

Численное моделирование квазирезонансного режима нестационарного двойного резонанса в схеме с общим верхним уровнем при малом неоднородном уширении линий квантовых переходов

О.М.Паршков

Численно исследуется нестационарный двойной резонанс в Λ -схеме при столь малой длительности входных лазерных импульсов, что их спектральные ширины заметно превышают ширины доплеровских контуров квантовых переходов. Рассмотрен случай точного резонанса, когда частоты входных импульсов совпадают с центральными частотами квантовых переходов, и случай квазирезонанса, когда это совпадение незначительно нарушено. Показано, что импульс с меньшей частотой при движении в среде сокращается и значительно усиливается. Импульс с большей частотой превращается в импульс с гребенчатой формой огибающей, практически не затухающий при распространении, несмотря на наличие необратимой релаксации. В качестве объекта оценок выбраны квантовые переходы атома ^{208}Pb .

Ключевые слова: нестационарный двойной резонанс, неоднородное уширение, квазирезонанс.

1. Введение

Двойной резонанс (ДР) – это резонансное взаимодействие двух лазерных излучений с парой квантовых переходов, имеющих общий уровень. Теоретическое изучение импульсного режима ДР привело к обнаружению ряда специфических форм протекания этого процесса. Были найдены импульсные пары, названные согласованными (matched) импульсами, например симултоны [1–7] и некоторые виды импульсов электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) [8]. В теории ЭИП были изучены импульсные пары «контринтуитивной» последовательности [8], близкие по физической сущности к импульсным парам, называемым адиабатами [9, 10]. Открыта импульсная пара – рамановский солитон, представляющая собой совокупность светлого и тёмного солитонов [5, 11, 12]. Описаны импульсные пары со значительной или даже полной перекачкой энергии от одного импульса к другому при их распространении в среде [10, 13], а также импульсные пары в когерентно приготовленной среде – «фазеониуме» [14, 15].

Обычно аналитические теории импульсного режима ДР ограничиваются довольно жёсткими с экспериментальной точки зрения предположениями. Например, решения симултонного типа в Λ -схеме получены только при определённых соотношениях между силами осцилляторов квантовых переходов [1, 4] и в условиях точного резонанса. В аналитических теориях обычно игнорируется эффект неоднородного уширения, хотя в работах [5, 7] он учитывается при рассмотрении симултонов в Λ - и V-схемах.

Ограничения аналитической теории импульсного ДР существенно затрудняют экспериментальное подтвержде-

ние ряда её выводов. В то же время многие эксперименты, связанные, в частности, с явлением ЭИП, выявили широкие возможности практического использования импульсного режима ДР [8, 16, 17]. Поэтому представляется оправданным применение численных методов для нахождения новых типов импульсных пар в условиях, более приближенных к реальным экспериментальным ситуациям.

Данная работа посвящена численному моделированию ДР в Λ -схеме. Изучается случай, когда длительности входных когерентных лазерных импульсов значительно меньше времён необратимой релаксации резонансной среды, а спектры этих импульсов заметно шире контуров неоднородного уширения квантовых переходов. При выполнении первого условия ДР обычно называется нестационарным. При выполнении второго мы говорим о ДР при малом неоднородном уширении. Необратимая релаксация учитывается в нашей работе, поскольку, как показал расчёт, в процессе распространения импульсов длительность одного из них может возрасти примерно в сто раз. Рассматриваются случаи строгого резонанса и квазирезонанса. Расчёты проведены для конкретной Λ -конфигурации уровней ^{208}Pb , атомарные пары которого являются удобным для эксперимента объектом. Представленный анализ служит продолжением исследований работы [18], посвящённой случаю большого неоднородного уширения квантовых переходов.

2. Постановка краевой задачи

На рис.1 изображены три важных для дальнейшего анализа уровня энергии атома ^{208}Pb , находящегося под воздействием двух лазерных пучков с несущими частотами ω_1 (излучение накачки) и ω_2 (сигнальное излучение). Излучение накачки имеет левую круговую поляризацию и квазирезонансно переходу $6s^2 6p 7s^3 P_1^0 \leftrightarrow 6s^2 6p^2^3 P_0$, а сигнальное излучение – правую круговую поляризацию и квазирезонансно переходу $6s^2 6p 7s^3 P_1^0 \leftrightarrow 6s^2 6p^2^3 P_2$. Примем направление совместного распространения двух

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

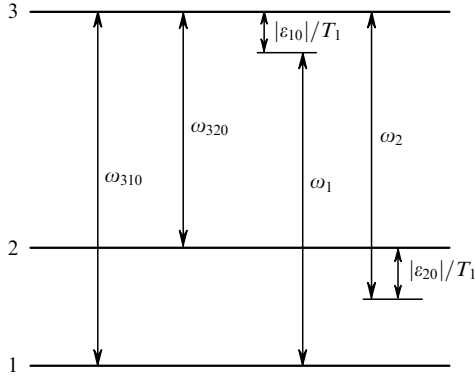


Рис.1. Схема квантовых переходов в атоме ^{208}Pb . Уровень 1 – $6s^26p^2\ ^3P_0$, 2 – $6s^26p^2\ ^3P_2$, 3 – $6s^26p7s\ ^3P_1^0$; ω_1, ω_2 – частоты излучений накачки и сигнала соответственно.

плоских лазерных волн за ось z . Тогда, согласно известным правилам отбора для электродипольных переходов, пучки лазерного излучения свяжут между собой только состояния $|1\rangle = |6s^26p^2\ ^3P^0(0)\rangle$, $|3\rangle = |6s^26p7s\ ^3P_1^0(1)\rangle$ и $|2\rangle = |6s^26p^2\ ^3P_2(2)\rangle$, образуя из них Λ -схему (цифры в круглых скобках – квантовые числа проекции полного момента атома на ось z). Ниже будут использоваться обозначения

$$\hat{p}_- = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\hat{p}_x - i\hat{p}_y), \quad p_1 = \langle 1|p_-|3\rangle, \quad p_2 = \langle 3|p_-|2\rangle,$$

где \hat{p}_x и \hat{p}_y – x - и y -компоненты оператора электродипольного момента.

Пусть ω_{310} и ω_{320} – частоты переходов $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ для покоящегося в лабораторной системе отсчёта атома ^{208}Pb (см. рис.1). Из-за эффекта Доплера частоты ω_{31} и ω_{32} этих переходов для движущегося атома отличаются от ω_{310} и ω_{320} . Обозначим через T_1 величину, обратную полуширине (по уровню e^{-1} от максимума) контура неоднородно-уширенного перехода $|3\rangle \leftrightarrow |1\rangle$, и введём безразмерные отстройки от резонанса ε_{n0} и ε_n :

$$\varepsilon_{n0} = T_1(\omega_{3n0} - \omega_n), \quad \varepsilon_n = T_1(\omega_{3n} - \omega_n), \quad n = 1, 2.$$

Величины ε_{10} и ε_{20} (см. рис.1) являются основными характеристиками степени нерезонансности взаимодействия полей и среды. Параметры ε_1 и ε_2 выражаются через V_z (скорость атома вдоль оси z) известной формулой для доплеровского смещения и при $V_z \ll c$ связаны между собой соотношением

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_{20} + \frac{\omega_{320}}{\omega_{310}}(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10}). \quad (1)$$

Напряжённость электрического поля в парах свинца представим в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E} = & \frac{1}{2} \mu_1 a_1 \mathbf{e}_+ \exp[i(k_1 z - \omega_1 t)] \\ & + \frac{1}{2} \mu_2 a_2 \mathbf{e}_+^* \exp[i(k_2 z - \omega_2 t)] + \text{компл. сопр.}, \end{aligned} \quad (2)$$

где $a_n = a_n(z, t)$ – комплексные амплитуды импульсов накачки ($n = 1$) и сигнала ($n = 2$); $\mu_n = \hbar/(T_1 |p_n|)$; $\mathbf{e}_+ = (1/\sqrt{2}) \times (\mathbf{i} + \mathbf{j})$; $k_n = \omega_n/c$.

Введём безразмерные независимые переменные

$$s = \frac{z}{x_1}, \quad w = \frac{t - z/c}{T_1},$$

где $x_1 = c\hbar/(2\pi\omega_1 |p_1|^2 N T_1)$ – увеличенное в $\sqrt{\pi}$ раз расстояние, на котором из-за доплеровского уширения амплитуда слабого стационарного излучения на частоте ω_{310} уменьшается в e раз [19]; N – концентрация атомов. Эволюцию полей и среды будем описывать системой уравнений Максвелла для амплитуд полей a_n и амплитуд σ_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) элементов матрицы плотности в первом приближении метода медленных огибающих [20, 21]

$$\frac{\partial a_1}{\partial s} = \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{31} \exp[-(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})^2] d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial a_2}{\partial s} = \frac{i}{\sqrt{\pi}} \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{32} \exp[-(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})^2] d\varepsilon_1,$$

$$\frac{\partial \sigma_{31}}{\partial w} + i\varepsilon_1 \sigma_{31} = ia_1(\sigma_{11} - \sigma_{33}) + ia_1 \sigma_{21} - \gamma_{31} \sigma_{21},$$

$$\frac{\partial \sigma_{32}}{\partial w} + i\varepsilon_2 \sigma_{32} = ia_2(\sigma_{22} - \sigma_{33}) + ia_1 \sigma_{12} - \gamma_{32} \sigma_{32},$$

$$\frac{\partial \sigma_{21}}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \sigma_{21} = \frac{i}{4} a_2^* \sigma_{31} - \frac{i}{4} a_1 \sigma_{23},$$

$$\frac{\partial \sigma_{11}}{\partial w} = \frac{1}{2} \text{Im}(a_1 \sigma_{31}^*) + w_{31} \sigma_{33},$$

$$\frac{\partial \sigma_{22}}{\partial w} = \frac{1}{2} \text{Im}(a_2 \sigma_{32}^*) + w_{32} \sigma_{33},$$

$$\frac{\partial \sigma_{33}}{\partial w} = -\frac{1}{2} \text{Im}(a_1 \sigma_{31}^*) - \frac{1}{2} \text{Im}(a_2 \sigma_{32}^*)$$

$$-(w_{31} + w_{32} + \gamma_3) \sigma_{33}$$

при связи (1) между параметрами ε_1 и ε_2 . Здесь $\alpha = \omega_{320} \times |p_2|^2 / (\omega_{310} |p_1|^2)$ – отношение сил осцилляторов переходов $2 \leftrightarrow 3$ и $1 \leftrightarrow 3$. Состояние $|3\rangle$ спонтанно распадается с переходом атома в различные состояния уровней $6s^26p^2\ ^3P_2$, $6s^26p^2\ ^3P_0$, а также уровня $6s^26p^2\ ^3P_1$ [22], не показанного на рис.1. Поэтому в уравнения (3) введены релаксационные слагаемые, содержащие вероятности w_{31} и w_{32} спонтанных переходов $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ и $|3\rangle \rightarrow |2\rangle$, вероятности γ_{31} и γ_{32} затухания амплитуд σ_{31} и σ_{32} , а также вероятность γ_3 спонтанного распада состояния $|3\rangle$ с переходом атома в различные состояния уровня $6s^26p^2\ ^3P_1$ (все вероятности измеряются в единицах T_1^{-1}). Расчёты проводились для концентрации $N = 9.6 \times 10^{12} \text{ см}^{-3}$ насыщенных паров ^{208}Pb при $T = 900 \text{ К}$ [23]. Тогда нормировочные константы времени и расстояния принимают следующие значения: $T_1 = 1.7 \times 10^{-10} \text{ с}$, $x_1 = 0.12 \text{ см}$. Силы осцилляторов переходов $6s^26p^2\ ^3P_0 \rightarrow 6s^26p7s\ ^3P_1^0$ и $6s^26p^2\ ^3P_2 \rightarrow 6s^26p7s\ ^3P_1^0$ составляют 0.197 и 0.142 соответственно [22]. Используя эти данные и правила действия с операторами углового момента [24], нетрудно получить $|p_1| = 2.0 \times 10^{-18} \text{ ед. СГСЭ}$, $|p_2| = 3.48 \times 10^{-18} \text{ ед. СГСЭ}$ и найти другие безразмерные параметры

квантовых переходов: $\omega_{320}/\omega_{310} = 0.7, \alpha = 2.1, \gamma_{31} = \gamma_{32} = 1.5 \times 10^{-2}, w_{31} = 9.3 \times 10^{-3}, w_{32} = 9.5 \times 10^{-3}$ и $\gamma_3 = 1.1 \times 10^{-2}$.

Система (3) дополнялась начальными условиями, описывающими невозмущённую среду, в которой все атомы находятся в основном состоянии $|1\rangle$: $\sigma_{11}(s, w = 0) = 1$, остальные $\sigma_{ij}(s, w = 0)$ равны нулю. Граничные условия для полей на входной поверхности объёма пара $s = 0$ выбирались в виде

$$a_n(s = 0, w) = a_{n0} \operatorname{sech} \frac{w - 3}{0.2}, \quad n = 1, 2, \quad (4)$$

где a_{n0} – максимальное значение огибающей a_n . Длительности τ импульсов (4) по полувысоте в единицах T_1 составляют 0.53, что значительно меньше релаксационных времён $\gamma_{31}^{-1}, \gamma_{32}^{-1}, w_{31}^{-1}, w_{32}^{-1}, \gamma_3^{-1}$ (нестационарный режим ДР). Ширина спектра каждого из импульсов (4) по полувысоте в 5 раз превышает таковую для контура неоднородного разброса частот перехода накачки (ДР при малом неоднородном уширении квантовых переходов).

Полученная краевая задача для системы (3) решалась численно с помощью программы, основанной на схеме предиктор – корректор, с контролем точности вычислений по правилу Рунге [25]. Программа показала достаточную надёжность при моделировании процессов нестационарного ДР [18] и процессов, связанных с самоиндуцированной прозрачностью (СИП) [26].

3. Способ представления результатов расчётов

Результаты расчётов представляются графиками действительных огибающих $E_n(w) = |a_n(s, w)|$ и фазовых добавок $\phi_n(w) = \arg a_n(s, w)$ при фиксированных значениях s ($-\pi < \phi_n(w) \leq \pi$). Площади под графиками действительной и мнимой частей комплексной огибающей $a_1(s, w)$ при фиксированном значении s обозначаются $\Theta'_1(s)$ и $\Theta''_1(s)$ соответственно. Функции $E_{m1}(s) = \max E_1(w)$ и $E_{m2}(s) = (\mu_1/\mu_2) \max E_2(w)$ являются наибольшими значениями действительных огибающих импульсов при фиксированном s и измерении обеих огибающих в единицах μ_1^{-1} . Через τ обозначается длительность импульса по полувысоте в единицах T_1 .

В качестве частотных характеристик импульсов накачки ($n = 1$) и сигнала ($n = 2$) используются величины $\tilde{\varepsilon}_{n0} = T_1(\omega_{3n0} - \tilde{\omega}_n)$, где $\tilde{\omega}_n$ – мгновенная частота импульса. Нетрудно показать, что $\tilde{\varepsilon}_{n0} = \varepsilon_{n0} + \partial\phi_n/\partial w$. Спектральная плотность $\Omega_n(\Delta)$ импульса, где $\Delta = T_1(\omega_n - \omega')$, определяется как модуль фурье-образа функции $(2/\mu_n T_1) e E_n$ на частоте ω' . Здесь E_n – полная напряжённость электрического поля импульса, $e = e_+$ для $n = 1$ и $e = e_+$ для $n = 2$.

4. Результаты расчетов

1. Положим в (4) $a_{10} = 8, a_{20} = 0.3$ и примем также условие точного резонанса $\varepsilon_{10} = \varepsilon_{20} = 0$. (Длительность обоих импульсов по полувысоте равна 90 пс, пиковая интенсивность – 75 кВт/см² и 35 Вт/см² соответственно.) В данном случае величина $\Theta'_1(0) = 1.6\pi$ и представляет собой площадь входного импульса накачки в терминах СИП [27]. Согласно [27] в отсутствие сигнального

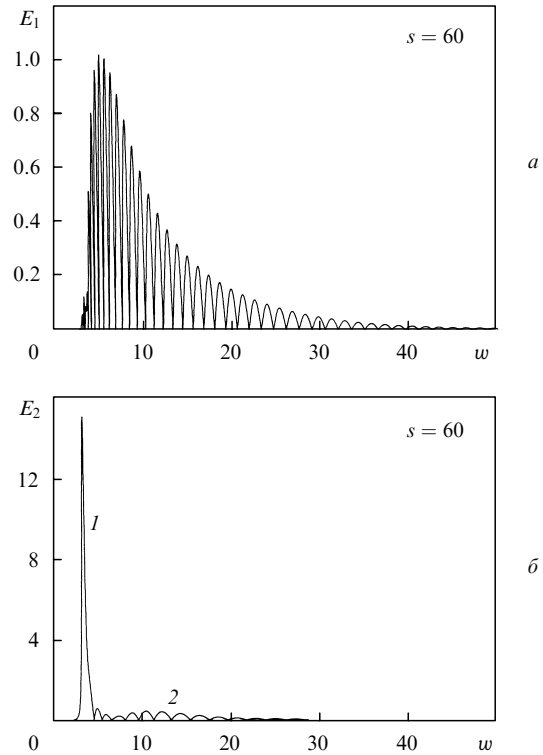


Рис.2. Огибающие импульса накачки E_1 (а) и сигнала E_2 (б) при $s = 60$ в случае точного резонанса.

излучения в канале накачки должно происходить формирование одиночного 2π -импульса.

Графики действительных огибающих $E_1(w)$ и $E_2(w)$ накачки и сигнала на расстоянии $s = 60$ представлены на рис.2. На рис.3 приведены зависимости $E_{mn}(s)$ и $\Theta'_1(s)$. Отметим многопиковую структуру импульса накачки на рис.2,а и его чрезвычайно большую по сравнению с входным импульсом накачки общую длительность. Сигнальный импульс на рис.2,б состоит из двух частей – головной импульс более чем в 50 раз выше (т.е. по пиковой плотности потока энергии примерно в 2500 раз больше) входного сигнала и имеет в 1.6 раза меньшую длительность τ .

Расчёт показал, что в данном случае обе амплитуды a_1 и a_2 вещественны, т.е. взаимодействующие импульсы лишены фазовой модуляции. При этом в точках на рис.2,а, где $E_1(w)$ обращается в нуль, фазовая добавка

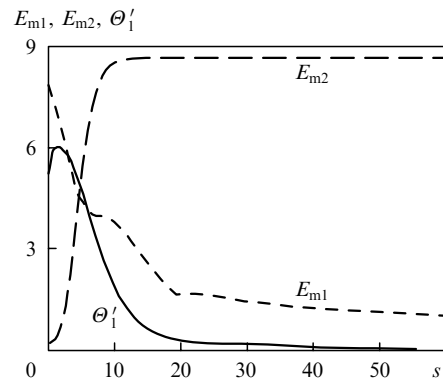


Рис.3. Зависимости от s наибольших значений огибающих импульсов накачки E_{m1} и сигнала E_{m2} , а также площади Θ'_1 под огибающей a_1 в случае точного резонанса.

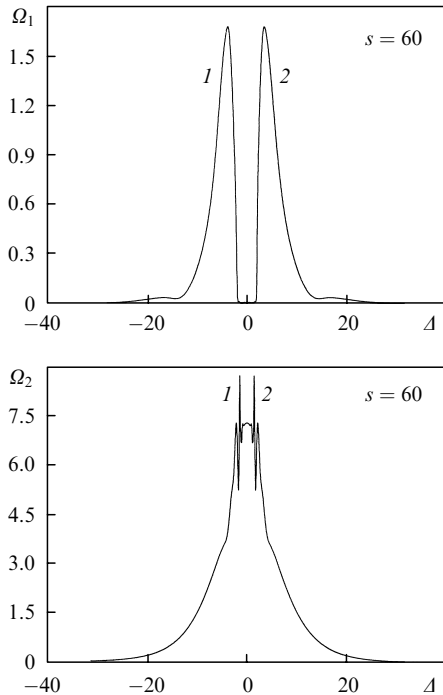


Рис.4. Спектры импульса накачки (а) и сигнального импульса (б) при $s = 60$ в случае точного резонанса.

$\phi_1(w)$ испытывает скачок, равный π , сохраняя между этими точками постоянное значение, равное нулю или π . Отсюда следует, что импульс накачки аналогичен слабому строго резонансному 0π -импульсу [28], описанному в теории СИП. Это подтверждается поведением кривой Θ'_1 на рис.3, показывающим, что с ростом s площадь Θ'_1 под графиком огибающей a_1 уменьшается и при $s = 60$ становится практически равной нулю. Эта кривая показывает также, что импульс накачки может рассматри-

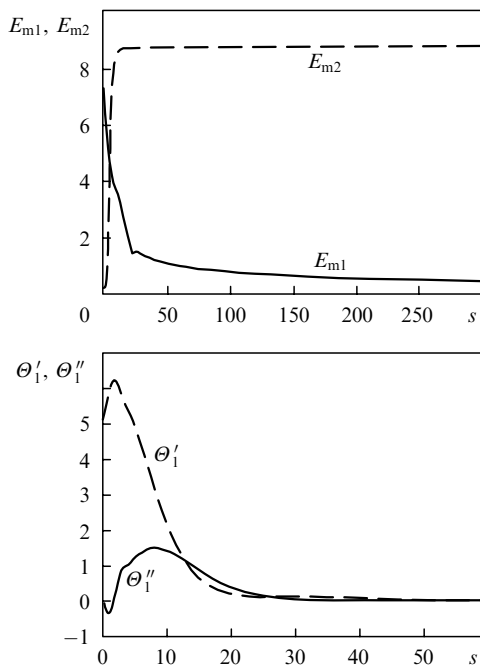


Рис.5. Зависимости от s наибольших значений огибающих импульса накачки E_{m1} и сигнала E_{m2} (а), а также площадей Θ'_1 и Θ''_1 под действительной и мнимой частями огибающей a_1 (б) в случае $\epsilon_{10} = \epsilon_{20} = 1$.

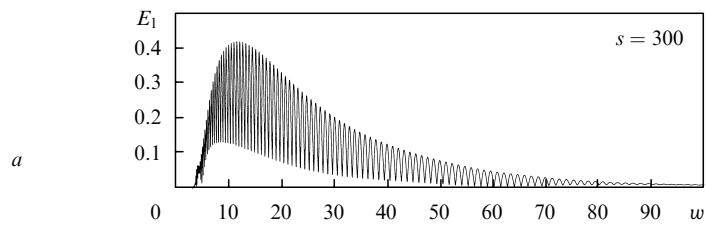


Рис.6. Огибающая E_1 импульса накачки при $s = 300$ в случае $\epsilon_{10} = \epsilon_{20} = 1$.

ваться как 0π -импульс уже при $s > 20$. Вид кривой E_{m1} на рис.3 свидетельствует о том, что при больших s накачка имеет заметную интенсивность и чрезвычайно слабо убывает с расстоянием. Так, при $s = 20 - 60$ значение E_{m1} уменьшается примерно в 1.6 раза, тогда как напряжённость поля слабого стационарного резонансного излучения на таком расстоянии должна убывать за счёт неоднородного уширения [19] более чем в 10^{30} раз. Характер кривых E_{m2} и Θ'_1 на рис.3 и детальный анализ огибающих $E_2(w)$ показывает, что эффективная передача энергии от накачки к сигналу и изменение характеристик последнего прекращаются после превращения накачки в 0π -импульс (в данном случае при $s > 20$).

Спектральные плотности импульсов накачки и сигнала при $s = 60$ приведены на рис.4. Обсуждение этих зависимостей будет проведено ниже.

2. Положим $\epsilon_{10} = \epsilon_{20} = 1$, оставив без изменения все остальные условия предыдущего расчёта. В этом квазирезонансном случае огибающие a_n оказываются комплексными и возникает фазовая модуляция обоих излучений.

На рис.5 приведены зависимости $E_{mn}(s)$, $\Theta'_1(s)$ и $\Theta''_1(s)$. Вид кривых на рис.5,а свидетельствует о том, что существенная перекачка энергии от накачки к сигналу происходит только на расстоянии $s < 25$ от входной поверхности. Затем импульс накачки, имеющий заметную величину, чрезвычайно слабо затухает с ростом s , подобно тому, как убывал 0π -импульс накачки в предыдущем расчёте.

Вид действительной огибающей импульса накачки E_1 при $s = 300$ представлен на рис.6. Гребенчатая структура этой огибающей отличается от структуры 0π -импульса на рис.2,а тем, что основания пиков в общем не лежат на оси абсцисс. Представленный импульс модулирован по фазе (фрагмент графика зависимости $\phi_1(w)$ представлен на рис.7) и может трактоваться как 0π -импульс в квазирезонансном случае. Это соображение обосновывается

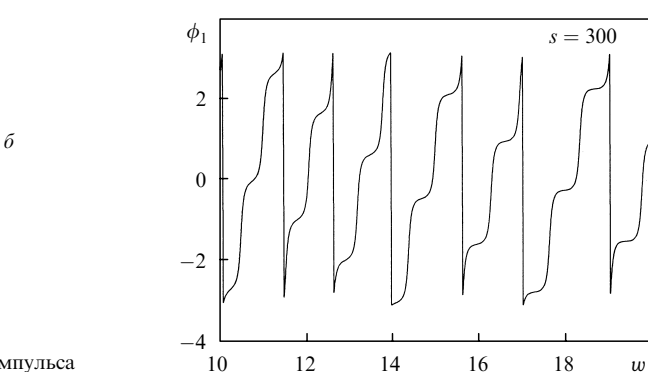


Рис.7. Фрагмент графика фазовой добавки ϕ_1 импульса накачки при $s = 300$ в случае $\epsilon_{10} = \epsilon_{20} = 1$.

рис.5,б, где показано, что обе площади, Θ'_1 и Θ''_1 , при больших значениях s обращаются в нуль. Напомним, что для строго резонансного 0π-импульса, описанного в теории СИП, $\Theta'_1 = 0$ и $\Theta''_1 = 0$, причем второе равенство обеспечивается условием $\text{Im } a_1 = 0$ для всех значений s и w . В рассматриваемом случае $\text{Im } a_1$ отличается от нуля. Отметим, что общая длительность импульса, изображенного на рис.6, примерно в сто раз больше длительности входного импульса накачки и примерно равна времени γ_{31}^{-1} поперечной релаксации перехода 1–3.

Графики действительной огибающей $E_2(w)$ при $s > 25$, когда усиление сигнала уже насыщено, практически неотличимы от графиков $E_2(w)$ в случае точного резонанса при $s > 20$ (см., напр., рис.2,б) и поэтому не приводятся. Однако сигнальное излучение теперь модулировано по фазе, и при $s = 300$ частота $\tilde{\omega}_2$ смещена относительно частоты ω_2 таким образом, что $\tilde{\epsilon}_{20} = 0.92$ (на входной поверхности $\tilde{\epsilon}_{20} = \epsilon_{20} = 1$). Спектральные плотности импульсов накачки и сигнала при $s = 300$ приведены на рис.8.

3. Положим теперь $\epsilon_{10} = 1$, $\epsilon_{20} = -1$, сохранив неизменными все другие параметры. Численный анализ показал, что при больших s графики огибающих $E_1(w)$ и $E_2(w)$, а также функций $E_{mn}(s)$, $\Theta'_1(s)$ и $\Theta''_1(s)$ практически неотличимы от соответствующих графиков из предыдущего расчёта. Это происходит по следующей причине. Вблизи входной поверхности ($s < 8$), когда сигнальный импульс ещё слаб, его мгновенная частота $\tilde{\omega}_2$ изменяется таким образом, что начинает выполняться равенство $\tilde{\epsilon}_{20} = 1$. Это значение $\tilde{\epsilon}_{20}$ совпадает с величиной ϵ_{20} , заданной в предыдущем расчёте. Следовательно, уже вблизи входной поверхности мгновенные частоты сигнальных импульсов в обоих расчётах становятся одинаковыми; одинаково происходит и дальнейшая эволюция импульсов. Подобное затягивание сигнальной частоты для слабого сигнального излучения при отсутствии неоднородного уширения было обнаружено в теоретической работе [29].

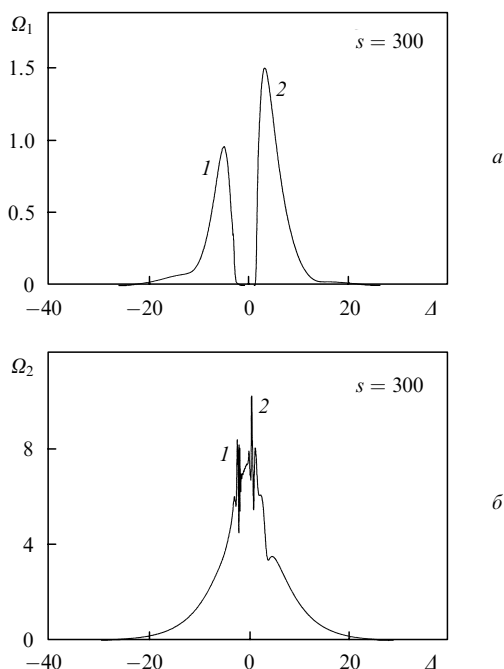


Рис.8. Спектры импульса накачки (а) и сигнального импульса (б) при $s = 300$ в случае $\epsilon_{10} = \epsilon_{20} = 1$.

4. Возникновение в канале накачки гребенчатых импульсов допускает простое физическое объяснение. Спектральная плотность Ω_1 входного импульса имеет вид симметричного колокола. По мере распространения спектральные гармоники, находящиеся в резонансе с квантовым неоднородно уширенным переходом, затухают, передавая свою энергию сигнальному излучению и резонансной среде. В результате при больших s спектр накачки состоит из двух спектральных линий конечной ширины. При строгом резонансе частоты поглощаемых гармоник расположены симметрично относительно центральной частоты спектра входного импульса накачки, а при квазирезонансе они смещены относительно этой частоты. Поэтому при $\epsilon_{10} = 0$ спектральные линии одинаковы (рис.4,а), а при $\epsilon_{10} \neq 0$ имеют разную высоту (рис.8,а). Обозначим через b_1 и b_2 площади спектральных кривых 1 и 2 на рис.4,а или 8,а и аппроксимируем изображённые на этих рисунках спектральные плотности двумя бесконечно узкими линиями:

$$\Omega_1(\Delta) = b_1 \delta(\Delta - \Delta_1) + b_2 \delta(\Delta - \Delta_2), \quad (5)$$

где Δ_1 и Δ_2 – положения пиков спектральных кривых 1 и 2. Нетрудно показать, что спектр (5) соответствует синусоидальному колебанию с частотой ω_1 и переменной амплитудой, зависимость которой от w задаётся функцией

$$E_1(w) = \{b_1^2 + b_2^2 + 2b_1 b_2 \cos[\xi(\Delta_2) - \xi(\Delta_1) - (\Delta_2 - \Delta_1)w]\}^{1/2}, \quad (6)$$

где $\xi(\Delta_1)$ и $\xi(\Delta_2)$ – фазы гармоник на частотах Δ_1 и Δ_2 , конкретные значения которых сейчас не существенны. Амплитуда (6) имеет период $\tau_1 = 2\pi/(\Delta_2 - \Delta_1)$ и задаёт глубину модуляции $\eta = 2l/(1+l)$, где $l = b_1/b_2$ в предположении, что $b_1 \leq b_2$. Здесь принято следующее определение: $\eta = (E_{\max} - E_{\min})/E_{\max}$, где E_{\max} и E_{\min} – наибольшее и наименьшее значения амплитуды (6). Для приближённой оценки можно положить, что $l \approx \Omega_{1\max}/\Omega_{2\max}$, где $\Omega_{1\max}$ и $\Omega_{2\max}$ – высоты спектральных линий 1 и 2 на рис.4,а или 8,а.

Из рис.8,а имеем $\Delta_2 - \Delta_1 = 8.2$ и $l = 0.6$, так что $\tau_1 = 0.8$, $\eta = 0.7$. Значения τ_1 и η в области наивысшего пика на рис.6 составляют 0.6 и 0.8 соответственно, что близко к приведённым выше значениям. Из рис.4,а находим $\Delta_2 - \Delta_1 = 7.2$, $l = 1$. Тогда $\tau_1 = 0.8$, $\eta = 1$. Данное значение τ_1 также хорошо согласуется с характерным расстоянием между пиками на рис.2,а, а равенство $\eta = 1$, означающее, что $E_{\min} = 0$, подтверждается этим рисунком. Описанные совпадения позволяют предположить, что гребенчатая структура огибающей импульса накачки является следствием его специфического спектрального состава.

Для пиков 1 и 2 на рис.4,б и 8,б имеем $\Delta_2 - \Delta_1 = 2.8$, что соответствует периоду следования пиков огибающей, равному 2.2. Это значение неплохо совпадает с характерным расстоянием между пиками «хвоста» сигнального импульса на рис.2,б, из чего следует, что пикеты 1 и 2 принадлежат спектру этого «хвоста». Отметим, что наличие спектральных пиков, соответствующих «хвостам» интенсивных импульсов при малом неоднородном уширении линий квантовых переходов, было теоретически обнаружено в [30] при изучении формирования 2π-импульсов.

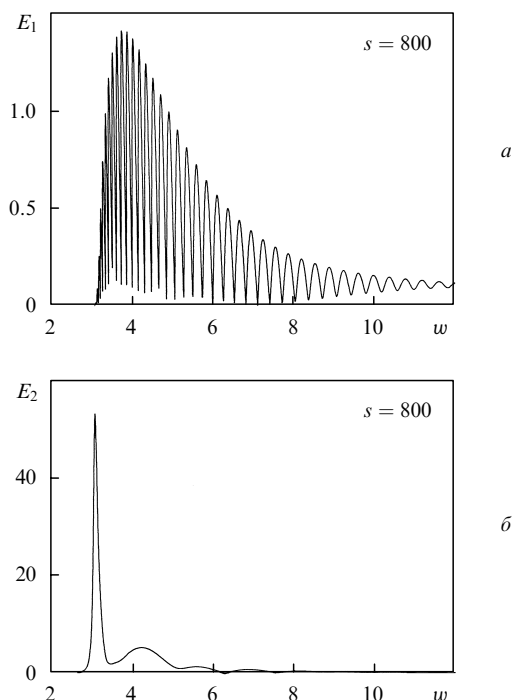


Рис.9. Огибающая импульса накачки E_1 (а) и сигнала E_2 (б) при $s = 800$ и увеличенной вдвое амплитуде входного импульса накачки в случае $\varepsilon_{10} = \varepsilon_{20} = 2$.

5. Рассмотрим случай более интенсивного входного импульса накачки, положив в (4) $a_{10} = 16$. Примем $\varepsilon_{10} = \varepsilon_{20} = 2$ и оставим другие параметры расчёта такими же, как в пп.1–3 данного раздела. В этом случае $\Theta'_1(0) = 3.2\pi$, и в отсутствие сигнального излучения на частоте накачки ожидается формирование двух 2π -импульсов [27]. Графики огибающих $E_1(w)$ и $E_2(w)$ при $s = 800$ приведены на рис.9. (Длинные осциллирующие «хвосты» огибающих, расположенные в области $w = 12 - 100$, остались за рамками рис.9.) Видно, что теперь основная часть гребенчатого импульса значительно короче гребенчатого импульса из расчётов пп.2, 3. Пиковое значение сигнального импульса на рис.9,б более чем втрое превышает таковое для расчётов пп.1–3, тогда как его длительность ($\tau = 0.13$) во столько же раз меньше длительности сигнального импульса в упомянутых расчётах.

5. Заключение

Проведено численное моделирование нестационарного ДР в случае малого доплеровского уширения спектральных линий квантовых переходов. Выявлено, что при распространении в резонансной среде сигнальный импульс сокращается по длительности и значительно возрастает по пиковой интенсивности. Изменение параметров сигнального импульса прекращается, как только в канале накачки образуется гребенчатый импульс, частным случаем которого является слабый строго резонансный 0π -импульс, описанный в теории СИП. (В теории СИП известны также мощные 0π -импульсы – оптические бризеры [31].) Спектр гребенчатого импульса не содержит гармоник на частоте резонансного квантового перехода, поэтому такой импульс, несмотря на достаточно большую длительность, близкую к временам необратимой релаксации, чрезвычайно слабо затухает при распространении. Возникновение гребенчатого импульса огра-

ничивает перекачку энергии от импульса накачки к сигнальному импульсу. С другой стороны, способность данного импульса распространяться практически без диссипации в резонансной среде с релаксацией делает его интересным с точки зрения теоретического и экспериментального изучения.

Выбор указанных выше уровней ^{208}Pb в качестве объекта для проведения оценок продиктован следующими соображениями. Энергетический спектр данного изотопа свинца лишён сверхтонкой структуры и поэтому достаточно адекватен представленной в статье математической модели. Кроме того, выбранные нами переходы изотопа ^{208}Pb использовались в экспериментах по наблюдению ЭИП [32]. Условия этих экспериментов близки к требуемым для наблюдения описанных в нашем сообщении эффектов. Однако для соответствия использованной здесь модели входные импульсы должны быть более короткими и интенсивными, чем импульсы, рассматриваемые в работе [32].

Автор выражает искреннюю благодарность А.Е.Дмитриеву за полезные дискуссии при обсуждении статьи.

1. Konopnicki M.J., Eberly J.H. *Phys. Rev. A*, **24**, 2567 (1981).
2. Stroud C.R., Jr, Cardimona D.A. *Opt. Commun.*, **37**, 221 (1981).
3. Маймистов А.И. *Квантовая электроника*, **11**, 567 (1984).
4. Андреев А.В. *ЖЭТФ*, **113**, 747 (1998).
5. Rahman A., Eberly J.H. *Phys. Rev. A*, **58**, R805 (1998).
6. Rahman A. *Phys. Rev. A*, **60**, 4187 (1999).
7. Сазонов С.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **66**, 353 (2002).
8. Harris S.E. *Phys. Today*, **50**, 36 (1997).
9. Grob R., Hioe F.T., Eberly J.H. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 3183 (1994).
10. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *Квантовая электроника*, **30**, 180 (2003).
11. Ackerhalt J.R., Milonni P.W. *Phys. Rev. A*, **33**, 3185 (1986).
12. Eberly J.H. *Quant. Semiclass. Opt.*, **7**, 373 (1995).
13. Большов Л.А., Елкин Н.Н., Лиханский В.В., Персианцев М.И. *ЖЭТФ*, **88**, 47 (1985); Большов Л.А., Лиханский В.В. *Квантовая электроника*, **12**, 1339 (1985).
14. Scully M.O. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 1855 (1991).
15. Eberly J.H., Rahman A. *Phys. Rev. Lett.*, **76**, 3687 (1996).
16. Marangos J.P. *J. Mod. Opt.*, **45**, 471 (1998).
17. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 74 (2002).
18. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **35**, 749 (2005).
19. Акулин В.М., Карлов Н.В. *Интенсивные резонансные взаимодействия в квантовой электронике* (М.: Наука, 1987).
20. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. *Проблемы нелинейной оптики (Электромагнитные волны в нелинейных диспергирующих средах) 1962-1963* (М.: изд-во АН СССР, 1965).
21. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронопуло Ю.Г., Якубович Е.И. *Резонансные взаимодействия света с веществом* (М.: Наука, 1977).
22. DeZafra R.L., Marshall A. *Phys. Rev.*, **170**, 28 (1968).
23. *Физические величины. Справочник*. Под ред. И.С.Григорьева, Е.З.Мейлихова (М.: Энергоиздат, 1991).
24. Собельман И.И. *Введение в теорию атомных спектров* (М.: Наука, 1977).
25. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. *Численные методы* (М.–С-Пб.: Физматлит, 2002).
26. Вершинин А.Л., Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **33**, 993 (2003).
27. McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1969).
28. Crisp M.D. *Phys. Rev. A*, **1**, 1604 (1970).
29. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **13**, 712 (1986).
30. Schupper N., Friedmann H., Matusovsky M., Rosenbluh M., Wilson-Gordon A.D. *J. Opt. Soc. Am. B*, **16**, 1127 (1999).
31. Lamb G.L., Jr. *Phys. Rev. A*, **9**, 422 (1974).
32. Kasapi A., Jain M., Yin G.Y., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2447 (1995).