

На правах рукописи

Тимофеев Иван Владимирович

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНО ИНДУЦИРОВАННАЯ
ПРОЗРАЧНОСТЬ: РАСПРОСТРАНЕНИЕ
КОРОТКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ**

Специальность 01.04.05 - оптика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск 2003 г.

Работа выполнена в Красноярском государственном университете и
Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН

Научный руководитель: доктор физико-
математических наук
В.Г. Архипкин

Официальные оппоненты: доктор физико-
математических наук
В.В. Слабко,
кандидат физико-
математических наук
А.И. Пархоменко

Ведущая организация: Институт вычислительного
моделирования СО РАН

Защита состоится “_____” _____ 2003 года в _____ часов на засе-
дании диссертационного совета Д.003.055.01 Института физики им.
Л.В. Киренского СО РАН по адресу: 660036 г.Красноярск, Академго-
родок.

С диссертацией можно ознакомиться в читальном зале библиотеки
Института физики.

Автореферат разослан “_____” _____ 2003 года.

Ученый секретарь
диссертационного совета
доктор физико-
математических наук

А.Н. Втюрин

Общая характеристика работы

Актуальность исследования интерференционных эффектов при резонансном взаимодействии лазерного излучения с ансамблями атомов и молекул обусловлена тем, что они приводят к многочисленным нетривиальным следствиям, которые могут быть использованы в различных приложениях. С другой стороны, интерференционные эффекты приводят к существенному обогащению фундаментальных представлений о характере взаимодействия резонансного излучения с веществом. Квантовая интерференция оказывается немаловажной и неотъемлемой частью полной физической картины взаимодействия оптических когерентных излучений с атомными средами [1].

Эффекты электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП), такие как когерентное пленение и адиабатический перенос населенности (КПН и АПН), открывают возможности для создания новых типов оптоэлектронных приборов, оптических транзисторов, оптической памяти, для хранения квантового спутанного состояния света [2, 3]. Они позволяют управлять оптическими и нелинейно-оптическими характеристиками среды. К числу наиболее впечатляющих достижений в этом направлении можно отнести задержку до скоростей порядка метров в секунду [4] и “остановку” световых импульсов [5, 6], наблюдение керровской нелинейности и проявлений нелинейных взаимодействий при энергиях импульсов порядка энергии одного фотона с возможным применением в квантово-оптических информационных технологиях, создание атомных лазеров [7].

Затронутый круг вопросов постоянно обсуждается на тематических симпозиумах и секциях в рамках регулярных международных конференций по лазерной физике и квантовой электронике.

Цель диссертационной работы состоит в исследовании распространения нескольких коротких перекрывающихся во времени лазерных импульсов различной частоты, резонансно взаимодействующих с оптически плотной средой в условиях ЭИП, и развитии на этой основе методов когерентного управления оптическими свойствами атомно-

молекулярных сред. Длительность импульсов считается много меньше всех времен релаксации атомной подсистемы.

В **задачу** диссертационной работы входило:

- Изучение пространственно-временной эволюции двух коротких лазерных импульсов, резонансно взаимодействующих с оптически плотной средой, состоящей из трехуровневых атомов Λ -конфигурации в условиях ЭИП.
- Исследование особенностей записи, хранения и считывания коротких лазерных импульсов на основе квантовых интерференционных явлений.
- Исследование генерации согласованных по форме импульсов при резонансном нелинейно-оптическом четырехволновом смешении в четырехуровневых атомах.
- Разработка пакета программ для численного моделирования задач резонансной нелинейной оптики.

Научная новизна работы определяется тем, что в ней изучена пространственная эволюция коротких лазерных импульсов двух частот, резонансно взаимодействующих с трехуровневыми атомами при электромагнитно индуцированной прозрачности в общем случае различных сил осцилляторов рабочих переходов. Предсказана локализация в среде атомной когерентности, пространственная форма которой содержит информацию о временной форме взаимодействующих импульсов. На этой основе проанализированы возможности записи, хранения и считывания коротких лазерных импульсов. Предложены способы восстановления записанного импульса: с обращением во времени, с изменением частоты и другие. Показана возможность генерации согласованных импульсов при нелинейно-оптическом смешении в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности.

Практическая значимость работы определяется тем, что достигнутый уровень понимания и описания соответствующих физических механизмов позволяет продвинуться в решении проблемы эффективности взаимодействия лазерного излучения с атомами и молекулами и расширения области приложения резонансной нелинейной оптики.

Разработан пакет программ для численного моделирования широкого класса задач распространения лазерного излучения в газовых средах: автоматическое составление системы уравнений, выбор метода счета, сохранение и визуализация данных.

К защите предлагаются следующие **положения**:

- В условиях ЭИП в полностью резонансной четырехуровневой системе возможна генерация согласованных импульсов, длительность которых много меньше всех времен релаксации атомной подсистемы.
- При ЭИП имеет место эффект пространственной локализации атомной когерентности в среде. Ее пространственное распределение содержит информацию о временных огибающих взаимодействующих импульсов.
- В условиях ЭИП возможна генерация обращенного во времени импульса.

Апробация работы. Диссертация основывается на результатах, опубликованных в журналах “Письма в ЖЭТФ”, “Physical Review A”, “Квантовая электроника”, “Оптика и спектроскопия”, а также в трудах SPIE. Результаты представлены на конференциях в Испании (Сан Фелио де Гишольс), Москве, С.-Петербурге, Новосибирске, Саратове, Томске, Иркутске, в Красноярском госуниверситете, Институте вычислительного моделирования и Институте физики им. Л.В. Киренского СО РАН.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из Введения, четырех глав и трех приложений. Общий объем диссертации

составляет 98 страниц, включая 33 рисунка, 4 таблицы и список цитируемой литературы из 122 наименований.

Содержание работы

Во **введении** отражена актуальность рассматриваемых в работе проблем, сформулированы цель и задачи диссертации, приведены основные положения, выносимые на защиту. Указаны научная новизна и практическая значимость выполненной работы.

В главе 1 дан обзор импульсных резонансных взаимодействий лазерного излучения с оптически плотной средой двух- и трехуровневых атомов. Рассмотрены особенности таких явлений, как аномальное поглощение, 2π *sech*-импульсы, самоиндуцированная прозрачность, адиабатическая инверсия, симултоны и рамановские солитоны, электромагнитно индуцированная прозрачность, когерентное пленение населенности и безынверсное усиление, адиабатический перенос населенности, согласованные импульсы, импульсы, одетые полем, адиабатоны, поляритон темного состояния.

В главе 2 в адиабатическом приближении исследуется пространственно-временная эволюция двух лазерных импульсов, распространяющихся в среде, состоящей из трехуровневых Λ -атомов в условиях ЭИП. Анализируются проявления ЭИП в процессе распространения импульсов. Импульсы предполагаются плоскими волнами, нормально падающими на границу среды, и распространяются вдоль оси z . Рассматриваются различные варианты включения и выключения импульсов (рис. 1).

Теория основывается на уравнениях Максвелла-Шрёдингера. Для трехуровневых Λ -атомов в системе координат с локальным временем $\tau = t - z/c$, $\zeta = z$, где c – скорость света, они имеют вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} \partial_{\tau} a_1 = G_1 a_3, \\ \partial_{\tau} a_2 = G_2 a_3, \\ \partial_{\tau} a_3 = -G_1 a_1 - G_2 a_2, \end{array} \right. \quad \left\{ \begin{array}{l} \partial_{\zeta} G_1 = K_1 a_1 a_3, \\ \partial_{\zeta} G_2 = K_2 a_2 a_3. \end{array} \right. \quad (1)$$

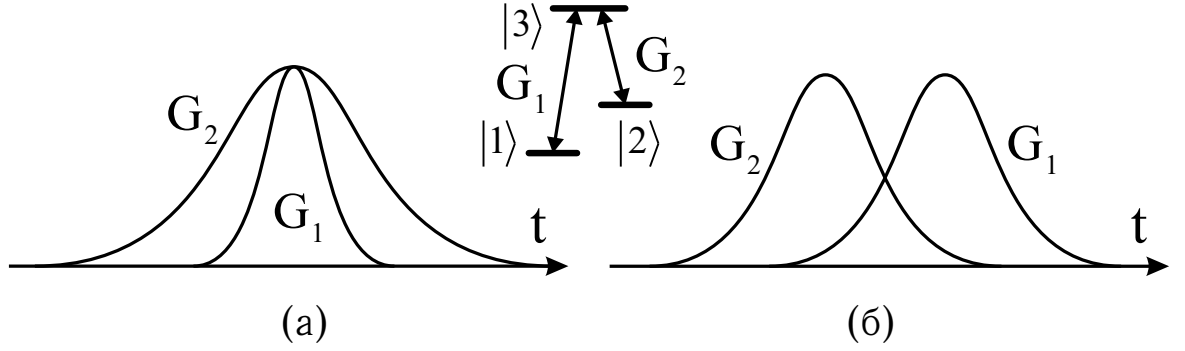


Рис. 1: Структура бихроматического поля на входе в среду, изменение во времени. $G_{1,2}$ – частоты Раби пробного и управляющего полей соответственно. Сверху схематически изображены энергетические уровни Λ -атома. $|1\rangle$ – основное состояние. Поля, резонансные разрешенным переходам, обозначены стрелками. Управляющий импульс включается раньше пробного. (а) синхронное включение импульсов (пробный импульс включается позже и выключается раньше управляющего), наблюдается КПН; (б) контринтуитивная последовательность импульсов (пробный импульс включается и выключается позже управляющего), наблюдается АПН.

Здесь $a_{1,2,3}(\tau, \zeta)$ – амплитуды вероятности состояний атома; $G_{1,2}(\tau, \zeta) = \epsilon_{1,2} d_{32,31} / 2\hbar$ – частоты Раби соответствующих полей; $\epsilon_{1,2}$ – амплитуды напряженности полей; $d_{32,31}$ – электрические дипольные моменты переходов в атоме; \hbar – постоянная Планка; $\partial_\tau, \partial_\zeta$ – частные производные по времени τ и координате ζ ; $K_{1,2} = 2\pi N \omega_{32,31} |d_{32,31}|^2 / \hbar c$ – постоянные распространения. До начала взаимодействия все атомы среды находятся в основном состоянии. На границе среды импульсы имеют гауссову форму по времени.

Система уравнений (1) решалась в адиабатическом приближении с учетом первой неадиабатической поправки. Условие адиабатичности определяется соотношением характерных времен: длительность взаимодействия (импульсов) T должна существенно превышать характерное время изменений в системе (период Раби G^{-1}), т.е. $TG_{max} \gg 1$, где G_{max} – эффективная частота Раби, зависящая от последовательности включения импульсов. Длительность импульса в 1 нсек короче

времен релаксации среды и соответствует протяженности в 30 см, на порядок больше периода Раби. Для адиабатичности требуется также, чтобы *пробное* поле взаимодействовало с уже возмущенным атомом, т.е. *управляющее* прозрачностью поле должно включаться раньше пробного поля. Адиабатичность крайне важна. Только в этом случае возможна плавная динамика и прозрачность.

Решение во времени. Оптически тонкая среда

В изучаемом приближении все величины определяются единственным параметром – соотношением взаимодействующих полей. Арктангенс отношения частот Раби называется *углом смешения полей* φ :

$$a \approx \begin{bmatrix} G_2/G \\ -G_1/G \\ v/G \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \varphi \\ -\sin \varphi \\ v/G \end{bmatrix}, \quad \tan(\varphi) = G_1/G_2, v \equiv \partial_\tau \varphi, \quad (2)$$

Решение в пространстве. Оптически плотная среда

В адиабатическом приближении показано сохранение плотности числа фотонов n с глубиной ζ среды:

$$\partial_\tau n = \frac{8\pi N}{c} \left(\frac{G_2^2}{K_2} + \frac{G_1^2}{K_1} \right) - \text{не зависит от } \zeta. \quad (3)$$

Инвариант (3) подобен соотношению Мэнли-Роу для нерезонансного взаимодействия. При $K_1 = K_2$ он соответствует определению импульсов, одетых полем [8]: $G_- = a_1 G_2 - a_2 G_1$. Но в отличие от [8], где рассматривались длинные импульсы и равные постоянные распространения, в нашем случае импульсы являются короткими – их длительность меньше всех времен релаксации атомной системы. Найденный инвариант следует рассматривать как обобщение концепции “одетых импульсов” на случай коротких импульсов.

С помощью метода характеристик найдено аналитическое решение задачи в общем виде для различных сил осцилляторов переходов ($K_1 \neq K_2$). Задача сводится к одному уравнению в частных производных

$$\partial_\tau \varphi + v \partial_\zeta \varphi = 0, \quad \text{где } v \equiv G^2/K, \quad (4)$$

и решается аналитически методом характеристик, т.е. нахождением траекторий, вдоль которых состояние системы сохраняется. Уравнение траектории записывается в интегральном виде

$$\zeta(\tau, \tau_0) = \frac{G^4}{(K_1 G_2^2 + K_2 G_1^2)^2} \Big|_{\varphi=\varphi_0} \int_{\tau_0}^{\tau} K_1 G_2^2(\tilde{\tau}) + K_2 G_1^2(\tilde{\tau}) d\tilde{\tau}, \quad (5)$$

где нижним индексом 0 обозначены величины на границе среды в момент появления там характеристической кривой. Используя (5), можно определить, сохраняется ли адиабатичность в глубине среды. Критерий адиабатичности с учетом распространения имеет вид:

$$\left| \frac{v_0 G}{G_0^2 + 2 \sin(2\varphi_0)(K_2 - K_1)v_0 \zeta} \right| \ll 1. \quad (6)$$

Он может нарушаться из-за резкого изменения полей на входе. Так, если при синхронном включении полей (рис. 1,а) отношение длин импульсов меньше $\sqrt{2}$, адиабатичность на переднем фронте импульсов нарушается на границе среды. Если отношение длин импульсов меньше $\sqrt{3}$ – в глубине среды.

Критерий (6) может также нарушаться из-за различия сил осцилляторов рабочих переходов $K_2 - K_1$. При $K_1 > K_2$ адиабатичность нарушается на переднем фронте импульсов и динамика существенно искажается (рис. 2,а). В случае $K_2 > K_1$ адиабатичность нарушается на заднем фронте импульсов и незначительно искажает динамику (рис. 2,б).

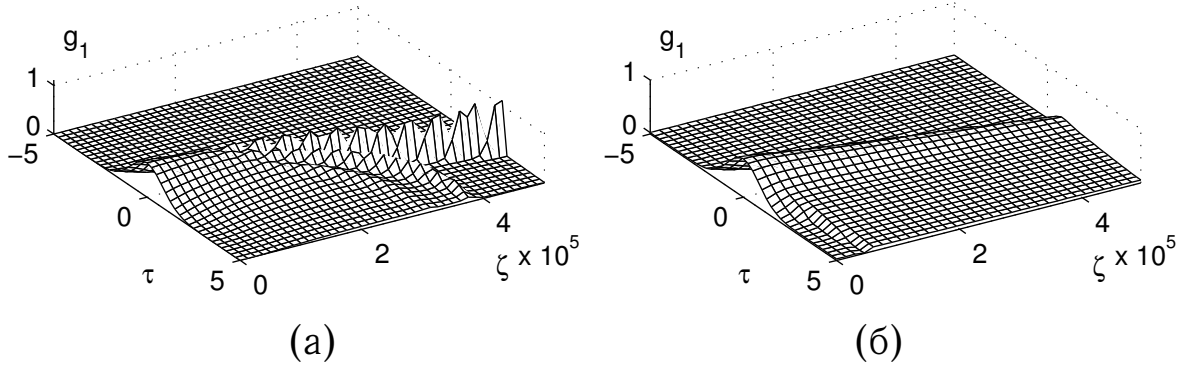


Рис. 2: Нормированная частота Раби пробного импульса g_1 при распространении полей. Случаи различных соотношений сил осцилляторов. (а) $K_1/K_2 = 4$ (б) $K_1/K_2 = 1/4$. Параметры: $T_1 G_{1,2}^{max} = 20$; $T_2 = 3T_1$. Время измеряется в полуширинах пробного импульса, глубина среды – в длинах линейного поглощения слабого пробного импульса.

Адиабатический перенос населенности

Рис. 3,а показывает, что с некоторого момента времени атомы на границе среды под действием поля начинают переходить из основного состояния $|1\rangle$ в конечное состояние $|2\rangle$, практически не задерживаясь в промежуточном состоянии $|3\rangle$. В условиях АПН все атомы в значительном пространственном диапазоне одновременно полностью возбуждаются. Вследствие преобразования пробного импульса в управляющий, на больших глубинах атомы не возбуждаются. Пространственный профиль возбуждения в среде имеет антисимметричный вид относительно состояний $|1\rangle$ и $|2\rangle$.

Локализация атомной когерентности

Трехуровневый атом обладает запрещенным переходом с нулевым дипольным моментом. Возможна долгоживущая и предельно большая когерентность $\rho_{21} = a_2 a_1^*$ на переходе между уровнями одинаковой четности. Показано, что двухфотонная когерентность, наведенная парой импульсов в условиях ЭИП, пространственно локализуется в среде (рис. 3,б). По мере распространения вглубь среды пробный импульс перекачивается в управляющий, а скорость распространения возбуждения в среде уменьшается вплоть до остановки. Информация о вре-

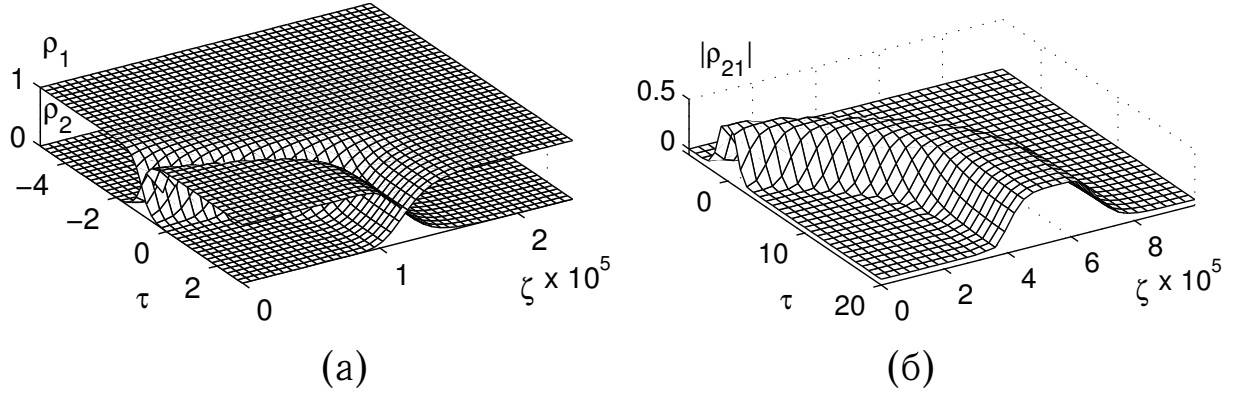


Рис. 3: (а) Населенности уровней $|1\rangle$ и $|2\rangle$ при контринтуитивном включении полей (рис. 1,б); (б) Атомная когерентность $|\rho_{21}|$ на запрещенном переходе при синхронном включении полей $T_2 = 10T_1$ (ср. рис. 1,а).

менной огибающей импульса содержится в пространственном профиле атомной когерентности.

Векторная модель

На различных глубинах среды в различные моменты времени состояние атома и поля описывается с помощью пары векторов трехмерного пространства. Предложена геометрическая интерпретация не только временной, но и пространственной динамики. Уравнения (1) удобно представить в виде:

$$\partial_\tau \vec{\alpha} = \vec{\Omega} \times \vec{\alpha}, \quad \partial_\zeta \vec{\Omega} = \hat{K} \left(\frac{\vec{\alpha} \times \vec{\alpha}^*}{2} \right). \quad (7)$$

Здесь крестик означает векторное произведение. $\vec{\Omega} = (G_2, G_1, 0)$ – вектор частот Раби, расположенный в некотором абстрактном гильбертовом пространстве, где по осям откладываются частоты Раби. $\vec{\alpha} = (a_1, -a_2, a_3,)$ – вектор амплитуд вероятностей, помещенный в то же гильбертово пространство, где по осям откладываются амплитуды вероятности. $\vec{\alpha}^* = (\alpha_1, \alpha_2, -\alpha_3,)$ – “сопряженный” вектор. \hat{K} – оператор, составленный из постоянных распространения; в случае равных постоянных распространения вырождается в скаляр $K_1 = K_2 \equiv K$.

Вектор $\vec{\Omega}$ расположен под *углом смешения* φ к вектору основного состояния (рис. 4). На языке векторной модели объясняется критерий

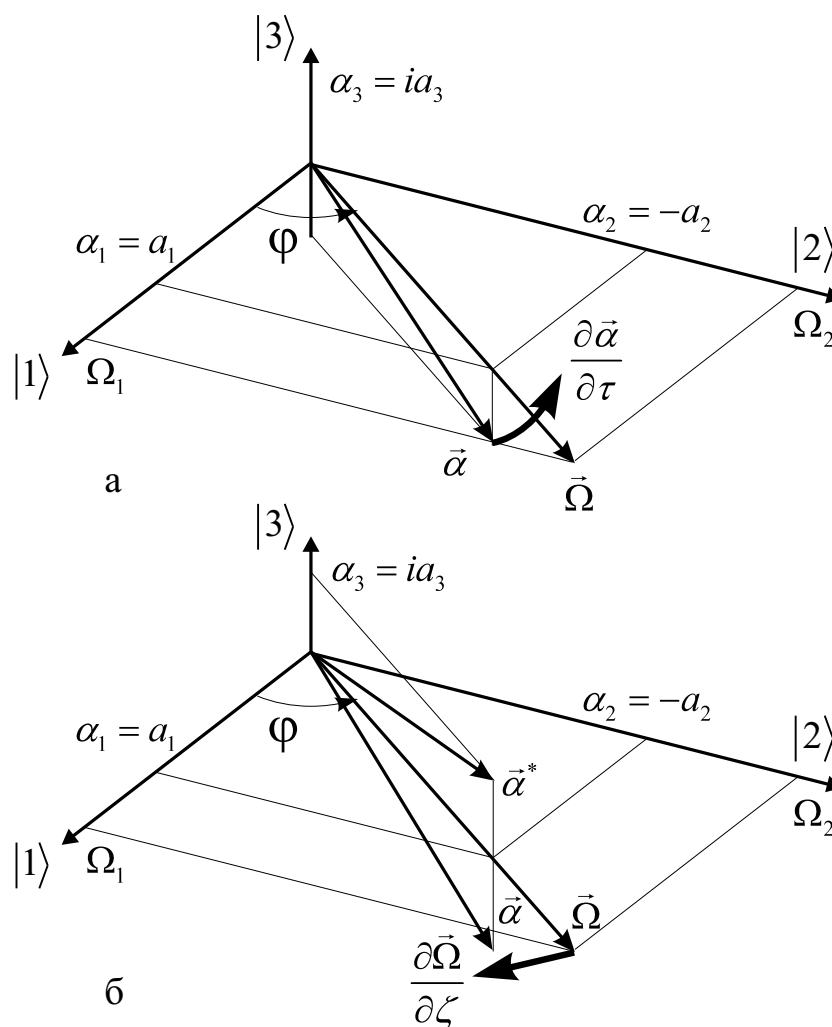


Рис. 4: Качественная интерпретация векторных уравнений Максвелла-Шрёдингера (1). (а) изменение состояния атома во времени; (б) изменение полей по мере распространения вглубь среды.

адиабатичности: сонаправленность векторов $\vec{\alpha}$ и $\vec{\Omega}$ имеет место, если угловая скорость вращения вектора $\vec{\Omega}$ со временем много меньше величины вектора $\vec{\Omega}$. Сохранение плотности числа фотонов соответствует сохранению длины вектора $\vec{\Omega}$ с глубиной среды.

Глава 3 посвящена исследованию возможности записи и считывания коротких лазерных импульсов. Под записью понимается преобразование пробного импульса в атомную когерентность, время жизни которой определяется временем ее релаксации, что может составлять микросекунду и более. Если в среду подать считывающий импульс,

то на выходе получим импульс, который возникает в результате рассеяния считывающего импульса на атомной когерентности, т.е. имеет место обратное преобразование атомной когерентности в свет (процесс считывания). Свойства восстановленного импульса зависят от считывающего импульса. Возможны ситуации, когда считанный импульс будет точной копией записанного.

Процесс считывания описывается уравнениями, подобными (1), где под $G_{1,2}$ следует понимать восстановленный и считывающий импульсы. В адиабатическом приближении уравнение (4) обратимо при одновременной замене знака времени и координаты. Если воспроизвести соответствующие граничные условия, то динамика в пространстве также обратится.

Воспроизвести граничные условия можно, например, с помощью зеркала, обеспечивая обращение процесса вперед по времени (рис. 5).

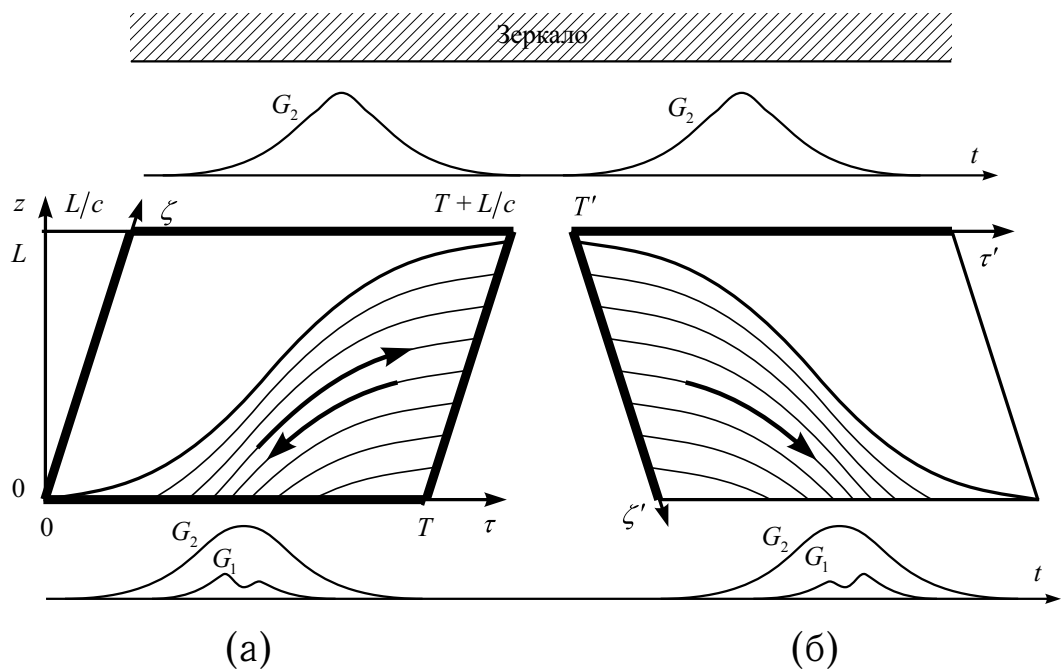


Рис. 5: Обращение динамики с помощью зеркала. Возмущение распространяется вдоль характеристических кривых, на которых величина угла смещения φ постоянна. Стрелки указывают направление процесса при записи и обращении динамики при восстановлении. Пробный импульс G_1 записывается (а) – считывается (б).

Результат считывания показан на рис. 6. Интересно отметить, что восстановленный импульс обращен по времени, т.е. передний и задний фронты импульса меняются местами, как видно из данного рисунка. Обращение по времени обусловлено тем, что информация о переднем фронте импульса содержится в переднем (пространственном) фронте атомной когерентности, который проник в среду глубже, чем задний.

Если пространственный профиль симметричен, как в случае КПН (рис. 3,б), то возможно считать импульс не в обратном, а в прямом направлении.

Возможно восстановление и в случае АПН. При считывании в прямом направлении считывающий импульс имеет частоту пробного поля, а считанный импульс – частоту управляющего поля.

После записи импульса в атомную когерентность промежуточный уровень $|3\rangle$ атомов (схема на рис. 1) не возбужден. Поэтому возможно считывание на смещенной частоте, использующей другой промежуточный уровень.

Три типа симметрии можно чередовать: считывать в прямом или

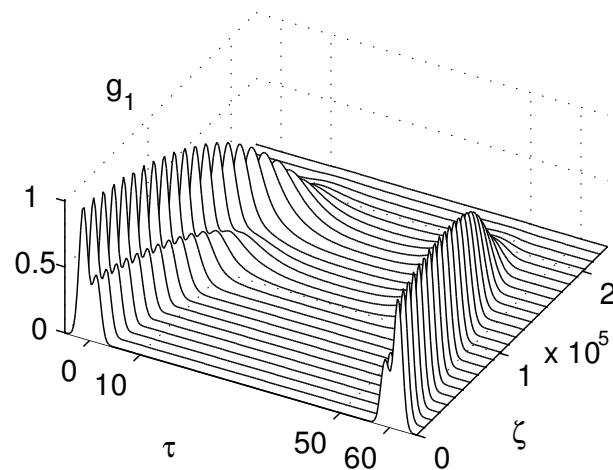


Рис. 6: Считывание с обращением времени, считывающий импульс распространяется в направлении, противоположном записывающему. Зависимость частоты Раби пробного импульса от времени в различных точках среды в процессе записи (слева) и восстановления импульса (справа).

обратном направлении, использовать инверсию населенности, считывать на смещенной частоте. Это дает всего восемь комбинированных способов считывания.

В главе 4 анализируется возможность генерации согласованных импульсов в процессе резонансного нелинейно-оптического смешения в условиях ЭИП. Схема такого процесса показана на рис. 7. В отличие от других работ [9, 10] рассматривается случай коротких импульсов, длительность которых меньше всех времен релаксации среды.

Поля, взаимодействующие с основным состоянием атомов, достаточно интенсивны для образования уединенных волн, аналогичных $2\pi\text{sech}$ -импульсам двухуровневой системы, однако слабее управляющих полей:

$$G_{R,B} \gg G_{r,b}, \quad G_{r,b}T_{r,b} \geq 2\pi. \quad (8)$$

Для синхронной схемы включения полей численный счет дает устойчивые решения в виде пробных импульсов, согласованных по форме.

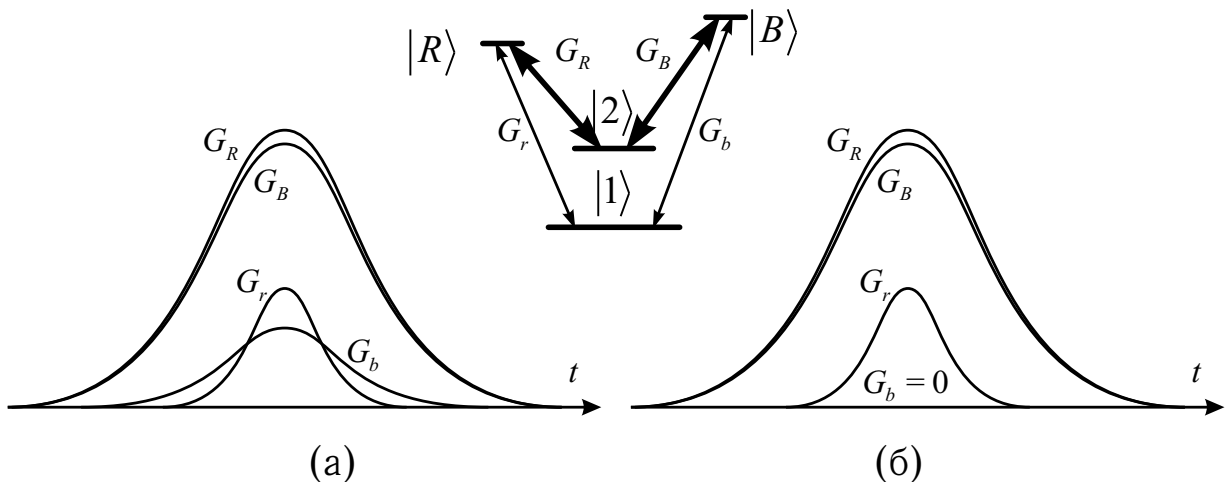


Рис. 7: Схема четырехуровневого атома (G_r, G_b – пробные поля, G_R, G_B – управляющие поля) и временная динамика четырехцветного поля на входе в среду. Управляющие импульсы значительно интенсивнее (8), включаются раньше и выключаются позже пробных. Осуществляется синхронное включение импульсов. (а) Четыре поля в условиях фазового синхронизма; (б) Случай, когда G_b на входе отсутствует.

При различии форм пробных полей на входе (рис. 7,а) в глубине среды имеет место согласование огибающих импульсов (рис. 8,а). При отсутствии на входе одного из пробных полей (рис. 7,б) идет его генерация (рис. 8,б).

Заметно, что процесс включает разные возмущения, обладающие различными скоростями распространения. Два процесса при распространении взаимодействуют слабо. Адиабатический процесс возмущает уровень с запрещенным переходом в основное состояние. Солитонный процесс возмущает только промежуточные высокоэнергетические состояния.

Теоретическое описание основывается на углах смешения – мерах когерентности (согласованности) в полях и между уровнями атома. Два частных, ранее изученных явления обобщаются для четырехуровневого атома и благодаря слабому воздействию на среду адиабатического процесса объединяются:

$$\begin{bmatrix} G_r \\ G_R \\ G_B \\ G_b \end{bmatrix} = \vec{G}^p + \vec{G}^s = G^p \begin{bmatrix} \cos \psi^p \sin \varphi^p \\ \cos \psi^p \cos \varphi^p \\ \sin \psi^p \cos \varphi^p \\ \sin \psi^p \sin \varphi^p \end{bmatrix} + G^s \begin{bmatrix} \sin \psi^p \cos \varphi^p \\ -\sin \psi^p \sin \varphi^p \\ \cos \psi^p \sin \varphi^p \\ -\cos \psi^p \cos \varphi^p \end{bmatrix},$$

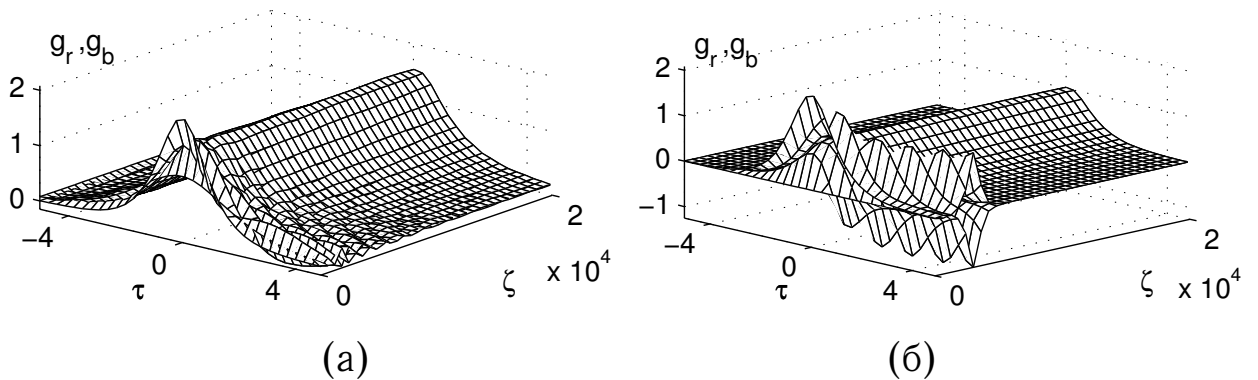


Рис. 8: Согласование формы импульсов. Динамика нормированных частот Раби $g_{r,b}$ согласованных импульсов (а) при изначальном слабом различии, (б) при изначальном отсутствии одного из импульсов. Параметры: $T_{R,B} = 3T_{r,b} = 30$ нс; $T_r G_{R,B}^{max} = 15$. В среде пробные импульсы распадаются на адиабатическую и солитонную составляющие.

где верхние индексы p и s обозначают адиабатический и солитонный режимы распространения, $G^{p,s}$ – амплитуды процессов. Тангенсы углов смещения $\psi^{(p,s)}, \varphi^{(p,s)}$ суть соотношения амплитуд состояний, соответственно: $|R\rangle$ и $|B\rangle$; $|2\rangle$ и $|1\rangle$. Углы смещения находятся, как решения системы четырех обычных нелинейных уравнений. В частном случае сильных управляющих полей получаем элементарное решение, согласующееся с приведенными результатами численных расчетов:

$$\vec{G}^p \approx \begin{bmatrix} \frac{G_R^2 G_r + G_R G_B G_b}{G_R^2 + G_B^2} \\ G_R \\ G_B \\ \frac{G_B^2 G_b + G_R G_B G_r}{G_R^2 + G_B^2} \end{bmatrix}, \quad \vec{G}^s \approx \begin{bmatrix} \frac{G_B^2 G_r - G_R G_B G_b}{G_R^2 + G_B^2} \\ 0 \\ 0 \\ \frac{G_B^2 G_b - G_R G_B G_r}{G_R^2 + G_B^2} \end{bmatrix}.$$

В случае коротких импульсов согласование происходит не по причине затуханий, а из-за различия скоростей распространения импульсов.

В приложениях дается подробный вывод математической части задачи, учет приближений и упрощений, описание численного решения уравнений задачи в конкретных физических величинах.

Выводы

Диссертация посвящена исследованию взаимодействия коротких лазерных импульсов, распространяющихся в резонансной оптически плотной среде в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности.

Изучена пространственно-временная эволюция электромагнитного поля двух частот (пробного и управляющего импульсов) в среде трехуровневых атомов Λ -конфигурации. Рассмотрены две схемы включения импульсов: 1) управляющий импульс включается и выключается раньше пробного (контринтуитивная последовательность); 2) управляющий импульс включается раньше и выключается позже пробного. В обоих случаях возможно получение максимальной атомной когерентности на дипольно запрещенном переходе.

Показано, что пробный импульс может распространяться на расстояние порядка нескольких тысяч длин линейного поглощения. Одна-

ко на конечном расстоянии он полностью перекачивается в управляющий импульс. Пространственная форма наведенной атомной когерентности содержит информацию о временной форме взаимодействующих импульсов.

Установлено, что в адиабатическом приближении выполняется соотношение, подобное соотношению Мэнли-Роу, которое имеет более общий характер, чем концепция импульсов, одетых полем, и отвечает сохранению числа фотонов. Этот инвариант с помощью метода характеристик позволяет найти аналитическое решение задачи для различных сил осцилляторов переходов.

Проанализированы условия адиабатичности с учетом распространения импульсов. В процессе распространения они могут нарушаться.

Предложена геометрическая интерпретация не только временной, но и пространственной динамики. На языке векторной модели выражаются критерий адиабатичности и сохранение плотности числа фотонов. При этом векторная модель отражает симметрию пространственных и временных изменений.

Предсказан эффект пространственной локализации атомной когерентности, наведенной на дипольно запрещенном переходе. На этой основе показана возможность и проанализированы особенности записи, хранения и считывания коротких лазерных импульсов, длительность которых меньше всех времен релаксации в среде. Время хранения определяется временем релаксации атомной когерентности. Продемонстрированы различные способы считывания (восстановления) записанного импульса: считывание без изменения частоты, считывание с изменением частоты, считывание с обращением импульса во времени.

Для четырехуровневых атомов показана возможность генерации согласованных по форме импульсов при нелинейно-оптическом смешении в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности. Описан механизм генерации.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:
Архипкин В. Г., Тимофеев И. В. Электромагнитно индуцирован-

ная прозрачность: запись, хранение и считывание коротких световых импульсов//Письма в ЖЭТФ. – 2002. – Т.76 – №1 – С.74–78.

Arkhipkin V. G., Timofeev I. V. Spatial evolution of short laser pulses under coherent population trapping//Phys. Rev. A. – 2001. – V.64 – 053811.

Архипкин В. Г., Тимофеев И. В. Инверсия населенности в протяженной трехуровневой среде с помощью адиабатического переноса населенности//Оптика и спектроскопия. – 2001. – Т.91 – №5 – С.862–867.

Архипкин В. Г., Тимофеев И. В. Адиабатическое распространение коротких импульсов в условиях электромагнитно индуцированной прозрачности//Квантовая электроника. – 2000. – Т.30 – С.180–184.

Arkhipkin V. G., Manushkin D.V., Timofeev V.P., Timofeev I. V. Efficient selective excitation in optically thick extensive media by adiabatic population transfer//Proc. SPIE. – 2000. – V.3886 – p.669–703.

Arkhipkin V. G., Timofeev I. V. Propagation of two short pulses under condition of electromagnetically induced transparency: adiabatic following//Proc. SPIE. – 2000. – V.4002 – p.45–51.

Архипкин В. Г., Тимофеев И. В. Распространение коротких импульсов в резонансной трехуровневой среде в условиях адиабатического переноса населенности//Материалы Второй Байкальской школы по фундаментальной физике БШФФ-99: Взаимодействие излучений и полей с веществом. Т.2. Иркутск. – 1999. – С.438–443.

Список литературы

- [1] *Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М.* – Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. – Н.: Наука, 1979. 310.
- [2] *Harris S. E.* Electromagnetically induced transparency // Phys. Today. 1997. 50, 7. 36–42.

- [3] *Lukin M. D., Imamoglu A.* Controlling photons using electromagnetically induced transparency // *Nature*. 2001. 413. 273–276.
- [4] *Hau L.V., Harris S. E., Dutton Z., et al. .* // *Nature*. 1999. 397. 594.
- [5] *Phillips D.F., Fleischhauer M., Mair A., Lukin M. D.* // *Phys. Rev. Lett.* 2001. 86. 783.
- [6] *Liu Ch., Dutton Z., Behroozi C.H., et al. .* // *Nature*. 2001. 409. 490.
- [7] *Helmerson Kristian.* Giving a boost to atoms // *Nature*. 1999. 402, 9. 587–588.
- [8] *Eberly J. H., Pons M.L., Haq H.R.* Dressed-field pulses in an absorbing medium // *Phys. Rev. Lett.* 1993. 72, 1. 56–59.
- [9] *Harris S. E.* Electromagnetically induced transparency with matched pulses // *Phys. Rev. Lett.* 1993. 70. 552–555.
- [10] *Cerboneschi Elena, Arimondo Ennio.* Propagation and amplitude correlation of pairs of intense pulses interacting with a double-Lambda system // *Phys. Rev.A.* 1996. 54. 5400.

Подписано к печати 28.04.2003 г.
Тираж 70 экз. 1 у.-и.л. Заказ №36.
Отпечатано на ризографе ИФ СО РАН
660036, Красноярск, Академгородок