

05

Совместное распространение коротких лазерных импульсов в Λ -схеме вырожденных квантовых переходов

© О.М. Паршков, И.А. Плеханова

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

Поступила в редакцию 19.05.2023 г.

В окончательной редакции 21.10.2023 г.

Принята к публикации 27.12.2023 г.

Сообщены выводы теории распространения в резонансной среде двух лазерных импульсов с равными пиковыми значениями колоколообразных огибающих интенсивностей на входной поверхности. Резонансная среда моделируется Λ -схемой неоднородно уширенных квантовых переходов между вырожденными энергетическими уровнями 3P_0 , $^3P_1^0$ и 3P_2 изотопа ^{208}Pb . Рассмотрены случаи противоположных и одинаковых направлений круговых поляризаций входных полей. Показано, что в среде происходит перекачка энергии от высокочастотного импульса, резонансного переходу между нижним и верхним уровнями Λ -схемы, в низкочастотный импульс, резонансный переходу между возбужденными уровнями этой Λ -схемы. Высокочастотный импульс в случае различных направлений круговых поляризаций входных полей распространяется в среде на значительно большее расстояние, чем при одинаковых направлениях их круговых поляризаций. Во всех случаях при распространении импульсов на их задних фронтах возникают цуги коротких субимпульсов значительной интенсивности. В случае противоположных направлений круговых поляризаций входных полей оба излучения сохраняют в среде исходную круговую поляризацию и лишены фазовой модуляции. Однако в случае одинаковых направлений круговых поляризаций входных импульсов их излучение в среде представляет собой эллиптически поляризованные волны с переменным эксцентриситетом эллипса поляризации и наличием фазовой модуляции.

Ключевые слова: двойной резонанс, электромагнитно индуцированная прозрачность.

DOI: 10.61011/OS.2023.12.57403.5228-23

Введение

Двойной резонанс, т.е. резонансное взаимодействие двухчастотного лазерного поля с двумя квантовыми переходами, имеющими общий энергетический уровень, служит объектом многочисленных исследований благодаря возможностям его практического использования и важностью для понимания процессов взаимодействия излучения с веществом. Одним из первых практических результатов применения выводов этих исследований стал метод двойного резонанса в спектроскопии [1]. Изучение явления когерентного пленения населенностей [2,3] и обусловленного им эффекта электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭМИП) [4–6] (частного случая двойного резонанса) привело к созданию систем оптической памяти [5] и квантовых коммуникаций [5,7,8], систем квантовой информации [4–6], приборов точного измерения магнитных полей [9], устройств точного измерения времени [10]. Явление ЭМИП позволяет создавать большие оптические нелинейности [6,11], реализовать усиление излучения без инверсии населенностей [12]. Исследованы особенности этого явления в сильно коррелированных квантовых газах [13], в радиодиапазоне [14], на примесях в фотонных кристаллах [15], вблизи нановолокна [16], при наличии углового орбитального момента у пробного поля [17].

При теоретическом изучении двойного резонанса были описаны новые импульсные структуры, например симултоны [18], рамановские солитоны [19], адиабатоны [20], согласованные импульсы [21]. Теория последних трех импульсных структур опиралась на схемы невырожденных однородно уширенных квантовых переходов, тогда как теория симултона включала в рассмотрение также переходы между вырожденными энергетическими уровнями [22], а в работе [23] было учтено и неоднородное уширение линий квантовых переходов. Для экспериментов по наблюдению этих импульсных структур требовалось удовлетворение трудно реализуемых на практике условий. Например, возникновение симултонов, адиабатонов и рамановских солитонов возможно только при равенстве сил осцилляторов квантовых переходов. Согласованные импульсы получены в предположении отсутствия неоднородного уширения линий квантовых переходов. Поэтому основное внимание при исследовании двойного резонанса сместилось в область явления ЭМИП при выполнении условий адиабатического приближения [24].

При наличии вырождения уровней квантовых переходов эффект ЭМИП демонстрирует новые черты, связанные с поляризациями взаимодействующих волн. В работах [25,26] теоретически и экспериментально изучалось вращение плоскости поляризации пробного

излучения при изменении напряженности управляющего излучения. Линейное и круговое двойное лучепреломление пробного поля при ЭМИП исследовалось теоретически и экспериментально в [27]. В теоретической работе [28] предсказана возможность распространения пробного поля в виде двух мод с различными состояниями поляризации.

Использование адиабатического приближения предполагает достаточно медленное изменение параметров взаимодействующих импульсов и не в состоянии описать быстрые их осцилляции, которые, как показывает численный анализ [29], при этом могут возникать. Отметим, что в [29] предполагалось, что уровни квантовых переходов не вырождены и отсутствует неоднородное уширение линий квантовых переходов.

В настоящей работе представлены результаты численного анализа процесса двойного резонанса в Λ -схеме, образованной уровнями 3P_0 , 3P_2 , $^3P_1^0$ изотопа ^{208}Pb , в которой экспериментально наблюдалось ЭМИП поляризованных по кругу лазерных полей [30,31]. Предполагается, что оба взаимодействующих импульса на входе в среду имеют одинаковые пиковые интенсивности, а длительность входного высокочастотного (ВЧ) импульса равна или вдвое больше длительности входного низкочастотного (НЧ) импульса. Учитывается вырождение энергетических уровней и наличие неоднородного уширения спектральных линий. Отметим, что в работе [32] представлены результаты численного анализа процесса двойного резонанса в рассматриваемой Λ -схеме для случая, когда длительность входного ВЧ импульса значительно меньше длительности входного НЧ импульса.

Исходные положения

Исследуемая Λ -схема состоит из простого нижнего уровня 3P_0 , пятикратно вырожденного среднего 3P_2 и трехкратно вырожденного верхнего $^3P_1^0$ уровней соответственно. Выберем ортонормированный базис ϕ_k ($k = 1, 2, \dots, 9$) из общих собственных функций гамильтониана, квадрата момента импульса и его проекции на ось z . Функция ϕ_1 относится к уровню 3P_0 , функции ϕ_k ($k = 5, 6, \dots, 9$) — к состояниям уровня 3P_2 ($M = -2, -1, 0, 1, 2$), функции ϕ_k ($k = 2, 3, 4$) — к состоянию $^3P_1^0$. Пусть D_1 и D_2 — приведенные дипольные моменты ВЧ перехода $^3P_0 \rightarrow ^3P_1^0$ и НЧ перехода $^3P_2 \rightarrow ^3P_1^0$, а ω_1 и ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$) — частоты этих переходов для покоящегося атома. Неоднородное уширение спектральных линий учтем, вводя гауссову плотность $g(\omega'_1)$ распределения частот ω'_1 переходов $^3P_0 \rightarrow ^3P_1^0$ движущихся атомов:

$$g(\omega'_1) = (T_1/\sqrt{\pi}) \exp[-T_1^2(\omega'_1 - \omega_1)^2].$$

Напряженность электрического поля в среде запишем в виде $\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2$,

$$\mathbf{E}_l = \mu_l [\mathbf{e}_x E_{xl} \cos(\omega_l t - k_{lz} + \delta_{xl}) + \mathbf{e}_y E_{yl} \cos(\omega_l t - k_{lz} + \delta_{yl})],$$

$$l = 1, 2. \quad (1)$$

Здесь \mathbf{E}_l и ω_l — напряженность электрического поля и несущая частота излучения, $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ — единичные векторы осей x, y , E_{xl}, E_{yl} — амплитуды, δ_{xl}, δ_{yl} ($-\pi \leq \delta_{xl}, \delta_{yl} \leq \pi$) — фазовые добавки x -, y -компонент полей, описывающие их фазовую модуляцию (ФМ), $\mu_l = \hbar\sqrt{2l+1}/(|D_l|T_1)$, $k_l = \omega_l/c$. При $l = 1$ формула (1) описывает ВЧ излучение, резонансное переходу $^3P_0 \rightarrow ^3P_1^0$ между основным и верхним уровнями. При $l = 2$ формула (1) описывает НЧ излучение, резонансное переходу $^3P_2 \rightarrow ^3P_1^0$ между средним и верхним уровнями.

Введем новые независимые переменные s и w :

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

положив $z_0 = 3\hbar c/(2\pi N|D_1|^2 T_1 \omega_1)$, N — концентрация атомов. Пусть f_l и g_l — комплексные амплитуды круговых компонент полей. Используя уравнения Максвелла и уравнения Шредингера, получим в первом приближении метода медленных огибающих следующую систему уравнений:

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

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

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

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

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

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

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

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

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

$$\frac{\partial c_9}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_9 = if_2 c_4. \quad (2)$$

При записи уравнений (2) использованы следующие обозначения:

$$\varepsilon_1 = (\omega'_1 - \omega_1)T_1/2, \quad \varepsilon_2 = \beta\varepsilon_1,$$

$$\beta = \omega_2/\omega_1, \quad \xi = 0.6\beta|D_2/D_1|^2,$$

$$c_1 = \frac{|D_1|}{2D_1^*} \bar{c}_1, \quad c_2 = \bar{c}_2, \quad c_4 = \bar{c}_4,$$

$$c_{5,9} = \frac{|D_2|}{2D_2} \bar{c}_{5,9}, \quad c_7 = \frac{\sqrt{6}}{2} \frac{|D_2|}{D_2} \bar{c}_7,$$

\bar{c}_k , $k = 1, 2, 4, 5, 7, 9$ — амплитуда вероятности заселения состояния k . (В связи с правилами отбора $\Delta M = \pm 1$ амплитуды \bar{c}_k , $k = 3, 6, 8$, в систему (2) не входят.) Слагаемые $-\gamma c_2, -\gamma c_4$, где $\gamma = T_1/(2\tau)$, τ — радиационное время жизни уровня ${}^3P_1^0$, феноменологически введены в уравнения для учета спонтанного распада этого уровня.

Обычно для описания отклика среды на резонансное воздействие излучения используются уравнения для оператора плотности. В случае рассматриваемой Λ -схемы это означает наличие 45 независимых элементов матрицы плотности и такого же числа дифференциальных уравнений для них. В связи с этим мы используем менее громоздкую систему уравнений, вытекающую из уравнения Шредингера. При этом релаксационные процессы учитываются феноменологически введением членов, описывающих релаксационное затухание верхних энергетических состояний Λ -схемы. Отметим, что подобный учет релаксационных процессов приводит к уменьшению со временем суммарного числа атомов на уровнях Λ -схемы. Данное обстоятельство имеет физические предпосылки. В рассматриваемой Λ -схеме не учтен реально существующий вырожденный энергетический уровень 3P_1 , лежащий между нижним и средним уровнями Λ -схемы. Переход между этим уровнем и уровнями, учтенными в нашей теории, не подвергается резонансному воздействию электромагнитных полей. Однако он связан с верхним уровнем Λ -схемы достаточно интенсивными релаксационными переходами. Это обстоятельство приводит к тому, что некоторое число атомов реально покидает уровни Λ -схемы, переходя на уровень 3P_1 . Отметим, что существует достаточно большое количество работ в области двойного резонанса, в которых использовался подобный способ учета релаксационных процессов при двойном резонансе (см., например, [33,34]).

Ниже используются следующие параметры эллипса поляризации (ЭП) ВЧ ($l = 1$) и НЧ ($l = 2$) полей: a_l — большая полуось ЭП, измеренная в единицах μ_l , α_l ($0 \leq \alpha_l \leq \pi$) — угол между ней и осью x , γ_l — параметр сжатия ($-1 \leq \gamma_l \leq 1$). Модуль γ_l равен отношению малой оси ЭП к его большой оси, $\gamma_l < 0$ ($\gamma_l > 0$) в случае, если поляризация правая (левая) эллиптическая. При круговой поляризации $\gamma_l = \pm 1$, а величина α_l не определена и условно полагается равной -0.1 . Также будут использоваться безразмерные интенсивности I_l ВЧ ($l = 1$) и НЧ ($l = 2$) полей, измеряемые в единицах $c\mu_l^2/(8\pi)$.

При решении системы (2) предполагается, что в начальный момент времени ($w = 0$) заселен только нижний уровень 3P_0 Λ -схемы. Граничные условия формулируются заданием величин $a_l, \alpha_l, \gamma_l, \delta_{xl}$ как функций переменной w на входной поверхности среды ($s = 0$):

$$a_1(0, w) = a_{10} \operatorname{sech}[(w - 1000)/\tau_0], \quad \alpha_1(0, w) = -0.1,$$

$$\gamma_1(0, w) = \gamma_{10}, \quad \delta_{x1}(0, w) = 0; \quad (3)$$

$$a_2(0, w) = a_{20} \operatorname{sech}[(w - 1000)/100], \quad \alpha_2(0, w) = -0.1,$$

$$\gamma_2(0, w) = 1, \quad \delta_{x2}(0, w) = 0. \quad (4)$$

Здесь $a_{10} = 2.828$, $a_{20} = 4.910$, а величина γ_{10} будет полагаться равной ± 1 .

Формулы (3) описывают ВЧ импульс с огибающей интенсивности в виде обратного гиперболического косинуса с параметром τ_0 , определяющим длительность этого импульса. Ниже величина τ_0 будет полагаться равной 100 и 200. Формула (4) задает НЧ импульс с огибающей интенсивности такого же вида с временным параметром, равным 100. Таковая интенсивность импульсов одинакова и составляет $I_l = 16$, $l = 1, 2$. Оба входных импульса лишены ФМ.

Согласно [35], для выбранных переходов ${}^{208}\text{Pb}$ в формулах (3), (4) $\omega_2/\omega_1 = 0.7$, $\xi = 2.11$, $\tau = 6 \text{ ns}$ и (при $T = 950\text{--}1050 \text{ K}$) $\gamma = 15 \cdot 10^{-2}$. В случае $T = 1050 \text{ K}$ имеем $T_1 = 1.6 \cdot 10^{-10} \text{ s}$. Выбирая для оценок насыщенные пары ${}^{208}\text{Pb}$ и используя данные [36], находим при той же температуре $N = 2.8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ и $z_0 = 0.004 \text{ cm}$. Отметим, что величина z_0 сильно зависит от температуры, тогда как величина T_1 практически не меняется в этом температурном диапазоне. Ниже все размерные оценки приводятся для случая $T = 1050 \text{ K}$. Безразмерная интенсивность I_l связана с размерным значением \tilde{I}_l этой величины соотношением $\tilde{I}_l = 1.3I_l \text{ kW/cm}^2$, а ее пиковое значение на входе в среду близко к 20 kW/cm^2 . Примерно такой была интенсивность НЧ импульса в экспериментах [30,31]. Длительность входного ВЧ импульса равна примерно 30 ns при $\tau_0 = 100$ и 60 ns при $\tau_0 = 200$, тогда как входной НЧ импульс имеет длительность 30 ns. Здесь и ниже длительность импульсов измеряется по уровню половины пиковой интенсивности.

Результаты расчетов

Входные импульсы равной длительности

А) Противоположные по направлению поляризации входные импульсы. Положим в (3) $\tau_0 = 100$ и $\gamma_{10} = -1$. При этом входной ВЧ импульс имеет правую круговую поляризацию, входной НЧ импульс — левую, и длительности этих импульсов равны. На рис. 1 представлены графики величин I_l и γ_l ($l = 1, 2$) при нескольких значениях расстояния s . Для наглядности штриховыми линиями представлены величины I_{l0} ($l = 1, 2$) — интенсивность опорного импульса, т.е. импульса, порождаемого в пустом пространстве импульсом входного излучения. На всех расстояниях s выполняются условия $\alpha_l = 0$ и $\delta_{xl} = 0$, поэтому графики этих величин на рис. 1 не представлены. Отметим, что значение $s = 2000$ соответствует расстоянию 8 см.

Согласно рис. 1, ВЧ импульс при распространении в среде постепенно затухает, а импульс НЧ излучения — усиливается, получая энергию от ВЧ импульса. При

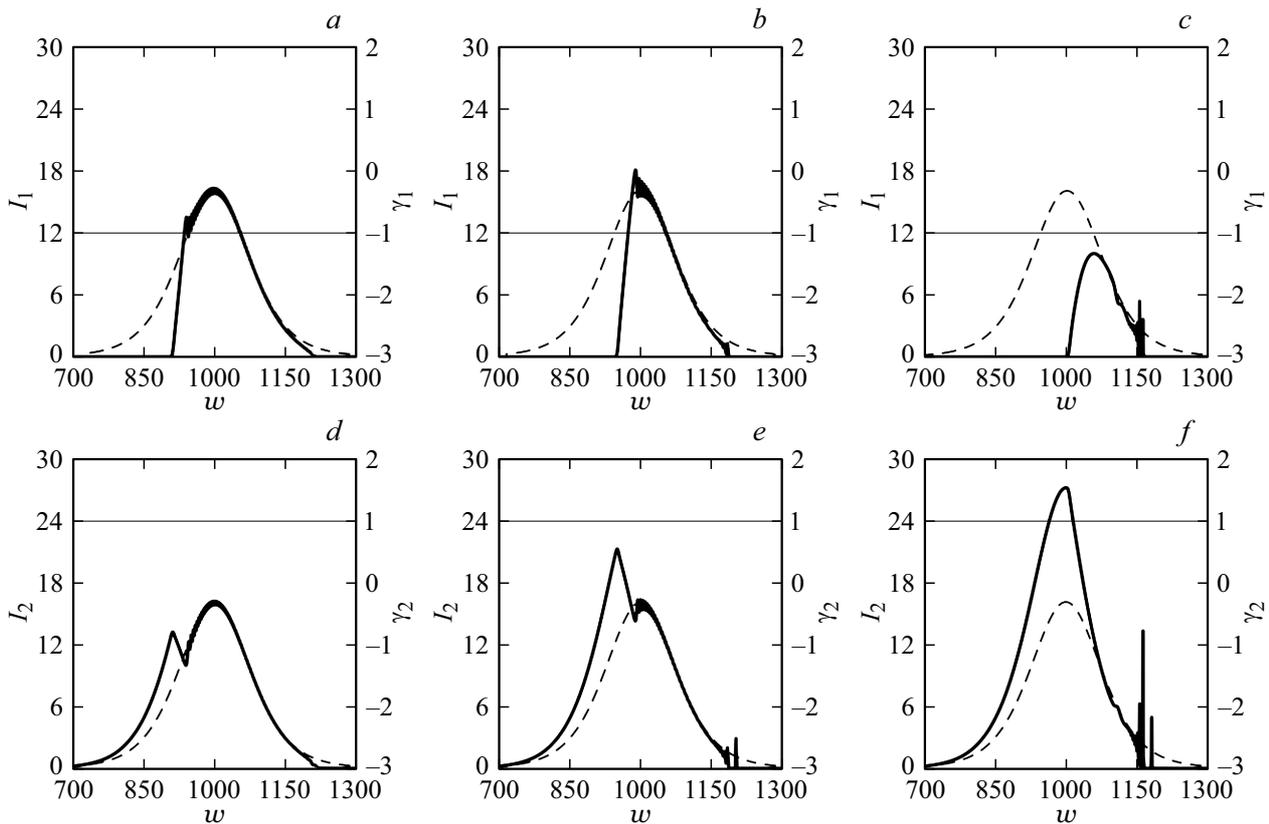


Рис. 1. Эволюция величин I_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и I_{10} (штриховые) при $s = 800$ (a), 1000 (b) и 2000 (c); эволюция величин I_2 (толстые линии), γ_2 (тонкие линии) и I_{20} (штриховые) при $s = 800$ (d), 1000 (e) и 2000 (f).

$1500 < s < 2000$ скорость движения пикового значения огибающей ВЧ импульса примерно в 30 раз меньше c . На той же дистанции максимум огибающей НЧ импульса распространяется примерно со скоростью c . При распространении огибающие обоих импульсов существенно деформируются. На расстоянии $s = 2000$ длительность ВЧ импульса равна примерно 16 ns, а НЧ импульса — около 23 ns. Согласно рис. 1, величины γ_l ($l = 1, 2$) на всех расстояниях остаются постоянными и равными своим значениям на входной поверхности. Поскольку величины α_l, δ_{xl} ($l = 1, 2$) обладают таким же свойством, можно заключить, что оба импульса обладают круговой поляризацией и не имеют ФМ.

По мере распространения импульсов в среде на их задних фронтах образуются цуги коротких субимпульсов (рис. 1, c, f) с достаточно большой пиковой интенсивностью. На рис. 2 представлена более детальная структура этих цугов при $s = 2000$. Длительность ВЧ импульсов 1 и 2 на рис. 2, a составляют около 180 и 90 ps соответственно. Пиковая интенсивность импульса 1 примерно равна 7 kW/cm^2 . НЧ импульсы 1 и 2 на рис. 2, b имеют длительности, равные 160 и 90 ps соответственно, причем пиковая интенсивность импульса 2 составляет 17 kW/cm^2 . На рис. 3, a представлены огибающие интенсивностей обоих импульсов 1 с рис. 2, a и 2, b, а на рис. 3, b — обоих импульсов 2 с этих рисун-

ков. Рис. 3 свидетельствует, что субимпульсы ВЧ и НЧ полей располагаются попарно в одной и той же пространственно-временной области и, следовательно, взаимодействуют друг с другом.

Б) Одинаковые по направлению поляризации входные импульсы. Положим в (3) $\tau_0 = 100$ и $\gamma_{10} = 1$. В данном случае входные ВЧ и НЧ импульсы имеют левую круговую поляризацию и одинаковые длительности. На рис. 4 представлены графики величин I_l и γ_l ($l = 1, 2$) для нескольких значений расстояния s . Штриховыми линиями представлены величины I_{l0} ($l = 1, 2$) — интенсивности опорных импульсов. Рис. 4 показывает, что, как и в случае противоположных поляризаций входных излучений, ВЧ импульс при распространении затухает, а НЧ импульс усиливается. Однако теперь затухание ВЧ импульса происходит на значительно меньшем расстоянии, чем в случае входных импульсов с разными направлениями круговых поляризаций. Кроме того, на больших расстояниях этот импульс распадается на совокупность субимпульсов (рис. 4, c), неразрешимую в масштабах этого рисунка. При больших значениях расстояния s на заднем фронте НЧ импульса возникает цуг субимпульсов (рис. 4, f), также неразрешимый в масштабах рисунка. Пиковая интенсивность некоторых импульсов этого цуга почти втрое превышает пиковую интенсивность входного НЧ импульса и достигает 60 kW/cm^2 . Рис. 4

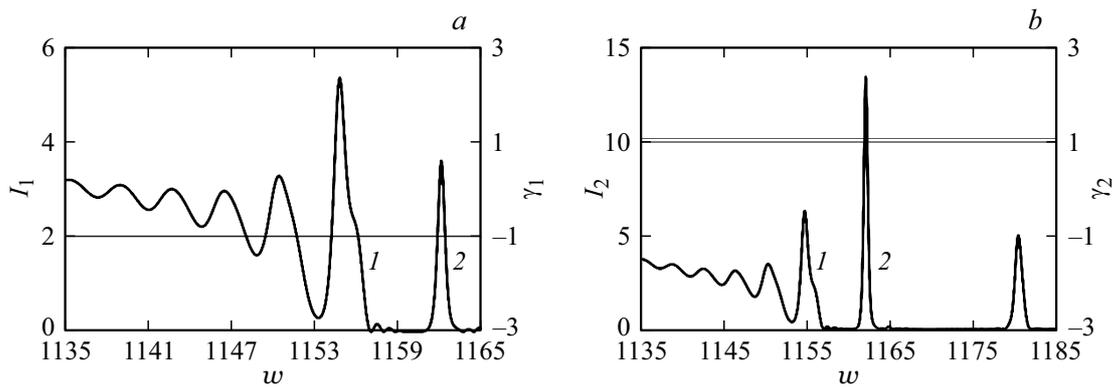


Рис. 2. Эволюция величин I_l и γ_l ($l = 1, 2$) при $s = 2000$ для ВЧ (а) и НЧ (б) импульсов; I_l (толстые линии), γ_l (тонкие линии).

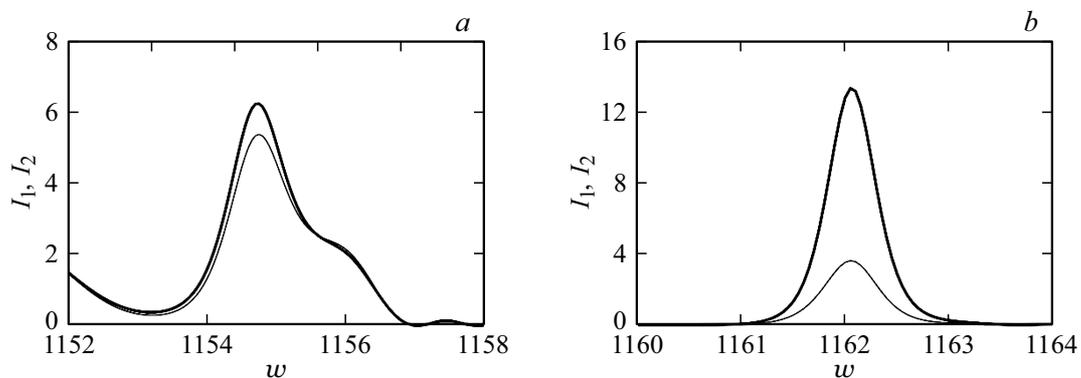


Рис. 3. Эволюция величин I_1 (тонкие линии) и I_2 (толстые линии) импульсов 1 (а) и импульсов 2 (б) при $s = 2000$.

свидетельствует о том, что в отличие от случая одинаковых направлений поляризаций входных излучений величины γ_l ($l = 1, 2$) существенно зависят от времени. Это приводит к подобной зависимости эксцентриситеты ЭП обоих импульсов.

На рис. 5 представлена эволюция величин I_l , α_l и γ_l ($l = 1, 2$) в центральной части ВЧ импульса (рис. 5, а) и в области расположения цуга импульсов НЧ излучения (рис. 5, б) при $s = 800$. Согласно рис. 5, а, ВЧ поле представляет собой совокупность хаотически расположенных субимпульсов, среднее расстояние между вершинами которых составляет около 240 ps. Наиболее интенсивный субимпульс имеет пиковое значение около 20 kW/cm^2 и длительность около 60 ps. Величина α_1 (кривая 1) меняется скачками величиной $\pm\pi$ ввиду ограничения на область значений этой величины. Однако имеются также скачкообразные переходы с меньшей, чем π , абсолютной величиной. Скачки этого типа происходят в момент, когда $\gamma_1 = 1$, т.е. в момент, когда ЭП обращается в окружность. Поэтому непрерывность процесса эволюции ЭП такие скачки не нарушают. Величина γ_1 (кривая 2) на большей части рис. 5, а меняется в пределах от 0 до 1. Это означает, что состояние поляризации ВЧ излучения изменяется от линейной до круговой. Длительность субимпульсов на заднем фронте НЧ импульса (рис. 5, б) составляет при-

мерно 100 ps, величина α_2 постоянна на большей части цуга ($\alpha_2 = 0.735$), а величина γ_2 меняется примерно от -0.4 до $+1$. Следовательно, на большей части цуга главная ось ЭП излучения не меняет своей ориентации, но его форма меняется с правой эллиптической до левой круговой.

Расчет показал, что распространение импульсов в среде сопровождается возникновением значительной ФМ в районах нахождения цугов субимпульсов. Сдвиг мгновенной частоты в этих районах составляет более полуширины линии неоднородного уширения ВЧ перехода. В остальных частях импульсов сдвиг мгновенной частоты незначителен и составляет несколько процентов этой полуширины.

Входные импульсы разной длительности

А) Противоположные по направлению поляризации входные импульсы. Положим в (3) $\tau_0 = 200$ и $\gamma_{l0} = -1$. При этом входной ВЧ импульс имеет вдвое большую длительность, чем входной НЧ импульс, а направления круговых поляризаций этих импульсов противоположны друг к другу. На рис. 6 представлены графики величин I_l и γ_l ($l = 1, 2$) для нескольких значений расстояния s . Графики α_l и $\delta_{\chi l}$ не представлены, поскольку эти величины остаются постоянными и равными своим значениям

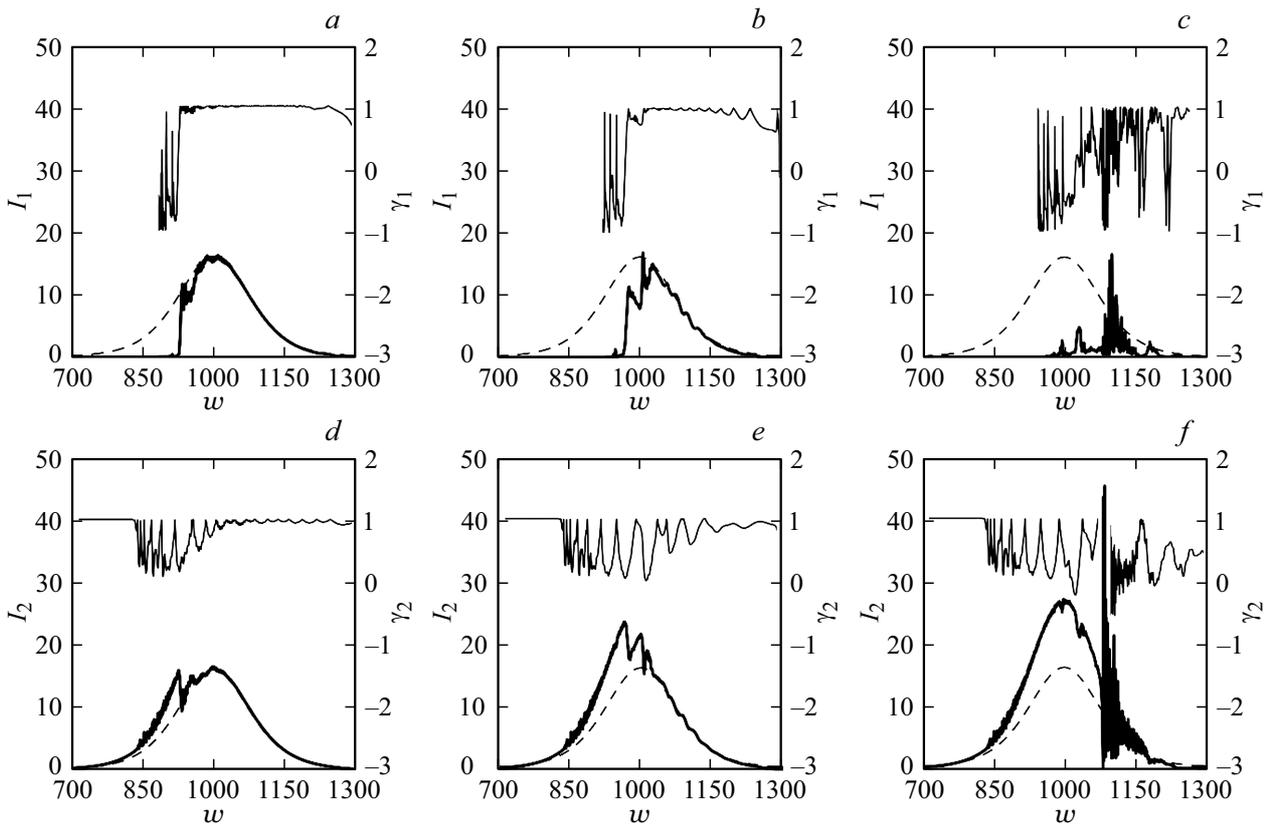


Рис. 4. Эволюция величин I_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и I_{10} (штриховые) при $s = 200$ (a), 400 (b) и 800 (c); эволюция величин I_2 (толстые линии), γ_2 (тонкие линии) и I_{20} (штриховые) при $s = 200$ (d), 400 (e) и 800 (f).

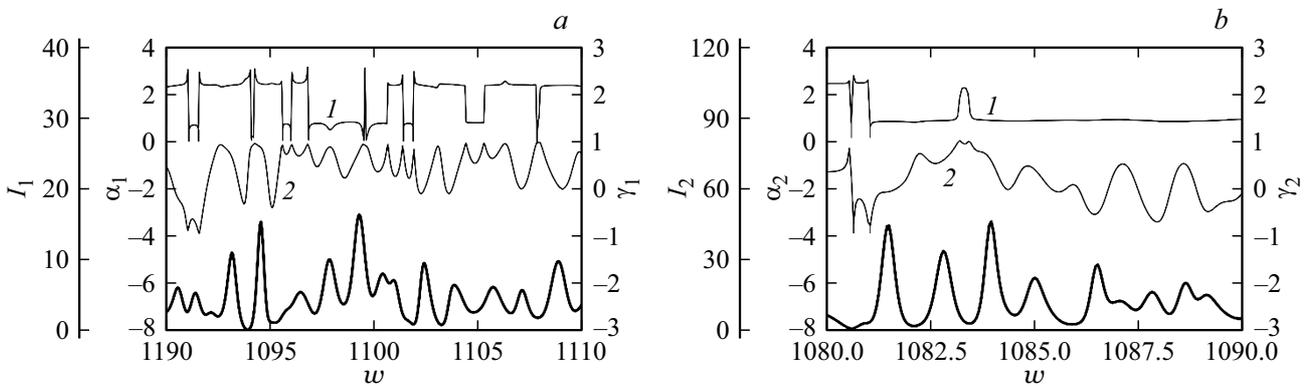


Рис. 5. Эволюция величин I_l , α_l и γ_l ($l = 1, 2$) при $s = 800$ для ВЧ (a) и НЧ (b) импульсов; I_l — толстые линии, α_l — кривые 1, γ_l — кривые 2.

для входных импульсов. Согласно рис. 6, таким же свойством обладают и величины γ_l . Это означает, что оба излучения при распространении в среде остаются поляризованными по кругу и лишены ФМ так же как и в случае равных по длительности входных импульсов с противоположными круговыми поляризациями (рис. 1). Согласно рис. 6, в процессе распространения огибающие интенсивностей импульсов испытывают значительную деформацию. Сравнение рис. 6 и рис. 1 показывает, что цуги субимпульсов, возникающие на задних фрон-

тах ВЧ импульсов на большом расстоянии ($s = 2000$), значительно интенсивнее в случае разных длительностей входных импульсов, чем в случае их одинаковой длительности. При $1500 < s < 2000$ гладкий максимум огибающей ВЧ импульса, находящийся перед цугом субимпульсов (рис. 6, c), распространяется со скоростью примерно в 35 раз меньшей, чем c .

Б) Одинаковые по направлению поляризации входные импульсы. Положим в (3) $\tau_0 = 200$ и $\gamma_{10} = 1$. Это соответствует случаю, когда входной ВЧ импульс имеет

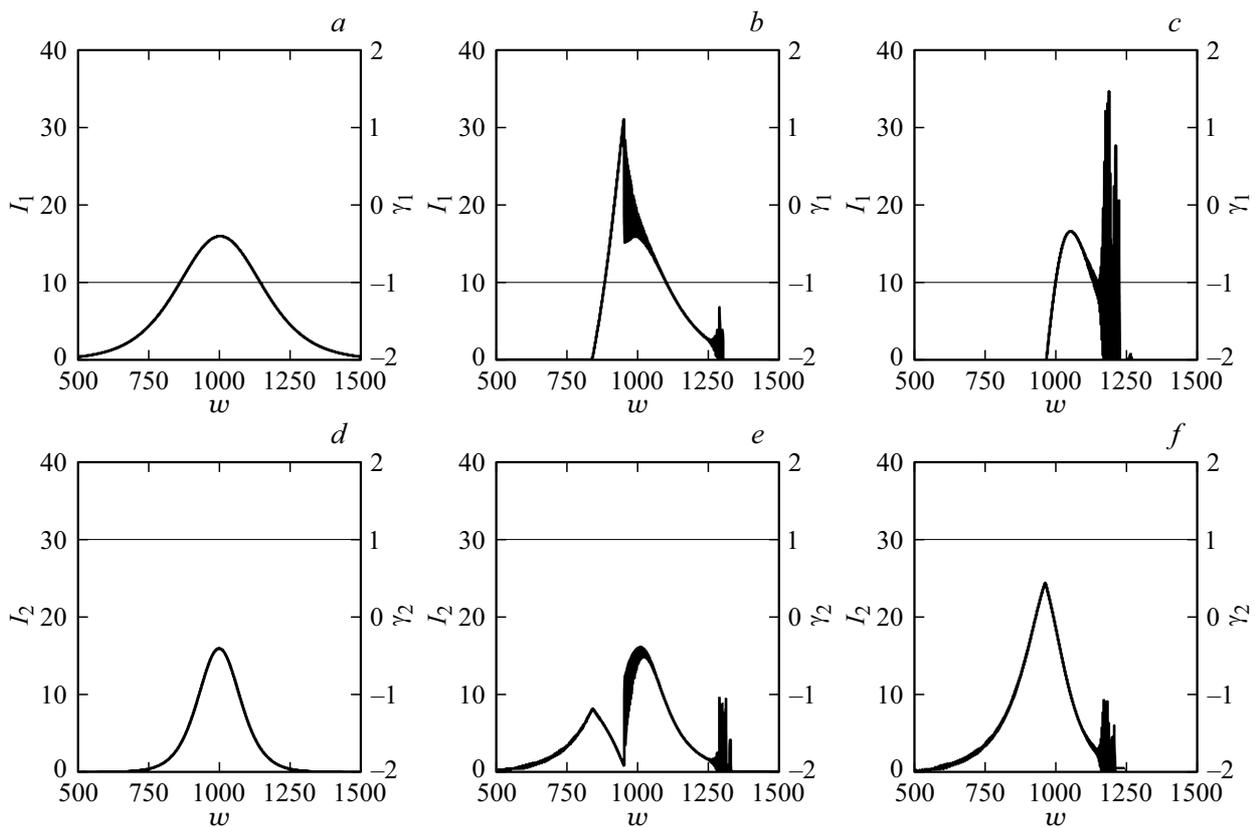


Рис. 6. Эволюция величин I_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) при $s = 0$ (a), 500 (b) и 2000 (c); эволюция величин I_2 (толстые линии), γ_2 (тонкие линии) при $s = 0$ (d), 500 (e) и 2000 (f).

вдвое большую длительность, чем входной НЧ импульс, а направления круговых поляризаций этих импульсов одинаковы. На рис. 7 представлены графики величин I_l и γ_l ($l = 1, 2$) для нескольких значений расстояния s . Отметим, что, как и во всех предыдущих случаях, форма кривых I_1 подвергается значительным искажениям. Уже на расстоянии $s = 1500$ ВЧ импульс распадается на цуг субимпульсов, передав почти всю свою энергию импульсу НЧ поля. На заднем фронте импульса НЧ поля образуется цуг интенсивных субимпульсов, подобный цугам, рассмотренным в приведенных выше пунктах. Величины α_l и γ_l ($l = 1, 2$) существенно непостоянны. Расчет показывает, что подобные изменения характерны и для величин α_l и δ_{xl} ($l = 1, 2$). Следовательно, форма и ориентация ЭП обоих излучений меняются в каждой точке резонансной среды.

Энергетические характеристики импульсов в среде

Определим величину $Tr(s)$ формулой $Tr(s) = W(s)/W(0)$ где $W(s)$ — количество энергии, переносимое импульсом через единицу площади поперечного сечения, расположенного на расстоянии s от входной поверхности, за время прохождения импульса через это сечение. Величина $Tr(s)$ показывает относительное из-

менение энергии входного импульса на расстояния s от входной поверхности. На рис. 8 представлены графики этой величины для случаев одинаковых (рис. 8, a) и разных (рис. 8, b) длительностей входных импульсов при противоположных (толстые линии) и одинаковых (тонкие линии) направлениях круговых поляризаций входных излучений. Согласно рис. 8, при распространении импульсов в среде происходит перекачка энергии ВЧ импульса в импульс НЧ излучения. Сравнение толстых и тонких кривых на рис. 8, a (рис. 8, b) показывает, что этот процесс происходит медленнее в случае противоположных направлений круговых поляризаций входных импульсов, чем при их одинаковых круговых поляризациях. Поэтому в первом случае ВЧ импульс проникает в среду на большее расстояние, чем во втором случае. На достаточно больших расстояниях ВЧ импульс исчезает, а НЧ импульс распространяется без изменения энергии. При этом, как показывает расчет, в среде теряется около 20 и 25% суммарной энергии излучений в случае равных и различных длительностей входных импульсов соответственно. Указанные энергетические потери связаны с наличием релаксационного распада верхних уровней рассматриваемой Λ -схемы.

Физическая причина описанной выше ситуации заключается в следующем. Согласно правилам отбора по квантовому числу M , в случае противоположных круговых

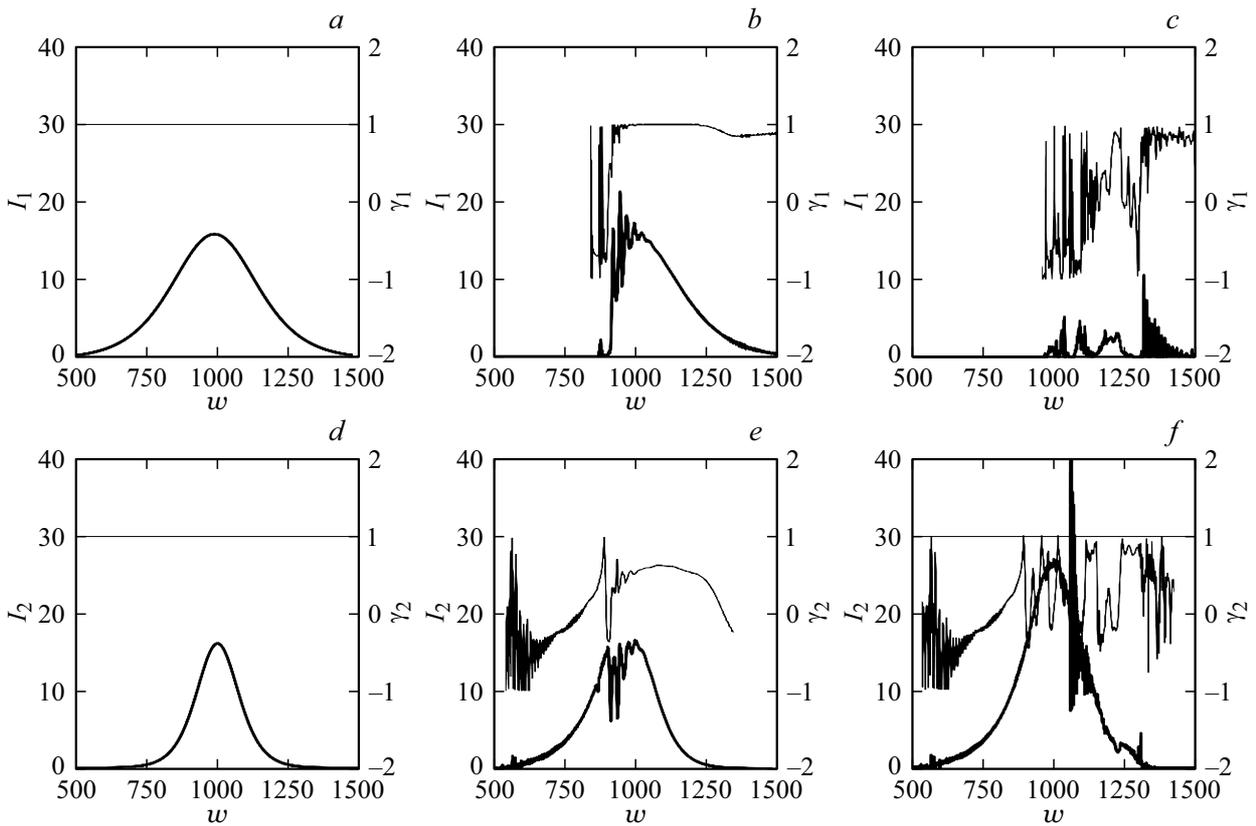


Рис. 7. Эволюция величин I_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) при $s = 0$ (a), 500 (b) и 1500 (c); эволюция величин I_2 (толстые линии), γ_2 (тонкие линии) при $s = 0$ (d), 500 (e) и 1500 (f).

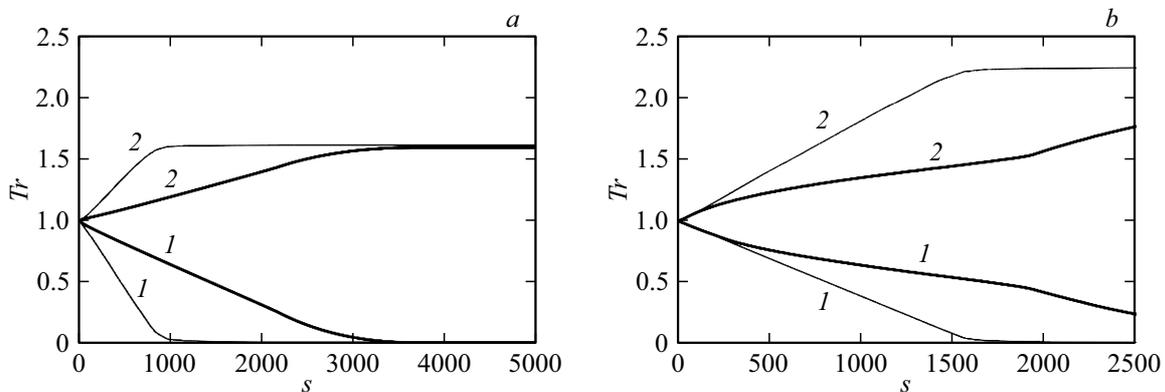


Рис. 8. Зависимость Tr от s в случае равных (a) и разных (b) длительностей входных импульсов при разных (толстые линии) и одинаковых (тонкие линии) направлениях их круговых поляризаций; кривые 1 — ВЧ, кривые 2 — НЧ излучение.

поляризаций входных импульсов в процессе взаимодействия с полем участвуют квантовые переходы между состояниями 3P_0 ($M = 0$), ${}^3P_1^0$ ($M = 1$) и 3P_2 ($M = 2$) нижнего, верхнего и среднего энергетических уровней. При одинаковых направлениях круговых поляризаций входных импульсов такими состояниями являются 3P_0 ($M = 0$), ${}^3P_1^0$ ($M = -1$) и 3P_2 ($M = 0$) соответственно. В обоих случаях модули дипольных моментов переходов между состояниями нижнего и верхнего энергетических уровней одинаковы. Однако в первом случае квадрат

модуля дипольного момента перехода между состояниями среднего и верхнего уровней в пять раз больше, чем во втором [35]. Согласно теории ЭМИП [4–6], глубина проникновения ВЧ импульса в среду возрастает с ростом квадрата дипольного момента перехода между возбужденными состояниями Λ -схемы. Поэтому в случае противоположных круговых поляризаций входных импульсов ВЧ импульс проникает глубже, чем в случае одинаковых направлений поляризаций этих импульсов. Отметим, что теория идеальной ЭМИП построена

на предположении контринтуитивного [4] возбуждения квантовых переходов, что реализуется в случае, когда входной импульс НЧ приходит на входную поверхность среды до того, как на эту поверхность приходит ВЧ импульс. В рассматриваемой нами ситуации это условие очевидно не выполняется, и ЭМИП протекает в не идеальных для этого явления условиях.

Заключение

Результаты расчетов показывают, что эволюция совместно распространяющихся резонансных импульсов с разными частотами существенно зависит от их поляризаций на входе в среду. При этом даже в случае сравнимых интенсивностей и длительностей входных излучений в значительной степени проявляется эффект ЭМИП, связанный с созданием когерентности на переходе между верхними энергетическими уровнями Λ -схемы. В случае противоположных круговых поляризаций входных импульсов влияние когерентности на процесс распространения импульсов больше, чем при одинаковых направлениях этих поляризаций. Поэтому в первом случае импульсы распространяются в среде на большие расстояния и испытывают меньшие деформации, чем при одинаковых по направлению круговых поляризациях. Кроме того, в первом случае в среде остаются неизменными поляризационные характеристики излучений, а во втором случае эти характеристики существенно изменяются. Однако во всех ситуациях на задних фронтах импульсов образуются цуги коротких субимпульсов колоколообразной формы. Это объясняется нестационарностью процесса взаимодействия излучения со средой. Отметим, что цуги субимпульсов возникают и в случае, когда входной ВЧ импульс гораздо короче входного НЧ импульса [32]. Однако интенсивность субимпульсов в указанной ситуации значительно меньше, чем у цугов в представленных выше расчетах.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В. Демтредер. *Современная лазерная спектроскопия*, перевод с английского под ред. Л.А. Мельникова (издательский дом Интеллект, Долгопрудный, 2014).
- [2] Б.Д. Агапьев, М.Б. Горный, Б.Г. Матисов, Ю.В. Рождественский. *УФН*, **163** (9), 1 (1993).
- [3] E. Arimondo. *Progress in Optics*, **35**, 257 (1996).
- [4] S.E. Harris. *Phys. Today*, **50** (6), 36 (1997).
- [5] M.D. Lukin. *Rev. Mod. Phys.*, **75** (2), 457 (2003).
- [6] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. *Rev. Mod. Phys.*, **77** (2), 633 (2005).
- [7] L.-M. Duan, M.D. Lukin, J.I. Cirac, P. Zoller. *Nature (London)*, **414**, 413 (2001).
- [8] A. Sinatra. *Phys. Rev. Lett.*, **97** (25), 253601 (2006).
- [9] M. Martinelli, P. Valente, H. Failache, D. Felinto, L.S. Cruz, P. Nussenzveig, A. Lezama. *Phys. Rev. A*, **69** (4), 043809 (2004).
- [10] A. Godone, S. Micallizio, F. Levi. *Phys. Rev. A*, **66** (6), 063807 (2002).
- [11] M.D. Lukin, A. Imamoglu. *Nature (London)*, **413**, 273 (2001).
- [12] O. Kocharovskaya, P. Mandel. *Phys. Rev. A*, **42** (1), 523 (1990).
- [13] H.H. Jen, Daw-Wei Wang. *Phys. Rev. A*, **87** (6), 061802(R) (2013).
- [14] C. Basler, J. Grzesiak, H. Helm. *Phys. Rev. A*, **92** (1), 013809 (2015).
- [15] Ronggang Liu, Tong Liu, Yingying Wang, Yujie Li, Bingzheng Gai. *Phys. Rev. A*, **96** (5), 053823 (2017).
- [16] Fam Le Kien, A. Rauschenbeutel. *Phys. Rev. A*, **91** (5), 053847 (2015).
- [17] Hai-Hua Wang, Jing Wang, Zhi-Hui Kang, Lei Wang, Jin-Yue Gao, Yi Chen, Xiao-Jun Zhang. *Phys. Rev. A*, **100** (2), 013822 (2019).
- [18] M.J. Konopniki, J.H. Eberly. *Phys. Rev. A*, **24** (5), 2567 (1981).
- [19] A. Rahman, J.H. Eberly. *Phys. Rev. A*, **58** (2), R805 (1998).
- [20] R. Grobe, J.H. Eberly. *Laser Phys.*, **29** (3), 542 (1995).
- [21] S.E. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **70** (5), 552 (1993).
- [22] А.М. Башаров, А.И. Маймистов. *ЖЭТФ*, **94** (12), 61 (1988).
- [23] А.М. Башаров. *Изв. Российской академии наук, серия физическая*, **66** (3), 357 (2002).
- [24] R. Grobe, F.T. Hioe, J.H. Eberly. *Phys. Rev. Lett.*, **73** (24), 3183 (1994).
- [25] S. Wielandy, A.L. Gaeta. *Phys. Rev. Lett.*, **81** (16), 3359 (1998).
- [26] Bo Wang, Shujing Li, Jie Ma, Hai Wang, K.C. Peng, Min Xiao. *Phys. Rev. A*, **73** (5), 051801(R) (2006).
- [27] Z. Kis, G. Demeter, J.J. Janszky. *Opt. Soc. Am. B*, **30** (4), 829 (2013).
- [28] О.М. Паршков. *Квант. электрон.*, **48** (11), 1027 (2018). [O.M. Parshkov. *Quantum Electron.*, **48** (11), 1027 (2018)].
- [29] V.G. Arkhipkin, I.V. Timofeev. *Phys. Rev. A*, **64** (5), 053811 (2001).
- [30] A. Kasapi, Maneesh Jain, G.Y. Yin, S.E. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **74** (13), 2447 (1995).
- [31] Maneesh Jain, A. Kasapi, G.Y. Yin, S.E. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (4), 4385 (1995).
- [32] О.М. Паршков. *Квант. электрон.*, **52** (8), 720 (2022).
- [33] S.E. Harris, Zhen-Fei Luo. *Phys. Rev. A*, **52** (2), R928 (1995).
- [34] Yong-ging Li, Min Xiao. *Phys. Rev. A*, **51** (6), 4959 (1995).
- [35] R.L. de Zafra, A. Marshall. *Phys. Rev.*, **170** (1), 28 (1968).
- [36] *Физические величины. Справочник*, под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова (Энергоатомиздат, М., 1991).