

На правах рукописи

Работа выполнена в ФГОУ ВПО
“Сибирский Федеральный Университет”

Шарыпов Антон Валерьевич

**Влияние механизмов уширения квантовых переходов на
распространение электромагнитных импульсов в условиях
индуцированной прозрачности**

Специальность 01.04.05 – оптика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Красноярск 2008

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук, с.н.с,
доцент **Геллер Юрий Исаевич**
СФУ

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор **Архипкин Василий Григорьевич**
ИФ СО РАН

кандидат физико-математических наук,
доцент **Сорокин Анатолий Васильевич**
СибГАУ

Ведущая организация: Институт вычислительного моделирования СО РАН

Защита состоится: 27 июня 2008г. в 14.30 часов на заседании
диссертационного совета Д 003.005.01 при Институте физики
им.Л.В.Киренского СО РАН по адресу: 660036 г.Красноярск, Академгородок
50, стр. 38.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института физики
им.Л.В.Киренского СО РАН.

Автореферат разослан 12 мая 2008 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета Д 003.005.01

Втюрин А.Н.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. В последнее время интенсивно ведутся разработки в области создания квантово-оптических устройств, предназначенных для обработки и передачи данных. В связи с этим особую актуальность приобрели исследования некоторых эффектов нелинейной оптики, которые позволяют существенно снижать скорость распространения электромагнитного сигнала в среде. Явление «медленного света» представляет не только большую практическую значимость – эффект интересен сам по себе, удивительна и необычна возможность снижения групповой скорости импульса в среде на 5-7 порядков, что и привлекает внимание многих ученых всего мира.

Эффект «медленного света» связан с тем, что в оптически плотной среде под действием индуцирующего излучения создается провал в спектре поглощения пробного поля – окно прозрачности, в области которого дисперсия коэффициента преломления имеет весьма высокое значение. Распространяясь в данных условиях, импульс пробного излучения, спектральная ширина которого не выходит за пределы окна прозрачности, не испытывает существенных искажений, а за счет сильной дисперсии коэффициента преломления его групповая скорость значительно снижается [1]. Таким образом, изменяя степень дисперсии коэффициента преломления и глубину окна прозрачности, мы можем управлять такими параметрами распространения импульсов в среде, как его групповая скорость и время задержки на длине поглощения. Как правило, ширина окна прозрачности, его форма, условия реализации, степень дисперсии коэффициента преломления, а следовательно, и особенности проявления эффекта «медленного света» зависят от интенсивности индуцирующего поля и механизмов уширения квантовых переходов. Следовательно, исследование влияния различных механизмов уширения квантовых переходов на свойства индуцированной прозрачности позволит обогатить представление о проявлении эффекта медленного света, что будет способствовать скорейшему внедрению данного явления для решения конкретных прикладных задач.

Цель работы. Определить влияние механизмов уширения квантовых переходов двух- и трехуровневых систем на свойства распространения импульсов слабого пробного излучения в области возникновения индуцированной прозрачности.

Научная новизна. Тема «медленного света» сейчас привлекает внимание многих ученых. Большое количество теоретических и экспериментальных работ посвящены исследованию свойств распространения импульсов излучения в различных квантовых системах. Тем не менее, некоторые вопросы до сих пор остаются не изученными.

В ряде теоретических работ [см., например, 2] были рассмотрены особенности проявления эффекта ЭИП в условиях, близких к экспериментальным [3, 4]. Авторы указанных работ наблюдали значительное замедление импульсов электромагнитного излучения в доплеровски уширенном газе трехуровневых Λ -систем. Поскольку в данных экспериментах дипольно-запрещенный переход был сформирован двумя близлежащими уровнями (уровни сверхтонкого или зеемановского расщепления), то в теоретических работах остаточным доплеровским уширением данного перехода пренебрегли ($k - k_0 \rightarrow 0$), а также была рассмотрена только «классическая» схема формирования эффекта ЭИП ($|k| < |k_0|$). Однако известно [5, 6], что в выделенном

случае конфигурации волновых векторов $\mathbf{k}k_0 > 0$ и $k_0 < k$ для Λ -схемы, $\mathbf{k}k_0 < 0$ и $k_0 < k$ – для каскадной, в спектре показателя поглощения пробного поля на доплеровском профиле возникают резонансы большой амплитуды, свободные от теплового уширения – «резонансы пересечения», которые проявляются и в спектре коэффициента преломления. Также в недавних теоретических работах [см., например, 7], было указано на возникновение подобных структур и в условиях доминирующего столкновительного уширения квантовых переходов. В этих случаях особенности проявления эффекта ЭИП существенным образом отличается от случая, рассмотренного в работах [см. 2 и ссылки там], в связи с чем нами было исследовано влияние как доплеровского, так и столкновительного механизмов уширения квантовых переходов на особенности проявления эффекта «медленного света» в выделенном случае конфигурации волновых векторов.

Помимо явления ЭИП в газообразных средах, для снижения групповой скорости были применены и другие эффекты. Так, в работе [8] для замедления света был использован эффект когерентных осцилляций населенности (КОН) в двухуровневых системах, который также, как и ЭИП, может сочетать окно прозрачности в спектре показателя поглощения пробного поля с высокой положительной дисперсией коэффициента преломления. Теоретическая модель, предложенная авторами [8] для описания экспериментальных результатов, была весьма приближенной, а именно – была получена в первом приближении по интенсивности индуцирующего поля и не учитывала влияние отстройки по сильному полю. Рассмотренная нами более точная теоретическая модель взаимодействия двух полей, индуцирующего и пробного, с квазидвухуровневыми системами на основе хорошо проверенного теоретически и экспериментально методе пробного поля [9] позволила определить оптимальные параметры индуцирующего поля для получения максимально низкой групповой скорости пробного излучения или максимального времени задержки его импульсов в среде на длине поглощения, а также установить наличие режимов, когда импульсы пробного поля наряду с замедлением могут испытывать и усиление. В связи с тем, что форма спектра невозмущенного показателя поглощения некоторых квазидвухуровневых систем может быть отлична от лоренцевской, то на основе теории Фано [см. 10 и ссылки там] было проведено обобщение полученных результатов на спектры произвольной формы.

Основные положения и результаты, выносимые на защиту:

- В газе, состоящем из трехуровневых квантовых систем, находящихся в поле сильного лазерного излучения, при доминирующем доплеровском уширении квантовых переходов, в выделенном случае конфигурации волновых векторов $\mathbf{k}k_0 > 0$ и $k_0 < k$ для Λ -схемы, $\mathbf{k}k_0 < 0$ и $k_0 < k$ – для каскадной, импульс пробного излучения, распространяясь в окрестности резонансов пересечения, испытывает существенное снижение групповой скорости.
- При высокой степени сохранения фазы наведенной когерентности на микроволновом переходе при столкновениях и сонаправленном распространении пробной и индуцирующей волны, в газе трехуровневых

квантовых Λ -систем возможно индуцирование окна интерференционной прозрачности, в области которого происходит замедление пробного излучения.

- В среде, состоящей из двухуровневых квантовых систем, при значительном различии времен продольной и поперечной релаксации в спектре поглощения пробного поля реализуется окно прозрачности, сочетающееся со значительной дисперсией коэффициента преломления, что приводит к замедлению импульсов пробного излучения, которое при определенных параметрах индуцирующего поля может сопровождаться их усилением.

Апробация работы. Основные результаты работы были представлены на V Международной Конференции молодых ученых и специалистов «Оптика – 2007» (Санкт-Петербург, Россия, 2007), IV Международной Конференции «Фундаментальные проблемы оптики – 2006» (Санкт-Петербург, Россия, 2006), Международной Конференции по Когерентной и Нелинейной Оптике (ICONO/LAT–2005, Санкт-Петербург, Россия, 2005), а также на Научных Конференциях Студентов Физиков и Молодых Ученых в Красноярском государственном университете.

Публикации. Основные результаты диссертации отражены в 9 публикациях, в том числе в рецензируемых журналах, включенных в список ВАК (3).

Личный вклад автора. Совместно с научным руководителем поставлены цели и задачи исследований, обсуждены методы их решения. Основные результаты диссертации получены автором самостоятельно.

Структура и объем работы. Диссертация состоит из введения, четырех глав с изложением материала диссертации, заключения и списка литературы. Общий объем диссертации составляет 104 страницы, включает 14 рисунков и список литературы из 91 наименования.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

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

В **первой главе** рассматриваются свойства распространения электромагнитных импульсов в области возникновения эффекта индуцированной прозрачности.

В разделе 1.1 вводятся такие параметры распространения импульсов, как групповая скорость, время задержки в среде на длине поглощения, а также степень расплывания импульса.

В разделе 1.2 приведен обзор работ, посвященных исследованию свойств распространения импульсов пробного излучения в трех- и двухуровневых системах, подробно рассмотрены результаты наиболее значимых и близких по теме к данной работе.

Во **второй главе** решается задача о взаимодействии двух электромагнитных полей, одно из которых индуцирующее, а другое пробное, с газом трехуровневых квантовых систем. В выделенном случае конфигурации электромагнитных полей: $\mathbf{k}\mathbf{k}_0 > 0$, $k_0 < k$ для Λ -системы и $\mathbf{k}\mathbf{k}_0 < 0$, $k_0 < k$ для каскадной, в условиях доминирующего доплеровского уширения квантовых переходов подробно исследуются спектральные особенности пробного излучения, а также свойства распространения его импульсов в области пересечения резонансных скоростей атомов.

В разделе 2.1 рассмотрены различные механизмы уширения спектральной линии. Наиболее подробно разобран случай доплеровского уширения квантовых переходов.

В разделе 2.2 рассмотрен «аппарат» матрицы плотности, с помощью которого возможно описание эффекта взаимодействия излучений с квантовой системой при учете радиационного распада квантовых состояний, столкновительных процессов и эффекта Доплера.

В разделе 2.3 решена задача о взаимодействии сильного индуцирующего излучения с трехуровневой квантовой системой рис. 1.

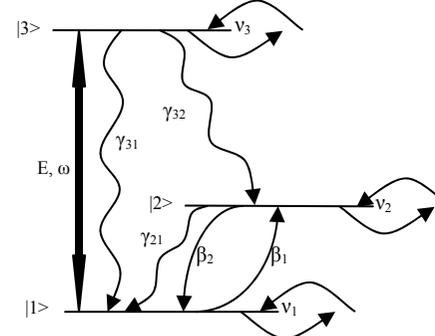


Рис. 1. Схематическое изображение релаксационных процессов в трехуровневой квантовой системе в поле сильного излучения напряженности E и частоты Ω с учетом радиационной релаксации (константы $\gamma_{31}, \gamma_{32}, \gamma_{21}$), упругих (константы ν_1, ν_2, ν_3) и неупругих (константы β_1, β_2) столкновений.

Найдено распределение частиц по состояниям и скоростям, установившееся под действием сильного излучения:

$$\begin{aligned} \rho_1 &= -NP(v)\tau_1^{(1)} - W_M(v)N\bar{P}\tau_2^{(1)} + W_M(v)N_1, \\ \rho_2 &= NP(v)\tau_1^{(2)} + W_M(v)N\bar{P}\tau_2^{(2)} + W_M(v)N_2, \\ \rho_3 &= NP(v)\tau_1^{(3)} + W_M(v)N\bar{P}\tau_2^{(3)}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ρ_i - распределения населенностей по состояниям и по скоростям ($i=1, 2, 3$); N_i - начальные населенности уровней; $W_M(\nu)$ - максвелловское распределение по скоростям. Кроме того, в (1) введены следующие сокращенные обозначения:

$$NP(\nu) = 2\Gamma_{31}|V|^2(\rho_1 - \rho_3)/|p_{31}|^2,$$

$$|V|^2 \equiv |V_{31}|^2 = |Ed_{31}/2\hbar|^2, \quad p_{31} \equiv \Gamma_{31} - i(\Omega - k\nu), \quad \Omega = \omega - \omega_{31},$$

$$\Gamma_1 = \nu_1 + \beta_1, \quad \Gamma_2 = \nu_2 + \beta_2 + \gamma_{21}, \quad \Gamma_3 = \nu_3 + \gamma_{31} + \gamma_{32},$$

где \mathbf{k} - волновой вектор излучения, резонансного перехода $3-1$; d_{31} - матричный элемент проекции дипольного момента на направление поля; Γ_{31} - константа однородной полуширины линии перехода $3-1$. Величина $P(\nu)$ имеет смысл вероятности поглощения в единицу времени сильного излучения атомами с заданной скоростью ν , а $\bar{P}(\nu)$ интегральная по скоростям. Коэффициенты $\tau_1^{(i)}$ в (1) имеют смысл времен жизни состояний с заданной скоростью. Сумма $\tau_1^{(i)} + \tau_2^{(i)}$ представляет собой полное время жизни на $|i\rangle$ -том уровне, $\tau_2^{(i)}$ есть остаточная часть времени жизни на уровне $|i\rangle$, начиная с момента, когда произошло максвеллизующее столкновение. Также в данном разделе анализируется явление светоиндуцированного дрейфа газовой смеси, и получено выражение, определяющее дрейфовую скорость.

В разделе 2.4 рассмотрен спектр восприимчивости слабого пробного излучения, приложенного к смежному квантовому переходу относительно индуцирующего поля рис. 2.

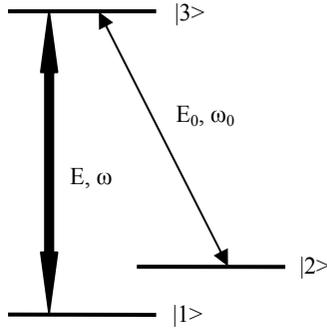


Рис. 2. Схема воздействия мощного оптического излучения частоты ω на спектры поглощения и преломления пробного излучения частоты ω_0 , резонансного смежному атомному переходу.

Восприимчивость такой системы на частоте пробного излучения имеет вид:

$$\chi = i \frac{|d_{32}|^2}{\hbar} \left\{ AN_2 X_{12} - B|V|^2 N_1 Y_{12} - \tilde{\nu}|V|^2 X_0 \frac{AN_2 X_0 + BN_1 Y_{32}}{1 - \tilde{\nu} X_{32}} \right\}. \quad (2)$$

Резонансные функции X_{ij} в (2) описывают нелинейный интерференционный эффект и эффект расщепления:

$$X_0 = \int \frac{W_M(\nu)}{p'_{32} p'_{12} + |V_{31}|^2} d\nu, \quad X_{12} = \int \frac{W_M(\nu) p'_{12}}{p'_{32} p'_{12} + |V_{31}|^2} d\nu, \quad X_{32} = \int \frac{W_M(\nu) p'_{32}}{p'_{32} p'_{12} + |V_{31}|^2} d\nu,$$

а совместное влияние данных эффектов и эффекта Беннета задают функции Y_j :

$$Y_{12} = \int \frac{p'_{12} \xi + p'_{31}}{p'_{32} p'_{12} + |V_{31}|^2} \frac{W_M(\nu)}{|p^S(\nu)|^2} d\nu, \quad Y_{32} = \int \frac{p'_{31} p'_{32} - \xi |V_{31}|^2}{p'_{32} p'_{12} + |V_{31}|^2} \frac{W_M(\nu)}{|p^S(\nu)|^2} d\nu.$$

Здесь p_{ij} - комплексные резонансные коэффициенты определяются следующими выражениями:

$$p'_{31} = (p'_{13})^* = \Gamma_{31} - i(\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v}) = p_{31} + i\mathbf{k}\mathbf{v},$$

$$p'_{32} = \Gamma_{32} - i(\Omega_0 - \mathbf{k}_0\mathbf{v}) = p_{32} + i\mathbf{k}_0\mathbf{v},$$

$$p'_{12} = (p'_{21})^* = \Gamma_{21} + i(\Omega - \Omega_0 - (\mathbf{k} - \mathbf{k}_0)\mathbf{v}) = p_{12} - i\Delta\mathbf{k}\mathbf{v},$$

$$p^S(\nu) = \Gamma_B - i(\Omega - \mathbf{k}\mathbf{v}),$$

где $\Omega_0 = \bar{\Omega}_0 + \Delta_{32}$ и $\Omega = \bar{\Omega} + \Delta_{31}$ - отстройки частот пробного и индуцирующего излучений от соответствующих резонансных переходов с учетом столкновительных сдвигов частот Δ_{ij} ; $\Gamma_{ij} = \Gamma_{ij}^{(r)} + \Gamma_{ij}^{(c)}$ - константы однородных полуширин соответствующих переходов, состоящие из радиационных и столкновительных частот; $\Gamma_B = \Gamma_{31} \sqrt{1 + \kappa}$ - характерная полуширина провалов Беннета; $\zeta \equiv 2\Gamma_{31}(\Gamma_2 - \gamma_{32})/\Gamma_2\Gamma_3$ - безразмерная величина. Член в уравнении (2) с $\tilde{\nu}$ учитывает столкновительное сужение (эффект Дике) комбинационного перехода $2-1$. A и B - параметры, зависящие от интенсивности индуцирующего поля, столкновительных и релаксационных констант.

Формула (2) дает общее решение задачи о восприимчивости на частоте пробного поля при различных значениях входящих в нее параметров.

Далее в данном разделе рассматривается случай довольно разреженного газа, когда влияние столкновительных процессов не существенно, и член, пропорциональный $\tilde{\nu}$, в (2) не учитывается. В этом случае выражение (2) преобразуем следующим образом: общим подынтегральным множителем X_{12} и Y_{12} является функция $\left[p'_{32} p'_{12} + |V|^2 \right]^{-1}$, которая квадратична по скорости, следовательно, функции X_{12} и Y_{12} можно разложить на два простых множителя:

$$X_{12}, Y_{12} \sim \frac{1}{v_2 - v_1} \left\langle \frac{f_1}{v_1 - v} + \frac{f_2}{v_2 - v} \right\rangle. \quad (3)$$

Величины $\text{Re} v_{1,2}$ в разложении имеют смысл резонансных скоростей частиц среды, а $\text{Im} v_{1,2}$ определяют характерный размер пучков взаимодействующих частиц.

В разделе 2.5 исследуется связь спектральных особенностей пробного поля с характером пересечения резонансных скоростей атомов среды.

Выражение для функций $v_{1,2}$ (3) можно представить в следующем виде:

$$\frac{v_{1,2}}{u} = \frac{v_{1,2}^{(0)}}{u} \mp \Delta \quad (4)$$

где $v_1^{(0)} \equiv (\Omega_0 + i\Gamma_{32})/k_0$ и $v_2^{(0)} \equiv (\Omega - \Omega_0 - i\Gamma_{21})/\Delta k$ – резонансные скорости атомов в слабых полях, а Δ

$$2\Delta \equiv \frac{k}{\Delta k k_0 u} \left[z + i\Gamma - \sqrt{(z + i\Gamma)^2 - S^2} \right] \quad (5)$$

– интерференционное слагаемое. Также здесь введены следующие обозначения (данные выражения выписаны для Λ -схемы, для каскадной следует поменять знак перед k_0/k):

$$z \equiv \Omega_0 - \frac{k_0}{k} \Omega, \quad \Gamma = \frac{k_0}{k} \Gamma_{21} + \frac{\Delta k}{k} \Gamma_{32}, \quad S^2 \equiv 4 \frac{k_0}{k} \frac{\Delta k}{k} |V|^2.$$

Как следует из (4) и (5), в области $|(z + i\Gamma)^2|$ меньше или порядка $|S^2|$ существенный вклад в поведение резонансных функций вносит интерференционное слагаемое Δ , и в этой области уже принципиально не различимы однофотонный и двухфотонный процессы, а наблюдается их интерференция рис. 3.

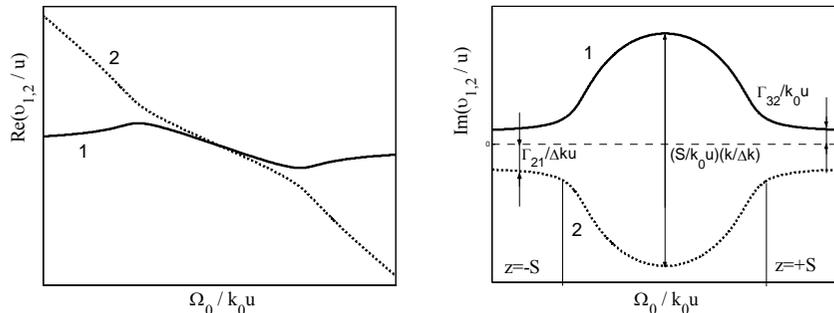


Рис. 3. Случай пересечение скоростей резонансных групп атомов $\mathbf{k}_0 \mathbf{k} > 0$ и $k_0 < k$. График 1 – резонансная скорость v_1 , график 2 – резонансная скорость v_2 .

Таким образом, в случае доплеровского уширения переходов эффект расщепления и уширения резонансов в сильном поле проявляется через соответствующее "расщепление" и уширение резонансных групп атомов. Однако "расщепление" в пространстве резонансных скоростей может носить совсем иной характер, чем расщепление квазиэнергетических термов атомов. В отсутствие доплеровского уширения (моноскоростные атомы) квазиэнергетические термы всегда "антипересекаются", т.е. расстояние между ними не может быть меньшим $2|V_{31}|$. Тогда как резонансные пучки скоростей при доплеровском уширении, как следует из (4), могут "пересекаться", т.е. в области частот $|z| \leq S$ выполняется неравенство:

$$|\text{Re}(v_1 - v_2)| \leq \max\{|\text{Im} v_1|, |\text{Im} v_2|\}.$$

На рис. 3 показаны зависимости $\text{Re}(v_{1,2}/u)$ и $\text{Im}(v_{1,2}/u)$ от отстройки пробного поля Ω_0 при $S^2 > 0$ (т.е. $\mathbf{k}_0 \mathbf{k} > 0$, $k_0 < k$) и $S^2 \gg \Gamma$ – случай пересечения резонансных скоростей.

При любых других соотношениях волновых векторов величина $S^2 < 0$. Если положить $|S^2| \gg \Gamma^2$, то поведение ветвей $\text{Re} v_{1,2}$ имеет вид "антипересечения" с минимальным расстоянием между ними, приближенно равным $2|S|$.

В случае, когда индуцирующее поле действует между незаселенными переходами, что может быть реализовано в каскадной схеме, а также Λ -схеме, когда столкновительной и радиационной релаксацией метастабильного уровня можно пренебречь, в выражении (2) слагаемое пропорциональное Y_{12} не учитывается. В данном случае, в области пересечения резонансных скоростей атомов среды, при значениях функций S и z , удовлетворяющих условию $z, S \ll 2k_0 \Delta k u / k$, выражение для восприимчивости среды на частоте пробного излучения (2) может быть представлено в следующем виде:

$$\chi = iN \frac{|d_{32}|^2}{\hbar} \frac{\sqrt{\pi} z + i\Gamma}{k_0 u R} \quad (6)$$

где $R \equiv \sqrt{(z + i\Gamma)^2 - S^2}$ – резонансный фактор, который согласно [5] представим следующим образом:

$$\frac{1}{|R|^2} = \frac{1}{2\sqrt{zS}} \left[\frac{1}{(z - S)^2 + \Gamma^2} - \frac{1}{(z + S)^2 + \Gamma^2} \right]^{1/2}. \quad (7)$$

Из (7) непосредственно следует, что резонанс пересечения представляется в виде двух узких пиков (рис. 4) при $\Omega_0 = (k_0/k)\Omega \pm S$ с ширинами $\sqrt{3}\Gamma$ и амплитудами $\sim (S/\Gamma)^{1/2}$. Поглощение в центре спектра уменьшается в $\sim (\Gamma/S)^{1/2}$ раз (интерференционная прозрачность).

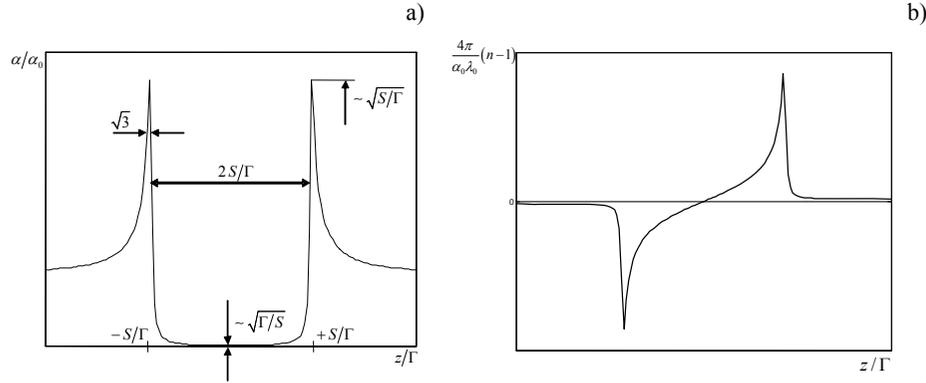


Рис. 4. Особенности проявления электромагнитно – индуцированной прозрачности в спектре пробного поля в случае пересечения резонансных скоростей. Зависимость показателя поглощения (а) (подобна той, что приведена в [5]) и преломления (б) от частоты пробного излучения.

В разделе 2.6 рассматриваются свойства распространения импульсов пробного излучения в области возникновения резонансов пересечения.

Замечательным свойством данной особенности спектра восприимчивости пробного поля является то, что область окна прозрачности в показателе поглощения рис. 4а сочетается с высокой дисперсией показателя преломления рис. 4б. При распространении электромагнитного импульса в данных условиях его огибающая не испытывает существенных искажений, и таким образом, описание эффекта замедления света здесь логично проводить с использованием понятия групповой скорости как скорости перемещения огибающей импульса.

Экспериментально измеряемой величиной является время задержки импульса в среде, выражения для которого в подобных условиях имеет следующий вид [1]:

$$T_D = 2\pi \frac{L}{c} \omega \left(\frac{\partial \chi}{\partial \omega} \Big|_{\omega_0} \right). \quad (8)$$

Если ограничить длину среды L длиной поглощения, т.е. $L = 1/\alpha$, то из (8) и (6) получаем:

$$T_D = \frac{1}{2\Gamma} = \frac{1}{2} \left[\frac{k_0}{k} \Gamma_{21} + \frac{\Delta k}{k} \Gamma_{32} \right]^{-1}. \quad (9)$$

Для паров ^{87}Rb частота перехода сверхтонкой структуры в основном состоянии составляет 6.8 ГГц, а оптические линии принадлежат D_1 ($\lambda_1 = 795$ нм) или D_2 ($\lambda_2 = 780$ нм) переходам. Следовательно, для рубидия имеем $\Delta k/k \approx 2 \cdot 10^{-5}$. Полагая величину однородного уширения микроволнового перехода $\Gamma_{21}/2\pi \approx 10^3$ Гц

(время-пролетное уширение), а оптического – $\Gamma_{32}/2\pi \approx 3$ МГц (радиационное уширение), получаем оценку: $T_D \approx 80$ мкс, что может соответствовать групповым скоростям $v_g < 10^2$ м/с.

Также представляется важным сделать оценку соотношения времени задержки к его минимальной длительности. Учитывая, что спектральная ширина импульса не должна превышать размер окна прозрачности, получаем $T_D/\tau_{\min} = S/(2\pi\Gamma)$, что в рассматриваемых нами условиях много больше единицы.

В третьей главе рассмотрены спектральные особенности пробного излучения в плотной газовой среде, состоящей из трехуровневых квантовых Λ -систем (рис. 2), когда столкновительное уширение переходов доминирует.

В разделе 3.1 рассмотрен приближенный вид формулы (2) для случая доминирующего столкновительного механизма уширения квантовых переходов:

$$k_0 u \ll |\Gamma_{32} - i\Omega_0| \quad \text{и} \quad \Delta k u \ll \left| p_{12} + |V_{31}|^2 / p_{32} \right|,$$

где

$$p_{32} = \Gamma_{32} - i\Omega_0, \quad p_{12} = \nu + i(\Omega - \Omega_0), \quad (10)$$

ν - столкновительное уширение перехода 2-1; $\Gamma_{32} = \gamma_3/2 + \nu_{32}$ - однородная ширина перехода 3-2, являющаяся суммой радиационного и столкновительного уширений. Предположение об отсутствии столкновительных переходов между уровнем 1 и уровнем 2 позволяет считать:

$$\rho_{33}(\nu) = \rho_{13}(\nu) = 0, \quad \rho_{22}(\nu) = NW(\nu).$$

В данных приближениях формуле (2) можно придать следующий вид [7]:

$$\chi = iN \frac{|d_{32}|^2}{\hbar} \frac{p_1}{p_1 p_{32} + |V_{31}|^2}. \quad (11)$$

Здесь введены упрощающие обозначения:

$$p_1 \equiv \nu - \tilde{\nu} - i\varepsilon + \frac{1}{2} \frac{(\Delta k u)^2}{\nu - i\varepsilon + |V_{31}|^2 / p_{32}}, \quad \varepsilon \equiv \Omega_0 - \Omega.$$

В разделе 3.2 рассмотрена одна из особенностей формулы (11). Обращено внимание на то, что величина $\text{Re } p_1$ обладает анизотропией по отношению к взаимной ориентации волновых векторов излучений и в случае высокой степени сохранения фазы наведенной поляризации на микроволновом переходе (т.е. когда столкновительные частоты “ухода” и “прихода” ν и $\tilde{\nu}$ приблизительно равны [9]) и при однонаправленном распространении пробного и индуцирующего излучений может быть весьма малой. При выполнении условия $|\Gamma_{32} - i\Omega_0| \gg \text{Re } p_1$ формула (11) может быть преобразована к виду контуров Фано [10]. Такое представление позволяет в явном виде выделить область частот узкого резонанса.

$$\chi = \chi_0 \left[1 - \rho^2 \frac{1+iq}{1-ix} \right], \quad (12)$$

где $\chi_0 \equiv iN \frac{|d_{32}|^2 \Gamma_{32} (1+iq)}{\hbar |p_{32}|^2}$ - восприимчивость на частоте пробного поля при

отсутствии поля накачки; $\rho^2 \equiv \frac{\Gamma_{32} |V_{31}|^2}{\tilde{\Gamma} |p_{32}|^2} = \frac{\gamma}{\Gamma_1 + \gamma} \leq 1$, $q \equiv \frac{\Omega_0}{\Gamma_{32}}$ - квазиконстанты;

$x = (\Omega_0 - \Omega_r) / \tilde{\Gamma}$ - отстройка от теоретического положения резонанса;

$$\tilde{\Gamma} \equiv \text{Re } p_1 + \Gamma_{32} \frac{|V_{31}|^2}{|p_{32}|^2} = \Gamma_1 + \gamma, \quad \Omega_r \equiv \text{Im } p_1 + \Omega_0 + \Omega_0 \frac{|V_{31}|^2}{|p_{32}|^2} = \Omega + \delta.$$

В разделе 3.3 рассматривается возможность замедления импульсов излучения в данных условиях. Как следует из (12), при $1 - \rho^2 \ll 1$ существует окно прозрачности в показателе поглощения в области $x = -q$, сочетающееся со значительной положительной дисперсией коэффициента преломления. Таким образом, в области частот окна прозрачности возможно замедление импульсов пробного излучения, выражение для времени задержки на длине поглощения в данном случае имеет вид:

$$T_D \approx \frac{1}{2\Gamma_1} \approx \frac{\nu}{(\Delta k u)^2} \quad (13)$$

Из (13) видно, что время задержки принципиально зависит от взаимной ориентации волновых векторов индуцирующего и пробного излучений. Если состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ - это уровни сверхтонкого расщепления атома, то при однонаправленном распространении индуцирующего и пробного излучения величина $\Delta k_{\uparrow\uparrow}$ может быть на много порядков меньше, чем $\Delta k_{\uparrow\downarrow}$ для встречных полей.

В **четвертой главе** анализируются эффекты замедления света, возникающие при нелинейном взаимодействии излучений с квазидвухуровневыми системами.

В разделе 4.1 в первом приближении по слабому полю E_1 , следуя [9] найдена восприимчивость среды на частоте пробного излучения ω_1 .

В разделе 4.2 рассмотрены спектральные особенности восприимчивости среды на частоте пробного излучения в случае, когда сильное поле находится в точном резонансе с системой. Показано, что при значительном различии характерной полуширины полосы поглощения Γ и скорости релаксации населенности A_{21} ($A_{21}/\Gamma \ll 1$), в ограниченном диапазоне интенсивности индуцирующего излучения, в спектре поглощения пробного поля возникает узкий провал, сочетающийся с высокой положительной дисперсией коэффициента преломления, что приводит к значительному снижению его групповой скорости. Также в данном разделе определены оптимальные условия для получения максимального снижения групповой скорости или максимального времени задержки на длине поглощения.

В разделе 4.3 получена формула, которая описывает спектр восприимчивости среды на частоте пробного излучения в области частот нелинейного провала

($\omega_1 - \omega$) $\sim A_{21}$ (явным образом учтено значительное различие продольного A_{21} и поперечного Γ времени релаксации ($\omega_1 - \omega$)/ $\Gamma \sim A_{21}/\Gamma \ll 1$)

$$\chi(\omega_1, \omega) = -N \frac{|d_{21}|^2}{\hbar \Gamma [1 + (\Omega/\Gamma)^2]} \frac{\Omega/\Gamma - i}{1 + \kappa} \left[1 - \frac{\beta}{1 - ix} \right], \quad (14)$$

где введены безразмерная величина $\beta \equiv \kappa/(1 + \kappa) \leq 1$ и безразмерная "тонкая" отстройка $x \equiv \frac{\omega_1 - \omega}{A_{21}(1 + \kappa)}$. В качестве параметра насыщения здесь выступает величина

$$\kappa = \frac{4|G|^2}{\Gamma A_{21}} \frac{1}{1 + (\Omega/\Gamma)^2}, \quad \text{где } 2|G| = |d_{21}E|/\hbar \text{ и } \Omega = \omega - \omega_{21} - \text{частота Раби и отстройка}$$

частоты сильного поля от частоты перехода соответственно. Также принято, что вся начальная населенность системы сосредоточена в основном состоянии $N_2 - N_1 = -N$.

К квазидвухуровневым системам также могут сводиться и некоторые более сложные квантовые объекты, например [8], спектр невозмущенного показателя поглощения которых в общем случае является уже не лоренцевским. В связи с этим возникают трудности с введением величин, определяющих отстройку от резонанса и ширину самого резонанса. Обобщить полученные результаты на спектры нелоренцевской формы удалось с помощью применения теории Фано [10], для этого следует вместо нормированной отстройки индуцирующего поля Ω/Γ ввести функцию q , определяемую соотношением

$$\Omega/\Gamma \rightarrow q(\omega_1) \equiv \frac{1}{\pi} P \int \frac{\alpha_0(\omega')}{\omega_1 - \omega'} d\omega' / \alpha_0(\omega_1). \quad (15)$$

Нетрудно убедиться, что в случае, когда спектр невозмущенного показателя поглощения задан функцией лоренца, параметр $q = \Omega/\Gamma$.

С учетом (15) для показателя поглощения и коэффициента преломления из (14) получаем:

$$\alpha = 4\pi\chi'' \frac{\omega_1}{c} = \alpha_0(\omega_1) \frac{1}{1 + \kappa} \left(1 + \beta \frac{xq - 1}{1 + x^2} \right), \quad (16)$$

$$n(\omega_1) - 1 = 2\pi\chi' = -\alpha_0(\omega_1) \frac{c}{2\omega_1} \frac{1}{1 + \kappa} \left(q - \beta \frac{q + x}{1 + x^2} \right), \quad (17)$$

где $\alpha_0(\omega_1)$ - функция невозмущенного показателя поглощения пробного поля

$$\alpha_0(\omega_1) = 4\pi N \frac{\omega_1}{c} \frac{|d_{21}|^2}{\hbar \Gamma (1 + q^2)}, \quad (18)$$

которую в области частот провала следует считать квазиконстантой.

Из (16) следует, что минимум окна прозрачности показателя поглощения расположен в точке

$$x_{\min} = \frac{1}{q} \left(1 - \sqrt{1 + q^2} \right), \quad (19)$$

а значение функции $\alpha(x = x_{\min})$ определяется следующим выражением:

$$\alpha(x = x_{\min}) = \alpha_0(\omega_1) \frac{1 - \beta(\sqrt{1 + q^2} + 1)/2}{(1 + \kappa)}. \quad (20)$$

Как видно из (20), характерной особенностью показателя поглощения является знакопеременность, при

$$\beta > \frac{2}{\sqrt{1 + q^2} + 1} \quad (21)$$

поглощение меняет знак, и в системе наблюдается усиление, что связано с преобразованием энергии индуцирующего поля в энергию пробного [9].

На рис. 5 приведен характерный вид спектра показателя поглощения пробного поля при различных значениях параметра q .

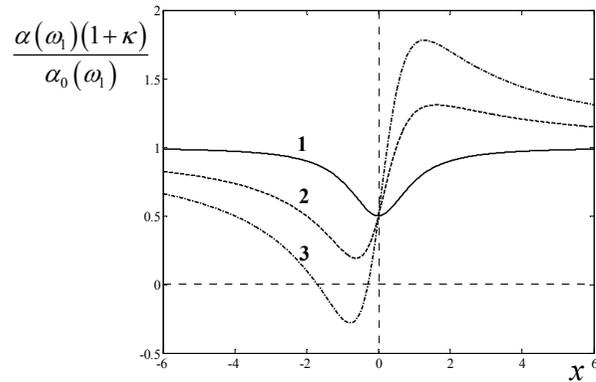


Рис. 5. Спектр поглощения пробного излучения в области частот нелинейного резонанса $\beta = 0.5$ $q = 0$ (1), $q = 2$ (2), $q = 4$ (3).

Из рисунка видно, что в случае, когда параметр $q = 0$ (кривая 1), провал в спектре поглощения имеет симметричную форму, и центрирован на частоте сильного лазерного излучения. С увеличением значения параметра q форма спектра становится ассиметричной, минимум резонанса смещается от частоты индуцирующего излучения согласно (19), а глубина резонанса увеличивается (кривые 2, 3). При значениях параметра q , удовлетворяющих условию (21) ($|q| > 2.8$ при $\beta = 0.5$), в системе будет наблюдаться усиление, что как раз и демонстрирует рис. 5(3).

Далее в данном разделе получено выражение для групповой скорости импульса, распространяющегося в области окна прозрачности:

$$\frac{1}{V_g} = \frac{\alpha_0(\omega_1)}{2A_{21}} \frac{\beta}{(1 + \kappa)^2} \frac{\sqrt{1 + q^2} + 1}{2}. \quad (22)$$

В разделе 4.4 анализируется влияние нелоренцевской формы спектра невозмущенного показателя поглощения на свойства распространения пробного излучения в области частот “провала”. Анализ был выполнен для случая, когда α_0 представляет собой суперпозицию двух функций лоренца, поскольку данный тип зависимости с одной стороны наиболее близок к спектрам реальных лазерных кристаллов в области широких полос поглощения, а с другой довольно прост, что позволяет выполнить анализ в аналитическом виде.

В **заключении** сформулированы основные результаты диссертации:

1. На основе стационарных уравнений матрицы плотности была построена модель, описывающая эффекты взаимодействия трехуровневой квантовой системы с двумя полями - индуцирующим и пробным. Модель учитывала: радиационный распад квантовых состояний, упругие и неупругие столкновительные процессы, эффект Доплера, а также перераспределение населенности в системе, индуцированное сильным полем.
2. Показано, что интерференционный характер резонансов, свободных от теплового уширения, возникающих на доплеровском контуре в выделенном случае конфигурации волновых векторов - $\mathbf{k}\mathbf{k}_0 > 0$, $k_0 < k$ для Λ -системы и $\mathbf{k}\mathbf{k}_0 < 0$, $k_0 < k$ для каскадной, позволяет сочетать прозрачность в показателе поглощения с высокой положительной частотной дисперсией коэффициента преломления, что приводит к значительному снижению групповой скорости импульсов слабого пробного излучения, распространяющихся в области окна прозрачности.
3. В случае доминирующего столкновительного уширения квантовых переходов возможно значительное замедление импульсов пробного излучения, распространяющихся в области окна интерференционной прозрачности, которое возникает при высокой степени сохранения фазы наведенной когерентности на дипольно-запрещенном переходе и при сонаправленном распространении полей.
4. При взаимодействии пробного и индуцирующего излучений с двухуровневыми системами при значительном различии времен продольной и поперечной релаксации, в спектре поглощения слабого поля обнаруживается провал, сочетающийся с высокой степенью положительной дисперсии коэффициента преломления. Распространяясь в данных условиях, импульс пробного излучения испытывает существенное замедление, которое при определенных параметрах поля накачки может сочетаться и с усилением.

Основное содержание работы отражено в следующих публикациях:

1. **Geller Yu.I., Sharypov A.V.** Laser-Induced Retardation of Radiation Pulses under Arbitrary Collisional Relaxation of Low-Frequency Coherence // *Laser Physics*. -2007. -V.17, No.6. -P.853-857.
2. **Геллер Ю.И., Совков Д.Е., Хакимьянов А.Т., Шарыпов А.В.** Дисперсионные свойства электромагнитно – индуцированной прозрачности // *Известия ВУЗов (Физика)*. -2007. -Т.50, №3. -С.56-62.
3. **Геллер Ю.И., Шарыпов А.В.** Нелинейное взаимодействие излучений в лазерных кристаллах // *Журнал научных публикаций аспирантов и докторантов*. -2008. -№4. -С.192-194.
4. **Геллер Ю.И., Шарыпов А.В.** Эффекты замедления света при нелинейном взаимодействии излучений с квазиконтинуумами лазерных кристаллов // Тезисы докладов V Международной Конференции «Оптика - 2007», Санкт-Петербург, 2007, С.52.
5. **Geller Yu.I., Sharypov A.V.** Laser-Induced Retardation of Radiation Pulses under Arbitrary Collisional Relaxation of Low-Frequency Coherence // Тезисы докладов ICONO/LAT-2007, Минск, 2007, С.42 (I04-12).
6. **Геллер Ю.И., Совков Д.Е., Хакимьянов А.Т., Шарыпов А.В.** Дисперсионные свойства электромагнитно – индуцированной прозрачности в условиях доплеровского уширения // Тезисы докладов Международного оптического конгресса «Оптика-XXI век», Санкт-Петербург, 2006.
7. **Heller Yu.I., Sovkov D.E., Khakim'yanov A.T., Sharypov A.V.** Influence of Heat Atom Motion on Spectra of Electromagnetically Induced Transparency // Тезисы докладов ICONO/LAT-2005, Санкт-Петербург, 2005, С.148-149.
8. **Геллер Ю.И., Совков Д.Е., Хакимьянов А.Т., Шарыпов А.В.** Влияние теплового движения атомов на спектры электромагнитно – индуцированной прозрачности // Тезисы докладов научной конференции студентов физиков и молодых ученых, Красноярск, 2005, С.114.
9. **Геллер Ю.И., Шарыпов А.В.** Эффекты пересечения резонансных скоростей атомов в электромагнитно – индуцированной прозрачности // Тезисы докладов научной конференции студентов физиков, Красноярск, 2004.

Цитируемая литература.

1. **Harris S.E., Field J.E., Kasapi A.** Dispersive properties of electromagnetically induced transparency // *Phys. Rev. A*. -1992. -V.46. -P.29–31.
2. **Lee H., Rostovtsev Y., Bednar C.J., Javan A.** From laser-induced line narrowing to electromagnetically induced transparency: closed system analysis // *Appl. Phys. B*. - 2003. -V.76, No.1. -P.33–39.
3. **Kash M.M., Sautenkov V.A., Zibrov A.S., Hollberg L., Welch G.R., Lukin M.D., Rostovtsev Y., Fry E.S., Scully M.O.** Ultraslow Group Velocity and Enhanced Nonlinear Optical Effects in a Coherently Driven Hot Atomic Gas // *Phys. Rev. Lett.* - 1999. -V.82, No.26. -P.5229–5232.
4. **Budker D., Kimball D.F., Rochester S.M., Yashchuk V.V.** Nonlinear Magneto-optics and Reduced Group Velocity of Light in Atomic Vapor with Slow Ground State Relaxation // *Phys. Rev. Lett.* -1999. -V.83, No.9. -P.1767–1770.
5. **Skribanowitz N., Kelly M.J., Feld M. S.** New Laser Technique for the Identification of Molecular Transitions // *Phys. Rev. A*. -1972. -V.6, No.6. -P.2302–2311.
6. **Белоусов Ю. И., Подвиллов Е. В., Степанов М. Г., Шапиро Д. А.** Нелинейные резонансы, свободные от полевого и доплеровского уширений // *ЖЭТФ*. -2000. - Т.118, №2. -С.328–339.
7. **Пархоменко А.И., Шалагин А.М.** Спектроскопия пробного поля в трехуровневых Λ -системах в условиях произвольной столкновительной релаксации низкочастотной когерентности // *ЖЭТФ*. -2005. -Т.128, №6. -С.1134–1144.
8. **Bigelow M.S., Lepeshkin N.N., Boyd R.W.** Ultra-slow and superluminal light propagation in solids at room temperature // *J. Cond. Matt. Phys.* -2004. -V.16. - P.R1321–R1340.
9. **Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М.** Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. – Новосибирск: Наука, 1979. – 312с.
10. **Геллер Ю.И., Попов А.К.** Лазерное индуцирование нелинейных резонансов в сплошных спектрах. – Новосибирск: Наука, 1981. – 160с.

Подписано к печати 29 апреля 2008 г. Формат 60x84/16
Тираж 70 экз., 0,9 усл. печ. л. Заказ №11
Отпечатано на ротапринте ИФ СО РАН
660036, Красноярск, Академгородок
