

ЭФФЕКТ АУТЛЕРА–ТАУНСА В СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЕ D_1 -ЛИНИИ ЩЕЛОЧНОГО АТОМА

© 2010 г. О. С. Мишина, А. С. Шеремет, Н. В. Ларионов, Д. В. Куприянов

Санкт-Петербургский государственный педагогический университет, 195251, Санкт-Петербург, Россия
E-mail: kupr@dk11578.spb.edu

Поступила в редакцию 03.08.2009 г.

Рассмотрен эффект Аутлера–Таунса в случае, когда сильное управляющее поле действует на сверхтонком переходе щелочного атома и учтено влияние сверхтонкого взаимодействия. Получено точное выражение для восприимчивости среды по отношению к пробному полю, действующему на связанном переходе D_1 -линии щелочного атома. Показано, что сверхтонкое взаимодействие в возбужденном состоянии существенным образом влияет на восприимчивость среды. В частности показано, что при отстройке управляющего поля в крылья атомных переходов структура резонансов Аутлера–Таунса заметно отличается от предсказаний приближения Λ -схемы. Обнаружено, что настройка частоты управляющего поля между сверхтонкими компонентами возбужденного состояния приводит к усилению резонансной структуры в этой области. Представленные результаты обсуждения в контексте протоколов квантовой памяти, основанных на явлениях комбинационного рассеяния света и электромагнитно-индуцированной прозрачности.

PACS: 03.67.Mn, 34.50.Rk, 34.80.Qb, 42.50.Ct.

ВВЕДЕНИЕ

Большое количество оптических явлений, важных для нелинейной спектроскопии высокого разрешения, происходит при взаимодействии нескольких световых полей, находящихся в резонансных или близких к резонансным условиям, на связанных переходах [1, 2]. В последнее время интерес к данной проблеме существенно возрос благодаря разработкам систем квантовой памяти для пробного светового импульса, состояние которого является информационным носителем [3–15]. В практических разработках протоколов квантовой памяти обычно используют три механизма: эффект фотонного эха, явление электромагнитно-индуцированной прозрачности (ЭИП) и вынужденное комбинационное рассеяние света (рамановское рассеяние). Все три механизма основаны на использовании Λ -конфигурированного взаимодействия на связанных переходах. Для их правильного описания необходимо корректное вычисление формы линии взаимодействия пробного излучения с атомной системой, находящейся под воздействием сильного управляющего поля. Данная задача была впервые рассмотрена в работе [1] для системы двух состояний, “одетых” взаимодействием с управляющей модой и опрашиваемой пробным полем на связанном переходе, и была названа авторами [1] “эффектом Штарка в быстрых переменных полях”. В настоящее время данный процесс более известен как эффект Аутлера–Таунса. Представленная работа посвящена расчету формы линии резонанса Аут-

лера–Таунса в сверхтонкой структуре D_1 -линии щелочного атома, что представляет определенный интерес при разработке практических рекомендаций для систем квантовой памяти в оптически плотных атомных системах.

ВОСПРИИМЧИВОСТЬ СРЕДЫ, ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩЕЙ С УПРАВЛЯЮЩИМ И ПРОБНЫМ ПОЛЯМИ

На рис. 1 изображена рассматриваемая нами структура уровней щелочного атома на примере атома ^{133}Cs , подверженного возбуждению сильного монохроматического поля на частоте ω на D_1 -переходе и опрашиваемого слабым пробным излучением на связанном переходе. Предполагается заселенным только один зеемановский подуровень $F = 4, M = 4$ в основном состоянии атома, который обозначим как состояние $|m\rangle$. Как видно из предполагаемой схемы возбуждения сильным полем в правой поляризации (σ_+), взаимодействие заселенного состояния с управляющей модой оказывается полностью исключенным. Действие сильного поля затрагивает только незаселенный зеемановский подуровень $F = 4, M = 2$ (состояние $|m'\rangle$) в основном состоянии и два зеемановских подуровня $F = 3, M = 3$ (состояние $|n\rangle$) и $F = 4, M = 3$ (состояние $|n'\rangle$) возбужденного состояния.

Присутствие сильной моды существенным образом влияет на энергетическую структуру атома, приводя к смещению атомных уровней и искаже-

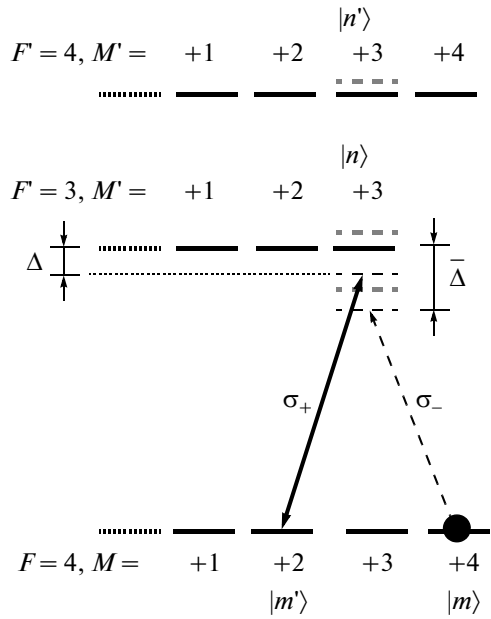


Рис. 1. Энергетическая диаграмма и предполагаемая схема возбуждения на примере D_1 -линии атома ^{133}Cs . Атомы заселяют верхний сверхтонкий подуровень основного состояния, характеризуемый максимальным значением проекции углового момента. Система возбуждается сильной модой управляющего поля в правой поляризации (σ_+) с отстройкой Δ и опрашивается слабой модой пробного излучения левой поляризации (σ_-) на связанном переходе. В результате зондирования пробным излучением и варьирования его частотной отстройки $\bar{\Delta}$ наблюдается резонансная структура в спектре возбуждения атома, “одетого” взаимодействием с управляющей модой – эффект Аутлера–Таунса. Положение резонансных квазиэнергетических состояний показано утолщенными пунктирными линиями.

нию спектра поглощения в окрестности состояний $|n\rangle$ и $|n'\rangle$, что отображено на рис. 1 затененными пунктирными линиями. Кроме этого, появляется дополнительный резонанс, позиционирующийся в окрестности частоты управляющего поля. Если сильная мода настраивается в резонанс с каким либо из атомных переходов, то вследствие симметрии строгое выделение атомного резонанса становится невозможным и наблюдается его расщепление на два близких по форме квазиэнергетических подуровня. Существование подобной резонансной структуры в объединенной системе “атом + управляющее поле” проявляется при зондировании среды пробным полем левой круговой поляризации (σ_-) на смежном переходе с заселенного подуровня, так как показано на рис. 1. Данная схема соответствует стандартному методу наблюдения резонансной структуры Аутлера–Таунса [1, 2].

Выделим в положительно частотной компоненте пробного поля медленно меняющуюся амплитуду

$$\mathcal{E}_{\text{Left}}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \epsilon(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) e^{-i\bar{\omega}t + i\bar{k}z}, \quad (1)$$

что предполагает распространение квазимонохроматической волны с несущей частотой $\bar{\omega}$ и волновым числом $\bar{k} = \bar{\omega}/c$ в направлении z и игнорирование дифракционной расходимости ее поперечного профиля, характеризуемого координатой \mathbf{r}_{\perp} . Определив компоненту Фурье

$$\epsilon(\mathbf{r}_{\perp}, z; \Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{i\Omega t} \epsilon(\mathbf{r}_{\perp}, z; t) \quad (2)$$

в стационарных условиях возбуждения управляющим полем, распространение пробного поля в среде можно представить уравнением Максвелла

$$\left[-i\frac{\Omega}{c} + \frac{\partial}{\partial z} \right] \epsilon(\mathbf{r}_{\perp}, z; \Omega) = \quad (3)$$

$$= 2\pi i \frac{\bar{\omega}}{c} \tilde{\chi}(\mathbf{r}_{\perp}, z; \Omega) \epsilon(\mathbf{r}_{\perp}, z; \Omega),$$

где в восприимчивости среды также выделена медленная зависимость от временного аргумента, так что во временном представлении

$$\tilde{\chi}(\mathbf{r}_{\perp}, z; t - t') = e^{i\bar{\omega}(t-t')} \chi(\mathbf{r}_{\perp}, z; t - t'), \quad (4)$$

где $\chi(\mathbf{r}_{\perp}, z; t - t')$ – стандартная электродинамическая восприимчивость, описывающая отклик поляризации среды на внешнее пробное поле (1). Если зондирование среды предполагается монохроматическим полем, то естественно рассматривать спектральную зависимость именно этой стандартной электродинамической характеристики среды как функции частоты $\bar{\omega}$ или отстройки от атомного резонанса $\bar{\Delta}$, см. рис. 1: $\chi(\dots; \bar{\omega}) = \chi(\dots; \bar{\Delta})$. Эта зависимость очевидным образом выделяется, если функцию $\tilde{\chi}(\dots; \Omega)$ рассматривать при значении $\Omega = 0$.

Восприимчивость среды может быть представлена в виде следующего разложения:

$$\begin{aligned} \tilde{\chi}(\mathbf{r}_{\perp}, z; \Omega) = & - \sum_{n_1 = n, n'} \sum_{n_2 = n, n'} \frac{1}{\hbar} (\mathbf{d}\mathbf{e})_{n_1 m}^* (\mathbf{d}\mathbf{e})_{n_2 m} \times \\ & \times \int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} n_0(\mathbf{r}_{\perp}, z) f_0(\mathbf{p}) \times \\ & \times G_{n_1 n_2}^{(--)} \left(\mathbf{p}_{\perp}, p_z + \hbar \bar{k}; \hbar(\bar{\omega} + \Omega) + \frac{p^2}{2m} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где введены матричные элементы проекции оператора дипольного момента атома \mathbf{d} на орт поляризации пробного излучения \mathbf{e} ; пространственное распределение атомов описывается их ло-

кальной концентрацией $n_0(\mathbf{r}_\perp, z)$, а распределение по импульсам функцией $f_0(\mathbf{p})$, нормированной условием

$$\int \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} f_0(\mathbf{p}) = 1. \quad (6)$$

Главной характеристикой, определяющей восприимчивость среды, является присутствующий в разложении (5) набор запаздывающих функций Грина возбужденного состояния атома $G_{n_1 n_2}^{(-)}(\mathbf{p}, E)$, “одетых” взаимодействием с сильным управляющим полем. Данные функции соответствуют всем возможным комбинациям индексов $n_1 = n, n'$ и $n_2 = n, n'$ и заданы своим пространственно-временным разложением Фурье. Значение энергии $E = \hbar(\bar{\omega} + \Omega) + p^2/2m_0$ соответствует энергии начального состояния системы “атом + пробное поле”, в котором энергия состояния $|m\rangle$ принята за ноль. Импульс возбужденного атома смещен по отношению к его основному состоянию на переданный импульс фотона пробной моды $p'_z = p_z + \hbar k$.

Для системы переходов, изображенной на рис. 1, функции Грина могут быть найдены методами диаграммной техники [14] и имеют следующее представление:

$$G_{nn}^{(-)}(\mathbf{p}, E) = \hbar \left\{ E - \frac{p^2}{2m_0} - E_n + i\hbar \frac{\gamma}{2} - \frac{|V_{nm}|^2 \left[E - \frac{p^2}{2m} - E_{n'} + i\hbar \frac{\gamma}{2} \right]}{[E - E_{n'}(\mathbf{p}, \omega)][E - E_n(\mathbf{p}, \omega)]} \right\}^{-1}, \quad (7)$$

$$G_{n'n}^{(-)}(\mathbf{p}, E) = \frac{V_{n'm} V_{nm}^*}{[E - E_{n'}(\mathbf{p}, \omega)][E - E_n(\mathbf{p}, \omega)]} \times G_{nn}^{(-)}(\mathbf{p}, E) \dots$$

Две другие функции получают очевидной перестановкой индексов $n \leftrightarrow n'$. Введены обозначения: $V_{nm} = (\mathbf{dE})_{nm}$, $V_{n'm} = (\mathbf{dE})_{n'm}$ – матричные элементы взаимодействия с управляющей модой; \mathbf{E} – комплексная амплитуда ее положительно частотной компоненты $\mathbf{E}^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E} \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$; $E_n, E_{n'}$ – невозмущенные энергии возбужденных состояний атома, γ – скорость естественного радиационного распада возбужденного состояния атома. В энергетические знаменатели соотношений (7) входят квазиэнергии, соответствующие “одеванию” возбужденных состояний взаимодействием с вакуумными модами и управляющим

полем, при условии, что влияние сверхтонкого взаимодействия игнорируется

$$E_{n\pm}(\mathbf{p}, \omega) = E_{n'} + \frac{p^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{2} \left[\omega - \frac{\mathbf{k}\mathbf{p}}{m_0} + \omega_{nm'} - i\frac{\gamma}{2} \right] \pm \left[|V_{nm'}|^2 + \frac{\hbar^2}{4} \left(\omega_{nm'} - \omega + \frac{\mathbf{k}\mathbf{p}}{m_0} - i\frac{\gamma}{2} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (8)$$

и аналогично для n' . Здесь $E_{n'}$ – энергия нижнего состояния возбуждаемого перехода, которая для системы вырожденных зеемановских подуровней нижнего состояния (см. рис. 1) может быть принята за начало отсчета, так что $E_{n'} = E_m = 0$. Квазиэнергии (8) являются промежуточными параметрами задачи, соответствующими решению задачи при учете только одного возбужденного состояния $|n\rangle$ либо $|n'\rangle$. Истинное положение резонансных полюсов определяется структурой восприимчивости среды (5), вклад в которую дают все функции Грина.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Нами проведены численные расчеты восприимчивости $\chi = \chi(\bar{\Delta}) = \chi'(\bar{\Delta}) + i\chi''(\bar{\Delta})$ для модели однородной среды, и результаты представлены в единицах обезразмеренной плотности $n_0(\lambda/2\pi)^3$ (n_0 – концентрация атомов, λ – длина волны излучения) и при различных соотношениях частотной отстройки управляющей моды Δ (рис. 1). Атомы предполагаются находящимися в магнито-оптической ловушке в стандартных условиях – при температуре ниже доплеровского предела, но выше предела отдачи –, что позволяет пренебречь эффектом движения атомов. Принципиально важным в данном расчете является то обстоятельство, что матричные элементы V_{nm} и $V_{n'm}$ не могут рассматриваться как независимые параметры, а жестко связаны между собой схемой сложения электронного и ядерного угловых моментов при учете сверхтонкого взаимодействия возбужденного состояния атома. В качестве внешнего параметра, характеризующего силу взаимодействия с управляющей модой, нами определена частота Раби, заданная матричным элементом, связывающим управляющую моду с нижним сверхтонким подуровнем возбужденного состояния $\Omega_c = 2|V_{nm}|/\hbar$. Для представленных результатов проведен сравнительный анализ с более грубым модельным приближением Λ -схемы, формально соответствующим существованию только одного возбужденного подуровня – состояния $|n\rangle = |F = 3, M = 3\rangle$ в случае атомов ^{133}Cs .

На рис. 2–4 приведены зависимости для мнимой (“поглощательной”) и вещественной (дисперсионной) компонент восприимчивости среды для одинаковых значений частоты Раби $\Omega_c = 15\gamma$ и

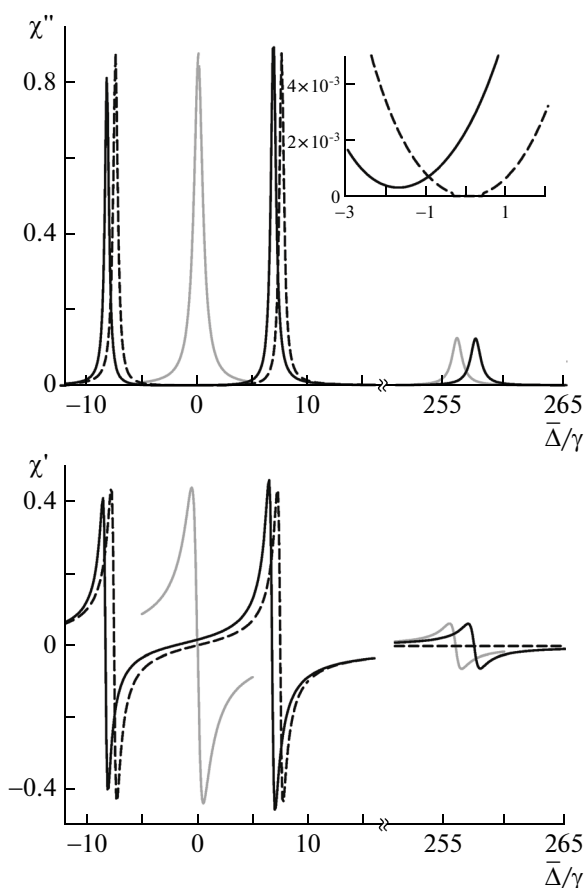


Рис. 2. Форма “поглощательной” и дисперсионной компонент восприимчивости среды, модифицированной действием сильного поля для случая резонансного возбуждения $\Delta = 0$ и частоты Раби $\Omega_c = 15\gamma$. Сплошная кривая соответствует учету сверхтонкого взаимодействия, а штриховая кривая – Λ -приближению. Затененная линия соответствует профилю восприимчивости, невозмущенному действию управляющего поля. На вставке показано, что благодаря существованию второго сверхтонкого подуровня резонанс ЭИП оказывается смещенным в красное крыло, а эффект прозрачности перестает быть идеальным.

различных отстроек управляющей моды Δ . Реального поглощения света в нашем случае нет, а мнимая компонента восприимчивости ответственна за канал потерь, связанный с процессом некогерентного рассеяния. Зависимости рис. 2 соответствуют случаю резонансного взаимодействия управляющей моды с переходом $|m\rangle \rightarrow |n\rangle$. Для этого случая приведены все три компоненты триплета Аутлера–Таунса и показано различие с моделью двух уровней, игнорирующей состояние $|n'\rangle$. Визуально это различие может показаться незначительным. Однако на вставке показано, что существование сверхтонкого взаимодействия приводит к качественному эффекту. В системе исчезают идеальные условия для существования ЭИП, а точка минимума поглощения оказывается смещенной в низкочастотную область. Величина

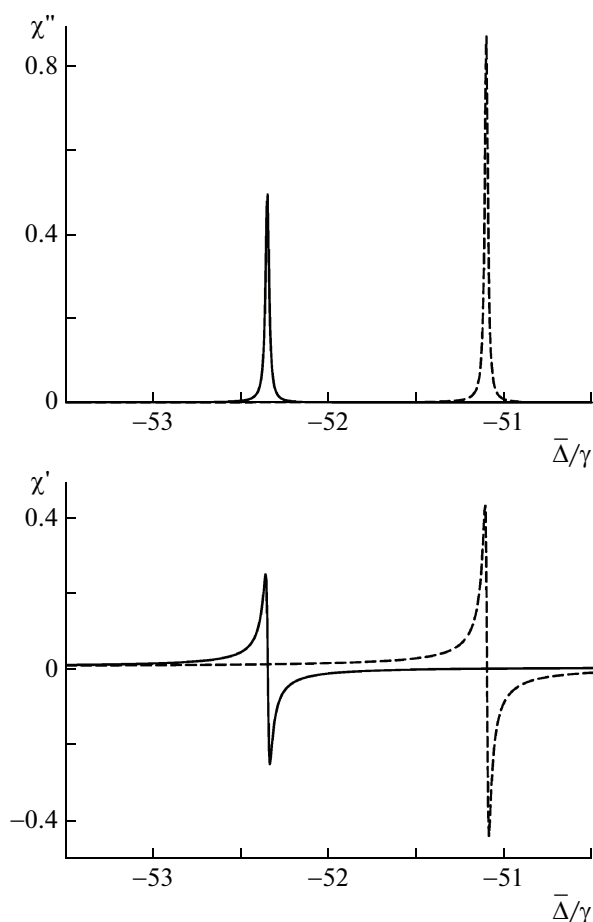


Рис. 3. То же, что на рис. 2, для отстройки управляющей моды $\Delta = -50\gamma$ и частоты Раби $\Omega_c = 15\gamma$. Структура резонанса Аутлера–Таунса показана только в окрестности $\bar{\Delta} \sim \Delta$. Структура других компонент триплета близка к профилям невозмущенных атомных резонансов.

светового сдвига оказывается весьма существенной, и данный эффект наблюдался в одном из первых экспериментов по замедлению прохождения света в оптически плотных атомных системах [16]. С практической точки зрения тем не менее для описания эффекта задержки пробного светового импульса, обусловленного дисперсией восприимчивости среды, отличие от приближения Λ -схемы представляется не столь существенным. Обратим также внимание на то, что в случае, например, протокола ЭИП, применяемого как вариант квантовой памяти, наиболее выигрышной является ситуация, когда $\Omega_c < \gamma$ [14]. В этом случае приближение Λ -схемы представляется достаточно надежным.

На рис. 3 приведена “поглощательная” и дисперсионная зависимости восприимчивости среды, для отстройки управляющей моды $\Delta = -50\gamma$, в области отстроек пробной моды также $\bar{\Delta} \sim -50\gamma$. Для сравнения приведен результат расчета в при-

ближении Λ -схемы с удержанием только одного перехода $|m'\rangle \rightarrow |n\rangle$. Наблюдаемое существенное различие приведенных зависимостей для точного и приближенного расчетов обусловлено принципиальной ролью сверхтонкого взаимодействия для зондирования среды в двух ортогональных поляризационных модах. Если бы сверхтонкое взаимодействие отсутствовало или было бы пренебрежимо малым, то рассматриваемая система соответствовала бы атомному переходу между основным состоянием с угловым моментом $j_0 = 1/2$ и возбужденным состоянием также с моментом $j = 1/2$ [17]. Наблюдение эффектов выстраивания – Λ -связывание нижних зеемановских состояний с $\Delta M = \pm 2$ – было бы невозможным. Из приведенных зависимостей видно, что обусловленный подобной связью резонансный пик Аутлера–Таунса в окрестности управляющей моды уменьшается с ростом отстройки Δ в крыльях D_1 -перехода. В тех же условиях расчет, проведенный в рамках изолированной Λ -схемы, дает постоянное значение амплитуды резонанса вне зависимости от отстройки Δ . Меняется (сужается) лишь ширина резонанса.

Ситуация меняется существенным образом, если частота управляющей моды настраивается между сверхтонкими компонентами возбужденного состояния, как это показано на рис. 4 для случая $\Delta = +50\gamma$. В этом случае наблюдается определенное усиление эффекта по сравнению с предсказаниями Λ -приближения. Последнее особенно заметно для дисперсионной компоненты восприимчивости, которая более чувствительна к влиянию интерференционных вкладов, обусловленных сверхтонким взаимодействием, см. выражения (5) и (7). Опрашивание оптически плотной атомной среды в окрестности этого резонанса может привести к существенно более заметному проявлению эффекта задержки пробного импульса. Это может повысить эффективность системы квантовой памяти, основанную на протоколе комбинационного рассеяния света [3, 13–15].

На рис. 5 приведены результаты расчета, демонстрирующие эффект задержки пробного импульса, несущая частота которого варьирует в окрестности резонансного пика Аутлера–Таунса, соответствующего отстройке управляющего поля $\Delta = +50\gamma$. Расчет проведен для однородной среды с концентрацией атомов n_0 и длины образца L . В рассматриваемом случае оптическая толщина среды характеризуется кооперативным параметром $n_0(\lambda/2\pi)^2 L$, который удобно использовать при обсуждении кооперативных эффектов в одномерных системах. Для приведенных зависимостей предполагалось $n_0(\lambda/2\pi)^2 L = 25$, что является вполне достижимым для условий эксперимента в случае атомного ансамбля, находящегося в магнито-оптической ловушке при температуре ниже

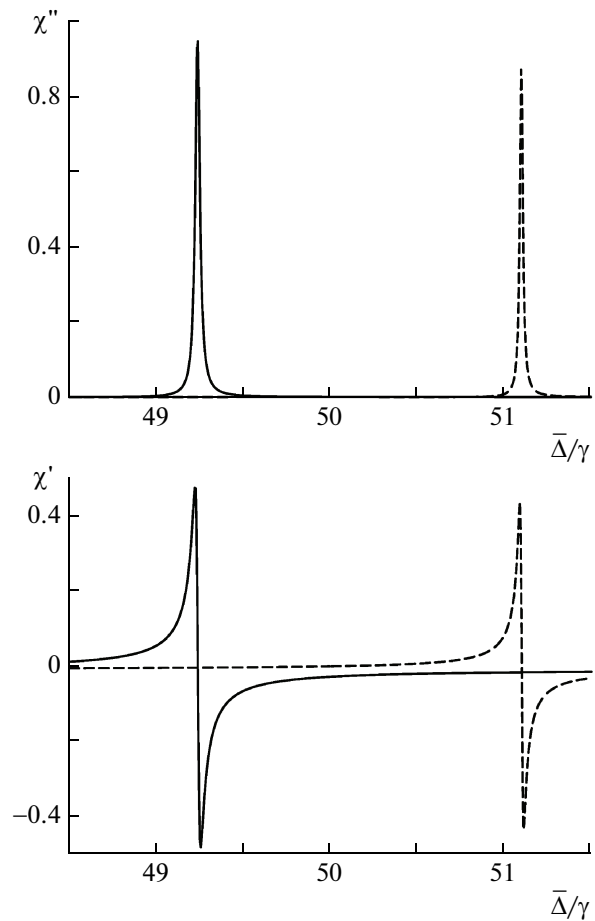


Рис. 4. То же, что на рис. 2, для отстройки управляющей моды $\Delta = +50\gamma$ и частоты Раби $\Omega_c = 15\gamma$. Структура резонанса Аутлера–Таунса показана только в окрестности $\bar{\Delta} \sim \Delta$. Структура других компонент триплета близка к профилям невозмущенных атомных резонансов.

доплеровского предела охлаждения. Как показывают результаты приведенного расчета, эффект задержки импульса является весьма заметным. Для системы с коэффициентом пропускания 90% можно сохранить в канале памяти и восстановить порядка 40% импульса. Обратим внимание также на то, что эффективность восстановления можно существенно повысить, если на этапе восстановления управляющий импульс направить в направлении, противоположном использованному на этапе записи; эта возможность обсуждалась в [15].

Материалы данной работы докладывались на Международной конференции по квантовой оптике (ICQO'2008), организованной академиями наук Белоруссии и Литвы, и проходившей в Вильнюсе в сентябре 2008 г. Работа выполнена при финансовой поддержке фондов INTAS (проект № 7904) и РФФИ-NSF (проект № 08-02-91355). О.С. Мишина и А.С. Шеремет также благодарны

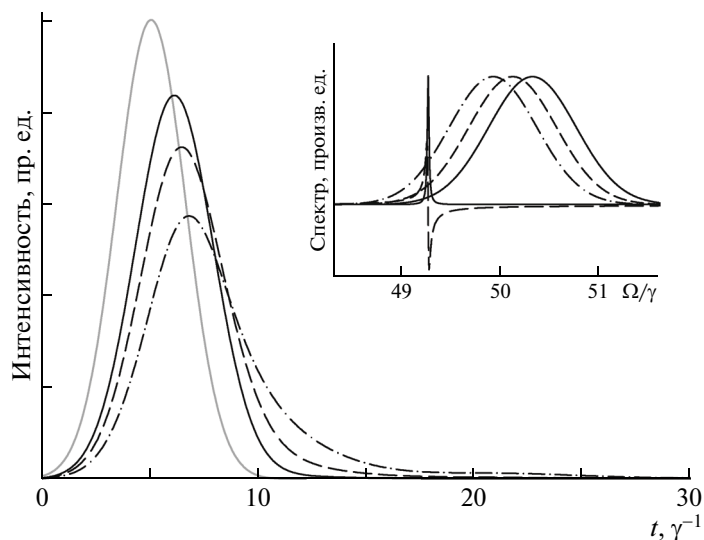


Рис. 5. Динамика пробного импульса с гауссовым профилем, прошедшего оптически плотную атомную среду с кооперативным параметром $n_0(\lambda/2\pi)^2 L = 25$. Представленные зависимости соответствуют отстройке управляющей моды $\Delta = +50\gamma$ и значению частоты Раби $\Omega_c = 15\gamma$. Входной профиль показан затененной кривой, а профиль выходного импульса меняется в зависимости от отстройки его несущей частоты. На вставке показано положение спектрального профиля импульса относительно резонанса Аутлера–Таунса при соответствующих отстройках. В случае максимальной отстройки коэффициент прохождения близок к 90%, а восстановлению по протоколу памяти доступно порядка 40% импульса.

за финансовую поддержку благотворительному фонду “Династия”.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Autler S.H., Townes C.H.* // *Phys. Rev.* 1955. V. 100. P. 703.
2. *Летохов В.С., Чеботаев В.П.* Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990.
3. *Kozhokin A.E., Molmer K., Polzik E.S.* // *Phys. Rev. A.* 2000. V. 62. P. 033809.
4. *Kozuma M., Akamatsu D., Deng L., Hagley E.W., Payne M.G.* // *Phys. Rev. A.* 2002. V. 62. P. 031801(R).
5. *Honda K., Akamatsu D., Arikawa M., Yokoi Y., Akiba K., Nagatsuka S., Tanimura T., Furusawa A., Kozuma M.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 100. P. 093601.
6. *Akamatsu D., Yokoi Y., Arikawa M., Nagatsuka S., Tanimura T., Furusawa A., Kozuma M.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 99. P. 153602.
7. *Julsgaard B., Sherson J., Cirac J.I., Fiurasek J., Polzik E.S.* // *Nature.* 2004. V. 432. P. 482.
8. *Phillips D., Fleischhauer A., Mair A., Walsworth R.L., Lukin M.D.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 86. P. 783; *Novikova I., Gorshkov A.V., Phillips D.F., Sorensen A.S., Lukin M.D., Walsworth R.L.* // *Phys. Rev. Lett.* 2007. V. 98. P. 243602.
9. *Chaneliere T., Matsukevich D.N., Jenkins S.D., Lan S.-Y., Kennedy B., Kuzmich A.* // *Nature.* 2005. V. 438. P. 833–836.
10. *Eisaman M.D., Andre A., Massou F., Fleischhauer M., Zibrov A.S., Lukin M.D.* // *Nature.* 2005. V. 438. P. 837–841.
11. *Cviklinski J., Ortalo J., Bramati A., Pinard M., Giacobino E.* // *Phys. Rev. Lett.* 2008. V. 101. P. 133601.
12. *Choi K.S., Deng H., Laurat J., Kimble H.J.* // *Nature.* 2008. V. 452. P. 67.
13. *Nunn J., Walmsley I.A., Raymer M.G., Surmacz K., Waldermann F.C., Wang Z., Jaksch D.* // *Phys. Rev. A.* 2007. V. 75. P. 011401(R).
14. *Mishina O.S., Kupriyanov D.V., Müller J.H., Polzik E.S.* // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 75. P. 042326; *Mishina O.S., Larionov N.V., Sheremet A.S., Sokolov I.M., Kupriyanov D.V.* // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 78. P. 042313.
15. *Gorshkov A.V., André A., Fleischhauer M., Sorensen A.S., Lukin M.D.* // *Phys. Rev. Lett.* 1007. V. 98. P. 123601; *Gorshkov A.V., André A., Lukin M.D., Sorensen A.S.* // *Phys. Rev. A.* 2007. V. 76. P. 033805; *ibid* 033806; *Gorshkov A.V., Calarco T., Lukin M.D., Sorensen A.S.* // *Phys. Rev. A.* 2008. V. 77. P. 043806.
16. *Hau L.V., Harris S.E., Dutton Z., Behroozi C.H.* // *Nature.* 1997. V. 397. P. 594.
17. *Happer W.* // *Rev. Mod. Phys.* 1972. V. 44. P. 169.