ЖЭТФ, 2004, том 125, вып. 6, стр. 1276–1282

ЭКСТРЕМАЛЬНОЕ ЗАМЕДЛЕНИЕ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В АТОМНЫХ ЛОВУШКАХ: ПОЛУКЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ

Н. А. Васильев, А. С. Трошин *

Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена
191186, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 12 января 2004 г.

На основе решения полной системы уравнений Максвелла–Блоха, описывающей взаимодействие двух световых импульсов с холодным атомарным газом в магнитной ловушке, установлено удовлетворительное количественное согласие теории с результатом экспериментов [5]. Анализируются особенности пространственно-временной зависимости поля двух импульсов (пробного и связывающего) и нелинейной динамики атомов.

PACS: 42.50.Gy

1. ВВЕДЕНИЕ

Идея значительного уменьшения групповой скорости света при действии на трехуровневую систему двух резонансных смежным переходам световых волн была впервые предложена в работах [1–3] и затем экспериментально подтверждена в ряде исследований [4–7]. Это явление тесно связано с электромагнитно-индуцированной прозрачностью (см., например, монографию [8]).

В работе [5] наблюдалось экстремально сильное уменьшение групповой скорости (до значения 17 м/с) пробного импульса в газе из атомов натрия в магнитной ловушке. После лазерного и испарительного охлаждения до температуры 450 нК, близкой к критической точке конденсации Бозе–Эйнштейна (435 нК при пиковой плотности $5\cdot10^{12}$ см$^{-3}$), на центральную область облака атомов в ловушке направлялись с небольшим запаздыванием два импульса лазерного излучения — связывающий и пробный. Первый, связывающий, импульс более длительный, практически квазимонохроматический и находится в точном резонансе с переходом $3 \leftrightarrow 2$ ($\omega_c = \omega_{32}$), второй, пробный, импульс значительно короче (примерно в 40 раз), с центральной частотой $\bar{\omega}_p = \omega_{31}$, резонансной переходу $1 \leftrightarrow 3$ (рис. 1; уровни 1 и 2 — подуровни сверхтонкой структуры основного терма $3S_{1/2}$ (соответственно $F = 1$, $M_F = -1$ и $F = 2$, $M_F = -2$), уровень 3 — один из подуровней ($F = 2$, $M_F = -2$) сверхтонкой структуры терма $3P_{3/2}$.

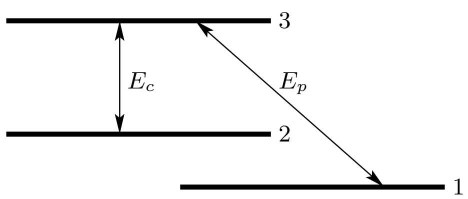

Рис. 1. Схема уровней и переходов

При вхождении пробного импульса в среду и возбуждении (хотя бы и очень слабом) атомов в состояние Ψ_3 пробный и связывающий импульсы создают когерентную суперпозицию состояний Ψ_1 и Ψ_2. В окрестности частоты ω_{31} перехода $1 \leftrightarrow 3$ возникают узкая область прозрачности и крайне крутой ход кривой дисперсии (с возрастанием показателя преломления как функции частоты). Это приводит к сокращению групповой скорости и проявляется в наблюдаемой аномально большой задержке времени выхода пробного импульса из ловушки.

Приведенное выше качественное объяснение и оценки эффекта имеются в цитированной литературе. В количественной теории большинство авторов склонны сводить объяснение к указанному выше «когерентному захвату населенности» (в данном случае существенно заселенными оказываются только уровни 1 и 2) и взаимной компенсации амплитуд

*E-mail: thphys@herzen.spb.ru

вероятности переходов $1 \leftrightarrow 3$, $2 \leftrightarrow 3$ (см., в частности, монографию [8]).

Определяющая роль квантовой интерференции атомных состояний в резонансных процессах, обусловленных взаимодействием атомов с лазерным излучением, не вызывает сомнений. Но отсутствие поляризации атомов при воздействии двух монохроматических световых волн и, тем самым, равенство нулю коэффициента поглощения и резонансной части показателя преломления для строго монохроматического света на частоте $\omega = \omega_{31}$ означало бы только, что скорость волны данной частоты в такой среде равна c — скорости света в вакууме, но никак не объясняло бы эффективное замедление пробного импульса. Как уже сказано выше (и разумеется, ясно авторам цитированных работ), для объяснения столь нетривиального эффекта важны прежде всего особый ход кривой дисперсии в окрестности частоты ω_{31} так называемого «темного» резонанса $1 \leftrightarrow 3$, а также соотношение спектральных ширин этого резонанса и пробного импульса, зависимость от интенсивностей, особенности баланса потоков энергии среды и световых волн. Необходимо, таким образом, анализировать динамику системы в целом, притом с учетом пространственной протяженности и возникающей существенной неоднородности. Действительно, пробный световой импульс, имеющий в вакууме протяженность порядка километра, сжимается в атомном облаке до размеров, меньших действующего размера ловушки, которая в [5] составляла около 230 мкм.

Далее излагаются постановка задачи и основные результаты такого количественного исследования эффекта в основном в связи с экспериментальной работой [5]. Принят полуклассический подход — квантовая динамика атомов в классическом (неквантованном) электромагнитном поле. Развита теория нелинейного отклика среды и распространения двух волн. По физическим условиям, реализованным в эксперименте [5], газ в ловушке допустимо рассматривать как идеальный, а также не применять в явном виде аппарат вторичного квантования. Другими словами, матрица плотности системы атомов считается факторизованной на одноатомные матрицы. Самосогласованность, достаточная в данном случае (как и в большинстве задач нелинейной оптики газовых сред), обеспечивается взаимодействием атомов с фактическим средним полем двух волн, включающим вторичное поле, обусловленное индуцированной этими волнами поляризацией.

Для сравнения результатов расчетов с экспериментальными мы выбираем значения параметров, соответствующие одному из вариантов измерений в [5] (при условиях, когда измеренная групповая скорость пробного импульса оказалась равной $V_g \approx 32.5$ м/с). Однако мы не стремились в рамках принятой модели добиться полного количественного совпадения теоретических результатов с данными, полученными в [5], поскольку в эксперименте присутствовали осложняющие детали.

Для выделения главного эффекта и упрощения расчетной схемы принята одномерная модель — коллинеарное распространение двух волн и пространственная однородность среды.

Применяются следующие два подхода.

В первом варианте определяется спектр линейного отклика атома, связанного с переходом $1 \leftrightarrow 3$, при точном учете действия заданного связывающего поля в переходе $2 \leftrightarrow 3$ (используется лишь квазирезонансное приближение, или приближение вращающейся волны (RWA)). Затем численно решается краевая задача о распространении пробного импульса в среде с найденной таким образом комплексной восприимчивостью (соответственно, линейными поглощением и дисперсией, зависящими от амплитуды связывающего поля).

Второй, значительно более «сильный» вариант — численное решение полной системы уравнений Максвелла–Блоха, т. е. взаимосогласованных системы уравнений для элементов матрицы плотности атомов и волновых уравнений для двух волн в среде. При этом учитывается и изменение комплексной амплитуды связывающей волны при ее распространении. Таким образом, задача решается как нелинейная по отношению к обеим волнам.

2. УРАВНЕНИЯ ДЛЯ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Исходная система уравнений для матрицы плотности атома имеет следующий стандартный вид:

$$\begin{aligned}
\dot\rho_{11} &= \gamma_{31}\rho_{33} + \gamma_2\rho_{22} + i[V_p^*\rho_{31} - \text{c.c.}],\\
\dot\rho_{22} &= -\gamma_2\rho_{22} + \gamma_{32}\rho_{33} + i[V_c^*\rho_{32} - \text{c.c.}],\\
\dot\rho_{33} &= -\gamma_3\rho_{33} - i[V_p^*\rho_{31} - \text{c.c.}] - i[V_c^*\rho_{32} - \text{c.c.}],\\
\dot\rho_{31} &= -\frac{\gamma_3}{2}\rho_{31} + i(\omega_p - \omega_{31})\rho_{31} - iV_p[\rho_{33} - \rho_{11}] + \\
&\quad + iV_c\rho_{21},\\
\dot\rho_{32} &= -\frac{\gamma_2+\gamma_3}{2}\rho_{32} + i(\omega_c - \omega_{32}) - iV_c[\rho_{33} - \rho_{22}] + \\
&\quad + iV_p\rho_{12},
\end{aligned} \tag{1}$$

$$\dot{\rho}_{21} = -\frac{\gamma_2}{2}\rho_{21} + i(\omega_p - \omega_{31})\rho_{21} - \\ - iV_p\rho_{23} + iV_c^*\rho_{31},$$

$$\rho_{13} = \rho_{31}^*, \quad \rho_{23} = \rho_{32}^*, \quad \rho_{12} = \rho_{21}^*.$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$V_c \equiv V_c(t,x) = \frac{\mathbf{d}_{32}\cdot\mathbf{E}_c(t,x)}{2\hbar}, \\ V_p \equiv V_p(t,x) = \frac{\mathbf{d}_{31}\cdot\mathbf{E}_p(t,x)}{2\hbar}, \qquad (2)$$

$\mathbf{d}_{ik}$ — дипольные моменты переходов, $\mathbf{E}_{c,p}(t,x)$ — «медленные» комплексные амплитуды полей двух волн, при выделении множителей $\exp(-i\omega_{c,p}t + ik_{c,p}x)$, где ω_c, ω_p — центральные частоты связывающего и пробного импульсов, $k_{c,p}$ — соответствующие им волновые числа (в вакууме); были выделены такие же множители в матричных элементах $\tilde{\rho}_{32}(t;x)$, $\tilde{\rho}_{31}(t;x)$ (матрицы плотности $\tilde{\rho}$ в исходном представлении Шредингера) и множитель $\exp\left[-i(\omega_p-\omega_c)t + i(k_p-k_c)x\right]$ в матричном элементе $\tilde{\rho}_{21}(t;x)$. После этого все указанные «быстрые» множители сокращаются. Таким образом, $\rho_{ik}(t;x)$, $i \neq k$, — «медленные» комплексные амплитуды недиагональных элементов матрицы плотности атома, локализованного в ортогональном направлению распространения световых волн слое среды с продольной координатой x.

Релаксационные константы $\gamma_{31}, \gamma_{32}, \gamma_{21}$ — вероятности в единицу времени спонтанных излучательных переходов $3 \to 1$, $3 \to 2$, $2 \to 1$; γ_3 — обратное время жизни состояния Ψ_3 ($\gamma_3 > \gamma_{31} + \gamma_{32}$, см. ниже); $\gamma_3 \approx 6.3\cdot 10^7$ с$^{-1}$ [5, 9]. По физическим условиям эксперимента [5], нерадиационная поперечная релаксация не учитывается; константа γ_2 метастабильного подуровня 2 далее полагается равной нулю; поэтому для констант поперечной релаксации имеем $\Gamma_{31} = \Gamma_{32} = \gamma_3/2$, $\Gamma_{21} = 0$. В соответствии с фактическими соотношениями радиационных констант переходов для компонент сверхтонкой структуры термов $3P_{3/2}$, $3S_{1/2}$ атома натрия [9–11] далее принято $\gamma_{31} = \gamma_3/2$, $\gamma_{32} = \gamma_3/3$. Заметим, что рассматриваемая трехуровневая модель является, таким образом, не замкнутой относительно излучательной релаксации: нормировку в модели нарушает спонтанный переход $(3P_{3/2},\ F=2,\ M_F=-2) \to (3S_{1/2},\ F=2,\ M_F=-1)$ с константой $\gamma_0 = \gamma_3/6$. Эта незамкнутость (уход состояния системы из подпространства с базисом $\{\Psi_i\}$, $i = 1,2,3$), как подтверждают результаты выполненных расчетов, практически не проявляется ввиду крайней малости населенности уровня 3 в течение всего времени распространения пробного импульса.

3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СЛАБОГО ПРОБНОГО ИМПУЛЬСА

Как уже было отмечено, для наблюдаемого экстремального уменьшения групповой скорости пробного импульса главным является особый вид закона дисперсии в окрестности резонанса $1 \leftrightarrow 3$, обусловленный действием связывающего поля в переходе $3 \leftrightarrow 2$. Поэтому представляется естественным анализ распространения пробного импульса в линейном относительно поля этого импульса приближении. При этом из уравнений (1) достаточно найти в первом приближении по V_p матричные элементы ρ_{31} и ρ_{13}, определяющие поляризацию

$$P_p(t,x) = N_0 d_{13}\rho_{31}(t,x) + \text{c.c.}, \qquad (3)$$

где N_0 — концентрация атомов в основной части области их взаимодействия с обоими импульсами. Связывающую волну будем считать монохроматической:

$$\omega_c = \omega_{32}, \quad V_c = \text{const}(t,x).$$

Временно положим $V_p = \text{const}$ и обозначим $\omega = \omega_p$, $\delta\omega = \omega - \omega_{31}$. В нулевом порядке по V_p имеем $\rho_{ik} = \delta_{i1}\delta_{k1}$. Поэтому из системы уравнений (1) оставим уравнения

$$\dot{\rho}_{31} = \left[-\frac{\gamma_3}{2} + i\delta\omega\right]\rho_{31} + iV_p + iV_c\rho_{21}, \\ \dot{\rho}_{21} = i\delta\omega\rho_{21} + iV_c^*\rho_{31}. \qquad (4)$$

Из уравнений (4) найдем стационарное значение $\bar{\rho}_{31}$

$$\bar{\rho}_{31} = \frac{V_p\delta\omega[(|V_c|^2 - \delta\omega^2) + i\delta\omega(\gamma_3/2)]}{(|V_c|^2 - \delta\omega^2)^2 + \delta\omega^2(\gamma_3/2)^2}. \qquad (5)$$

Подстановка выражения (5) в (3) дает для комплексной линейной поляризуемости в окрестности частоты перехода ω_{31} точное выражение

$$\alpha(\delta\omega) = \frac{N_0 {d_{31}}^2}{\hbar}\,\frac{\delta\omega[(|V_c|^2-\delta\omega^2)+i\delta\omega(\gamma_3/2)]}{(|V_c|^2-\delta\omega^2)^2+\delta\omega^2(\gamma_3/2)^2} \qquad (6)$$

и, в обычных приближениях, следующие выражения для показателя преломления и амплитудного коэффициента поглощения $\beta(\delta\omega)$:

$$n(\delta\omega) = 1 + B_p\frac{\delta\omega(\Omega_c^2 - \delta\omega^2)}{(\Omega_c^2 - \delta\omega^2)^2 + \delta\omega^2}, \qquad (7)$$

$$\beta(\delta\omega) = \frac{\omega}{c}B_p\frac{\delta\omega^2}{(\Omega_c^2 - \delta\omega^2)^2 + \delta\omega^2}, \qquad (8)$$

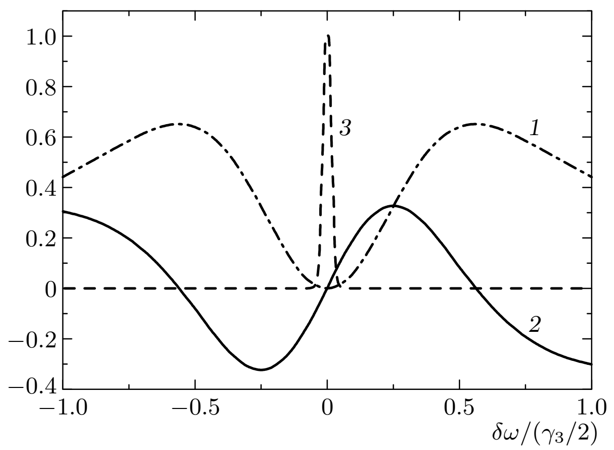

Рис. 2. Спектры (в отн. ед.) поглощения $\beta(\delta\omega)\cdot 50$ без множителя ω/c (*1*), дисперсии $\Delta n(\delta\omega)\cdot 50$ (*2*) и падающего пробного импульса $|F_{p,0}|^2/25$ (*3*)

где

$$B_p = \frac{4\pi N_0 {d_{31}}^2}{\hbar\gamma_3}, \tag{9}$$

расстройка $\delta\omega$ выражена по отношению к $\gamma_3/2$ (сохраняем обозначение $\delta\omega$ для $\delta\omega/(\gamma_3/2)$), Ω_c — частота Раби в связывающем поле, отнесенная к γ_3,

$$\Omega_c = \frac{|\mathbf{d}_{32}\cdot\mathbf{E}_c|}{\hbar\gamma_3}. \tag{10}$$

Здесь и далее (в расчете по второму варианту) за единицу времени принята величина $(\gamma_3/2)^{-1}$, за единицу длины — $\bar{k}_p^{-1} = 2\pi/\bar{\lambda}_p$.

По данным работы [5] были выбраны значения

$$B_p = 0.013, \quad \Omega_c = 0.56.$$

В данном, первом, варианте расчета огибающая напряженности поля пробного импульса на входе (с точностью до несущественного в линейном приближении множителя) выбирается в виде

$$E_{p,0}(t) = (2\pi)^{-1/4}(T_p)^{-1/2}\exp\left(-t^2/4T_p^2\right), \tag{11}$$

где $T_p = 34.5$, что соответствует полной ширине $2.5\cdot 10^{-6}$ с на половине высоты в максимуме интенсивности пробного импульса [5].

На рис. 2 представлены функции, определяющие зависимости $\Delta n(\delta\omega) = n(\delta\omega) - 1$, $\beta(\delta\omega)$ и спектр падающего пробного импульса.

Рассмотрим теперь распространение пробного импульса. Пусть $F_{p,0}(\delta\omega)$ — фурье-образ огибающей напряженности поля пробного импульса на входе.

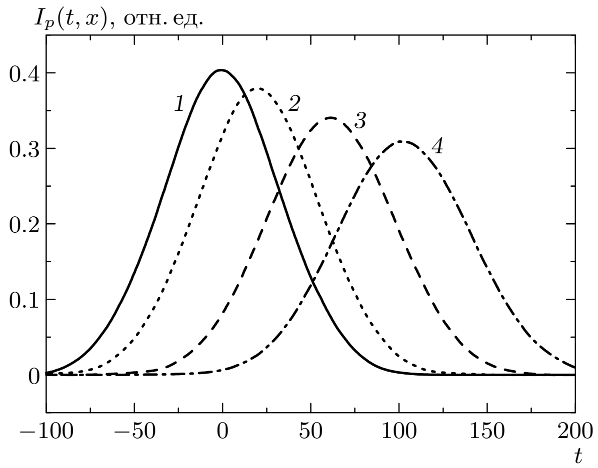

Рис. 3. Профиль пробного импульса в различных сечениях: $x = 0$ (*1*), 500 (*2*), 1500 (*3*), 2440 (*4*) — на выходе из среды. На всех рисунках расстояние измеряется в единицах $\lambda/2\pi$, время — в $(\gamma_3/2)^{-1}$

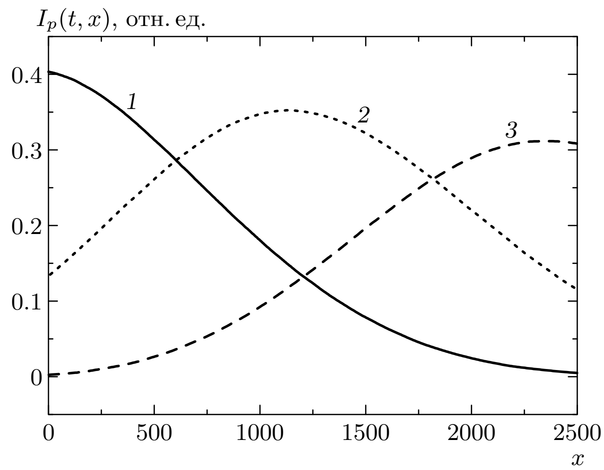

Рис. 4. Форма пробного импульса в пространстве в моменты времени: $t = 0$ (*1*), 50 (*2*), 100 (*3*)

Тогда в сечении на расстоянии x в среде медленная амплитуда поля в достаточно хорошем приближении определяется интегралом Фурье:

$$E_p(t,x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{2}{2+\Delta n(\delta\omega)}F_{p,0}(\delta\omega)\times \\ \times\exp[-\beta(\delta\omega)x]\cos[\delta\omega t - \Delta n(\delta\omega)x]\,d(\delta\omega). \tag{12}$$

На рис. 3 представлена зависимость от времени интенсивности пробного импульса в различных сечениях, на рис. 4 — пространственные распределения интенсивности в различные моменты времени. На рис. 5, который является основным для сравнения

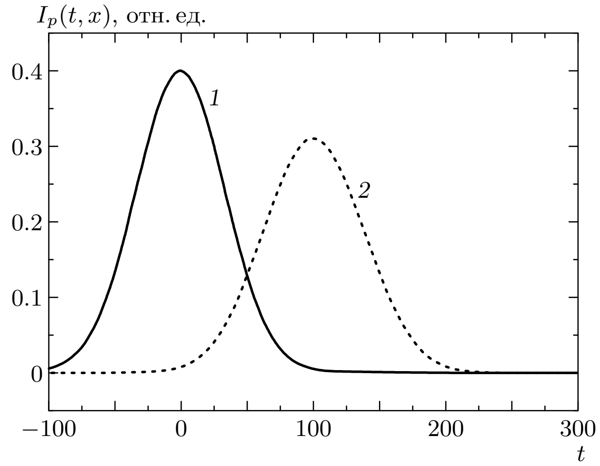

Рис. 5. Пробный импульс на входе в среду (*1*) и на выходе из нее (*2*)

с рис. 3 в статье [5], сопоставлены во времени огибающие интенсивности пробного импульса на входе в среду и на выходе из нее. В последнем случае множитель $2/(2+\Delta n)$ в выражении (12) заменялся множителем $4(1+\Delta n)/(2+\Delta n)^2$, т. е. учитывалось преобразование амплитуды поля как на входе, так и на выходе из образца. Заметим, однако, что коэффициент преломления в данных условиях мало отличается от единицы; к тому же введение четких границ среды в случае облака атомов в ловушке, разумеется, весьма условно.

Результаты, представленные на рис. 3–5, обнаруживают удовлетворительное согласие с экспериментально установленными в работе [5]. Проведенные расчеты дают оценку $V_g \approx 71$ м/с для значения групповой скорости пробного импульса.

4. РЕШЕНИЕ ПОЛНОЙ СИСТЕМЫ УРАВНЕНИЙ МАКСВЕЛЛА–БЛОХА

Теперь мы откажемся от приближения линейности относительно поля пробного импульса и не будем считать связывающее поле в среде заданным. Учтем явным образом собственное поле среды в окрестности обоих резонансов, ω_{31} и ω_{32}.

Исходная система уравнений (1) связывает развитие матрицы плотности атомов с изменением в пространстве и времени фактического среднего поля двух импульсов. Необходимо дополнить эти уравнения выражениями для вторичных полей, создаваемых индуцированными в среде поляризационными токами. Такие выражения в одномерных задачах известны (см., например, [12]); в пренебрежении встречными волнами для положительно-частотных медленных амплитуд $E'_{c,p}$ поля и поляризации $P_{c,p}$ верны соотношения

$$E'_{c,p}(t,x) = 4\pi i \int_0^x P_{c,p}(t,x')\, k_{c,p}\, dx'. \qquad (13)$$

После подстановки выражения (3) в (13), выбора единиц (как и в первом варианте, см. выше), приведения уравнений (1), (13) к безразмерной форме и при специальном выборе начальных фаз амплитуд двух волн на входе (не влияющих на результат) замкнутая система уравнений может быть представлена в следующем полностью вещественном виде:

$$\begin{aligned}
&\dot\rho_{11} = \rho_{33} + 2E_p\rho_{13},\\
&\dot\rho_{22} = \frac{2}{3}\rho_{33} + 2E_c\rho_{23},\\
&\dot\rho_{33} = -2\rho_{33} - 2E_p\rho_{13} - 2E_c\rho_{23},\\
&\dot\rho_{12} = E_p\rho_{23} + E_c\rho_{13},\\
&\dot\rho_{13} = -\rho_{13} + E_p[\rho_{33}-\rho_{11}] - E_c\rho_{12},\\
&\dot\rho_{23} = -\rho_{23} + E_c[\rho_{33}-\rho_{22}] - E_p\rho_{12},
\end{aligned} \qquad (14)$$

$$E_c(t,x) = E_{c;free}(t,x) + B_c\int_0^x \rho_{23}(t,x')\,dx',$$

$$E_p(t,x) = E_{p;free}(t,x) + B_p\int_0^x \rho_{13}(t,x')\,dx'.$$

Уточним сказанное перед уравнениями (14): если $\tilde E_{c,p}(t,x)$ — в точном смысле медленные локальные амплитуды двух волн, то величины $E_{c,p}$ в (14) определены как

$$E_{c,p}(t,x) = -i\frac{d_{l3}\tilde E_{c,p}(t,x)}{\hbar\gamma_3}, \qquad (15)$$

где $l=2$ и $l=1$ соответственно для E_c и E_p. Множитель B_p определен так же, как B_c в (9), с заменой $d_{32}\to d_{31}$.

Система уравнений (14) решалась численно для различных соотношений параметров. Основные результаты (для условий, наиболее близких к экспериментальным) представлены на рис. 6, 7. При этом принимались граничные условия, соответствующие данным работы [5]:

$$E_c(t,0) = 0.56,$$

$$E_p(t,0) = E_{p,0}\exp\left(-\frac{t^2}{4T_p^2}\right), \quad E_{p,0} = 0.2,$$

$$B_c = 0.0086, \quad B_p = 0.013.$$

Групповая скорость пробного импульса по результатам этого расчета составила $V_g \approx 78$ м/с.

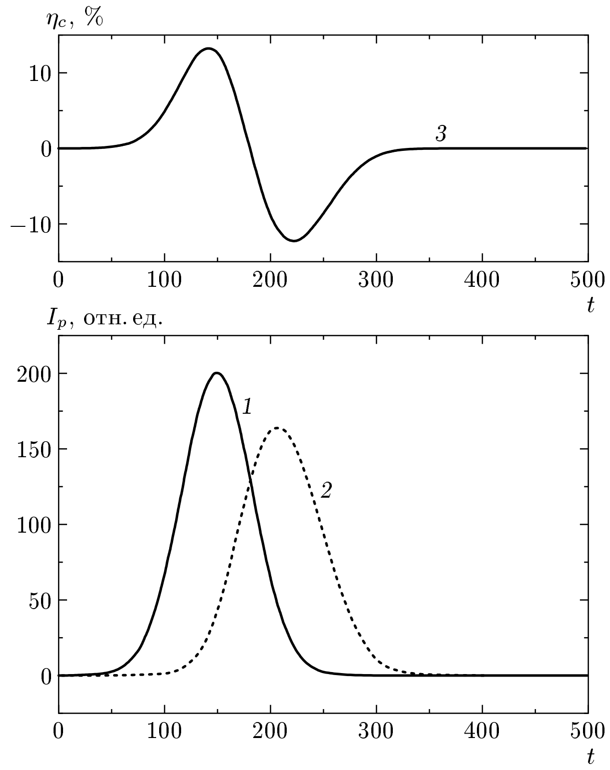

Рис. 6. Решение нелинейной задачи: пробный импульс на входе в среду (*1*) и на выходе из нее (*2*), а также относительное изменение интенсивности связывающего импульса $\eta_c(t) = I_{c,out}(t)/I_{c,in}(t) - 1$ на выходе из среды (*3*)

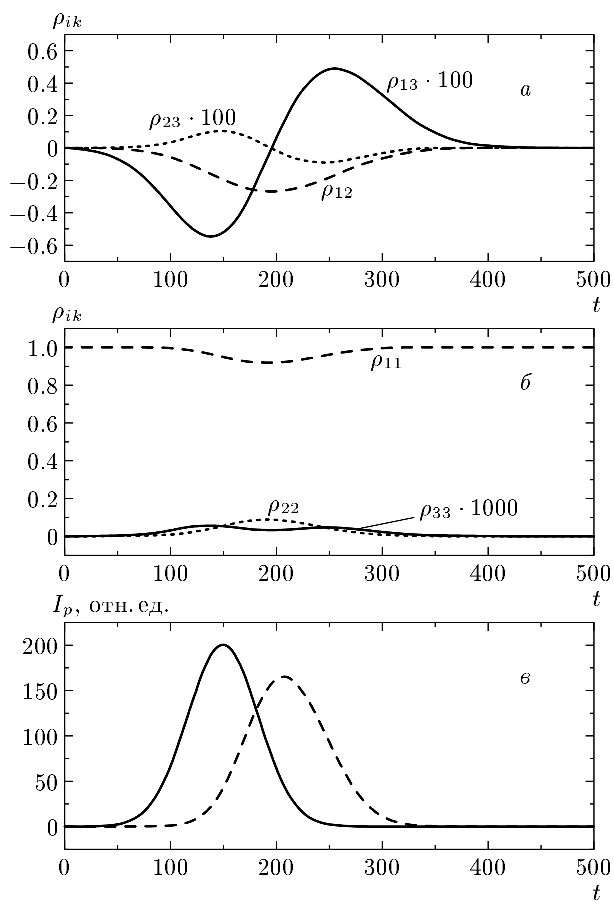

Рис. 7. Усредненные по атомам элементы матрицы плотности (*а*, *б*) и пробный импульс (*в*) на входе в среду (сплошная линия) и на выходе из среды (штриховая линия)

5. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Один из ожидаемых результатов численного решения нелинейной по обеим волнам задачи состоит в том, что эффект замедления пробного импульса усиливается при уменьшении пиковой интенсивности этого импульса на входе. Таким образом, наименьшим при фиксированных прочих параметрах является значение V_g, получаемое из линейной поляризуемости $\alpha(\delta\omega)$ (формула (6)). Из общего выражения для групповой скорости,

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} = c\left(1 + \omega\frac{dn}{d\omega}\right)^{-1}, \qquad (16)$$

и формулы (7) найдем (пренебрегая единицей в знаменателе)

$$V_g = \frac{\lambda\gamma_3{\Omega_c}^2}{4\pi B_p} \qquad (17)$$

(это выражение с учетом принятых выше единиц и обозначений совпадает, разумеется, с формулой (1) в статье [5], записанной в системе СИ). Здесь уместно заметить, что неограниченное уменьшение V_g при $\Omega_c \to 0$ по формуле (17) — ложный эффект сделанного приближения $\gamma_2 = 0$; фактически (по точной формуле для $\alpha(\omega)$ с учетом $\gamma_2 \neq 0$) минимальное (по частоте Раби $\gamma_3\Omega_c$) значение V_g достигается при $\gamma_3\Omega_c = \sqrt{\gamma_3\gamma_2}$.

Из (17) найдем $V_g \approx 72$ м/с. Наш результат (определенный по сдвигу максимума выходящего пробного импульса на рис. 5) в этом случае практически тот же, что не удивительно. Но он более чем в два раза превосходит экспериментальный (32.5 м/с) при тех же значениях остальных параметров. Изменение формы и уменьшение высоты в максимуме импульса в эксперименте также значительно сильнее, чем на рис. 3–7. Как уже отмечалось выше, следует признать, что экспериментальные условия в [5] включали существенные в количественном отношении усложняющие детали (наличие близкого к резонансу четвертого подуровня верхнего терма, неоднородность концентрации атомов в ловушке, неколлинеарность распространения связывающего и пробного импульсов и др.).

Наиболее интересным результатом решения полностью нелинейной задачи представляется заметная отрицательная корреляция интенсивностей связывающего и пробного импульсов на выходе (см. рис. 6), при весьма слабом, но определенно не нулевом заселении уровня 3 (см. рис. 7). Можно утверждать, что энергия пробного импульса в среде передается преимущественно связывающей волне с последующим частичным возвращением энергии пробному импульсу. Определяющие идуцированный дипольный момент элементы ρ_{13} и ρ_{32} матрицы плотности (в среднем на один атом) остаются малыми (рис. 7). Но они, конечно, не равны точно нулю, как это можно получить при специальном выборе параметров полей в «опорной» одноатомной задаче, приводящей к идее об электромагнитно-индуцированной прозрачности (см., например, [8]).

Средний по атомам матричный элемент ρ_{12} (запрещенного перехода) во время существенного преобразования импульсов становится не малым. Он играет роль источника взаимной модуляции двух волн, как и при когерентном кооперативном комбинационном рассеянии [13–15], к которому близким по характеру нелинейной динамики является обсуждаемый новый эффект — значительное уменьшение групповой скорости света.

Краткое изложение основных результатов опубликовано в [16, 17]. Другой вариант полуклассической теории рассмотренного нами эффекта представлен в [16, 18].

Мы благодарны Е. Д. Трифонову, обратившему наше внимание на работу [5], за подробное и весьма полезное обсуждение задачи, а также участникам городского семинара по квантовой оптике в РГПУ им. А. И. Герцена (Санкт-Петербург), особенно И. М. Соколову за интерес к работе и полезные замечания.

Работа выполнена при финансовой поддержке INTAS (грант 01-855) и Министерства образования РФ.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. P. Tewari and G. S. Agarwal, Phys. Lett. **56**, 1811 (1986).
2. S. E. Harris, J. E. Field, and A. Imamoglu, Phys. Rev. Lett. **64**, 1107 (1990).
3. S. E. Harris, J. E. Field, and A. Kasapi, Phys. Rev. A **46**, R29 (1992).
4. A. Kasapi, Maneesh Jain, G. Y. Yin, and S. E. Harris, Phys. Rev. Lett. **74**, 2447 (1995).
5. L. V. Hau, S. E. Harris, Z. Dutton, and C. H. Behroozi, Nature **397**, 594 (1999).
6. D. F. Phillips, A. Fleischhauer, A. Mair, R. L. Walsworth, and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **86**, 783 (2001).
7. Chien Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, and L. V. Hau, Nature **409**, 490 (2001).
8. M. O. Scully and M. S. Zubairy, *Quantum Optics*, Cambridge University Press, Cambridge (1997) [перевод: М. О. Скалли, М. Зубайри, *Квантовая оптика*, Физматлит, Москва (2003)].
9. И. И. Собельман, *Введение в теорию атомных спектров*, Наука, Москва (1977).
10. Е. Б. Александров, Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка, *Интерференция атомных состояний*, Наука, Москва (1991) (перевод: E. B. Alexandrov, M. P. Chaika, and G. I. Khvostenko, *Interference of Atomic States*, Springer-Verlag, Berlin (1993)).
11. D. A. Steck, Sodium *D* Line Data, http://steck.us/alkalidata.
12. M. G. Benedict, A. M. Ermolaev, V. A. Malyshev, I. V. Sokolov, and E. D. Trifonov, *Super-Radiance: Multiatomic Coherent Emission*, Philadelphia, Bristol IOP Publishing, 1996.
13. С. Г. Раутиан, Б. М. Черноброд, ЖЭТФ **72**, 1342 (1977).
14. H. Steudel, Ann. Phys. **7**, 34 (1977).
15. Е. Д. Трифонов, А. С. Трошин, Н. И. Шамров, Опт. и спектр. **48**, 1036 (1980); **54**, 966 (1983).
16. E. D. Trifonov, A. S. Troshin, and N. A. Vasil'ev, in: *Int. Quantum Electronics Conf.* (IQEC-2002), *Technical Digest*, Moscow (2002), p. 164; in *Proc. Conf. «Basic Problems of Optics-2002»*, St.-Petersburg (2002), p. 112.
17. A. S. Troshin and N. A. Vasil'ev, in *12th Int. Laser Physics Workshop, Book of Abstracts*, Hamburg (2003), p. 387.
18. Н. А. Васильев, Е. Д. Трифонов, Опт. и спектр. **96**, 625 (2004).