

# Двойной резонанс на неоднородно-уширенных переходах в схеме с общим верхним уровнем при формировании в канале накачки импульсов самоиндуцированной прозрачности

А.Л.Вершинин, А.Е.Дмитриев, О.М.Паршков, А.Л.Писной

*Теоретически исследован нестационарный двойной резонанс, возбуждаемый по схеме с общим верхним уровнем, в среде, спектральная неоднородность которой обусловлена эффектом Доплера. Рассмотрены случаи, когда в канале накачки формируются 0π-, 2π- и 4π-импульсы. Исследование динамики формирования импульсов показало, в частности, что экспоненциальное усиление сигнального импульса возможно при наличии в канале накачки хотя бы одного 2π-импульса. При наличии в канале накачки двух и более 2π-импульсов каждый импульс накачки порождает свой сигнальный импульс, характеристики которого определяются параметрами импульса накачки.*

**Ключевые слова:** двойной резонанс, самоиндуцированная прозрачность, неоднородное уширение.

## 1. Введение

Двойной резонанс имеет давнюю историю теоретического изучения и практического применения [1]. Нестационарный двойной резонанс возникает при длительностях импульсов, сравнимых с временами необратимой релаксации квантовых переходов или значительно меньших их. Теория линейного режима нестационарного двойного резонанса (когда влияние слабого поля на мощное пренебрежимо мало) показала возможность захвата мощным импульсом слабого и экспоненциального усиления последнего [2–5]. Исследования [3, 6, 7] позволили дать строгое обоснование возможности формирования симултонов и полной передачи энергии от мощного импульса к слабому. В работе [8] представлена теория нестационарного двойного резонанса в условиях, когда оба взаимодействующих импульса удовлетворяют критерию адиабатичности. В работе [9] изучался нестационарный двойной резонанс в схеме с общим верхним уровнем при формировании импульса меньшей частоты из спонтанного шумового излучения.

Полученные к настоящему времени результаты аналитической теории нелинейной стадии нестационарного двойного резонанса относятся к случаю спектрально-однородной среды. Реальные среды, например разреженные газы или примесные центры в кристаллах, обладают неоднородно-уширенными спектральными переходами.

Цель настоящей работы – численное моделирование нестационарного двойного резонанса (включая его линейную и нелинейную стадии) с учетом спектральной неоднородности среды. Последнее необходимо, если ширины спектров взаимодействующих импульсов не слишком превосходят ширины неоднородных контуров резонансных переходов. Согласно теории самоиндуцированной

прозрачности (СИП) [10], расстояние, на котором входной импульс распадается на солитоны, прямо пропорционально неоднородной ширине линии резонансного перехода. Следовательно, и в случае двухчастотного взаимодействия учет неоднородного уширения существенен для определения расстояний, на которых происходит преобразование входных импульсов. Отметим, что в работе [11] численное моделирование с учетом спектральной неоднородности среды проведено в случае двойного резонанса в схеме с общим средним уровнем.

## 2. Математическая модель

Газообразную среду моделируем ансамблем трехуровневых объектов, далее именуемых атомами, с простыми уровнями, нумеруемыми в порядке возрастания энергии цифрами 1, 2, 3. Символы  $p_{13}$  и  $p_{23}$  обозначают  $z$ -компоненты электродипольных моментов переходов 1–3 и 2–3, а частоты указанных переходов для покоящихся атомов обозначаются через  $\omega_p$  и  $\omega_s$  соответственно. Переход 1–2 считается запрещенным в электродипольном приближении. Вызванную тепловым движением атомов спектральную неоднородность всех участвующих в процессе квантовых переходов описываем [4] одним параметром – временем  $T_p$  затухания поляризации перехода 1–3 за счет эффекта Доплера:  $T_p = c(M/2kT)^{1/2}/\omega_p$ , где  $M$  – масса атома;  $T$  – абсолютная температура.

Поляризованное по оси  $z$  и распространяющееся вдоль оси  $x$  электрическое поле представляется в виде

$$E(x, t) = \frac{1}{2}\mu_p E_p(x, t) \exp[i(k_p x - \omega_p t)] + \frac{1}{2}\mu_s E_s(x, t) \exp[i(k_s x - \omega_s t)] + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где  $\omega_{p,s}$  и  $k_{p,s} = \omega_{p,s}/c$  – несущие частоты и волновые числа квазигармоник на входе ( $x = 0$ ) в резонансную среду;  $\mu_p = \hbar/(T_p |p_{13}|)$ ;  $\mu_s = \hbar/(T_p |p_{23}|)$ .

Далее квазигармоники с частотами  $\omega_p$  и  $\omega_s$  ( $\omega_p > \omega_s$ ) будем называть накачкой и сигналом. Для описания эволюции импульсов использована система, состоящая из укороченных уравнений Максвелла и уравнений дви-

жения для элементов матрицы плотности среды. Процессы необратимой релаксации игнорировались. В результате была получена следующая система уравнений:

$$\begin{aligned}\frac{\partial E_p}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\varepsilon^2) \sigma_{31} d\varepsilon, \\ \frac{\partial E_s}{\partial s} &= \frac{i}{\sqrt{\pi}} \alpha \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\varepsilon^2) \sigma_{32} d\varepsilon, \\ \frac{\partial \sigma_{31}}{\partial w} &= -i\varepsilon \sigma_{31} - iE_p(\sigma_{33} - \sigma_{11}) + iE_s \sigma_{21}, \\ \frac{\partial \sigma_{21}}{\partial w} &= -i(1 - \beta) \varepsilon \sigma_{21} + \frac{i}{4} (E_s^* \sigma_{31} - E_p \sigma_{32}^*), \\ \frac{\partial \sigma_{32}}{\partial w} &= -i\beta \varepsilon \sigma_{32} - iE_s(\sigma_{33} - \sigma_{22}) + iE_p \sigma_{21}^*, \\ \frac{\partial \sigma_{11}}{\partial w} &= \frac{1}{2} \text{Im}(E_p \sigma_{31}^*), \quad \frac{\partial \sigma_{22}}{\partial w} = \frac{1}{2} \text{Im}(E_s \sigma_{32}^*), \\ \frac{\partial \sigma_{33}}{\partial w} &= -\frac{1}{2} \text{Im}(E_p \sigma_{31}^* + E_s \sigma_{32}^*),\end{aligned}\quad (2)$$

где

$$w = \frac{1}{T_p} \left( t - \frac{x}{c} \right), \quad s = \frac{x}{x_p} \quad (3)$$

– безразмерные независимые переменные;  $N$  – концентрация атомов;  $x_p = c\hbar/(2\pi\omega_p|p_{13}|^2NT_p)$  – расстояние, на котором за счет неоднородного уширения амплитуда слабого стационарного излучения накачки уменьшается в  $e$  раз [10]. Параметры  $\alpha$  и  $\beta$  определяются формулами

$$\alpha = \frac{\omega_s|p_{23}|^2}{\omega_p|p_{13}|^2}, \quad \beta = \frac{\omega_s}{\omega_p},$$

причем появление параметра  $\beta$  обусловлено различием неоднородных уширений переходов 1–3 и 2–3.

Система уравнений (2) дополнялась граничными ( $s = 0$ ) условиями

$$E_p(w, s = 0) = A_p \text{sech}(w - w_0), \quad E_s(w, s = 0) = A_s, \quad 0 \leq w < \infty, \quad (4)$$

где  $A_p$  и  $A_s$  – постоянные величины. Формулы (4) описывают входной импульс накачки длительностью  $2T_p$  (по уровню  $\text{sech} x = 1$ ) и соответствуют случаю, когда входной сигнальный импульс значительно длиннее входного импульса накачки. Предполагалось также, что в начальный момент ( $w = 0$ ) все атомы находятся на низшем энергетическом уровне.

Поставленная краевая задача для системы (2) решалась численно с помощью алгоритма, основанного на схеме предиктор–корректор [12], с контролем точности вычислений по правилу Рунге [13] и проверкой условия  $\sigma_{11} + \sigma_{22} + \sigma_{33} = 1$ . Программа тестировалась сравнением результатов расчетов с известными аналитическими результатами теории СИП [10] (расхождение составляло менее одного процента), а там, где это возможно, – с аналитическими результатами работы [5].

Результаты расчетов представлены в виде зависимости  $E_p$  и  $E_s$  от  $w$  при фиксированных  $s$ . Приведены зависимости от  $s$  таких характеристик импульсов накачки и сигнала, как площадь под огибающей ( $\Theta_p$ ,  $\Theta_s$ ), пиковое значение огибающей ( $E_{pm}$ ,  $E_{sm}$ ), временное положение ( $w_{pm}$ ,  $w_{sm}$ ) этих пиковых значений, а также зависимости от  $s$  локального коэффициента усиления  $G$  сигнального импульса, где

$$\Theta_i = \int_{-\infty}^{+\infty} E_i(w, s) dw \quad (i = p, s), \quad G = \frac{d}{ds} \ln E_{sm}.$$

При этом площадь  $\Theta_p(0)$  входного импульса накачки (4) равна  $\pi A_p$ .

### 3. Параметры

В качестве объекта проведения оценок рассмотрим насыщенные пары индия, отождествив уровни 1, 2, 3 с уровнями  $5P_{1/2}$ ,  $5P_{3/2}$  и  $6S_{1/2}$  соответственно ( $\lambda_p = 4101.8 \text{ \AA}$ ,  $\lambda_s = 4511.3 \text{ \AA}$ , где  $\lambda_{p,s} = 2\pi/\omega_{p,s}$ ). Вырождение уровней по квантовому числу  $M$  проекции полного углового момента на ось  $z$  можно учесть, как показано в [4], считая, что все атомы могут находиться только в состояниях с  $M = 1/2$ .

Используя экспериментальные значения сил осцилляторов, частот переходов [14] и данные о давлении насыщенных паров индия [15], получаем  $\alpha = 2.25$ ,  $\beta = 0.91$ ,  $x_p = 4.9 \times 10^{10} \sqrt{T}/N$ ,  $N = 7.2 \times 10^{(32.3 - 12019.2/T)}/T$ ,  $T_p = 5.4 \times 10^{-9} / \sqrt{T}$ . Кроме того, для интенсивностей импульсов накачки и сигнала  $I_p$  и  $I_s$  соответственно имеем  $I_p = 1.1 \times TE_p^2$ ,  $I_s = 0.45 \times TE_p^2$ . Здесь  $x_p$  измеряется в сантиметрах,  $T_p$  – в секундах,  $N$  – в  $\text{см}^{-3}$ ,  $T$  – в кельвинах.

Важной характеристикой импульсов накачки и сигнала являются  $V_p$  и  $V_s$  – скорости их распространения в неподвижной системе координат  $x, t$ . Ввиду возможной деформации огибающей импульса под скоростью распространения мы понимаем скорость перемещения характерной точки импульса, например его максимума. Используя (3), нетрудно показать, что

$$\frac{c}{V_{s,p}} = 1 + \frac{T_p c}{x_p v_{s,p}}, \quad (5)$$

где  $v_{s,p}$  – скорость движения характерной точки в системе координат  $s, w$ .

### 4. Результаты расчетов

Согласно теории СИП, эволюция импульса в резонансной среде определяется его начальной площадью, причем площади, кратные нечетному числу  $\pi$ , являются критическими для формирования солитонов. Ввиду этого при проведении расчетов в (4) конкретные значения  $A_p$  выбирались такими, чтобы площадь  $\Theta_p(0)$  входного импульса накачки попадала в характерные интервалы, определяемые теорией СИП. В расчетах полагалось, что  $w_0 = 7$ ; это обеспечивало практическое отсутствие на входе ( $s = 0$ ) импульса накачки в начальный момент  $w = 0$ .

#### 4.1. Случай $\Theta_p(0) < \pi$

Положим в (4)  $A_p = 0.5$  и  $A_s = 0.1$ . Тогда  $\Theta_p(0) = 0.5\pi$  и, согласно теории СИП, в отсутствие сигнального излучения импульс накачки должен трансформироваться в  $0\pi$ -импульс. Функции  $E_p(w, s)$  и  $E_s(w, s)$  представлены на

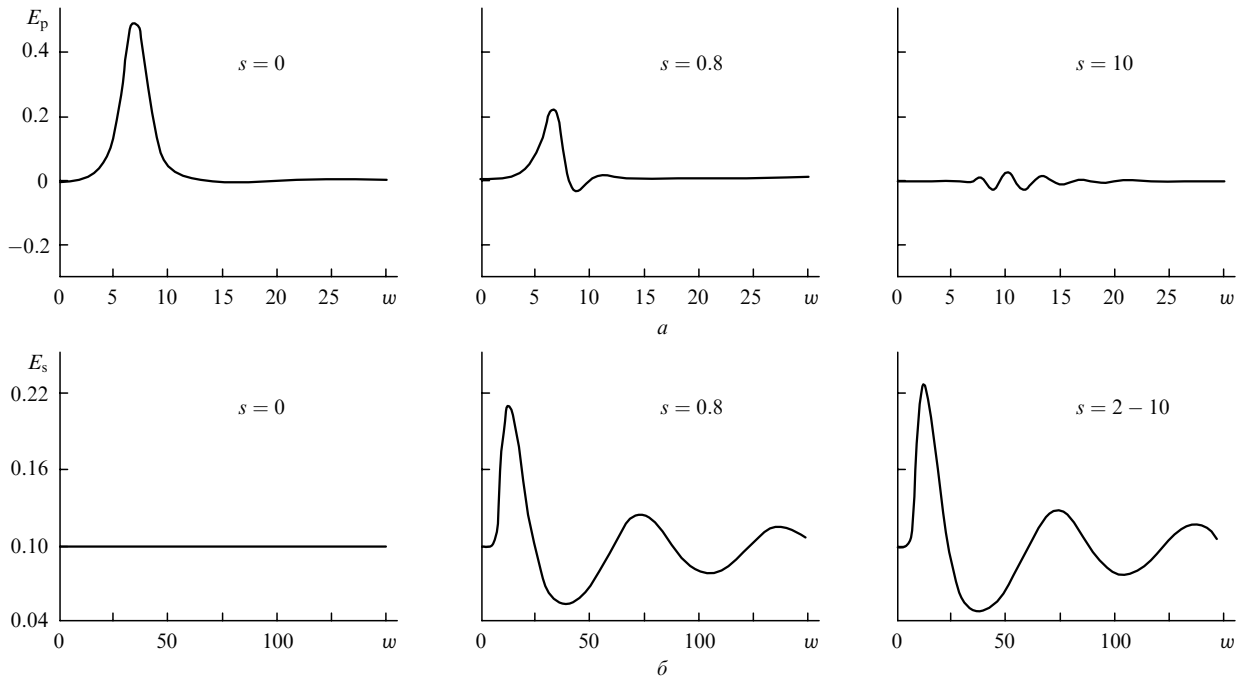


Рис.1. Огибающие импульсов накачки (а) и сигнала (б) для различных расстояний при формировании в канале накачки 0π-импульса.

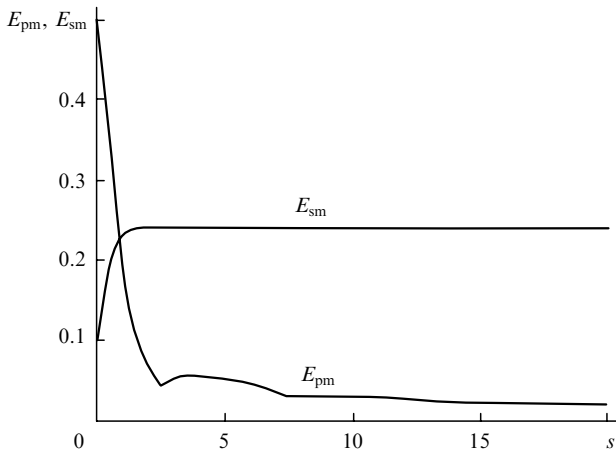


Рис.2. Зависимости пиковых значений огибающих импульсов накачки и сигнала от расстояния при формировании в канале накачки 0π-импульса.

рис.1. На рис.2 представлена зависимость от  $s$  пиковых напряженностей  $E_{pm}$  и  $E_{sm}$  огибающих импульсов. Из рис.1 видно, что на расстояниях  $s \geq 0.8$  импульс накачки приобретает характерную для 0π-импульса осциллирующую форму, а его пиковое значение (рис.2) уменьшается с ростом  $s$ . Из рис.1,б и рис.2 видно, что сигнальный импульс проходит стадию формирования на расстояниях  $s$  от 0 до 2 и далее распространяется практически без изменения формы и пикового значения. Исследование зависимости коэффициента усиления  $G$  от  $s$  показывает, что области экспоненциального усиления сигнала в данном случае не существует.

**4.2. Случай  $\pi < \Theta_p(0) < 3\pi$**

Положим в (4)  $A_p = 1.5$  и  $A_s = 10^{-10}$ . Тогда  $\Theta_p(0) = 1.5\pi$  и, согласно [10], в отсутствие сигнала входной импульс накачки должен трансформироваться в одиночный 2π-импульс. Функции  $E_p$  и  $E_s$  приведены на рис.3.

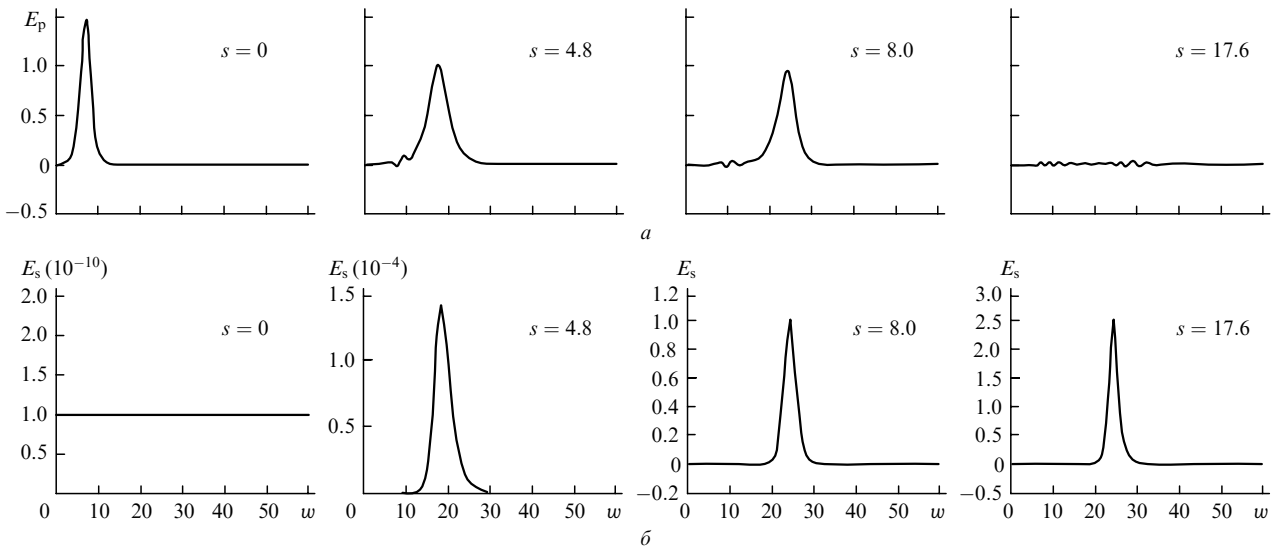


Рис.3. Огибающие импульсов накачки (а) и сигнала (б) для различных расстояний при формировании в канале накачки одиночного 2π-импульса.

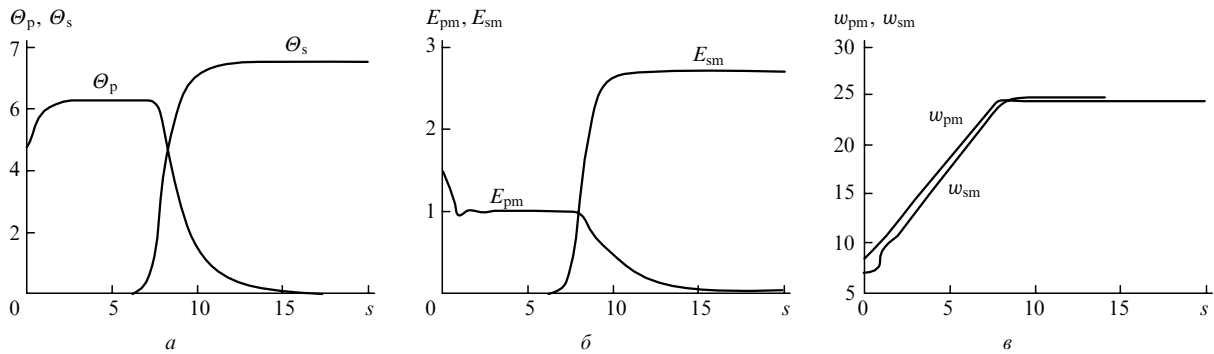


Рис.4. Зависимости от расстояния площади (а), пикового значения (б) и временного положения (в) импульсов накачки и сигнала при формировании в канале накачки одиночного  $2\pi$ -импульса.

На рис.4 представлены зависимости  $\Theta_{s,p}$ ,  $E_{sm,pm}$ ,  $w_{sm,pm}$  от  $s$ . Из рис.4,а следует, что на расстояниях  $s$  от 0 до 3 входной импульс накачки преобразуется в стационарный  $2\pi$ -импульс, что сопровождается уменьшением его пикового значения до  $\sim 1$  (рис.4,б). В таком виде импульс накачки распространяется до расстояний  $s = 8$ . Во временной шкале  $w$  длительность импульса составляет 4.1. Согласно теории СИП, скорость распространения  $2\pi$ -импульса такой длительности в системе координат  $s, w$  должна быть равна 0.442. Анализ же графика  $w_{pm}$  (рис.4,в) показывает, что пик импульса накачки движется со скоростью 0.452. Это близко к скорости, предсказанной теорией СИП, что является дополнительным подтверждением распространения импульса накачки в виде отдельного солитона. При этом, как видно из рис.3,а, впереди  $2\pi$ -импульса движется небольшой импульс-предвестник.

На расстояниях  $s > 8$  площадь  $\Theta_p$  и пиковое значение  $E_{pm}$  импульса накачки начинают уменьшаться (рис.3,а и 4,а,б). Это связано с разрушением  $2\pi$ -импульса ввиду передачи его энергии сигнальному импульсу. Из рис.4,б,в и формулы (5) нетрудно заключить, что на больших расстояниях ( $s > 8$ ) импульс накачки распространяется со скоростью  $c$  и быстро теряет свою энергию.

Перейдем к описанию сигнального импульса. Его пиковое значение, как видно из рис.4,б, становится сравнимым с пиковым значением импульса накачки при  $s > 8$ . Из наклона кривых на рис.4,в, следует, что сигнальный импульс распространяется со скоростью импульса накачки и, как видно из сравнения кривых на рис.3,а и 3,б, локализуется в области нахождения последнего.

На рис.5 приведена зависимость локального коэффициента усиления  $G$  сигнального импульса от  $s$ . Постоян-

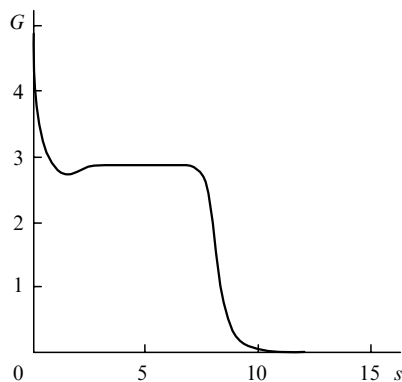


Рис.5. Зависимость локального коэффициента усиления сигнала от расстояния при формировании в канале накачки одиночного  $2\pi$ -импульса.

ство  $G$  для  $s = 2.5 - 8$  означает, что в этой области сигнальный импульс нарастает экспоненциально с расстоянием с коэффициентом усиления  $G = 2.8$ . Отметим, что аналитическое изучение линейной стадии двойного резонанса [5] предсказало возможность экспоненциального усиления сигнала в поле стационарного  $2\pi$ -импульса накачки.

Согласно [5], в этом случае коэффициент усиления сигнала

$$G = \frac{2\sqrt{\alpha} - 1}{2\sqrt{\pi}} \tau_p \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-\varepsilon^2)}{1 + \tau_p^2 \varepsilon^2 / 4} d\varepsilon, \quad (6)$$

где  $\tau_p$  – длительность  $2\pi$ -импульса накачки. При выбранных значениях параметров  $\alpha = 2.25$  и  $\tau_p = 4.1$ , что соответствует возникшему на частоте накачки  $2\pi$ -импульсу, формула (6) дает  $G = 2.7$ . Различие коэффициентов усиления в численном и аналитическом методах описания объясняется тем, что аналитическая теория, строго говоря, справедлива в пределе  $\beta \rightarrow 1$ . На расстояниях  $s > 12$  усиление сигнала прекращается и скорость его распространения в координатах  $x, t$  становится равной  $c$ .

#### 4.3. Случай $3\pi < \Theta_p(0) < 5\pi$

Положим в (4)  $A_p = 4$  и  $A_s = 10^{-10}$ . Тогда  $\Theta_p(0) = 4\pi$ , и если бы сигнальное излучение отсутствовало, то в канале накачки должны были бы образоваться два стационарных  $2\pi$ -импульса [10]. Функции  $E_p$  и  $E_s$  приведены на рис.6.

Из рис.6 следует, что по мере распространения импульс накачки трансформируется в два отдельных импульса, помеченных в порядке следования во времени цифрами 1 и 2 и называемых далее первым и вторым. Соответственно через  $\Theta_p^{(1,2)}$ ,  $E_{pm}^{(1,2)}$ ,  $w_{pm}^{(1,2)}$  на рис.7 обозначаются величины  $\Theta_p$ ,  $E_{pm}$ ,  $w_{pm}$ , определенные для импульсов с номерами 1, 2. Согласно рис.7,а,  $\Theta_p^{(1)} = 2\pi$  на расстояниях  $s = 4 - 25$  и  $\Theta_p^{(2)} = 2\pi$  на расстояниях  $s = 4 - 12$ . Это означает, что на таких расстояниях каждый из двух импульсов накачки представляет собой стационарный  $2\pi$ -импульс.

Длительности первого и второго импульсов накачки на участках, где их площади равны  $2\pi$ , составляют 0.7 и 2.1. Теория СИП предсказывает, что в системе координат  $s, w$  скорости  $2\pi$ -импульсов с такими длительностями должны составлять 8.6 и 1.2. Это подтверждается наклоном зависимостей  $w_{pm}^{(1)}$  и  $w_{pm}^{(2)}$  от  $s$  (рис.7,в). Для первого  $2\pi$ -импульса  $E_{pm}^{(1)}$  почти втрое превышает  $E_{pm}^{(2)}$  для второго импульса. Энергия, переносимая  $2\pi$ -импульсом через единицу площади поперечного сечения, пропорциональ-

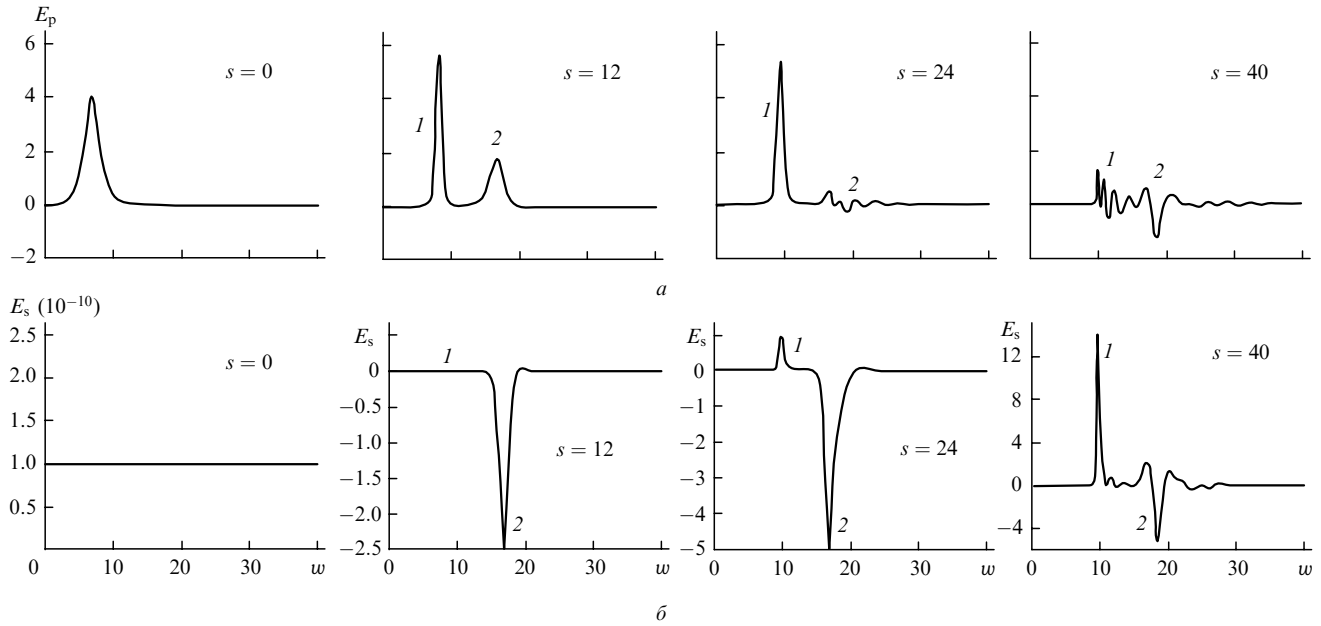


Рис.6. Огибающие импульсов накачки (а) и сигнала (б) для различных расстояний при формировании в канале накачки двух  $2\pi$ -импульсов.

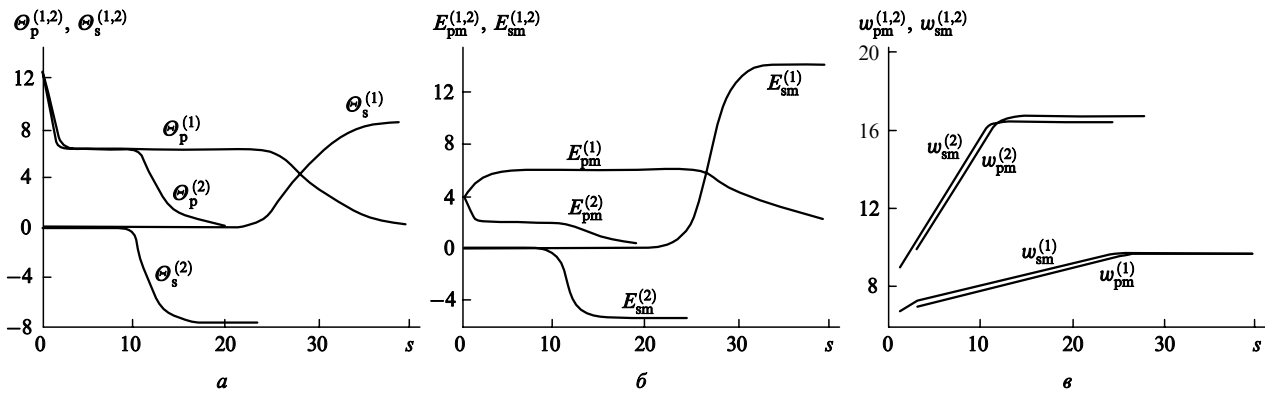


Рис.7. Зависимости от расстояния площадей (а), пиковых значений (б) и временных положений (в) первого и второго импульсов накачки, а также первого и второго сигнальных импульсов.

на пиковому значению его огибающей, поэтому первый  $2\pi$ -импульс переносит через единицу площади примерно в три раза больше энергии, чем второй. На больших расстояниях оба  $2\pi$ -импульса разрушаются из-за передачи энергии сигнальному излучению. При этом, как видно из рис.7, первый  $2\pi$ -импульс сохраняется вплоть до расстояний  $s = 25$ , тогда как область существования второго импульса примерно вдвое меньше.

Расчеты показывают, что каждый  $2\pi$ -импульс накачки порождает в области своей локализации собственный сигнальный импульс. На рис.6,б эти импульсы помечены в порядке следования цифрами 1 и 2 и называются первым и вторым. Соответственно через  $\theta_s^{(1,2)}$ ,  $E_{sm}^{(1,2)}$ ,  $w_{sm}^{(1,2)}$  на рис.7 обозначаются  $\theta_s$ ,  $E_{sm}$ ,  $w_{sm}$ , определенные для первого и второго импульсов. Отметим, что огибающие первого и второго сигнальных импульсов имеют разные знаки, т. е. разность фаз этих импульсов равна  $\pi$ .

На рис.8 представлены зависимости от  $s$  локальных коэффициентов усиления  $G^{(1)}$  и  $G^{(2)}$  первого и второго сигнальных импульсов. Постоянство  $G^{(1)}$  и  $G^{(2)}$  (см. плато на кривых рис.8) на некотором интервале  $s$  свидетельствует о том, что на этом интервале сигнальный импульс нарастает экспоненциально с ростом  $s$ . Это согласуется с результатами аналитической теории линейной стадии не-

стационарного двойного резонанса [5]. При  $\tau_p = 0.7$  и  $2.1$  ( $\alpha = 2.25$ ) формула (6) дает  $G^{(1)} = 1.0$  и  $G^{(2)} = 2.3$ , тогда как в соответствии с численным экспериментом  $G^{(1)} = 0.9$  и  $G^{(2)} = 2.0$ . Причина этих небольших расхождений кроется в отличии параметра  $\beta$  от единицы. Интересная особенность рассматриваемого процесса состоит в том, что второй  $2\pi$ -импульс накачки, будучи значительно слабее первого, на начальном этапе обеспечивает больший ко-

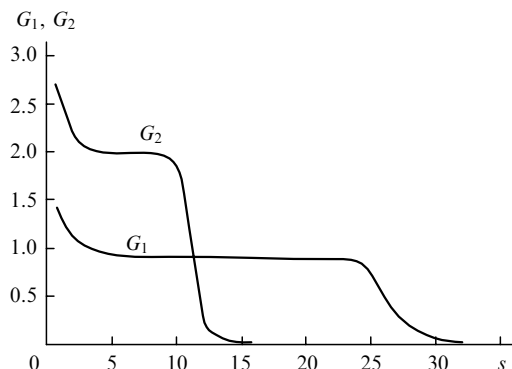


Рис.8. Зависимости локальных коэффициентов усиления первого и второго сигнальных импульсов от расстояния.

ээффициент усиления сигнального импульса, чем первый ( $G^{(1)} > G^{(2)}$ ).

Однако при  $s > 12$  второй  $2\pi$ -импульс распадается из-за передачи его энергии второму сигнальному импульсу (см. рис.7,б), что, в свою очередь, приводит к стабилизации пикового значения второго сигнального импульса. Первый же  $2\pi$ -импульс накачки поддерживает экспоненциальное усиление своего сигнального импульса до  $s \sim 25$  (рис.8). В результате этого установившееся пиковое значение  $E_{sm}^{(1)}$  при  $s > 30$  почти втрое (по модулю) больше, чем установившееся значение  $E_{sm}^{(2)}$  (см. линии  $E_{sm}^{(1)}$  и  $E_{sm}^{(2)}$  на рис.7,б). Таким образом, большой запас энергии первого  $2\pi$ -импульса накачки обеспечивает на достаточно больших расстояниях большее пиковое значение импульса сигнального излучения.

## 5. Оценки

Для рассматриваемого случая формирования двух  $2\pi$ -импульсов накачки проведем размерные оценки, выбрав в качестве объекта насыщенные пары индия при  $T = 1020$  К. Условие  $A_p = 4$  означает наличие на входе в резонансную среду импульса накачки с длительностью  $3.4 \times 10^{-10}$  с, максимальной интенсивностью  $17.6$  кВт/см<sup>2</sup> и огибающей в виде гиперболического секанса. Входной импульс накачки трансформируется в два отдельных  $2\pi$ -импульса на расстоянии примерно 3 см от входной поверхности. Первый  $2\pi$ -импульс имеет максимальную интенсивность  $36$  кВт/см<sup>2</sup>, примерно вдвое большую, чем интенсивность входного импульса накачки, и длительность  $1.2 \times 10^{-10}$  с. Максимальная интенсивность второго  $2\pi$ -импульса составляет  $4$  кВт/см<sup>2</sup>, его длительность равна  $3.6 \times 10^{-10}$  с. Используя (5), получаем с помощью рис.7,в, что скорости распространения первого и второго  $2\pi$ -импульсов составляют  $0.55$  и  $0.15$  с соответственно. Первый  $2\pi$ -импульс до своего распада проходит в среде путь, равный  $16$  см, второй –  $9$  см.

Описание сигнального излучения удобнее начать со второго сигнального импульса, находящегося на стадии усиления вплоть до расстояний  $\sim 11$  см, интенсивность которого в конце этого пути достигает  $10$  кВт/см<sup>2</sup>. На расстояниях свыше  $11$  см пиковое значение огибающей этого импульса остается неизменным. Экспоненциальное усиление второй сигнальный импульс испытывает на расстояниях от  $2$  до  $8$  см при размерном коэффициенте усиления  $2.6$  см<sup>-1</sup>. Первый сигнальный импульс усиливается вплоть до расстояния  $30$  см от входной поверхности. Достижимая к концу этого пути максимальная плотность потока энергии составляет  $66$  кВт/см<sup>2</sup>, что почти в  $4$  раза больше аналогичной величины для входного импульса накачки. Длительность этого импульса более чем в  $5$  раз меньше длительности импульса накачки на входе в резонансную среду. На расстояниях от  $4$  до  $16$  см первый сигнальный импульс находится в стадии экспоненциального роста с коэффициентом усиления  $1.3$  см<sup>-1</sup>.

## 6. Заключение

Проведенные исследования показали, что во всех рассмотренных случаях происходит практически полное преобразование энергии импульса накачки в энергию сигнального излучения. Однако экспоненциальное усиление сигнала обуславливается наличием в канале накачки стационарных  $2\pi$ -импульсов. При этом  $2\pi$ -импульс с меньшей энергией обеспечивает больший коэффициент усиления сигнального импульса на этапе экспоненциального усиления последнего. Вобрав в себя значительную часть энергии импульса накачки, сигнальный импульс может намного превышать по пиковой плотности потока энергии входной импульс накачки, но быть значительно короче.

Размерные оценки свидетельствуют о реальности требуемых характеристик лазерного излучения и резонансной среды с точки зрения экспериментального наблюдения рассматриваемых эффектов. Представленная теория ограничена случаем строгого равенства несущей частоты каждого импульса центральной частоте соответствующего квантового перехода. Отметим, что на линейной стадии наличие нерезонансности вносит важное изменение в процесс взаимодействия импульсов. В частности, возникают дополнительные амплитудная и частотная модуляции сигнального излучения [4, 5]. Отказ от ограничения строгого резонанса будет служить направлением дальнейших исследований.

Авторы выражают благодарность В.Л.Дербову и Л.А.Мельникову за полезные дискуссии и интерес к работе.

1. Шимода К. В кн. *Лазерная спектроскопия атомов и молекул* (под ред. Г. Вальтера) (М.: Мир, 1979 с. 236).
2. Медведев Б.А., Паршков О.М., Горшенин В.А., Дмитриев А.Е. *ЖЭТФ*, **67**, 70 (1974).
3. Большов Л.А., Елкин Н.Н., Лиханский В.В., Персианцев М.И. *Письма в ЖЭТФ*, **39**, 360 (1984); *Опт. Спонтан.*, **51**, 201 (1984); *ЖЭТФ*, **88**, 471 (1985).
4. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **14**, 498 (1987).
5. Дмитриев А.Е., Паршков О.М. *Квантовая электроника*, **20**, 447 (1993).
6. Большов Л.А., Лиханский В.В., Персианцев М.И. *ЖЭТФ*, **84**, 903 (1983).
7. Маймистов А.И. *Квантовая электроника*, **11**, 567 (1984).
8. Архипкин В.Г., Тимофеев И.В. *Квантовая электроника*, **30**, 180 (2000).
9. Шамров Н.И. *Квантовая электроника*, **30**, 986, (2000).
10. McCall S.L., Hahn E.L. *Phys. Rev.*, **183**, 457 (1965).
11. Груев Д.И. *Квантовая электроника*, **6**, 1422 (1979).
12. Годунов С.К., Рябенский В.С. *Разностные схемы. Введение в теорию* (М.: Наука, 1977).
13. Крылов В.И., Бобков В.В., Монастырский П.И. *Вычислительные методы* (М.: Наука, 1977).
14. Радиг А.А., Смирнов В.М. *Справочник по атомной и молекулярной физике* (М.: Атомиздат, 1980).
15. Бабичев А.П., Бабушкина Н.А., Барановский А.М. и др. *Физические величины. Справочник* (М.: Энергоатомиздат, 1991).