

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

А.Е.Дмитриев, О.М.Паршков

Численно исследуется нестационарный двойной резонанс в Λ -схеме при большой спектральной неоднородности среды и ненулевых отстройках частот взаимодействующих импульсов от центральных частот соответствующих квантовых переходов. Показано, что сигнальный импульс эффективно взаимодействует с импульсом накачки только при выполнении определённого условия, накладываемого на упомянутые отстройки. Если на входе в резонансную среду данное условие сильно нарушено, то с полем накачки взаимодействует в основном слабое поле заднего фронта входного сигнального импульса. При этом в сигнальном канале формируются два импульса с различными частотами. Последнее объясняется спецификой взаимодействия излучения с уширенными за счёт эффекта Доплера квантовыми переходами.

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

1. Введение

Практическое применение и теоретическое изучение двойного резонанса давно привлекают внимание исследователей [1]. Импульсный режим этого явления при длительностях возбуждающих излучений, заметно превышающих времена необратимой релаксации квантовых переходов, широко изучался в связи с работами в области электромагнитно-индуцированной прозрачности [2, 3]. Нестационарным режимом двойного резонанса в настоящей работе именуется режим, возникающий при длительностях возбуждающих импульсов, значительно меньших указанных времён, так что воздействие релаксационных процессов фактически исключено. Теория линейной стадии нестационарного двойного резонанса в том случае, когда влияние слабого поля на мощное пренебрежимо мало, выявила возможность экспоненциального усиления слабого импульса [4–8]. Проведённые исследования [5, 9, 10] дали строгое обоснование возможности формирования симултонов, а также значительной трансформации энергии мощного импульса в энергию слабого. Нестационарный двойной резонанс в условиях, когда оба взаимодействующих импульса удовлетворяют критерию адиабатичности, теоретически изучался в работе [11].

Аналитические результаты теории нелинейной стадии нестационарного двойного резонанса, полученные к настоящему времени, относятся в основном к случаю спектрально-однородной среды. Реальные среды, например разреженные газы, обладают неоднородно-уширен-

ными спектральными переходами. В работе [12] проведено численное изучение нестационарного двойного резонанса с учётом спектральной неоднородности среды для схемы с общим средним уровнем и эквидистантным энергетическим спектром.

В работе [13] проведено численное моделирование нестационарного двойного резонанса для схемы с общим верхним уровнем (Λ -схема) в спектрально-неоднородной среде в условиях точного резонанса каждого из взаимодействующих импульсов с соответствующим квантовым переходом. Цель настоящей работы – численное моделирование данного процесса в условиях квазирезонанса, т. е. при наличии небольших отстроек частот импульсов от центральных частот квантовых переходов. Мы ограничиваемся рассмотрением ситуаций, когда ширина контура неоднородного уширения линии квантового перехода с большей частотой значительно превышает спектральные ширины взаимодействующих импульсов на входной поверхности резонансной среды. Это позволяет использовать при интерпретации результатов некоторые аналитические выводы, полученные в [6] при исследовании линейного режима двойного резонанса подобного типа. Интересуясь только когерентными аспектами взаимодействия излучения со средой, мы игнорируем процессы необратимой релаксации.

2. Постановка краевой задачи

Для учёта неоднородного уширения ограничимся рассмотрением разреженных газов с доплеровским механизмом разброса частот резонансных переходов. Таковую среду моделируем ансамблем трехуровневых квантовых объектов, называемых далее атомами, с невырожденными уровнями, которые нумеруются в порядке возрастания энергии цифрами 1, 2, 3. Величины p_{13} и p_{23} – z -компоненты электродипольных моментов переходов 1–3 и

А.Е.Дмитриев, О.М.Паршков. Саратовский государственный технический университет, Россия, 410054 Саратов, ул. Политехническая, 77; e-mail: tech@mail.saratov.ru, http://www.sstu.runnet.ru

Поступила в редакцию 20 декабря 2004 г., после доработки – 5 апреля 2005 г.

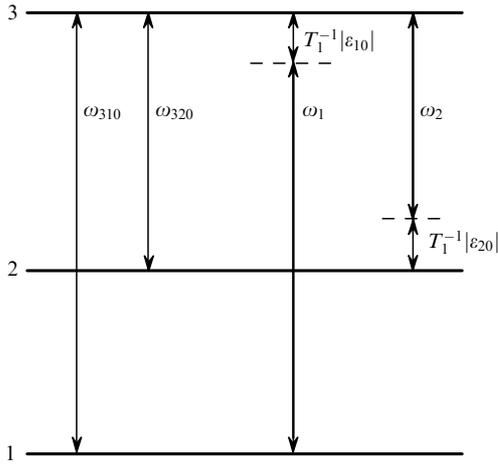


Рис.1. Схема квантовых переходов (ω_1 и ω_2 – частоты излучений накачки и сигнала соответственно).

2–3, величины ω_{310} и ω_{320} – частоты указанных переходов для покоящихся атомов соответственно (рис.1). Переход 1–2 считается запрещённым в электродипольном приближении. Пусть воздействующее на среду излучение распространяется вдоль оси x и V_x – скорость теплового движения атома вдоль этой оси. Из-за эффекта Доплера частота квантового перехода 3– i движущегося атома ω_{3i} ($i = 1, 2$) определяется по формуле $\omega_{3i} - \omega_{3i0} = (\omega_{3i0}/c)V_x$. Ввиду взаимнооднозначного соответствия между V_x и ω_{31} можно выбрать величину ω_{31} в качестве основного параметра, характеризующего движущийся атом. Частота ω_{32} является при этом линейной функцией частоты ω_{31} :

$$\omega_{32} = \omega_{320} + \frac{\omega_{320}}{\omega_{310}}(\omega_{31} - \omega_{310}). \tag{1}$$

Из-за хаотичности теплового движения атомов газа частота ω_{31} представляет собой случайную величину с плотностью распределения, заданной функцией Гаусса [14]. Обозначим через T_1 величину, обратную полуширине этой функции по уровню e^{-1} полной высоты.

Напряжённость электрического поля светового излучения E представим в виде суммы двух квазигармоник, поляризованных вдоль оси z и распространяющихся вдоль оси x :

$$E = k\mu_1 E_1 \cos(k_1 x - \omega_1 t + \phi_1) + k\mu_2 E_2 \cos(k_2 x - \omega_2 t + \phi_2), \tag{2}$$

где k – единичный вектор по оси z ; ω_i и $k_i = \omega_i/c$ – несущие частоты и волновые числа квазигармоник на входе ($x = 0$) в резонансную среду; $\mu_i = \hbar/(T_1 |p_{i3}|)$; $E_i = E_i(x, t)$ и $\phi_i = \phi_i(x, t)$ – действительные амплитуды и фазовые добавки квазигармоники с индексом i . Далее квазигармоники с частотами ω_1 и ω_2 ($\omega_1 > \omega_2$) будем называть излучениями накачки и сигнала соответственно (рис.1).

Основой анализа являлась записанная в приближении медленных огибающих [15, 16] система уравнений для комплексных амплитуд $a_i = E_i \exp(i\phi_i)$ взаимодействующих импульсов и амплитуд σ_{jk} ($j, k = 1, 2, 3$) элементов матрицы плотности:

$$\begin{aligned} \frac{\partial a_1}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{31} \exp[-(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})^2] d\varepsilon_1, \\ \frac{\partial a_2}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} \sigma_{32} \exp[-(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10})^2] d\varepsilon_1, \\ \frac{\partial \sigma_{31}}{\partial w} + i\varepsilon_1 \sigma_{31} &= ia_1(\sigma_{11} - \sigma_{33}) + ia_2 \sigma_{21}, \\ \frac{\partial \sigma_{32}}{\partial w} + i\varepsilon_2 \sigma_{32} &= ia_2(\sigma_{22} - \sigma_{33}) + ia_1 \sigma_{12}, \\ \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial w} + i(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \sigma_{21} &= \frac{i}{4} a_2^* \sigma_{31} - \frac{i}{4} a_1 \sigma_{23}, \end{aligned} \tag{3}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial w} &= \frac{1}{2} \text{Im}(a_1 \sigma_{31}^*), & \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial w} &= \frac{1}{2} \text{Im}(a_2 \sigma_{32}^*), \\ \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial w} &= -\frac{1}{2} \text{Im}(a_1 \sigma_{31}^*) - \frac{1}{2} \text{Im}(a_2 \sigma_{32}^*), \\ \varepsilon_2 &= \varepsilon_{20} + \beta(\varepsilon_1 - \varepsilon_{10}). \end{aligned} \tag{4}$$

Здесь

$$s = \frac{x}{x_1} \quad \text{и} \quad w = \frac{1}{T_1} \left(t - \frac{x}{c} \right)$$

– безразмерные независимые переменные; $x_1 = \hbar/(2\pi\omega_1 \times |p_{13}|^2 N T_1)$ – умноженное на $\sqrt{\pi}$ расстояние, на котором амплитуда слабого излучения на частоте ω_{310} уменьшается в e раз за счёт неоднородного уширения, т. е. за счёт интерференции излучений атомных диполей с частотами, распределёнными в пределах неоднородно-уширенной линии перехода 1–3 [17]; N – концентрация атомов; α и β – безразмерные параметры, определяемые соотношениями

$$\alpha = \frac{\omega_2 |p_{23}|^2}{\omega_1 |p_{13}|^2}, \quad \beta = \frac{\omega_{320}}{\omega_{310}}. \tag{5}$$

Параметр α является отношением сил осцилляторов переходов 2–3 и 1–3. Безразмерные отстройки частот от резонанса задаются формулами

$$\varepsilon_i = T_1(\omega_{3i} - \omega_i), \quad \varepsilon_{i0} = T_1(\omega_{3i0} - \omega_i), \tag{6}$$

т. е. величина ε_i характеризует степень нерезонансности перехода i –3 излучения с частотой ω_i для движущегося атома, тогда как величина ε_{i0} определяет ту же нерезонансность для покоящегося атома (рис.1).

Система (3) дополнялась граничными ($s = 0$) и начальными ($w = 0$) условиями:

$$\begin{aligned} a_i(s = 0, w) &= a_{i0}(w), \quad w \geq 0, \\ \sigma_{jk}(s, w = 0) &= 0, \quad j \neq k, \quad s \geq 0, \\ \sigma_{11}(s, w = 0) &= 1, \quad \sigma_{jj}(s, w = 0) = 0, \quad j = 2, 3, \quad s \geq 0. \end{aligned} \tag{7}$$

Здесь $a_{i0}(w)$ – комплексные огибающие импульса накачки и сигнального импульса на входной поверхности $s = 0$

резонансной среды. Условия, налагаемые формулами (7) на величины σ_{jk} отвечают случаю первоначально невозбуждённой среды, все атомы которой находятся на основном энергетическом уровне.

Краевая задача (3), (7) решалась численно с помощью программы, основанной на схеме предиктор – корректор, с контролем точности вычислений по правилу Рунге [18, 19] и проверкой соотношения $\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 1$. При выполнении условия $a_{20}(w) = 0$ ($w \geq 0$) данная краевая задача совпадает с краевой задачей, описывающей самоиндуцированную прозрачность [17, 20]. Применение программы для моделирования самоиндуцированной прозрачности продемонстрировало хорошее совпадение результатов её работы с известными аналитическими выводами теории данного явления и позволило с достаточной точностью описать ряд экспериментальных ситуаций [21].

3. Способ представления результатов расчёта

Результаты расчёта представляются в виде зависимостей действительных огибающих $E_i(w) = |a_i(s = \text{const}, w)|$ и фазовых добавок $\phi_i(w) = \arg a_i(s = \text{const}, w)$ импульса с частотой ω_i при фиксированном значении s ($-\pi < \phi_i(w) \leq \pi$). Величины $E_{mi}(s)$ и $\Theta_i(s)$ – наибольшие значения действительных огибающих и площади под ними на расстоянии s от входной поверхности при условии, что огибающие импульса накачки и сигнала измеряются в единицах μ_1^{-1} , а длительность импульса по полувысоте τ – в единицах времени w .

В качестве частотной характеристики сигнального импульса используется величина $\tilde{\epsilon}_{20} = T_1(\omega_{320} - \tilde{\omega}_2)$ – отклонение мгновенной частоты импульса $\tilde{\omega}_2$ от центральной частоты квантового перехода 2 – 3, измеренное в единицах T_1^{-1} . Нетрудно показать, что $\tilde{\epsilon}_{20} = \epsilon_{20} + \partial\phi_2/\partial w$.

Спектральная плотность сигнального излучения $\Omega_2(\Delta)$ определяется как квадрат модуля фурье-образа функции $2kE_2/(\mu_2 T_1)$ на частоте $\omega' = \omega_2 - \Delta/T_1$ при фиксированном значении s . Введённая таким образом величина Δ представляет собой отстройку частоты ω' от частоты ω_2 , нормированную на полуширину (по уровню e^{-1}) доплеровского контура перехода 1 – 3.

4. Результаты расчётов

В расчётах полагалось, что $\alpha = 2.25$, $\beta = 0.91$. Такие значения α и β реализуются, например, если в качестве уровней 1, 2 и 3 рассматривать уровни $5P_{1/2}$, $5P_{3/2}$ и $6S_{1/2}$ атома индия [6]. В работе [6] показано, что при большом неоднородном уширении условие $\alpha > 0.25(2 - \beta)^2$, выполняющееся в данном случае, означает возможность экспоненциального усиления слабого сигнального импульса в поле мощного импульса накачки. Функция $a_{10}(w)$, описывающая действительную огибающую входного импульса накачки, выбиралась в виде

$$a_{10}(w) = 0.3 \operatorname{sech} \frac{w - 40}{5}, \quad (8)$$

что соответствует импульсу с $\Theta_1(0) = 1.5\pi$. Для этого импульса $\tau = 13.2$ и, следовательно, ширина его спектра значительно меньше, чем ширина контура разброса частот перехода 1 – 3. (Для указанных переходов индия $T_1 = 160$ пс при температуре 1120 К [6] и размерная дли-

тельность импульса (8) составляет примерно 2 нс.) Для идентификации появляющихся в расчётах 2π -импульсов их характеристики (площади, отношения высоты к длительности, скорости распространения) сравнивались с предсказываемыми аналитической теорией самоиндуцированной прозрачности [22]. Импульс считался 2π -импульсом, если расхождения соответствующих характеристик не превышали 2 %.

4.1. Слабый входной сигнал большой длительности

Пусть огибающая входного импульса накачки задаётся в виде (8), а $\epsilon_{10} = 1.0$. Выберем также $\epsilon_{20} = -1.0$ и положим в (7) величину $a_{20}(w) = 10^{-10}$. Такое значение $a_{20}(w)$ использовалось в случае, когда входной сигнальный импульс значительно слабее и длиннее входного импульса накачки. На рис.2 представлены зависимости $E_{mi}(s)$ и $\Theta_i(s)$. Плато кривой $\Theta_1(s)$ на рис.2,б, соответствующее $\Theta_1 = 6.28$, свидетельствует о том, что на расстояниях $s = 5 - 20$ излучение накачки представляет собой 2π -импульс. Его действительная огибающая и фазовая добавка приведены на рис.3,а. Данный 2π -импульс имеет длительность $\tau = 26.63$ и лишён фазовой модуляции ($\partial\phi_1/\partial w = 0$ в области расположения импульса). При s , близких к 20, 2π -импульс быстро разрушается, отдавая свою энергию сигнальному импульсу, который столь же быстро нарастает, как это показывают кривые $E_{m2}(s)$ и $\Theta_2(s)$ на рис.2. Данные кривые показывают также, что усиление сигнала прекращается при $s > 25$, причём на этих расстояниях наибольшее значение огибающей сигнального импульса $E_{m2}(s)$ несколько превышает таковое для входного импульса накачки. Действительная огибающая сигнального импульса и его фазовая добавка

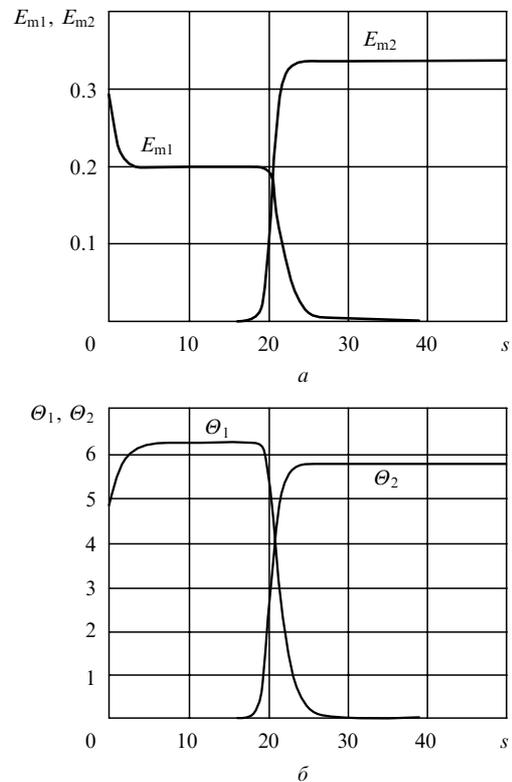


Рис.2. Зависимости от s наибольших значений огибающих импульса накачки E_{m1} и сигнала E_{m2} (а), а также площадей Θ_1 и Θ_2 под этими огибающими (б) при слабом входном сигнальном импульсе большой длительности.

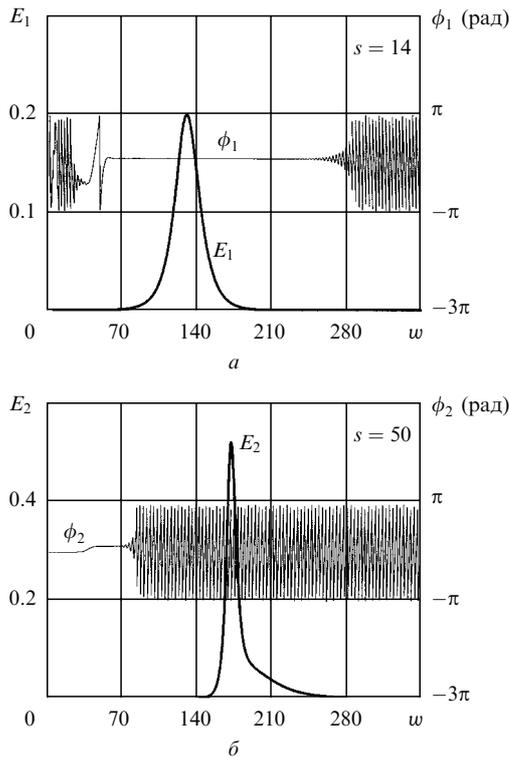


Рис.3. Огибающая импульса накачки E_1 и его фазовая добавка ϕ_1 при $s = 14$ (а), а также огибающая сигнала импульса E_2 и его фазовая добавка ϕ_2 при $s = 50$ (б) в случае слабого входного сигнала большой длительности.

для $s = 50$ представлены на рис.3,б. (Расхождение наибольших значений огибающих сигнала импульса на рис.3,б и 2,а при $s = 50$ объясняется тем, что на рис.2,а наибольшее значение огибающей сигнала импульса, как и импульса накачки, измеряется в единицах μ_1^{-1} , а на рис.3,а – в единицах μ_2^{-1} .) Осцилляции фазовой добавки свидетельствуют о смещении мгновенной частоты сигнала импульса. Анализ даёт $\tilde{\epsilon}_{20} = 0.917$.

Как показано в [6], на линейной стадии нестационарного двойного резонанса происходит смещение несущей частоты $\tilde{\omega}_2$ к значению, при котором выполняется условие

$$\tilde{\epsilon}_{20} = \beta \epsilon_{20}. \tag{9}$$

Согласно (9) при указанных выше значениях β и ϵ_{10} имеем $\tilde{\epsilon}_{20} = 0.91$. Столь хорошее совпадение этого значения $\tilde{\epsilon}_{20}$ с приведённым выше означает, что смещение несущей частоты сигнала импульса, возникшее на линейной стадии двойного резонанса, сохраняется практически неизменным и на существенно нелинейной стадии этого процесса. Расчёты показали, что при условии $\Theta_1(0) > \pi$ смещение частоты $\tilde{\omega}_2$ не зависит от полей накачки и сигнала и этим существенно отличается от квадратичного по амплитуде напряжённости поля смещения частоты, вызванного динамическим эффектом Штарка [16].

На рис.4,а приведена зависимость от s локального коэффициента усиления сигнала импульса G , определяемого формулой $G = \partial(\ln E_{m2})/\partial s$. Постоянство G при $s = 13 - 20$ означает экспоненциальное нарастание сигнала на таких расстояниях. При этом $G = 1.7$, тогда как линейная теория [6] даёт в данном случае $G = 1.3$. На рис.4,б показана огибающая сигнала импульса на

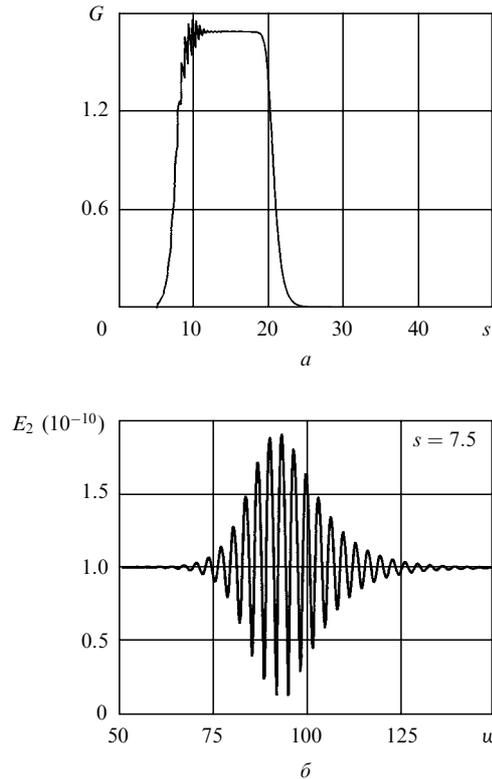


Рис.4. Зависимость от s коэффициента усиления G сигнала импульса (а) и огибающая этого импульса E_2 при $s = 7.5$ (б) в случае слабого входного сигнала большой длительности.

начальной стадии усиления. Осцилляции на рис.4,б, называемые ниже интерференционными биениями, предсказаны линейной теорией [6] и вызваны интерференцией входного сигнала и сигнала импульса, возникающего на смещенной частоте.

4.2. Равные длительности входных импульсов сигнала и накачки

Зададим огибающую импульса накачки формулой (8) и положим $\epsilon_{10} = 1.5$. Амплитуду входного сигнала поля представим в виде

$$a_{20}(w) = 0.3 \operatorname{sech} \frac{w - 40}{5}, \quad \epsilon_{20} = -1.5. \tag{10}$$

В этом случае $\Theta_2(0) = 3.0$, а условие (9) при $s = 0$ существенно не выполняется. На рис.5 приведены зависимости $E_{mi}(s)$ и $\Theta_i(s)$. Вид зависимостей $E_{m1}(s)$ и $\Theta_1(s)$, а также их более детальный анализ свидетельствуют о том, что при $s = 10 - 25$ импульс накачки представляет собой 2π -импульс с такой же длительностью, как и в предыдущем расчёте. При $s > 25$ происходит разрушение 2π -импульса. Зависимости $E_{m2}(s)$ и $\Theta_2(s)$, имея плато при малых s , при $s > 25$ быстро нарастают до некоторой предельной величины.

На рис.6 представлены огибающие и фазовые добавки сигнала при $s = 28$ и 44 . Видно, что сигналное излучение состоит из двух импульсов. Один из них (импульс 1 на рис.6), называемый далее лидирующим, представляет собой входной сигнал импульс, распространяющийся в среде практически без взаимодействия с импульсом накачки. Другой импульс, именуемый далее запаздывающим (импульс 2 на рис.6), возникает на заднем

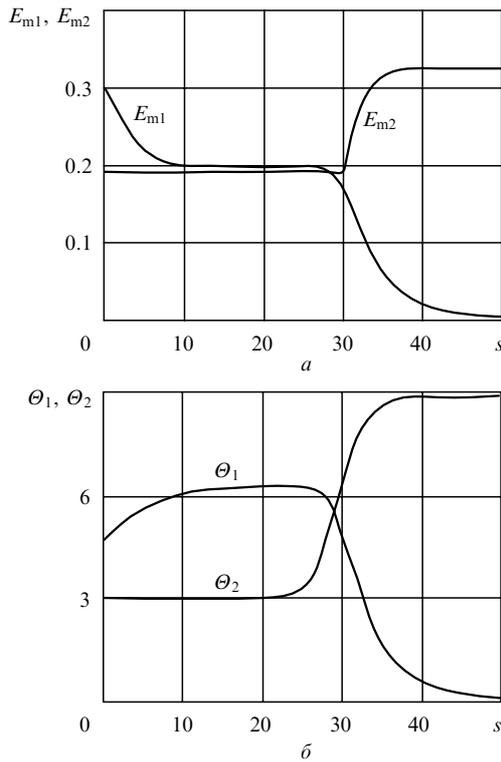


Рис.5. Зависимости от s наибольших значений огибающих импульса накачки E_{m1} и сигнала E_{m2} (а), а также площадей Θ_1 и Θ_2 под этими огибающими (б) при коротком входном сигнале и невыполнении условия (9).

фронте импульса 1 и, получая энергию от излучения накачки, нарастает с ростом s . Импульс 2, как показывает

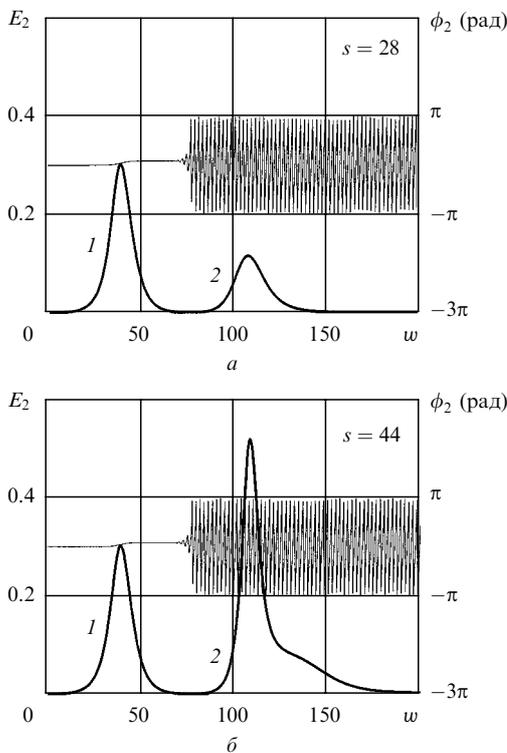


Рис.6. Огибающие E_2 (жирные кривые) и фазовые добавки ϕ_2 (тонкие кривые) сигнала импульса при $s = 28$ (а) и 44 (б), коротком входном сигнале и невыполнении условия (9). Кривые 1 и 2 – лидирующий и задержанный импульсы сигнала излучения.

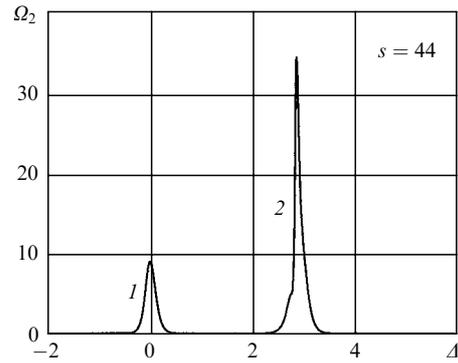


Рис.7. Спектры лидирующего (1) и задержанного (2) сигнала излучения при $s = 44$, коротком входном сигнале и невыполнении условия (9).

анализ, модулирован по фазе таким образом, что условие (9) выполняется (с погрешностью менее 2%), начиная с линейной стадии возникновения этого импульса. Отметим, что на этой стадии имеют место интерференционные биения.

На рис.7 приведён спектр сигнала излучения при $s = 44$. Спектральная линия 1 на этом рисунке соответствует спектру лидирующего сигнала импульса, тогда как спектральная линия 2 описывает спектр запаздывающего сигнала импульса. Положение линии 2 хорошо согласуется с условием (9). Действительно, в случае достаточно симметричных колоколообразных огибающих центральная частота спектра импульса близка к его несущей частоте. Это означает, что $\tilde{\epsilon}_{20} \approx \epsilon_{20} + \Delta_0$, где Δ_0 – положение пика спектральной линии на оси Δ . Для линии 2 на рис.7 имеем $\Delta_0 = 2.88$, так что $\tilde{\epsilon}_{20} = 1.38$. С другой стороны, $\beta\epsilon_{10} = 1.37$, что достаточно близко к значению $\tilde{\epsilon}_{20}$.

Приведём результаты расчёта в случае $\epsilon_{20} = 1.4$, что довольно хорошо соответствует выполнению равенства (9). Все другие параметры и краевые условия остаются такими же, как и в предыдущем расчёте. Зависимости $E_{m1}(s)$ и $\Theta_1(s)$ показаны на рис.8. Вид кривых $E_{m1}(s)$ и $\Theta_1(s)$ показывает, что импульс накачки не трансформируется в 2π -импульс, а монотонно уменьшается с ростом s . Зависимости $E_{m2}(s)$ и $\Theta_2(s)$ свидетельствуют о монотонном насыщающемся усилении сигнала импульса. На рис.9,а приведены огибающая и фазовая добавка сигнала излучения при большом значении s ($s = 20$). Видно, что в данном случае вся энергия сигнала заключена в одном импульсе, практически лишённом фазовой модуляции ($|\partial\phi_2/\partial w| \approx 0.01$ вместо 2.9 в предыдущем расчёте). Спектр этого импульса, как следует из рис.9,б, содержит лишь одну спектральную линию.

Результаты трёх представленных выше расчётов и ряда расчётов при других значениях параметров резонансной среды и входных импульсов допускают простое физическое объяснение. Ширина доплеровского контура перехода 1–3 значительно превышает ширину спектра входного импульса накачки. Поэтому излучение накачки эффективно возбуждает не все, а лишь те движущиеся атомы, именуемые далее активными, для которых достаточно хорошо выполняется условие резонанса: $\omega_{31} = \omega_1$. Возмущение активных атомов локализовано в области импульса накачки и перемещается вместе с ним со скоростью, заметно меньшей скорости света в вакууме c , ввиду инерционности поляризационного отклика среды. Ис-

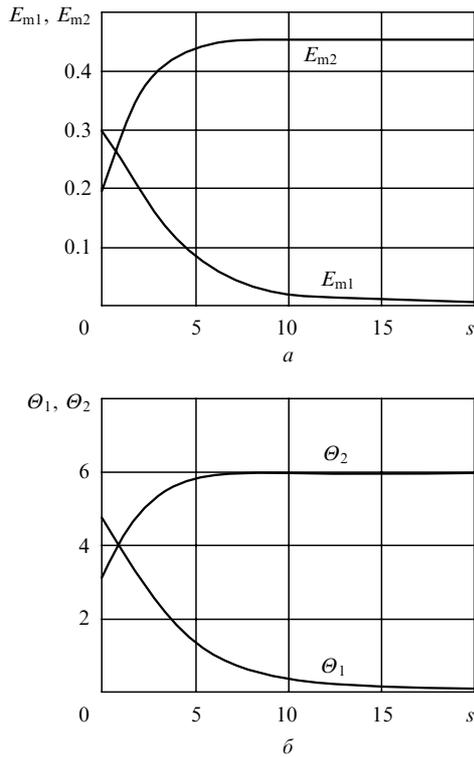


Рис.8. Зависимости от s наибольших значений огибающих импульса накачки E_{m1} и сигнала E_{m2} (a), а также площадей Θ_1 и Θ_2 под этими огибающими (b) при коротком входном сигнале и выполнении условия (9).

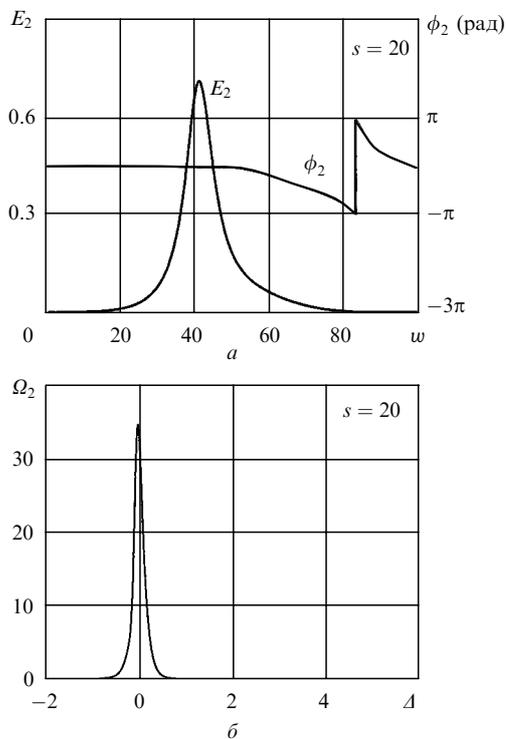


Рис.9. Действительная огибающая E_2 и фазовая добавка ϕ_2 (a), а также спектральная плотность Ω_2 сигнала импульса (b) при $s = 20$, коротком входном сигнале и выполнении условия (9).

пользуя выражение (1), нетрудно показать, что для активных атомов

$$\varepsilon_2 \approx -\beta\varepsilon_{10} + \varepsilon_{20}. \quad (11)$$

При разных знаках отстроек ε_{10} и ε_{20} , их достаточно больших абсолютных величинах и близком к единице значении β выполнение (11) означает наличие существенной нерезонансности сигнального излучения переходу 2–3 активных атомов. Вследствие этого входной сигнальный импульс практически не взаимодействует со средой и, распространяясь со скоростью c , обгоняет импульс накачки, образуя лидирующий импульс. Взаимодействие заднего фронта лидирующего импульса с импульсом накачки приводит к возникновению запаздывающего сигнального импульса. Ввиду нестационарности поляризационного отклика несущая частота этого импульса «подстраивается» к резонансу с переходом 2–3 активных атомов, что обеспечивает эффективную передачу энергии от импульса накачки к сигналу.

При выполнении условия (9) из (11) следует, что $\varepsilon_2 = 0$, т. е. переход 2–3 активных атомов оказывается резонансным входному сигнальному импульсу. Эффективная передача энергии накачки заднему фронту сигнального импульса проявляется в этом случае как «захват» сигнального импульса импульсом накачки. В результате сигнальное излучение имеет моноимпульсную структуру.

5. Заключение

Численное моделирование нестационарного двойного резонанса при большом неоднородном уширении квантовых переходов, представленное в настоящей работе, хорошо воспроизводит основные результаты линейной по сигнальному полю аналитической теории данного явления [6]. В случае примерно равных по длительности импульсов накачки и сигнала их взаимодействие при выполнении условия (9) приводит к моноимпульсной структуре сигнального поля. При значительном нарушении условия (9) сигнальное поле имеет двухимпульсную структуру. Это объясняется спецификой взаимодействия импульсов с доплеровски-уширенными квантовыми переходами ансамбля трёхуровневых атомов. Нам неизвестны экспериментальные наблюдения описанных выше эффектов. В связи с этим отметим, что затягивание частоты сигнала к значению, удовлетворяющему условию (9), можно (в случае стабильности частоты импульса накачки) использовать для стабилизации частоты сигнального излучения. Изменяя отстройки от резонанса частот входных импульсов сигнала и накачки, можно создавать пары из лидирующего и запаздывающего сигнальных импульсов с регулируемым интервалом следования.

В качестве объектов для проведения экспериментов по наблюдению описанных в статье эффектов, кроме упомянутых выше переходов в атомах индия, можно рассмотреть, например, и те квантовые переходы в парах ^{208}Pb , которые использовались в экспериментах по изучению электромагнитно-индуцированной прозрачности [23]. При этом длительности взаимодействующих импульсов должны быть меньше, чем в работе [23]. Для соответствия рассмотренной нами модели (большая ширина контура неоднородного уширения и отсутствие релаксационных процессов) эксперименту длительности обоих импульсов должны составлять примерно 2 нс.

1. Шимода К. В кн.: *Лазерная спектроскопия атомов и молекул*. Под ред. Г.Вальтера (М.: Мир, 1979, с. 236).
2. Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. *УФН*, **163**, 1 (1993); Попов А.К. *Изв. РАН. Сер. физич.*, **60**, 99 (1996).

3. Harris S.E. *Physics Today*, № 7, 36 (1997); Marangos J.P. *J. Mod. Phys.*, **45**, 472 (1998).
4. Медведев Б.А., Паршков О.М., Горшенин В.А., Дмитриев А.Е. *ЖЭТФ*, **67**, 70 (1974).
5. Большов Л.А., Елкин Н.Н., Лиханский В.В., Персианцев М.И. *Письма в ЖЭТФ*, **39**, 360 (1984); *Opt. Commun.*, **51**, 201 (1984); *ЖЭТФ*, **88**, 47 (1985).
6. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **14**, 498 (1987).
7. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **13**, 712 (1986).
8. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **20**, 447 (1993).
9. Большов Л.А., Лиханский В.В., Персианцев М.И. *ЖЭТФ*, **84**, 903 (1983).
10. Маймистов А.И. *Квантовая электроника*, **11**, 567 (1984).
11. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *Квантовая электроника*, **30**, 180 (2000).
12. Груев Д.И. *Квантовая электроника*, **6**, 1422 (1979).
13. Вершинин А.Л., Дмитриев А.Е., Паршков О.М., Писной А.Л. *Квантовая электроника*, **32**, 33 (2002).
14. Летохов В.С., Чеботаев В.П. *Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения* (М.: Наука, 1990).
15. Ахманов С.А., Хохлов Р.В. *Проблемы нелинейной оптики (Электромагнитные волны в нелинейных диспергирующих средах)* (М.: изд-во АН СССР, 1965).
16. Бутылкин В.С., Каплан А.Е., Хронополо Ю.Г., Якубович Е.И. *Резонансные взаимодействия света с веществом* (М.: Наука, 1977).
17. McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1969).
18. Бахвалов Н.С., Жидков Н.П., Кобельков Г.М. *Численные методы* (М.–С.-Пб.: Физматлит, 2002).
19. Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырский П.И. *Вычислительные методы* (М.: Наука, 1977).
20. Lamb G.L. Jr. *Rev. Mod. Phys.*, **43**, 99 (1971).
21. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **33**, 993 (2003); **34**, 652 (2004).
22. Lamb G.L. Jr. *Phys. Rev. Lett.*, **31**, 196 (1973).
23. Kasapi A., Maneesh Jain, Yin G.Y., Harris S.E. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2447 (1995).