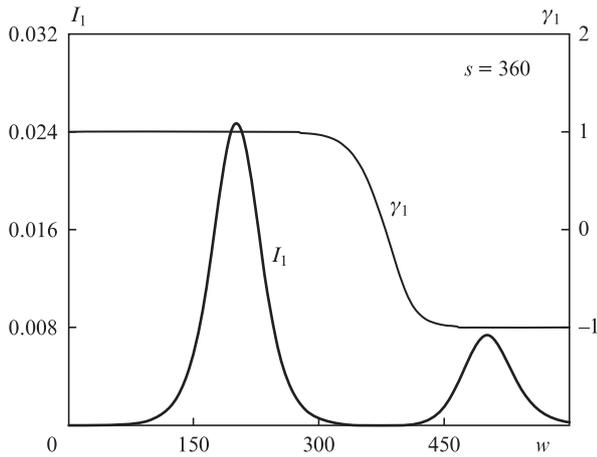


Рис.8. Зависимости интенсивности I_1 и параметра сжатия эллипса поляризации γ_1 пробного излучения от w при $\epsilon_{10} = 0.2$ для $s = 360$.

4. Размерные оценки

Концентрация N паров изотопа ^{208}Pb является важным параметром для оценки возможности экспериментальной проверки представленных теоретических выводов. Другим существенным параметром теории служит «время» неоднородного уширения T_1 . Эти величины входят в условия нормировки (3). Для насыщенных паров N и T_1 связаны между собой через абсолютную температуру T .

В случае $T = 950$ К для насыщенных паров ^{208}Pb согласно [27] $N = 3.4 \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$, тогда как $T_1 = 1.63 \times 10^{-10} \text{ с}$. Используя данные [23] по силам осцилляторов квантовых переходов, находим $z_0 = 0.03 \text{ см}$. Отметим, что на таком расстоянии энергия W_1 пробного импульса в отсутствие управляющего поля уменьшается примерно в 20 раз. Длительность входного пробного импульса ($s = 0$) составляет примерно 10 нс (по уровню половины высоты огибающей интенсивности I_1).

Интенсивности пробного и управляющего полей (\bar{I}_1 и \bar{I}_2 соответственно) в диапазоне абсолютных температур 900–1000 К можно оценить в кВт/см^2 по формуле $\bar{I}_l = 1.3I_l$, $l = 1, 2$. Так, пиковая интенсивность входного пробного импульса в представленных выше расчётах составляет $\sim 65 \text{ Вт/см}^2$, а интенсивность плоской вершины входного импульса управляющего поля равна $\sim 20 \text{ кВт/см}^2$.

В используемом нами упрощённом способе учёта релаксационных процессов игнорируется то обстоятельство, что спонтанный распад состояний 2 и 4 изотопа ^{208}Pb происходит с переходом не только за пределы рассматриваемой схемы (внешние переходы), но и в состоянии самой Λ -схемы (состояния 1, 5, 7, 9, внутренние переходы). Этому способу учёта релаксации в нашем случае можно дать следующее физическое обоснование. Результирующее действие каждого релаксационного распада состояний 2 и 4 сводится к уменьшению энергии пробного импульса. Отличие внешних спонтанных переходов от внутренних заключается в том, что внешние переходы выводят атом из состояния взаимодействия с полем излучения, а внутренние переходы позволяют атому принять участие в таком взаимодействии и после их завершения. Но согласно [23] радиационное время жизни состояний 2 и 4 составляет 17 нс, а длительность импульсов наших расчётов близка к 10 нс. Поскольку длительность пробного импульса меньше радиационного времени жизни со-

стояний 2 и 4, то внутренний спонтанный переход происходит тогда, когда пробный импульс уже покинул место расположения атома. А это означает, что атомы, испытавшие внутренний спонтанный переход, также выходят из состояния взаимодействия с полем излучения. Поэтому внутренние переходы можно учесть, включив их в число внешних переходов.

5. Заключение

Представлены результаты расчётов, моделирующих влияние на эволюцию адиабатов отстроек частот пробного и управляющего полей от центральных частот соответствующих неоднородно уширенных квантовых переходов. Предполагалось, что частоты Раби круговых компонент входного управляющего излучения превышают ширину доплеровской линии квантового перехода, резонансного пробному полю. Частота Раби импульса входного пробного излучения полагалась примерно в 10 раз меньшей указанной ширины. Основные выводы проделанного анализа сводятся к следующим положениям.

1. В случае одинаковых линейных поляризаций обоих взаимодействующих излучений при условии точного резонанса для управляющего поля выявлена немонотонная зависимость прозрачности среды для пробного излучения адиабатона от отстройки его частоты от центральной частоты соответствующего квантового перехода. Если среда достаточно протяжённа, то в области частот пробного излучения образуются полоса пропускания, центрированная на нулевой отстройке от резонанса, и примыкающие к ней полосы поглощения. Наличие полосы пропускания объясняется явлением ЭМИП. В области полос поглощения затухание пробного импульса при распространении превосходит затухание, которое должен был бы испытать такой же импульс в отсутствие управляющего излучения. Это означает, что при достаточно больших отстройках пробного излучения от резонанса ЭМИП сменяется электромагнитно индуцированным поглощением. При ещё больших отстройках влияние обоих эффектов на процесс эволюции пробного импульса постепенно исчезает и пропускание монотонно увеличивается, стремясь к пропусканию нерезонансного излучения. Спектральные ширины окна прозрачности и окон поглощения пробного излучения имеют тот же порядок величины, что и спектральная ширина доплеровского контура перехода, резонансного пробному импульсу. Это объясняется выбором при проведении расчётов большого значения частоты Раби управляющего поля.

2. Скорость распространения пробного импульса при строгом резонансе меньше скорости света в вакууме (в нашем случае – примерно на порядок). При увеличении отстройки от резонанса в пределах окна прозрачности она уменьшается ещё на порядок. При отстройках, больших тех, что соответствуют окнам поглощения, скорость пробного излучения стремится к скорости света в вакууме.

3. В случае линейной поляризации полей и точного резонанса для пробного поля возрастание отстройки резонанса управляющего поля приводит к монотонному уменьшению пропускания для пробного импульса. Скорость пробного импульса при этом уменьшается.

4. В случае линейной поляризации пробного излучения и круговой поляризации управляющего пробный им-

пульс адиабатона распадается на два обособленных импульса с противоположно направленными круговыми поляризациями. Увеличение отстройки резонанса пробного поля приводит в первую очередь к поглощению средой той его компоненты, круговая поляризация которой совпадает по направлению с круговой поляризацией управляющего поля.

1. Harris S.E. *Phys. Today*, **50**, 36 (1997).
2. Lukin M.D. *Rev. Mod. Phys.*, **75**, 457 (2003).
3. Duan L.-M., Lukin M.D., Cirac J.I., Zoller P. *Nature (London)*, **414**, 413 (2001).
4. Sinara A. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 253601 (2006).
5. Fleischhauer M., Imamoglu A., Marangos J.P. *Rev. Mod. Phys.*, **77**, 633 (2005).
6. Martinelly M., Valente P., Failache H., Felinto D., Cruz L.S., Nussenzeig P., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **69**, 043809 (2004).
7. Gordon A., Micalizio S., Levi F. *Phys. Rev. A*, **66**, 063807 (2002).
8. Lukin M.D., Imamoglu A. *Nature (London)*, **413**, 273 (2001).
9. Ham B.S., Hemmer P.R., Shahriar M.S. *Opt. Commun.*, **144**, 227 (1997).
10. Nikonov D.E., Imamoglu A., Scully M.O. *Phys. Rev. B*, **59**, 12212 (1999).
11. Abdumalikov A.A. Jr., Astafiev O., Zagoskin A.M., Pashkin Yu.A., Nakamura Y., Tsai J.S. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 193601 (2010).
12. Tassin P., Zhang L., Koschny T., Economou E.N., Soukoulis C.M. *Opt. Express*, **17**, 5595 (2009).
13. Akulshin A.M., Barreiro S., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **57**, 2996 (1998).
14. Lezama A., Barreiro S., Akulshin A.M. *Phys. Rev. A*, **59**, 4732 (1999).
15. Grobe R., Hioe F.T., Eberly J.H. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3183 (1994).
16. Grobe R., Eberly J.H. *Laser Phys.*, **5**, 542 (1995).
17. Eberly J.H., Rahman A., Grobe R. *Laser Phys.*, **6**, 69 (1996).
18. Shakhmuratov R.N., Odeurs J. *Phys. Rev. A*, **74**, 043807 (2006).
19. Hioe F.T. *Phys. Rev. A*, **78**, 063807 (2008).
20. Oreg J., Hioe F.T., Eberly J.H. *Phys. Rev. A*, **29**, 690 (1984).
21. Kuklinski J.R., Gaubatz U., Hioe F.T., Bergmann K. *Phys. Rev. A*, **29**, 6741 (1989).
22. Kasapi A., Maneesh Jain, Yin G.Y., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2447 (1995).
23. DeZafra R.L., Marshall A. *Phys. Rev.*, **170**, 28 (1968).
24. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1970).
25. Волков А.В., Дружинина Н.А., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **39**, 917 (2009).
26. Волькенштейн М.В. *Молекулярная оптика* (М.-Л.: ГИТТЛ, 1951).
27. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З. Мейлихова (М.: Энергоатомиздат, 1991).