09

Поляризационные эффекты электромагнитно-индуцированной прозрачности в Λ-схеме вырожденных уровней

© О.М. Паршков

Саратовский государственный технический университет им. Ю.А. Гагарина,
410054 Саратов, Россия
e-mail: oparshkov@mail.ru

Поступило в Редакцию 18 декабря 2024 г.
В окончательной редакции 18 декабря 2024 г.
Принято к публикации 18 декабря 2024 г.

Сообщены выводы теоретического изучения явления электромагнитно-индуцированной прозрачности при эллиптической поляризации пробного и управляющего импульсов. Резонансная среда моделирована Λ-схемой вырожденных переходов между уровнями $^3P_0$, $^3P_1$ и $^3P_2$ изотопа ^{208}Pb. Предположено, что на входе в среду пробный импульс имеет значительно меньшую интенсивность и длительность, чем импульс управляющего поля. Показано, что в среде пробный импульс распадается на два эллиптически поляризованных импульса, распространяющихся независимо друг от друга. Большая ось эллипса поляризации одного из них параллельна, а второго — перпендикулярна большой оси эллипса поляризации управляющего излучения. Скорость движения импульса второго типа значительно меньше скорости распространения импульсов первого типа. Обе эти скорости ввиду явления электромагнитно индуцированной прозрачности значительно меньше скорости света в вакууме. По мере распространения компоненты пробного поля в среде смещаются к заднему фронту управляющего импульса. Уменьшение интенсивности управляющего поля в области нахождения компонент пробного излучения снижает эффективность явления электромагнитно-индуцированной прозрачности. Это приводит к увеличению потерь энергии пробного излучения и его затуханию. Ввиду того что импульсы второго типа имеют меньшую скорость распространения, они попадают в область заднего фронта управляющего импульса раньше, чем импульсы первого типа, поэтому импульс второго типа проникает в среду на меньшее расстояние, чем импульс первого типа.

Ключевые слова: электромагнитно-индуцированная прозрачность, нормальные моды.

DOI: 10.61011/JTF.2025.05.60289.442-24

Введение

Деструктивная интерференция амплитуд вероятностей квантовых переходов между энергетическими уровнями при резонансном возбуждении среды когерентными лазерными излучениями приводит к ряду важных эффектов, особое место среди которых принадлежит явлению электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭМИП) [1–3]. Исследование ЭМИП послужило основой важных практических приложений, таких, как создание систем оптической памяти [2] и квантовых коммуникаций [2,4,5], систем квантовой информации [1–3], приборов для точного измерения магнитных полей [6], устройств точного измерения времени [7]. Использование ЭМИП позволяет создавать большие оптические нелинейности [3,8], реализовать усиление излучения без инверсии населенностей [9]. Исследованы особенности ЭМИП в коррелированных квантовых газах [10], в радиодиапазоне [11], на примесях в фотонных кристаллах [12], вблизи нановолокна [13], при наличии углового орбитального момента пробного поля [14], в терагерцовом метоматериале [15], на квазисвязанных состояниях в континууме [16].

Явление ЭМИП при наличии вырождения энергетических уровней приводит к ряду эффектов, связанных с поляризационными характеристиками взаимодействующих излучений. В [17,18] теоретически и экспериментально исследовалось сопровождающее ЭМИП вращение плоскости поляризации пробного поля при изменении напряженности управляющего излучения, а в [19,20] теоретически и экспериментально изучалось влияние постоянного магнитного поля на процесс эволюции круговых компонент пробного излучения. Линейное и круговое двойное лучепреломление пробного поля при ЭМИП исследовалось теоретически и экспериментально в [21]. В теоретической работе [22] предсказана возможность распространения пробного поля ЭМИП в виде двух мод с различными состояниями поляризации.

В [23,24] приведены результаты теоретического изучения двойного лучепреломления, сопровождающего ЭМИП при эллиптической поляризации пробного и управляющего полей на входе в резонансную среду. Исследования этих работ были ограничены предположением о стационарном характере входного управляющего излучения. Объектом изучения в этих работах являлась Λ-схема квантовых переходов между вырожденными энергетическими уровнями $^3P_0$, $^3P_2$, $^3P_1^0$ изотопа ^{208}Pb. В парах этого изотопа экспериментально наблюдалось ЭМИП поляризованных по кругу лазерных импульсов [25,26]. Аналитическими методами в [23,24] было

показано, что пробный импульс в среде может быть представлен в виде суммы эллиптически поляризованных нормальных мод, распространяющихся независимо друг от друга.

Предположение о стационарности управляющего поля исключает из рассмотрения часто реализуемые на практике ситуации, когда ЭМИП инициируется короткими лазерными импульсами. В представленном ниже сообщении приводятся результаты теоретического изучения явления ЭМИП на тех же квантовых переходах, что и в работе [23], но при условии, что управляющее поле имеет импульсный характер.

1. Постановка краевой задачи

Рассматриваемая Λ-схема, состоящая из невырожденного нижнего уровня $^3\mathrm{P}_0$, пятикратно вырожденного среднего уровня $^3\mathrm{P}_2$ и трехкратно вырожденного верхнего уровня $^3\mathrm{P}_1^0$, представлена на рис. 1. Уровень связан с верхним и средним уровнями Λ-схемы электродипольными моментами, но не входит в Λ-схему. Величины ω_1 и ω_2 представляют собой центральные частоты неоднородно уширенных квантовых переходов. Релаксационные процессы, связывающие возбужденные уровни Λ-схемы с уровнем $^3\mathrm{P}_1$, приводят к уменьшению суммарного числа атомов на ее уровнях и дополнительному уширению спектральных линий.

Пусть ϕ_k $(k = 1, 2, \ldots, 9)$ — ортонормированный набор общих собственных функций операторов Гамильтона, квадрата момента импульса и проекции момента

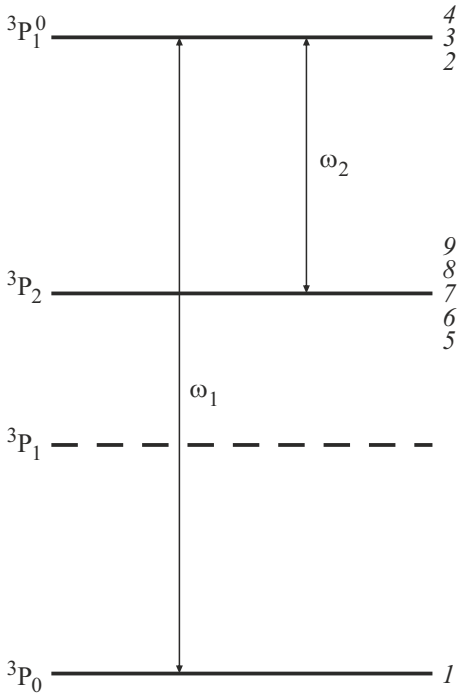

Рис. 1. Энергетические уровни Λ-схемы (сплошные линии); числа справа от линии уровня — номера состояний, относящихся к данному уровню согласно теоретической модели.

импульса на ось z. Функция ϕ_1 описывает состояние $^3\mathrm{P}_0$ $(\mathrm{M}=0)$, функции ϕ_k $(k = 5, 6, \ldots, 9)$ относятся к состояниям $^3\mathrm{P}_2$ $(\mathrm{M} = -2, -1, 0, 1, 2)$ соответственно, а функции ϕ_k $(k = 2, 3, 4)$ — соответственно к состояниям $^3\mathrm{P}_1^0$ $(\mathrm{M} = -1, 0, 1)$ (рис. 1). Пусть D_1 и D_2 — приведенные электродипольные моменты переходов $^3\mathrm{P}_0 \to {}^3\mathrm{P}_1^0$ и $^3\mathrm{P}_2 \to {}^3\mathrm{P}_1^0$ соответственно, а ω_1 и ω_2 $(\omega_1 > \omega_2)$ — частоты этих переходов для покоящегося атома. Учитывая, что резонансная среда является разреженным газом, введем обозначение $T_1 = 2/\Delta_1$, где Δ_1 — ширина (по уровню e^{-1} высоты) плотности распределения $g(\omega_1')$ частот ω_1' квантового перехода $^3\mathrm{P}_0 \to {}^3\mathrm{P}_1^0$. В виду эффекта Доплера

$$g(\omega_1') = \left(T_1/\sqrt{\pi}\right) \exp\left[-T_1^2(\omega_1' - \omega_1)^2\right].$$

Напряженность электрического поля двух лазерных импульсов, распространяющихся вдоль оси z, представим в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$, где

$$\mathbf{E}_l = \mu_l\left[\mathbf{i}E_{xl}\cos(\omega_l t - k_l z + \delta_{xl}) + \mathbf{j}E_{yl}\cos(\omega_l t - k_l z + \delta_{yl})\right],$$
$$l = 1, 2. \qquad (1)$$

Здесь $\mathbf{E}_l$ и ω_l — напряженность электрического поля и несущая частота излучения, $\mathbf{i}$ и $\mathbf{j}$ — орт-векторы осей x, y; E_{xl}, E_{yl} — амплитуды x и y компонент полей. Величины δ_{xl}, δ_{yl} описывают фазовую модуляцию этих компонент, $\mu_l = \hbar\sqrt{2l+1}/(|D_l|T_1)$, $k_l = \omega_l/c$. Согласно терминологии теории ЭМИП, при $l = 1$ формула (1) описывает пробное излучение, а при $l = 2$ – управляющее излучение [1–3].

Определим величины f_l и g_l равенствами

$$f_l = \left[E_{xl}\exp(i\delta_{xl}) - iE_{yl}\exp(i\delta_{yl})\right]/\sqrt{2},$$
$$g_l = \left[E_{xl}\exp(i\delta_{xl}) + iE_{yl}\exp(i\delta_{yl})\right]/\sqrt{2}. \qquad (2)$$

Согласно [27], f_l и g_l именуются амплитудами левой и правой круговых компонент пробного $(l = 1)$ и управляющего $(l = 2)$ полей. Волновую функцию атома представим в виде

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

где $(k = 1, 2, \ldots, 9)$ — амплитуды вероятности населенностей квантовых состояний, а $\xi_l = \omega_l t - k_l z$, $l = 1, 2$. Введем величины следующими соотношениями:

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

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

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

где N — концентрация атомов. Используя уравнения Максвелла и уравнение Шредингера, получим в первом приближении медленных огибающих следующую систему уравнений:

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

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

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

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

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

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

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

$$\frac{\partial c_5}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_5 = -i g_2 c_2,$$

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

$$\frac{\partial c_9}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_9 = i f_2 c_4, \qquad (3)$$

где

$$\varepsilon_1 = (\omega_1' - \omega_1)/\Delta_1, \quad \varepsilon_2 = \beta\varepsilon_1,$$
$$\xi = 0.6\beta |D_2/D_1|^2, \quad \beta = \omega_2/\omega_1.$$

Система уравнений (3) не содержит амплитуд $\overline{c}_3$, $\overline{c}_6$ и $\overline{c}_8$, что согласуется с правилами отбора ($\Delta M = \pm 1$) для переходов под действием круговых компонент поля (1). В уравнения для c_2 и c_4 феноменологически введены слагаемые $-\gamma c_2$ и $-\gamma c_4$ для учета спонтанного распада состояний верхнего уровня рассматриваемой Λ-схемы. Здесь $\gamma = T_1/(2\tau)$, где τ — радиационное время жизни уровня $^3\mathrm{P}_1^0$.

Краевые условия для системы (3) и результаты ее решения удобно формулировать с помощью параметров a_l, α_l, γ_l эллипсов поляризаций (ЭП) пробного ($l = 1$) и управляющего ($l = 2$) излучений. Здесь a_l — большая полуось ЭП, измеренная в единицах μ_l, α_l — угол ее наклона к оси x в радианах, γ_l — параметр сжатия ($0 \le \alpha_l < \pi$, $-1 \le \gamma_l \le +1$). Значение этих величин, а также одной из переменных δ_{xl}, δ_{yl}, однозначно определяет величины f_l и g_l, заданные формулами (2) [27]. Отметим, что $|\gamma_l|$ равен отношению малой оси ЭП к его большой оси, и поляризация правая (левая) эллиптическая при $\gamma_l < 0$ ($\gamma_l > 0$).

Система уравнений (3) дополнялась граничными условиями

$$a_l = a_{l0}, \quad \alpha_l = \alpha_{l0}, \quad \gamma_l = \gamma_{l0}, \quad \delta_{sl} = \delta_{xl0};$$
$$s = 0, \quad w \ge 0; \quad l = 1, 2. \qquad (4)$$

Здесь $a_{l0}, \alpha_{l0}, \gamma_{l0}, \delta_{xl0}$ — функции от w, описывающие эволюцию величин a_l, α_l, γ_l, δ_{xl} на входной поверхности $s = 0$ резонансной среды. Предполагается, что в начальный момент времени $w = 0$ все атомы ^{208}Pb находятся на нижнем энергетическом уровне Λ-схемы.

2. Нормальные моды

В работе [23] система (3) была упрощена в предположении слабого пробного поля по сравнению с полем управляющего излучения, т. е. при выполнении условия

$$\upsilon = \sqrt{E_{x1}^2 + E_{y1}^2} \Big/ \sqrt{E_{x2}^2 + E_{y2}^2} \ll 1. \qquad (5)$$

Анализ системы уравнений, полученной из (3) в первом приближении по малому параметру υ, привел к следующим заключениям. Импульс управляющего поля распространяется в среде со скоростью света в вакууме без изменения формы огибающей a_2 и остальных своих характеристик. Пробное излучение является суммой нормальных мод, распространяющихся независимо друг от друга. Нормальные моды представляют собой эллиптически поляризованные волны. Главная ось эллипса поляризации одной из нормальных мод параллельна главной оси ЭП управляющего излучения, тогда как главная ось ЭП другой нормальной моды перпендикулярна последней. Далее эти моды именуются параллельной и перпендикулярной модой соответственно.

Параметры сжатия γ_1 параллельной и перпендикулярной нормальных мод одинаковы по модулю, противоположны по знаку и не зависят от s и w. Значения этих величин зависят только от параметра сжатия γ_2 ЭП входного управляющего поля. Величина γ_1 для параллельной нормальной моды определяется из соотношения

$$\kappa = -p + \sqrt{p^2 + 1}, \quad \kappa = (1 + \gamma_1)/(1 - \gamma_1),$$
$$p = 10\gamma_2/(1 - \gamma_2^2). \qquad (6)$$

В указанной работе описана методика представления пробного импульса в виде суммы нормальных мод на входной поверхности среды ($s = 0$). Эта методика позволяет выразить характеристики каждой моды, а именно величины, a_{l0}, α_{l0}, γ_{l0}, δ_{xl0} на входной поверхности среды через подобные характеристики полного входного пробного импульса.

На входной поверхности импульсы нормальных мод перекрываются во времени, формируя входной пробный

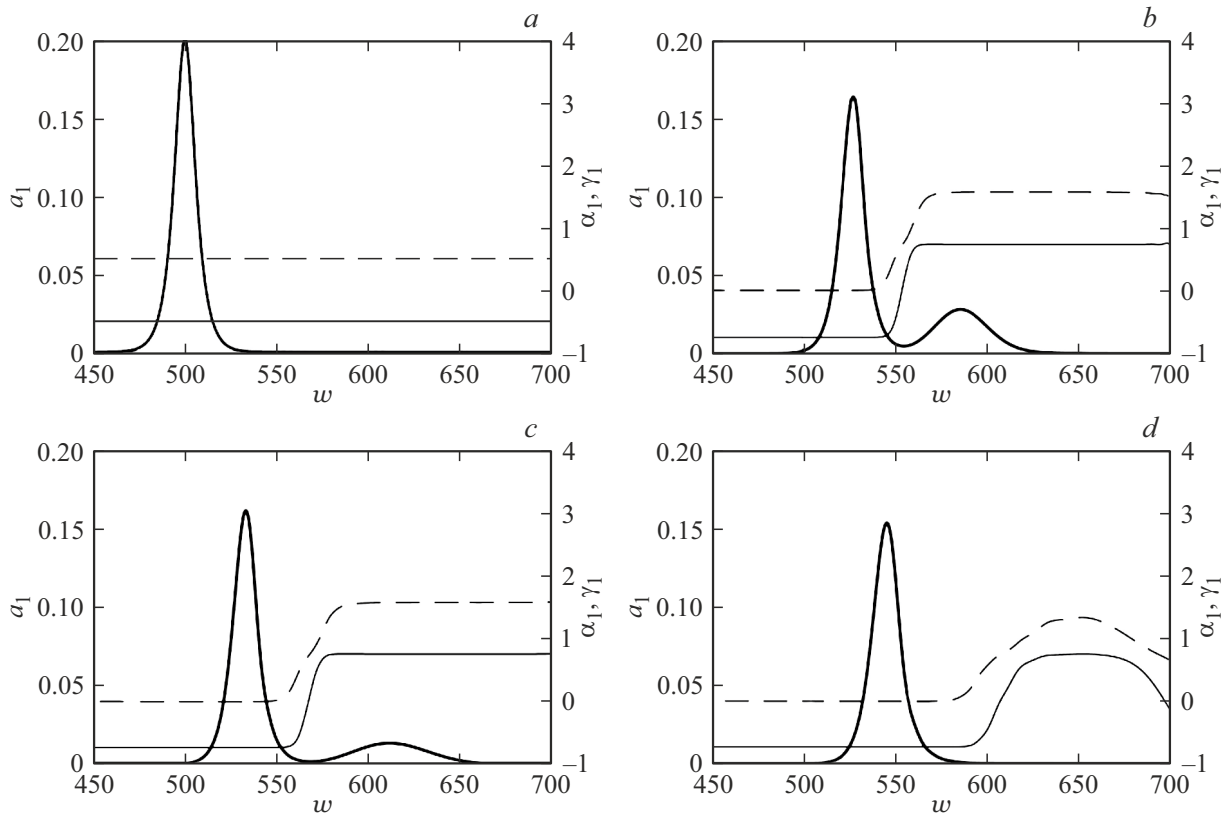

Рис. 2. Эволюция величин a_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и α_1 (штрих) при $s = 0$ (a), 250 (b), 300 (c), 400 (d).

импульс. Однако ввиду различия скоростей распространения мод, импульс пробного поля распадается в среде на два отдельных импульса, представляющих каждую нормальную моду. Отметим, что величины α_{l0}, γ_{l0}, δ_{xl0} для каждой моды не зависят от переменных w и s.

В упомянутой работе предполагалось, что все характеристики ЭП входного управляющего поля, в том числе и величины a_{20}, являются постоянными. Это возможно только в случае использования в качестве управляющего поля непрерывного лазерного излучения. Одиноко нетрудно показать, что все сказанное выше о нормальных модах остается справедливым и при импульсном характере управляющего поля до тех пор, пока выполняется условие (5).

3. Численные результаты

Выводы теории нормальных мод основаны на анализе системы уравнений, полученной из системы (3) в первом приближении по малому параметру υ (5). Для подтверждения этих выводов и получения новой информации об особенностях явления ЭМИП ниже приводятся результаты численного решения исходной системы уравнений (3) при конкретизации краевых условий (4).

В случае исследуемой Λ-схемы $\beta = 0.7$, $\xi = 2.1$, $\tau = 5.6$ ns [28]. При $T \sim 950-1200$ K безразмерная единица времени w соответствует 0.16 ns. Безразмерная единица расстояния s существенно зависит от температуры. При $T = 1000$ K она соответствует примерно 0.01 cm, а при $T = 1100$ K уменьшается до, примерно, 0.002 cm. Последние оценки справедливы в случае насыщенных паров изотопа ^{208}Pb и выполнены с учетом данных справочника [29].

3.1. Различные направления эллиптических поляризаций входных импульсов

Конкретизируем граничные условия (4) следующим образом:

$$a_{10} = 0.2\mathrm{sech}[(w - 500)/5], \quad \alpha_{10} = \pi/6,$$

$$\gamma_{10} = -0.5, \quad \delta_{x10} = 0; \tag{7}$$

$$a_{20} = 6.65\mathrm{sech}[(w - 500)/100], \quad \alpha_{20} = 0,$$

$$\gamma_{20} = 0.3, \quad \delta_{x20} = 0. \tag{8}$$

Согласно (7) и (8), величины главных осей ЭП входных полей меняются по закону обратного гиперболического косинуса, и поля лишены фазовой модуляции. Входной пробный импульс имеет правую эллиптическую поляризацию, а входной управляющий импульс — левую. Угол между большими осями ЭП пробного и управляющего полей равен $\pi/6$.

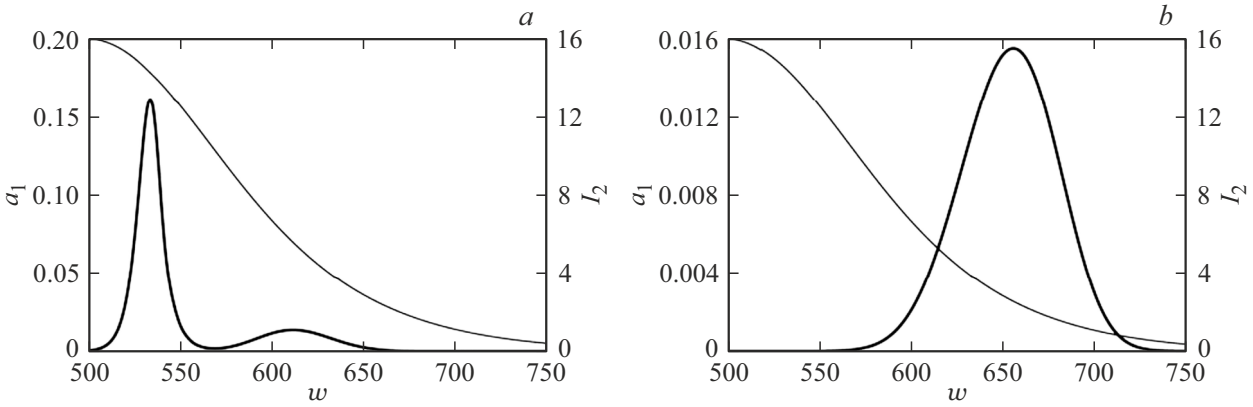

Рис. 3. Эволюция величин a_1 (толстые линии) и I_2 (тонкие линии) при $s = 300$ (a) и 940 (b).

При $T \sim 1000-1200$ K длительность входного пробного импульса по уровню половины максимальной интенсивности равна приблизительно 1.5 ns, а его пиковая интенсивность составляет примерно 70 W/cm^2. Длительность входного управляющего импульса по уровню половины максимальной интенсивности составляет около 30 ns при пиковой интенсивности около 20 kW/cm^2.

Графики величин a_1, α_1 и γ_1 представлены на рис. 2 для четырех значений величины s.

Рис. 2 показывает, что входной импульс пробного излучения распадается в среде на два импульса. При $s = 300$ в области нахождения первого из них (левый импульс) $\alpha_1 = 0$, а в области нахождения второго (правый импульс) $a_1 = \pi/2$. Расчет параметров γ_1 по формулам (6) дает результат $\gamma_1 = -0.7415$ для параллельной нормальной моды и $\gamma_1 = 0.7415$ для перпендикулярной. Эти значения с точностью до трех знаков после запятой совпадают с полученными при численном решении системы (3) для первого и второго импульсов на рис. 2, c соответственно. Следовательно, первый импульс представляет собой параллельную нормальную моду, а второй — перпендикулярную нормальную моду. Рис. 2 показывает, что скорость распространения параллельной моды больше скорости распространения перпендикулярной моды. Это обстоятельство отмечалось в [23].

Отметим, что при $s = 400$ в области $w > 600$ кривая a_1 практически совпадает с осью абсцисс. Значения величин α_1 и γ_1 в этой области уже не являются постоянными. Следовательно, на больших расстояниях в области больших значений w пробное излучение не обладает свойствами перпендикулярной нормальной моды. Параллельная нормальная мода распространяется в среде на значительно большее расстояние и начинает разрушаться, как будет показано ниже, при $s > 1500$. Система уравнений (3) была решена при замене в формулах (8) краевого условия для a_{20}, соответствующего импульсному характеру входного управляющего поля, условием $a_{20} = 6.65$. Последнее условие описывает непрерывное входное управляющее излучение. Опуская подробности этого расчета, отметим, что в случае непрерывного управляющего излучения обе нормальные моды на расстоянии $s = 2000$ теряют в среде менее 6% своей энергии.

Причина затухания мод при импульсном управляющем поле заключатся в следующем. При выполнении условия (5) импульс управляющего излучения распространяется в среде со скоростью света в вакууме. Импульсы нормальных мод имеют значительно меньшие скорости распространения. Например, вблизи входной поверхности при $T \sim 950$ K скорость параллельной нормальной моды примерно в 16 раз меньше скорости света в вакууме, а перпендикулярной моды — примерно в 40 раз. Поэтому импульсы мод смещаются в область заднего фронта управляющего импульса. В результате каждый из них попадает в область, где напряженность управляющего поля недостаточна для протекания явления ЭМИП. При этом процесс однофотонного резонансного взаимодействия мод с переходом между уровнями $^3P_0$ и $^3P_1^0$ приводит к их быстрому разрушению и затуханию. Скорость перпендикулярной моды меньше, чем скорость параллельной моды. Поэтому она первой попадает в область слабого управляющего поля и проникает в среду на меньшее расстояние, чем параллельная мода.

На рис. 3 толстыми линиями представлены графики величин a_1 на расстояниях $s = 300$ и 940. Тонкими линиями представлены графики интенсивности I_2 управляющего излучения, измеренной в единицах $c\mu_1^2/(8\pi)$. Рис. 3, a соответствует расстоянию, на котором максимальное значение $a_{1m}^{(1)}$ величины a_1 перпендикулярной моды более чем на порядок меньше значения при $s = 0$. Рис. 3, b соответствует расстоянию, на котором примерно во столько же раз уменьшается максимальное $a_{1m}^{(2)}$ значение величины a_1 для перпендикулярной нормальной моды. В обоих случаях, как следует из рис. 3, указанные моды находятся в области малых значений интенсивности управляющего импульса.

Расчет по формулам работы [23] показывает, что параллельная нормальная мода на входной поверхности

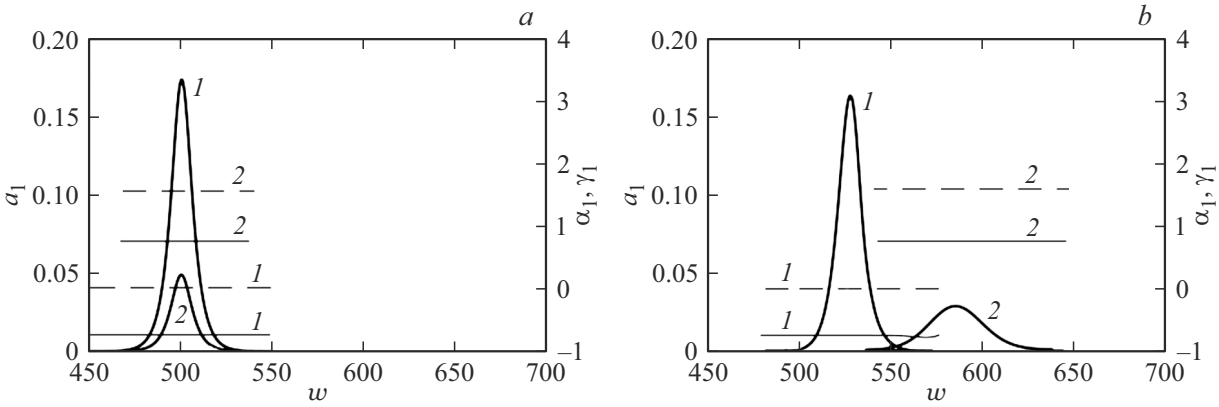

Рис. 4. Эволюция величин a_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и α_1 (штрих) при $s = 0$ (a), 250 (b); *1* — параллельная нормальная мода, *2* — перпендикулярная нормальная мода.

($s = 0$) имеет следующие характеристики:

$$a_{10} = 0.1728\mathrm{sech}[(w - 500)/5], \quad \alpha_{10} = 0,$$

$$\gamma_{10} = -0.7415, \quad \delta_{x10} = 0.2007, \tag{9}$$

а характеристики перпендикулярной моды имеют следующий вид:

$$a_{10} = 0.0488\mathrm{sech}[(w - 500)/5], \quad \alpha_{10} = \pi/2,$$

$$\gamma_{10} = 0.7415, \quad \delta_{x10} = -1.265. \tag{10}$$

На рис. 4 представлены графики величин a_1, α_1 и γ_1 полученные при решении системы с каждым из краевых условий (9) и (10). Рис. 4, a показывает, что на входной поверхности нормальные моды перекрываются. На расстоянии $s = 250$ (рис. 4, b) импульсы мод пространственно разделены, и объединение графиков кривых a_1 нормальных мод практически совпадает с кривой a_1 на рис. 2, b. Также на рис. 2, b и 4, b совпадают значения величин α_1 и γ_1 в районах нахождения одноименных нормальных мод.

3.2. Одинаковые направления эллиптических поляризаций входных импульсов

Краевые условия для системы уравнений (3) отличаются теперь от условий (7), (8) только тем, что $\gamma_{20} = -0.3$. В связи с этим входные импульсы пробного и управляющего полей имеют левую эллиптическую поляризацию. Графики величин a_1, α_1 и γ_1 представлены на рис. 5 для четырех значений расстояния s. На входной поверхности пробные импульсы имеют такие же характеристики, как и в случае различных направлений эллиптических поляризаций входных полей. Рис. 2 показывает, что параллельная мода, для которой $\alpha_1 = 0$ распространяется в среде с большей скоростью, чем перпендикулярная мода, для которой $\alpha_1 = \pi/2$. Вблизи входной поверхности выполняется условие $a_{1m}^{(1)} < a_{1m}^{(2)}$ (рис. 5, b). Напомним, что в случае различных направлений эллиптических поляризаций входных полей имеет место противоположная ситуация (рис. 2, b).

Перпендикулярная мода смещается к заднему фронту управляющего импульса быстрее, чем параллельная, и быстрее затухает в среде. Поэтому на больших расстояниях выполняется соотношение $a_{1m}^{(1)} > a_{1m}^{(2)}$ (рис. 5, c). На расстоянии $s = 400$ перпендикулярная мода практически исчезает (рис. 5, d), подобно тому, как это происходит в случае различных направлений поляризаций входных полей (рис. 2, d).

В рассматриваемой ситуации параллельная мода при $s = 0$ имеет следующие характеристики:

$$a_{10} = 0.0720\mathrm{sech}[(w - 500)/5], \quad \alpha_{10} = 0,$$

$$\gamma_{10} = 0.7415, \quad \delta_{x10} = -0.4990, \tag{11}$$

а характеристики перпендикулярной моды имеют следующий вид:

$$a_{10} = 0.1645\mathrm{sech}[(w - 500)/5], \quad \alpha_{10} = \pi/2,$$

$$\gamma_{10} = -0.7415, \quad \delta_{x10} = 0.2865. \tag{12}$$

На рис. 6 представлены графики величин a_1, α_1 и γ_1, полученные при решении системы (3) с каждым из краевых условий (11) и (12). Рис. 6, a показывает, что на входной поверхности выполнятся условие $a_{1m}^{(1)} < a_{1m}^{(2)}$. Отметим, что, согласно рис. 4, a, в случае различных направлений круговых поляризаций имеет место противоположная ситуация. В связи с этим на расстоянии $s = 400$ импульс параллельной моды при одинаковых направлениях эллиптических поляризаций входных полей имеет меньшую высоту, чем в случае противоположных направлений этих поляризаций (рис. 2, d и 5, d).

3.3. Энергия пробного излучения

Введем в рассмотрение величину $E(s)$, определяемую формулой $E(s) = W(s)/W(0)$, где $W(s)$ — количество

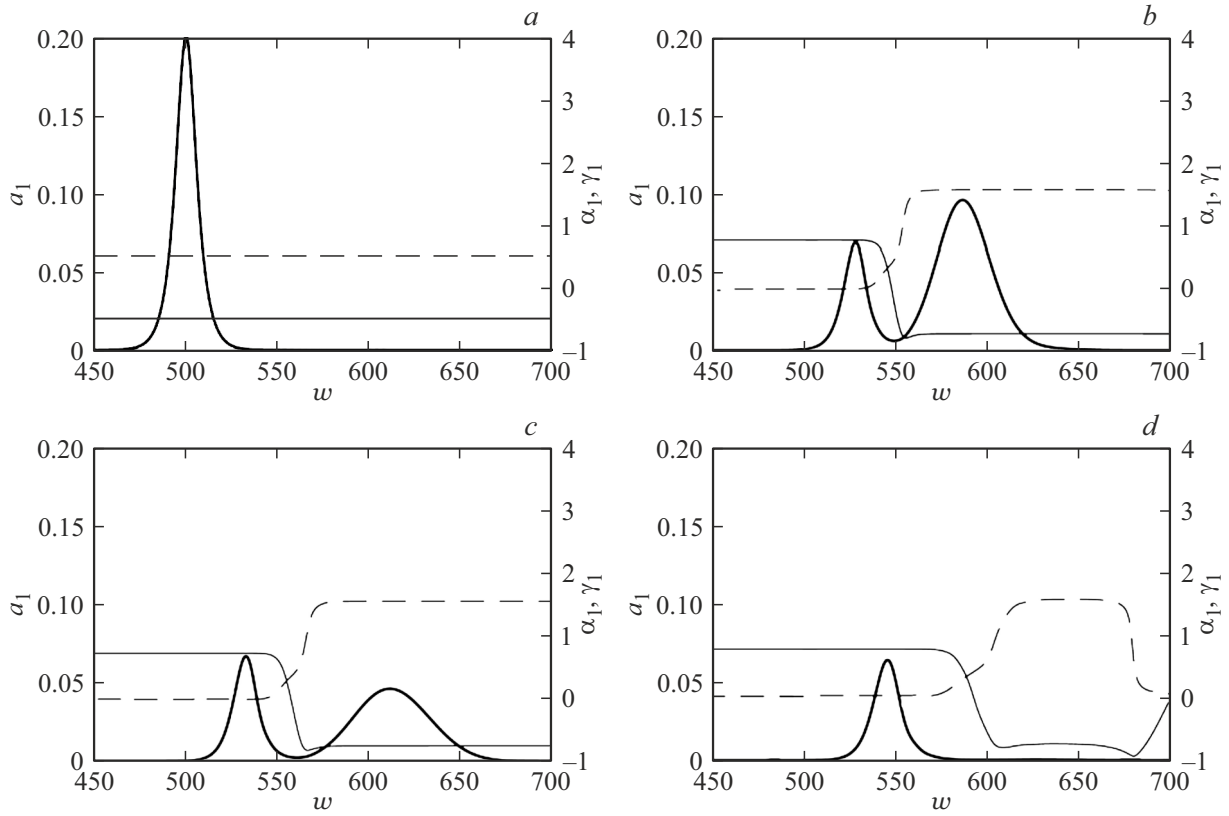

Рис. 5. Эволюция величин a_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и α_1 (штрих) при $s = 0$ (a), 250 (b), 300 (c), 400 (d).

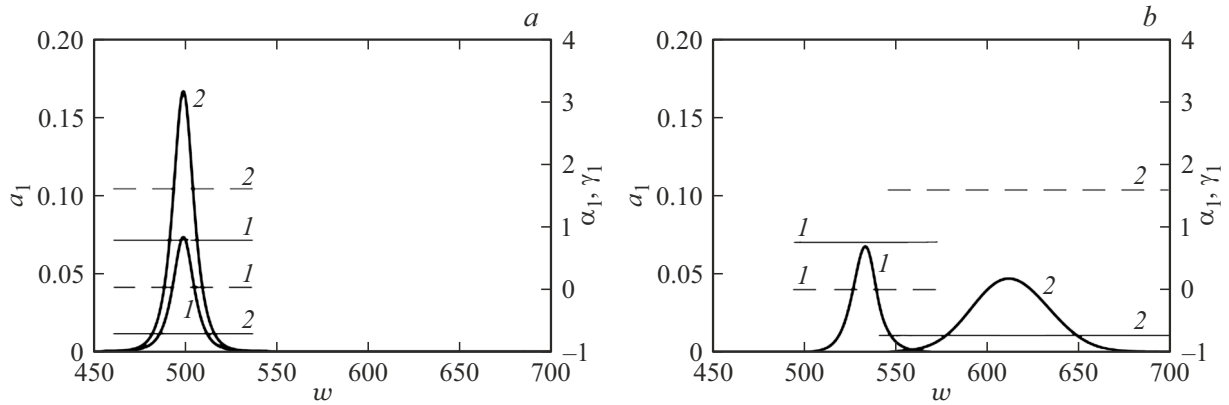

Рис. 6. Эволюция величин a_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и α_1 (штрих) при $s = 0$ (a), 300 (b); *1* — параллельная нормальная мода, *2* — перпендикулярная нормальная мода.

энергии, переносимое пробным импульсом через единицу площади поперечного сечения за все время прохождения его через это сечение. Величина $E(s)$ показывает, какая доля энергии входного пробного импульса достигает расстояния s. Графики значений величины $E(s)$ для случаев различных (случай 1) и одинаковых (случай 2) направлений поляризаций входных импульсов приведены на рис. 7. Штриховой линией на рис. 7 приставлен график величины $E(s)$ для случая 2 при отсутствии релаксационных процессов, когда параметр затухания $\gamma = 0$.

Все кривые на рис. 7 имеют ступенчатый характер. На начальном участке каждой кривой имеется интервал незначительного изменения величины E, за которым следует более короткий интервал быстрого уменьшения этой величины. В случае кривой *1* это интервал приблизительно между точками $s = 250$ и 350, а в случае кривой *2* — между точками $s = 200$ и 350. Затем на каждой кривой имеются достаточно длинные интервалы оси s, на которых величина E практически не меняется. При $s > 800$ значения величины E быстро уменьшаются до нуля в обоих случаях. На всех дистанциях значение

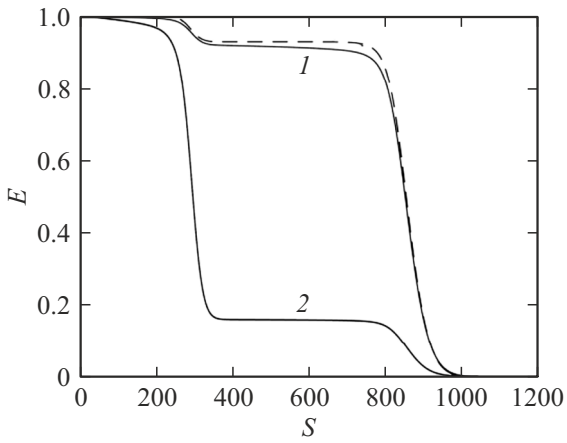

Рис. 7. Величина E в случае 1 (кривая *1*) и случае 2 (кривая *2*); штрих — случай 1 в отсутствие релаксационных процессов.

величины E при различных направлениях эллиптической поляризации входных полей больше, чем в случае их одинаковых эллиптических поляризаций.

Упомянутые выше особенности кривых *1* и *2* имеют следующую природу. Вблизи входной поверхности происходит распад входного пробного импульса на нормальные моды. Первоначально моды распространяются в условиях, благоприятных для протекания явления ЭМИП, и имеют малые энергетические потери. Затем перпендикулярная мода попадает в область заднего фронта управляющего импульса, и ее энергия быстро истощается ввиду однофотонного резонансного поглощения. В случае кривой *1* перпендикулярная мода имеет меньшую энергию, чем параллельная. Поэтому поглощение энергии этой моды за счет однофотонного резонанса приводит к меньшей потере полной энергии пробного поля, чем в случае кривой *2*. Далее на кривых *1* и *2* следуют участки, соответствующие распространению параллельной нормальной моды в условиях явления ЭМИП. На этих участках потери энергии обоих мод незначительны. Наконец, при $s > 800$ эти моды попадают в область неэффективности явления ЭМИП, и их энергия быстро поглощается средой.

Отметим, что последовательный учет релаксационных процессов обычно осуществляется при использовании уравнений для элементов матрицы плотности с введенными в них временами поперечной и продольной релаксации. Этот подход обоснован только в случаях, если релаксационные процессы являются случайными процессами марковского типа, т. е. процессами без вероятностного последействия. Такая ситуация имеет место лишь при условии, что уровни энергии различных состояний достаточно удалены друг от друга [30]. В случае вырождения энергетических уровней данное условие, очевидно, не выполняется. Более общие методы учета релаксационных процессов [30,31] приводят к чрезмерному усложнению математической модели исследуемого явления. Поэтому мы использовали для описания отклика среды на электромагнитное излучение уравнение Шредингера с феноменологически введенными релаксационными слагаемыми.

Следует отметить, что в условиях ЭМИП релаксационные процессы вообще не оказывают существенного влияния на эволюцию пробного излучения в среде [1–3]. Этот факт подтверждается в нашем случае достаточно малым различием между кривой *1* на рис. 7 и штриховой кривой, полученной в расчете без учета релаксационных процессов.

В нашей работе величины a_{l0}, $l = 1, 2$ моделировались обратными гиперболическими косинусами. Применение других функций в граничных условиях (3) не меняет качественные характеристики явления ЭМИП. Однако количественно некоторые характеристики этого процесса могут изменяться. Так, при использовании для описания величины a_{20} функции Гаусса, описывающей импульс той же длительности, незначительно уменьшается глубина проникновения пробного излучения в среду. Это объясняется тем, что на заднем фронте значения функции Гаусса уменьшаются быстрее, чем на заднем фронте обратного гиперболического косинуса.

Заключение

Рассмотрен процесс ЭМИП в полях эллиптически поляризованных импульсов взаимодействующих с Λ-схемой вырожденных квантовых переходов. Предполагалось, что входной импульс пробного излучения имеет значительно меньшую длительность, чем входной импульс управляющего поля, и оба импульса одновременно достигают своего пикового значения. Показано, что в среде импульс пробного излучения представим в виде суммы в двух нормальных мод — импульсов, распространяющихся независимо друг от друга с различными скоростями. ЭП нормальных мод имеют равные по модулю, но противоположные по знаку параметры сжатия ЭП. Угол наклона главной оси ЭП одной из мод (параллельной моды) параллелен главной оси ЭП управляющего импульса, а другой моды (перпендикулярная мода) — перпендикулярен главной оси ЭП управляющего импульса. Подобные свойства мод определяются явлением ЭМИП.

Импульс параллельной моды распространяется быстрее импульса перпендикулярной моды, при этом скорости распространения мод значительно меньше скорости распространения в среде управляющего импульса. Пройдя в среде некоторое расстояние, импульс перпендикулярной моды оказывается в области заднего фронта управляющего импульса, где напряженность управляющего поля недостаточна для эффективного протекания явления ЭМИП. В этой области явление однофотонного резонанса приводит к быстрому затуханию перпендикулярной моды. То же самое происходит и с параллельной

модой. Однако из-за большей скорости распространения до своего исчезновения эта мода походит в среде значительно большее расстояние, чем перпендикулярная нормальная мода.

Конфликт интересов

Автор заявляет, что у него нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] S.E. Harris. Phys. Today, **50** (6), 36 (1997).
[2] M.D. Lukin. Rev. Mod. Phys., **75** (2), 457 (2003).
[3] M. Fleischhauer, A. Imamoğlu, J.P. Marangos. Rev. Mod. Phys., **77** (2), 633 (2005).
[4] L.-M. Duan, M.D. Lukin, J.I. Cirac, P. Zoller. Nature (London), **414**, 413 (2001).
[5] A. Sinatra. Phys. Rev. Lett., **97** (25), 253601 (2006).
[6] M. Martinalli, P. Valente, H. Failache, D. Felinto, L.S. Cruz, P. Nussenzveig, A. Lezama. Phys. Rev., A, **69** (4), 043809 (2004).
[7] A. Godone, S. Micallilizio, F. Levi. Phys. Rev. A, **66** (6), 063807 (2002).
[8] M.D. Lukin, A. Imamoğlu. Nature (London), **413**, 273 (2001).
[9] S.E. Harris. Phys. Lett., **62** (9), 1033 (1989).
[10] H.H. Jen, Daw-Wei Wang. Phys. Rev. A, **87** (6), 061802(R) (2013).
[11] C. Basler, J. Grzesiak, H. Helm. Phys. Rev. A, **92** (1), 013809 (2015).
[12] R. Liu, T. Liu, Yi. Wang, Yu. Li, B. Gai. Phys. Rev. A, **96** (5), 053823 (2017).
[13] F. Le Kien, A. Rauschenbeutel. Phys. Rev. A, **91** (5), 053847 (2015).
[14] H.-H. Wang, J. Wang, Z.-H. Kang, L. Wang, J.-Yu. Gao, Yi. Chen, Xi.-J. Zhang. Phys. Rev. A, **100** (2), 013822 (2019).
[15] H. Li, Zh. Xu, H. Wang, J. Chen. Opt. Quant. Electron., **55**, Article № 198 (2023). DOI: 10.1007/s11082-022-04472-3
[16] H. Zheng, Yu. Zheng, M. Ouyang, H. Fan, Q. Dai, H. Liu, L. Wu. Opt. Express, **32** (5/26), 7318 (2024). DOI: 10.1364/OE.517111
[17] S. Wielandy, A.L. Gaeta. Phys Rev. Lett., **81**, 3359 (1998).
[18] Bo Wang, Sh. Li, J. Ma, H. Wang, K.C. Peng, M. Xiao. Phys. Rev. A, **73**, 051801(R) (2006).
[19] G.S. Agarwal, S. Dosgupta. Phys. Rev. A, **67**, 023814 (2003).
[20] V.A. Sautenkov, Y.V. Rostovtsev, H. Chen, P. Hsu, G.S. Agarwal, M.O. Scully. Phys. Rev. Lett., **94**, 233601 (2005).
[21] T.H. Yoon, Ch.Y. Park, S.J. Park. Phys. Rev. A, **70**, 061803(R) (2004).
[22] Z. Kis, G. Demeter, J.J. Janszky. Opt. Soc. Am. B, **30**, 829 (2013).
[23] О.М. Паршков. Квант. электрон., **48** (11), 1027 (2018). [O.M. Parshkov. Quant. Electron., **48** (11), 1027 (2018). DOI: 10.1070/QEL16683]
[24] О.М. Паршков. Квант. электрон., **49** (11), 1019 (2019). [O.M. Parshkov. Quant. Electron., **49** (11), 1019 (2019).]
[25] M. Jain, A. Kasapi, G.Y. Yin. Phys. Rev. Lett., **75**, 4385 (1995).
[26] A. Kasapi, M. Jain, G.Y. Yin, S.E. Harris. Phys. Rev. Lett., **74**, 2447 (1995).
[27] Б. Салех, М. Тейх. *Оптика и фотоника. Принципы и применения* (ИД „Интеллект“, Долгопрудный, 2012), т. 1. [B.E.A. Saleh, M.C. Teich. *Fundamentals of photonics,* 2th ed. (Wiley-Interscience, 2007)]
[28] R.L. deZafra, A. Marshall. Phys. Rev., **170** (1), 28 (1968).
[29] И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов (ред.) *Физические величины. Справочник* (Энергоатомиздат, М., 1991)
[30] В.М. Файн. *Квантовая радиофизика. Фотоны и нелинейные среды* (Советское радио, М., 1972), т. 1.
[31] О.М. Скалли, М.С. Зубайри. *Квантовая оптика,* пер. с англ. под ред. В.В. Самарцева (Физматлит, М., 2003) [M.O. Scully, M.S. Zubairy. *Quantum Optics* (University Press, Cambridge 1997)]