

Распространение поляризованных по кругу лазерных импульсов в Λ -схеме вырожденных уровней

© О.М. Паршков, И.А. Плеханова

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

Поступило в Редакцию 21 декабря 2023 г.
В окончательной редакции 21 декабря 2023 г.
Принято к публикации 21 декабря 2023 г.

Приведены результаты теоретического изучения совместного распространения двух лазерных импульсов в резонансной среде, моделируемой Λ -схемой неоднородно уширенных квантовых переходов между вырожденными энергетическими уровнями. Предполагается, что на входе в среду импульсы наносекундной длительности имеют круговые поляризации и одинаковые огибающие интенсивностей. Для численных оценок выбрана Λ -схема, образованная уровнями 3P_0 , $^3P_1^0$ и 3P_2 изотопа ^{208}Pb . Показано, что в среде происходит перекачка энергии из высокочастотного импульса в низкочастотный, сопровождаемая искажениями характеристик обоих импульсов. Величина и характер искажений зависят как от интенсивности релаксационных процессов в Λ -схеме, так и от направлений круговых поляризаций входных полей. В предельном случае отсутствия релаксации и противоположных по направлению поляризаций входных излучений на задних фронтах обоих импульсов в среде возникают цуги пикосекундных субимпульсов, максимальные интенсивности которых значительно превосходят пиковые интенсивности соответствующих входных импульсов. При достаточно большой интенсивности процессов релаксации подобные цуги не возникают. В случае одинаковых направлений круговых поляризаций входных излучений независимо от величины релаксационных процессов огибающие интенсивности обоих импульсов и их поляризационные характеристики в среде испытывают значительные изменения на всех стадиях эволюции.

Ключевые слова: двойной резонанс, электромагнитно индуцированная прозрачность, самоиндуцированная прозрачность.

DOI: 10.61011/JTF.2024.03.57382.305-23

Введение

Резонансное взаимодействие двухчастотного лазерного поля с квантовыми переходами, имеющими общие энергетические уровни, называемое ниже двойным резонансом (ДР), широко изучается ввиду возможности его практического использования. Одним из первых результатов этого изучения стал метод ДР в спектроскопии [1]. Исследование электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭМИП) [2–4], частного случая ДР, открыло пути для создания систем оптической памяти [3] и квантовых коммуникаций [3,5,6], систем квантовой информации [2–4], приборов для точного измерения магнитных полей [7], устройств точного измерения времени [8]. Явление ЭМИП позволяет создавать большие оптические нелинейности [4,9], реализовать усиление излучения без инверсии населенностей [10]. Исследованы особенности этого явления в сильно коррелированных квантовых газах [11], в радиодиапазоне [12], на примесях в фотонных кристаллах [13], вблизи нановолокна [14], при наличии углового орбитального момента у пробного поля [15].

Многие практические применения ДР основаны на свойствах импульсов взаимодействующих полей распространяться в среде на значительные расстояния без существенного искажения их энергетических и поляризационных характеристик [2–6]. Теоретическое изучение привело к описанию таких импульсных структур ДР как симулотоны [16], рамановские солитоны [17], адиабатоны [18], согласованные импульсы [19]. Для экспериментов по наблюдению этих импульсных структур требовалось удовлетворение трудно реализуемых на практике условий. Поэтому основное внимание при исследовании ДР сместилось в область явления ЭМИП при выполнении условий адиабатического приближения [20]. Использование адиабатического приближения предполагает медленное изменение параметров взаимодействующих импульсов и не в состоянии описать быстрые осцилляции их интенсивностей, возникающие в среде. Возможность возникновения таких осциллирующей была обнаружена в теоретической работе [21]. Модель, используемая в [21], ограничивается Λ -схемой простых энергетических уровней и не учитывает неоднородное уширение линий квантовых переходов. Модель не учитывает также возможности изменения состояний поляризации и фазовую модуляцию (ФМ) импульсов в

среде и предполагает отсутствие релаксационных процессов.

В настоящей работе приводятся результаты численного анализа ДР в открытой Λ -схеме, образованной уровнями 3P_0 , $^3P_1^0$ и 3P_2 изотопа ^{208}Pb , в которой экспериментально наблюдалось ЭМИП поляризованных по кругу лазерных полей [22,23]. Выбор подобной Λ -схемы обусловлен отсутствием сверхтонкой структуры энергетических уровней изотопа ^{208}Pb . Расчеты выполнены в приближении плоских волн с учетом вырождения энергетических уровней Λ -схемы, неоднородного уширения спектральных линий квантовых переходов, при учете возможности изменения состояний поляризаций и возникновения ФМ взаимодействующих полей. Предполагается, что оба взаимодействующих импульса на входе в среду имеют одинаковые по форме, пиковому значению и длительности огибающие интенсивностей. Отметим, что в работе [24] представлены результаты численного анализа процесса двойного резонанса в рассматриваемой Λ -схеме для случая, когда длительность входного высокочастотного (ВЧ) импульса значительно меньше длительности входного низкочастотного (НЧ) импульса.

1. Постановка задачи

Исследуемая Λ -схема состоит из простого нижнего уровня 3P_0 , пятикратно вырожденного среднего 3P_2 и трехкратно вырожденного верхнего $^3P_1^0$ уровней соответственно. Отметим, что ниже среднего уровня 3P_2 расположен уровень 3P_1 (рис. 1), связанный с верхним и средним уровнями Λ -схемы электродипольными моментами. Релаксационные процессы, связывающие возбужденные уровни Λ -схемы с уровнем 3P_1 , приводят к уменьшению суммарного числа атомов на ее уровнях и дополнительному уширению линий квантовых переходов. Подобную Λ -схему естественно назвать открытой в противовес случаю замкнутой Λ -схемы, в которой все релаксационные процессы связывают между собой только уровни резонансных переходов.

Выберем ортонормированный базис ϕ_k ($k = 1, 2 \dots 9$), состоящий из общих собственных функций гамильтониана, квадрата момента импульса и проекции момента импульса на ось z для описания состояний, входящих в Λ -схему атома ^{208}Pb . 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 состояниям уровня $^3P_1^0$ (рис. 1). Пусть D_1 и D_2 — приведенные дипольные моменты ВЧ перехода $^3P_0 \rightarrow ^3P_1^0$ и НЧ перехода $^3P_2 \rightarrow ^3P_1^0$ соответственно, а ω_1 и ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$) — частоты этих переходов для покоящегося атома. Неоднородное уширение спектральных линий учтем, вводя гауссову плотность $g(\omega'_1)$ распре-

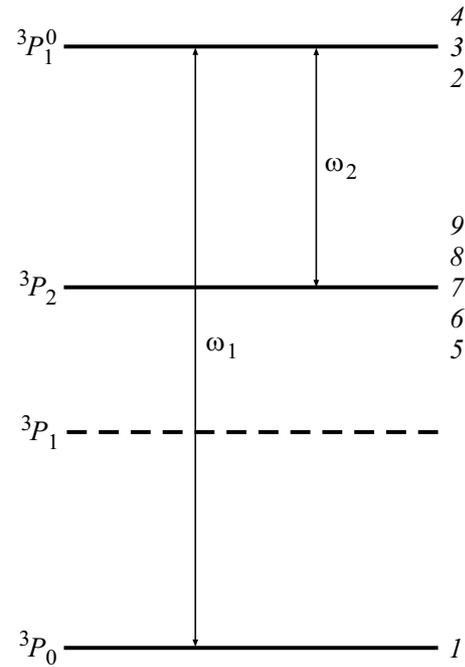


Рис. 1. Энергетических уровни Λ -схемы (сплошные линии), уровень не входящий в Λ -схему (штрих); числа справа от линии уровня Λ -схемы номера состояний, относящихся к данному уровню, согласно теоретической модели.

деления частот ω'_1 переходов $^3P_0 \rightarrow ^3P_1^0$ движущихся атомов:

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

где T_1 — временной параметр неоднородного уширения.

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

$$\mathbf{E}_l = \mu_l(\mathbf{e}_x E_{xl} \cos(\omega_l t - k_l z + \delta_{xl}) + \mathbf{e}_y E_{yl} \cos(\omega_l t - k_l z + \delta_{yl})), \quad l = 1, 2. \quad (1)$$

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 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. Используя уравнения Максвелла и уравнения Шредингера, получим в первом приближении метода

медленных огибающих следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial f_1}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1 c_2^* \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1, & \frac{\partial f_2}{\partial s} &= -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_4^* c_9 + c_2^* c_7) \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1, \\
 \frac{\partial g_1}{\partial s} &= -\frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} c_1 c_4^* \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1, & \frac{\partial g_2}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \xi \int_{-\infty}^{+\infty} (c_2^* c_5 + c_4^* c_7) \exp(-\varepsilon_1^2) d\varepsilon_1, \\
 \frac{\partial c_1}{\partial w} &= -i(f_1 c_2 - g_1 c_4), & \frac{\partial c_2}{\partial w} + i\varepsilon_1 c_2 &= -\frac{i}{4}(f_1^* c_1 + g_2^* c_5 + f_2^* c_7) - \gamma c_2, \\
 \frac{\partial c_4}{\partial w} + i\varepsilon_1 c_4 &= \frac{i}{4}(g_1^* c_1 + g_2^* c_7 + f_2^* c_9) - \gamma c_4, & \frac{\partial c_5}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_5 &= -ig_2 c_2, \\
 \frac{\partial c_7}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_7 &= \frac{i}{6}(f_2 c_2 - g_2 c_4), & \frac{\partial c_9}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) c_9 &= if_2 c_4.
 \end{aligned} \tag{2}$$

При записи уравнений (2) использованы следующие обозначения:

$$\varepsilon_1 = (\omega'_1 - \omega_1)T_1/2, \quad \varepsilon_2 = \beta\varepsilon_1, \quad \beta = \omega_2/\omega_1,$$

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

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

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

\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 $-\gamma c_2, -\gamma c_4$ феноменологически введены в уравнения для учета релаксационного распада состояний верхнего уровня ${}^3P_1^0$ рассматриваемой Λ -схемы. Ниже величина γ именуется параметром релаксации. Отметим, что средний уровень этой схемы является метастабильным.

Во многих исследованиях для описания отклика среды на электромагнитное поле используются стандартные уравнения матрицы плотности с введением слагаемых, описывающих релаксационные процессы марковского типа. Строгое обоснование данного метода приведено, например, в [25] и требует отсутствия вырождения энергетических уровней. Это условие для рассматриваемой Λ -схемы очевидно не выполняется. Поэтому применение стандартного метода матрицы плотности для нахождения 45 ее независимых матричных элементов в нашем случае нецелесообразно. Мы используем уравнения для амплитуд вероятностей населенностей состояний вырожденной Λ -схемы, вытекающие из уравнения Шредингера, включив феноменологически релаксационные слагаемые в уравнения для амплитуд вероятностей состояний уровня ${}^3P_1^0$. Этот способ учета релаксации принимает во внимание и релаксационное затухание поляризации среды и уменьшения числа частиц на уровнях Λ -схемы, связанное с переходом атомов ${}^{208}\text{Pb}$

на уровень 3P_1 . Имеется достаточно много работ (см., например, [10,19]), в которых применялся метод феноменологического введения релаксации в уравнение Шредингера для описания эволюции излучения в резонансной среде.

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 правой (левой) эллиптической поляризации. При круговой поляризации величина α_l не определена и условно полагается равной -0.1 . Также используются 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 $a_l, \alpha_l, \gamma_l, \delta_{x_l}$ как функций переменной w на входной поверхности среды ($s = 0$):

$$a_1(0, w) = a_{10} \operatorname{sech}[(w - 1000)/100], \quad \alpha_1(0, w) = -0.1, \\ \gamma_1(0, w) = \gamma_{10}, \quad \delta_{x1}(0, w) = 0, \tag{3}$$

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

$$\alpha_2(0, w) = -0.1, \quad \gamma_2(0, w) = 1, \quad \delta_{x2}(0, w) = 0. \tag{4}$$

Здесь $a_{10} = 2.828$, $a_{20} = 4.910$, а величина γ_{10} будет полагаться равной -1 или $+1$. Формулы (3), (4) описывают ВЧ и НЧ импульсы с огибающими интенсивностей в виде обратного гиперболического косинуса с длительностью 100 ед. времени w . Пиковые значения интенсивностей входных импульсов одинаковы: $I_l = 16$, $l = 1, 2$, и они лишены ФМ.

Согласно [26], для выбранных переходов ${}^{208}\text{Pb}$ в формулах $\beta = 0.7$, $\xi = 2.11$. В случае $T = 1050$ К имеем $T_1 = 1.6 \cdot 10^{-10}$ с. Выбирая для оценок насыщенные пары ${}^{208}\text{Pb}$ и используя данные [27], находим при той же

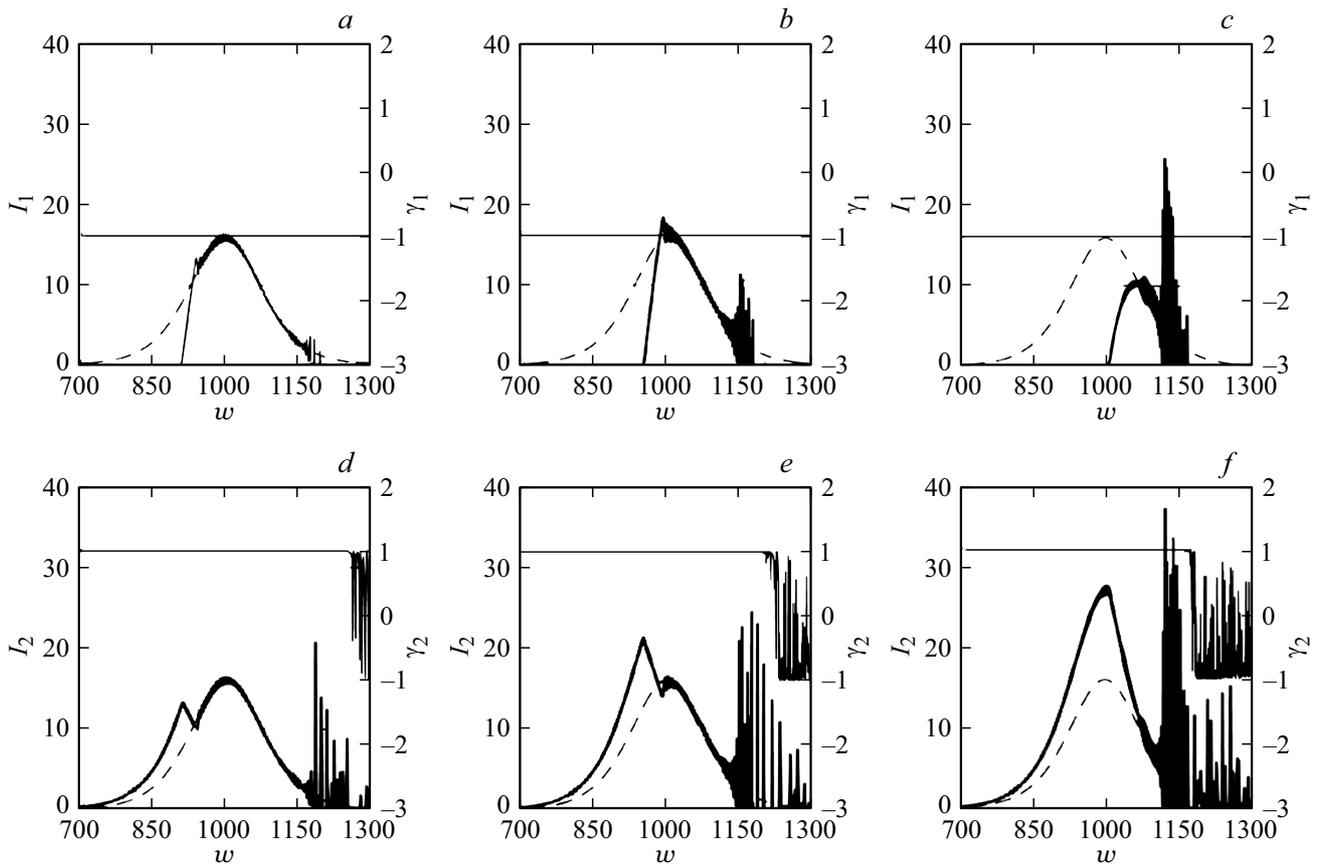


Рис. 2. Эволюция величин I_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и I_{10} (штрих) при $s = 500$ (a), 1000 (b), 2000 (c); эволюция величин I_2 (толстые линии), γ_2 (тонкие линии) и I_{20} (штрих) при $s = 500$ (d), 1000 (e) и 2000 (f).

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 температурном диапазоне $T = 950\text{--}1300 \text{ K}$. 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 импульсов в экспериментах [22,23]. Длительность каждого входного импульса равна примерно 30 ns . Здесь и ниже длительность импульсов измеряется по уровню половины пиковой интенсивности.

Для оценки параметра релаксации γ используем соотношение $\gamma = T_1/(2\pi\tau)$, τ — время жизни уровня ${}^3\text{P}_1^0$. При достаточно малой концентрации атомов ${}^{208}\text{Pb}$ ($N \ll 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) τ является временем радиационного распада состояний этого уровня. Используя [26], имеем тогда $\tau \cong 5.6 \text{ ns}$. При больших значениях N основной вклад в релаксацию состояний уровня ${}^3\text{P}_1^0$ будут вносить столкновительные процессы, при этом величина τ может стать значительно меньше времени радиационного распада состояний этого уровня. Используя данные работы [27], можно показать, что в насыщенных парах ${}^{208}\text{Pb}$ значение $N = 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ достигается при $T = 1280 \text{ K}$.

2. Результаты расчетов

2.1. Противоположные направления круговых поляризаций входных импульсов

2.1.1. Отсутствие релаксации. Рассмотрим сначала гипотетический случай полного отсутствия релаксационных процессов. Эта ситуация реализуется, когда длительности импульсов излучения значительно меньше времен релаксации всех квантовых переходов. В нашем случае радиационное время жизни τ уровня ${}^3\text{P}_1^0$ составляет 5.6 ns , а формулы (3) и (4) определяют импульсы значительно большей длительности, так что эта ситуация не имеет места. Однако ее изучение полезно для физической интерпретации результатов расчетов, учитывающих релаксационные процессы. Отсутствие релаксации характеризуется условием $\tau = +\infty$ или $\gamma = 0$, где γ — введенный выше параметр релаксации.

В формулах (3) полагаем $\gamma_{10} = -1$. Это означает, что ВЧ импульс на входе в среду поляризован по кругу вправо, а НЧ импульс — влево. На рис. 2 приведены графики интенсивностей I_l и параметров сжатия γ_l , $l = 1, 2$, для трех значений расстояния s . Штриховой линией на рис. 2 изображена огибающая интенсивности I_{l0} , $l = 1, 2$ опорного импульса. Под опорным

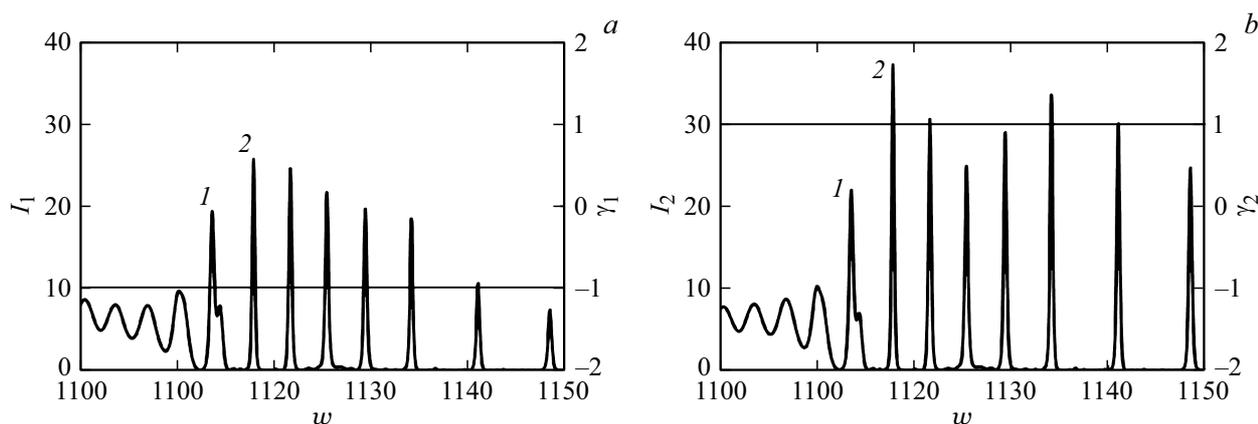


Рис. 3. Эволюция величин I_l и γ_l , $l = 1, 2$ при $s = 2000$ для ВЧ (а) и НЧ (б) импульсов; I_l — толстые линии, γ_l — тонкие линии.

импульсом ниже понимается входной импульс, распространяющийся в пустом пространстве. Рис. 2 показывает, что с возрастанием расстояния s происходит перекачка энергии от ВЧ импульса в импульс НЧ излучения. При этом на заднем фронте импульсов возникают цуги субимпульсов, неразрешимые в масштабах рисунков. В случае ВЧ импульса (рис. 2, а–с) параметр $\gamma_1 = -1$ на всех расстояниях s . При этом для всех s , как показывает расчет, $\alpha_1 = -0.1$. Это означает, что в среде ВЧ импульс остается поляризованным по кругу влево. Расчет показал также, что при всех s ВЧ импульс лишен ФМ. Такие цуги субимпульсов далее именуется регулярными.

Цуги субимпульсов на заднем фронте НЧ импульса (рис. 2, d–f) можно условно разбить на две группы. Регулярные цуги, как и выше, это цуги с постоянным значением $\gamma_2 = 1$. Регулярные цуги представляются совокупностью субимпульсов, поляризованных по кругу вправо и, как показывает расчет, лишенных ФМ. Отметим, что регулярные цуги субимпульсов ВЧ и НЧ излучений при всех s располагаются в одной и той же временной области. Кроме того, на заднем фронте НЧ импульса имеются нерегулярные цуги субимпульсов. В области нерегулярных цугов величина γ_2 быстро меняется (рис. 2, d–f). Переменными в районе нахождения не регулярных цугов являются, как показывает расчет, и величины α_2 и δ_{x2} . Это означает, что излучение не регулярного цуга субимпульсов имеет переменный тип поляризации и обладает ФМ.

На рис. 3 представлены фрагменты регулярных цугов субимпульсов ВЧ (рис. 3, а) и НЧ (рис. 3, б) излучений при $s = 2000$. Отметим, что каждый ВЧ субимпульс находится в одной и той же пространственно-временной области с некоторым субимпульсом НЧ поля, причем кривые I_1 и I_2 этой пары субимпульсов подобны. Такие пары образуют, например, субимпульсы 1 или 2 на рис. 3. Это означает, что субимпульсы каждой пары взаимодействуют друг с другом. Значения величин γ_1 и γ_2 на рис. 3 показывают, что субимпульсы ВЧ поля

поляризованы по кругу вправо, а субимпульсы НЧ излучения — влево. Пиковая интенсивность субимпульса 2 на рис. 3, а составляет 33 kW/cm^2 , а субимпульса 2 на рис. 3, б — 48 kW/cm^2 ($T = 950\text{--}1300 \text{ K}$). Эти значения превышают пиковые значения интенсивностей входных импульсов. Длительности субимпульсов равны примерно 50 ns , а среднее расстояние между ними составляет около 700 ps .

2.1.2. Радиационная релаксация. В случае малой концентрации атомов ^{208}Pb процесс релаксации связан с радиационным (спонтанным) распадом квантовых состояний. В нашей модели такие распады учитываются введением времени τ спонтанного распада уровня $^3\text{P}_1^0$: $\tau = 5.6 \text{ ns}$, откуда вытекает, что при $T = 1050 \text{ K}$ параметр $\gamma = 1.5 \cdot 10^{-2}$. На рис. 4 приведены графики интенсивностей I_l и параметров сжатия γ_l , $l = 1, 2$, для $s = 2000$. Штриховой линией на рис. 4 изображена огибающая интенсивности I_{l0} , $l = 1, 2$, опорного импульса. Графики характеристик ВЧ и НЧ импульсов в среде при этом отличаются от изображенных на рис. 2, с и f уменьшением интенсивности цугов регулярных субимпульсов (нерегулярные цуги НЧ импульсов теперь отсутствуют). Импульсы обоих излучений на всех расстояниях s поляризованы по кругу и лишены, как показывает расчет, ФМ.

На рис. 5 представлены фрагменты регулярных цугов субимпульсов ВЧ (рис. 5, а) и НЧ (рис. 5, б) излучений при $s = 2000$. Субимпульсы 1, так же как и субимпульсы 2 (рис. 5) имеют подобные огибающие интенсивностей, одновременно достигающие пиковых значений. Графики величин γ_1 и γ_2 свидетельствуют о том, что излучения цугов поляризованы по кругу в том же направлении, что и соответствующие входные импульсы. Согласно расчетам, субимпульсы обоих полей лишены ФМ, так что данные цуги следует отнести к категории регулярных. Сравнение графиков на рис. 3, а и 5, а, а также графиков на рис. 3, б и 5, б показывает, что субимпульсы регулярного цуга в случае отсутствия

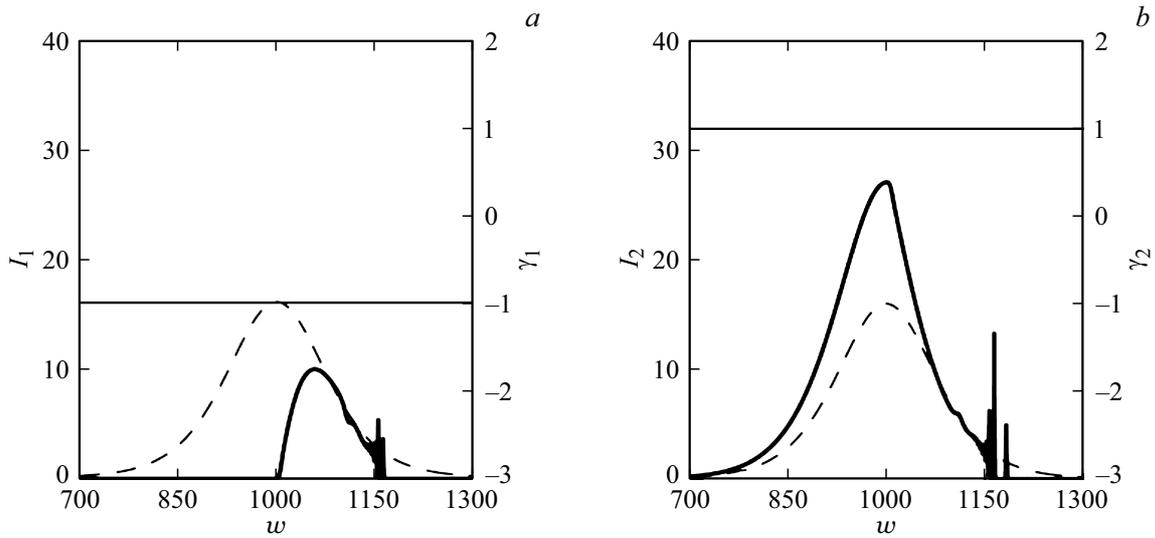


Рис. 4. Эволюция величин I_l (толстые линии), γ_l (тонкие линии) и I_0 (штрих) при $s = 2000$, при $l = 1$ (a) и 2 (b).

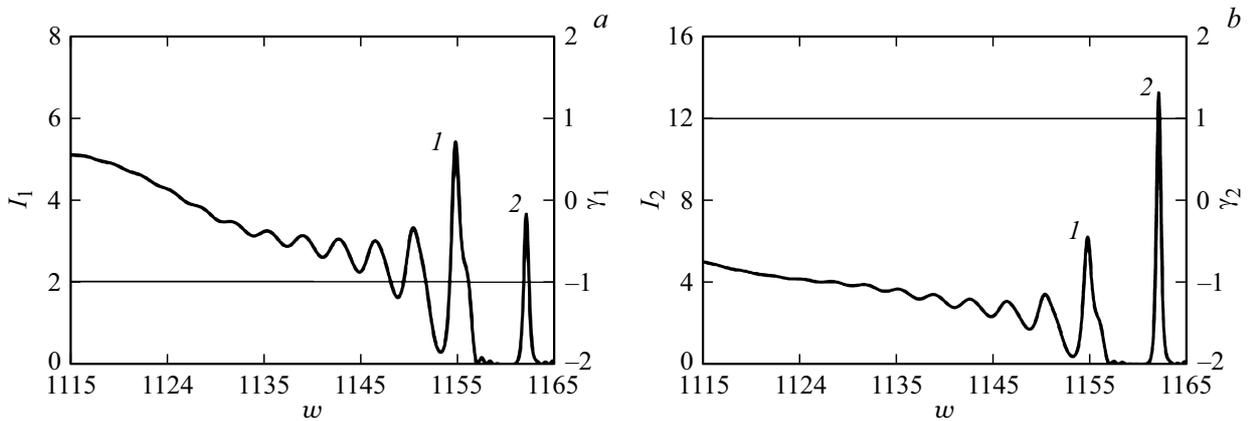


Рис. 5. Эволюция величин I_l и γ_l , $l = 1, 2$ при $s = 2000$ для ВЧ (a) и НЧ (b) импульсов; I_l — толстые линии, γ_l — тонкие линии.

релаксации значительно интенсивнее, чем при наличии радиационного затухания.

2.1.3. Ударная релаксация. В случае если концентрация атомов ^{208}Pb превышает 10^{16} cm^{-3} , значительный вклад в релаксацию будут вносить столкновительные процессы, например, уширение собственным давлением. Положим, что $\gamma = 3.0 \cdot 10^{-2}$, что вдвое больше, чем в случае радиационной релаксации. На рис. 6 приведены графики интенсивностей I_l и параметров сжатия γ_l , $l = 1, 2$ для трех значений расстояния s . Штриховой линией на рис. 6 изображена огибающая интенсивности I_0 , $l = 1, 2$, опорного импульса. Рис. 6 показывает, что при наличии достаточно сильных релаксационных процессов воги субимпульсов на задних фронтах импульсов не возникают. Значения параметров γ_l , $l = 1, 2$, при распространении импульсов остаются неизменными и равными их значениям при $s = 0$. Расчет показывает, что теми же свойствами характеризуются значения величин

α_l и δ_{xl} , $l = 1, 2$. Следовательно, оба импульса в среде остаются поляризованными по кругу и лишены ФМ.

Обозначим через $W(s)$ полную энергию электромагнитного поля, переносимую импульсом через единицу площади поперечного сечения, расположенного на расстоянии s от входа ($s = 0$) в резонансную среду. Величина $W(s)/W(0)$ характеризует относительное изменение энергии импульса при распространении. На рис. 7 представлены графики зависимости величины $W(s)/W(0)$ для расчетов в отсутствие релаксации и при наличии ударной релаксации. Отметим совпадение кривых для импульсов ВЧ излучений, что означает равенство их энергий на всех расстояниях. Учитывая это и сравнивая кривые I_1 на рис. 2 и 6, приходим к выводу, что релаксационные процессы приводят к преобразованию энергий цугов субимпульсов ВЧ поля в энергию моноимпульса с колоколообразной огибающей интенсивности. То же самое заключение справедливо и для импульса НЧ излучения. Однако, как показывает

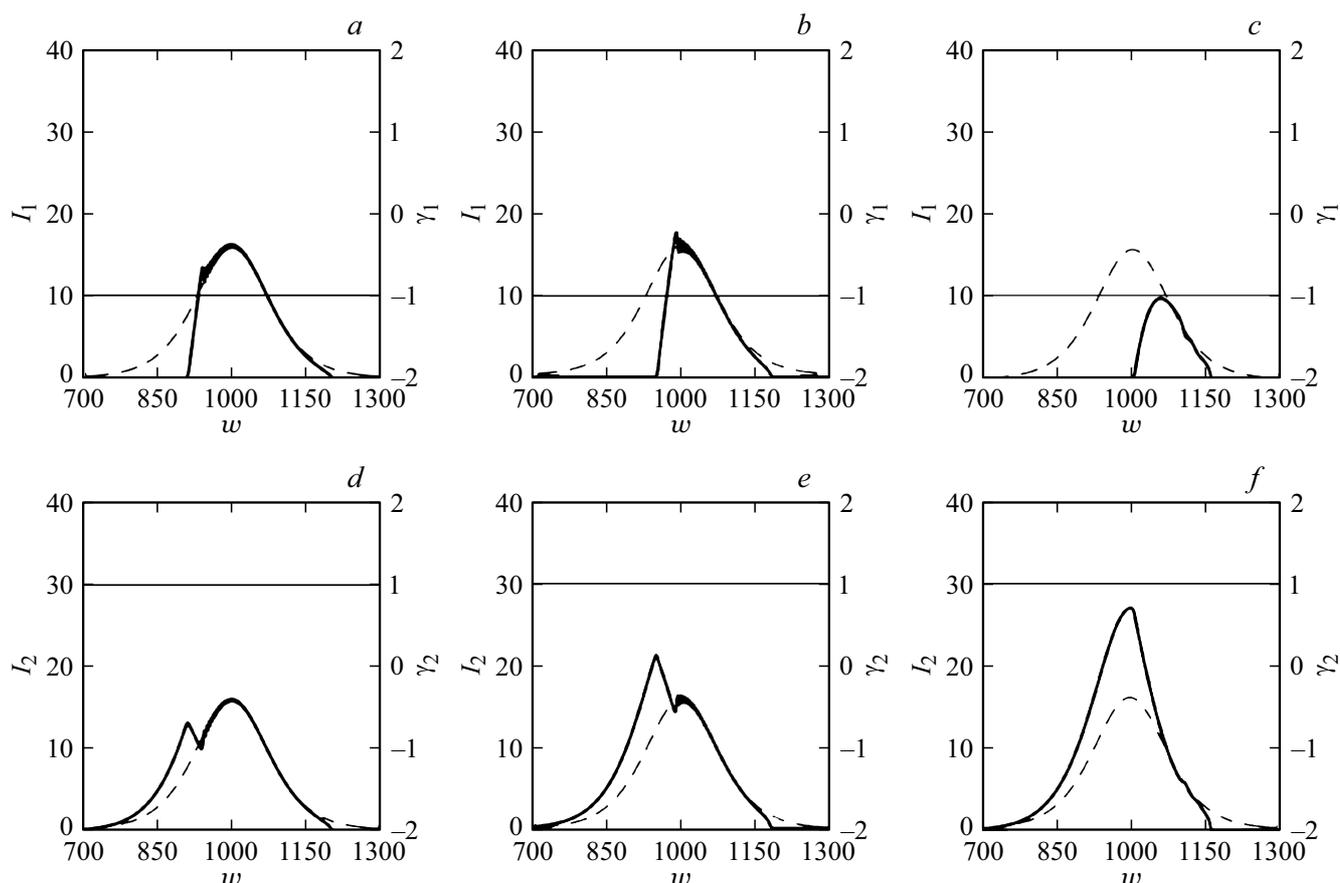


Рис. 6. Эволюция величин I_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и I_{10} (штрих) при $s = 500$ (a), 1000 (b), 2000 (c); эволюция величин I_2 (толстые линии), γ_2 (тонкие линии) и I_{20} (штрих) при $s = 500$ (d), 1000 (e) и 2000 (f).

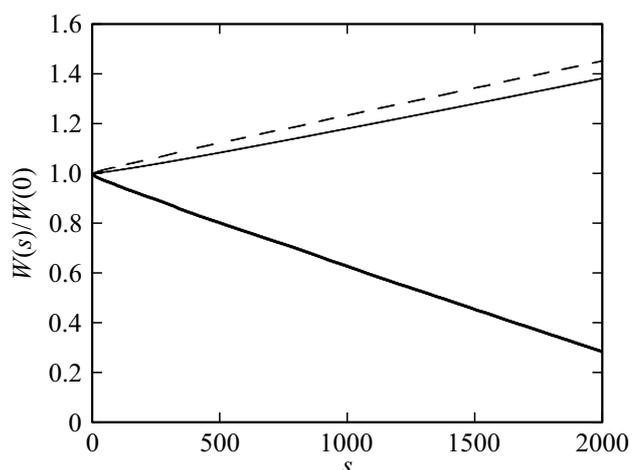


Рис. 7. Величина $W(s)/W(0)$ для ВЧ импульса при наличии и в отсутствие релаксации (толстая линия), для НЧ импульса при наличии релаксации (тонкая линия) и в отсутствие релаксации (штрих).

рис. 7, энергия НЧ импульса при наличии релаксации нарастает с расстоянием несколько медленнее, чем при ее отсутствии.

2.2. Одинаковые направления круговых поляризаций входных импульсов

Положим $\gamma_{10} = 1$. Это означает, что входные импульсы поляризованы по кругу влево.

2.2.1. Отсутствие релаксации. Эту гипотетическую ситуацию иллюстрируется рис. 8, на котором представлены графики величин I_l и γ_l , $l = 1, 2$, при $s = 600$. Рис. 8 показывает, что на таком расстоянии огибающие интенсивностей имеют хаотическую структуру как на задних, так и на передних фронтах импульсов. При этом параметры сжатия γ_l переменны на всех стадиях эволюции излучений. Расчет показывает, что таким же свойством обладают и величины α_l и δ_{xl} . Следовательно, импульсы в среде имеют переменный тип поляризации и обладают ФМ. Отметим, что в случае различных круговых поляризаций входных импульсов в отсутствие релаксации величины γ_l , α_l и δ_{xl} , $l = 1, 2$, осциллируют только в области нерегулярных цугов на заднем фронте НЧ импульса, даже при $s = 2000$ (рис. 2, d–f).

2.2.2. Ударная релаксация. Как и при рассмотрении влияния ударной релаксации в случае входных

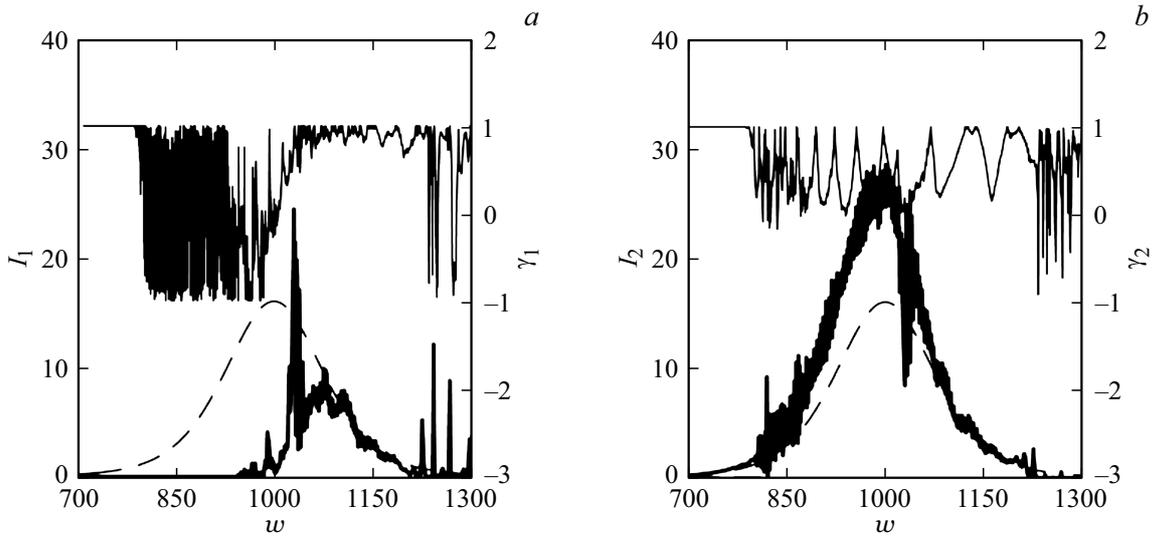


Рис. 8. Эволюция величин I_l (толстые линии), γ_l (тонкие линии) и I_{l0} (штрих) при $s = 600$ для $l = 1$ (a) и 2 (b).

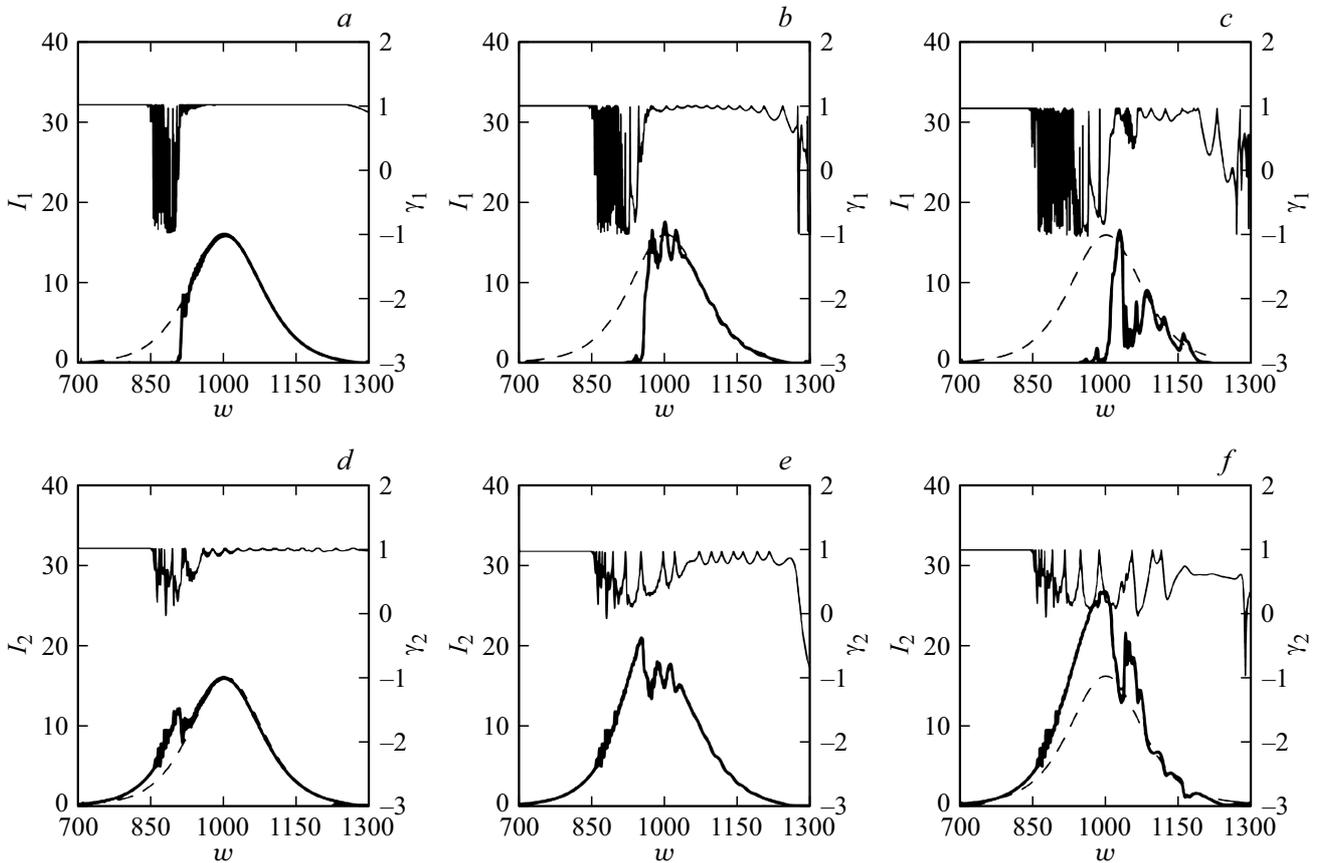


Рис. 9. Эволюция величин I_1 (толстые линии), γ_1 (тонкие линии) и I_{10} (штрих) при $s = 150$ (a), 300 (b) и 600 (c); эволюция величин I_2 (толстые линии), γ_2 (тонкие линии) и I_{20} (штрих) при $s = 150$ (d), 300 (e) и 600 (f).

импульсов с разными направлениями круговых поляризаций, положим $\gamma = 3.0 \cdot 10^{-2}$. На рис. 9 приведены графики интенсивностей I_l и параметров сжатия γ_l , $l = 1, 2$ для трех значений расстояния s . Рис. 9 показывает, что наличие ударной релаксации не приводит

к образованию импульсов с колоколообразной формой огибающей интенсивности. Также в отличие от случая противоположных направлений круговых поляризаций входных импульсов параметры γ_l , $l = 1, 2$ не являются постоянными. Расчеты показывают, что величины α_l и

$\delta_{x,l}$ также изменяются во времени. Таким образом, оба импульса в среде имеют переменный тип поляризации и обладают ФМ.

3. Обсуждение

Описанные выше особенности распространения импульсов можно трактовать как результат проявления двух эффектов. Первым из них является эффект ЭМИП, а вторым — эффект самоиндуцированной прозрачности (СИП) [28]. При наличии НЧ излучения благодаря ЭМИП полностью или частично исключается поглощение ВЧ излучения, связанное с прямым однофотонным возбуждением состояний верхнего уровня Λ -схемы. Эффект СИП может привести к распаду входного ВЧ импульса на совокупность субимпульсов, называемых 2π -импульсами [28], ввиду однофотонного резонансного возбуждения этих состояний. Эффективность ЭМИП уменьшается с уменьшением интенсивности НЧ излучения. Для увеличения эффективности протекания явления СИП требуется, чтобы длительность воздействия излучения на атом была значительно меньше времен необратимой релаксации резонансного квантового перехода.

Остановимся на случае противоположных круговых поляризаций входных импульсов и полного отсутствия релаксационных процессов ($\tau = +\infty$). Рис. 2 показывает, что по мере распространения импульс ВЧ поля смещается к заднему фронту импульса НЧ поля. Это обстоятельство объясняется известным фактом уменьшения скорости распространения ВЧ импульса за счет явления ЭМИП. При этом часть заднего фронта ВЧ импульса оказывается в области слабого поля заднего фронта НЧ импульса. Эффективность ЭМИП при этом уменьшается, и главную роль в процессе эволюции этой части заднего фронта начинает играть явление СИП. Можно предположить, что цуги субимпульсов на заднем фронте ВЧ импульса (рис. 2, $a-c$) состоят из формирующихся 2π -импульсов СИП.

Данное обстоятельство подтверждается следующими соображениями. Используя результаты работы [28], можно показать, что для поляризованного по кругу 2π -импульса на частоте ВЧ излучения должно выполняться условие $\tau_1 \sqrt{I_{1m}/2} = 8$, где I_{1m} — пиковое значение его интенсивности, τ_1 — длительность импульса по уровню $e^{-2}I_{1m}$. Для импульса, помеченного цифрой 2 на рис. 3, a , расчет дает $\tau_1 \sqrt{I_{1m}/2} = 8.9$. В случае последнего импульса на рис. 3, a имеем $\tau_1 \sqrt{I_{1m}/2} = 5.8$. Следовательно, огибающие интенсивностей субимпульсов цуга близки по форме к огибающим интенсивностей 2π -импульсов СИП.

Явление СИП сопровождается значительным изменением населенностей состояний верхнего энергетического уровня Λ -схемы вплоть до создания инверсии населенностей между ее верхним и средним уровнями в области нахождения субимпульсов ВЧ излучения. Процессы индуцированного излучения на частоте НЧ

поля приводят к возникновению цугов субимпульсов на заднем фронте импульса этого поля. При этом между каждым субимпульсом ВЧ поля и субимпульсом НЧ поля, располагающимся в той же пространственно-временной области, происходит энергетический обмен. Его наличие не позволяет ВЧ субимпульсам превратиться в полноценные 2π -импульсы. В частности, скорости распространения максимальных значений огибающих интенсивности этих субимпульсов значительно больше, чем предписываемые теорией СИП [28], и даже превышают величину скорости света в вакууме. Данное обстоятельство не противоречит известному постулату теории относительности и означает, что пиковое значение интенсивности в рассматриваемом случае не является сигналом с точки зрения этой теории [29].

Если время τ необратимой релаксации достаточно мало по сравнению с длительностью заднего фронта ВЧ импульса, то эффективность явления СИП уменьшается или исчезает полностью. Поэтому в случае чисто радиационного распада верхнего уровня Λ -схемы (рис. 4) интенсивность цугов значительно меньше, чем в отсутствие релаксации (рис. 2), а при ударной релаксации (рис. 6) такие цуги вообще не возникают.

Перейдем к случаю одинаковых направлений круговых поляризаций входных импульсов. Расчеты показывают (рис. 8 и 9), что на сравнительно небольших расстояниях s огибающие интенсивностей импульсов значительно искажаются. Как при наличии, так и в отсутствие релаксации состояние поляризации обоих излучений меняется во времени и пространстве, и оба импульса, как показывают расчеты, обладают ФМ. Причиной сказанного является ослабление эффективности явления ЭМИП при переходе от противоположных к одинаковым направлениям круговых поляризаций входных импульсов.

Действительно, рассмотрим начальный этап взаимодействия импульсов, происходящий вблизи входной поверхности. Согласно правилам отбора $\Delta M = \pm 1$, в случае противоположных направлений круговых поляризаций входных импульсов на этом этапе во взаимодействии 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 [26]. Согласно теории ЭМИП [4], глубина проникновения ВЧ импульса в среду уменьшается с уменьшением квадрата дипольного момента перехода между возбужденными состояниями Λ -схемы. При этом

увеличивается и степень искажения в среде энергетических, поляризационных и фазовых характеристик обоих излучений.

Заключение

Расчеты показали, что эволюция импульсов, совместно распространяющихся в среде, моделируемой Λ -схемой вырожденных энергетических уровней, и поляризованных по кругу на входной поверхности этой среды, определяется конкуренцией явлений ЭМИП и СИП. Степень влияния каждого из этих эффектов зависит от интенсивности релаксационных процессов, происходящих в Λ -схеме, и направлений круговых поляризаций на входе в среду. Если релаксация отсутствует или достаточно слаба, а входные импульсы поляризованы в противоположных направлениях, то наибольшая часть каждого импульса эволюционирует под влиянием ЭМИП. Огибающие интенсивности этих частей импульсов имеют гладкую колоколообразную форму. Однако на заднем фронте каждого из них влияние ЭМИП практически исчезает, и эволюция излучений определяется процессом СИП. Ввиду этого на задних фронтах импульсов возникают цуги сверхкоротких субимпульсов. Если входные лазерные излучения были лишены ФМ, то в среде их излучения остаются поляризованными по кругу и лишены ФМ. Если релаксационные процессы достаточно интенсивны, то явление СИП не возникает и указанные цуги импульсов отсутствуют.

В случае различных направлений круговых поляризаций входных импульсов влияние ЭМИП на процесс их распространения в среде значительно уменьшается. В результате формы огибающих интенсивностей импульсов существенно искажаются на расстояниях, малых по сравнению со случаем противоположных поляризаций входных излучений. Импульсы в среде имеют переменную поляризационную структуру и приобретают ФМ.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] В. Демтредер. *Современная лазерная спектроскопия*, пер. с англ. под ред. Л.А. Мельникова (Издат. дом Интеллект, Долгопрудный, 2014)
- [2] S.E. Harris. *Phys. Today*, **50** (6), 36 (1997).
- [3] M.D. Lukin. *Rev. Mod. Phys.*, **75** (2), 457 (2003).
- [4] M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. *Rev. Mod. Phys.*, **77** (2), 633 (2005).
- [5] L.-M. Duan, M.D. Lukin, J.I. Cirac, P. Zoller. *Nature (London)*, **414**, 413 (2001).
- [6] A. Sinatra. *Phys. Rev. Lett.*, **97** (25), 253601 (2006).
- [7] M. Martinelli, P. Valente, H. Failache, D. Felinto, L.S. Cruz, P. Nussenzveig, A. Lezama. *Phys. Rev. A*, **69** (4), 043809 (2004).
- [8] A. Godone, S. Micallizio, F. Levi. *Phys. Rev. A*, **66** (6), 063807 (2002).
- [9] M.D. Lukin, A. Imamoglu. *Nature (London)*, **413**, 273 (2001).
- [10] S.E. Harris. *Phys. Lett.*, **62** (9), 1033 (1989).
- [11] H.H. Jen, Daw-Wei Wang. *Phys. Rev. A*, **87** (6), 061802(R) (2013).
- [12] C. Basler, J. Grzesiak, H. Helm. *Phys. Rev. A*, **92** (1), 013809 (2015).
- [13] R. Liu, T. Liu, Y. Wang, Y. Li, B. Gai. *Phys. Rev. A*, **96** (5), 053823 (2017).
- [14] Fam Le Kien, A. Rauschenbeutel. *Phys. Rev. A*, **91** (5), 053847 (2015).
- [15] H.-H. Wang, J. Wang, Zh.-H. Kang, L. Wang, J.-Y. Gao, Y. Chen, X.-J. Zhang. *Phys. Rev. A*, **100** (2), 013822 (2019).
- [16] M.J. Konopniki, J.H. Eberly. *Phys. Rev. A*, **24** (5), 2567 (1981).
- [17] A. Rahman, J.H. Eberly. *Phys. Rev. A*, **58** (2), R.805 (1998).
- [18] R. Grobe, J.H. Eberly. *Laser Phys.*, **29** (3), 542 (1995).
- [19] S.E. Harris, Zh.-F. Luo. *Phys. Rev. A*, **52** (2), R928 (1995).
- [20] R. Grobe, F.T. Hioe, J.H. Eberly. *Phys. Rev. Lett.*, **73** (24), 3183 (1994).
- [21] V.G. Arkhipkin, I.V. Timofeev. *Phys. Rev. A*, **64** (5), 053811 (2001).
- [22] A. Kasapi, M. Jain, G.Y. Yin, S.E. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **74** (13), 2447 (1995).
- [23] M. Jain, A. Kasapi, G.Y. Yin, S.E. Harris. *Phys. Rev. Lett.*, **75** (4), 4385 (1995).
- [24] О.М. Паршков. *Квантовая электроника*, **52** (8), 720 (2022). [O.M. Parshkov. *Bull. Lebedev Phys. Institute*, **49**, S43 (2022).]
- [25] П.А. Апанасевич. *Основы теории взаимодействия излучения с веществом* (Наука и техника, Минск, 1977)
- [26] R.L. de Zafra, A. Marshall. *Phys. Rev.*, **170** (1), 28 (1968).
- [27] И.С. Григорьев, Е.З. Мейлихов (ред.) *Физические величины. Справочник* (Энергоатомиздат, М., 1991)
- [28] S.L. McCall, E.L. Hahn. *Phys. Rev.*, **183** (2), 457 (1969).
- [29] А.Н. Ораевский. *УФН*, **168** (12), 1311 (1998).