

На правах рукописи

Носков Максим Игоревич

КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ДИНАМИКЕ РЕЗОНАНСНЫХ
АТОМНЫХ И МОЛЕКУЛЯРНЫХ СИСТЕМ,
ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ С КЛАССИЧЕСКИМИ И
КВАНТОВЫМИ СВЕТОВЫМИ ПОЛЯМИ

01. 04. 05 – Оптика

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Казань – 2004

Работа выполнена в лаборатории молекулярной фотохимии
Казанского физико-технического института им. Е.К. Завойского
КазНЦ РАН

Научный руководитель: доктор физико-математических наук,
ведущий научный сотрудник КФТИ КазНЦ РАН
Моисеев Сергей Андреевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук,
профессор Гайнутдинов Ренат Хамитович
кандидат физико-математических наук,
Попов Евгений Александрович

Ведущая организация: Ульяновский государственный университет,
г. Ульяновск

Защита состоится “3” июня 2004 года в 14.30 часов на заседании диссертационного совета Д 212.081.07 в Казанском государственном университете им. В.И. Ульянова-Ленина по адресу: 420008, г. Казань, ул. Кремлевская, д. 18.

Отзывы на автореферат (два заверенных экземпляра) просим направлять по адресу: 420029, г. Казань, Сибирский тракт, 10/7, КФТИ КазНЦ РАН.

С диссертацией можно ознакомиться в Научной библиотеке им. Н.И. Лобачевского Казанского государственного университета.

Автореферат разослан “30” апреля 2004 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

Сарандаев Е.В.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы

Понятие когерентности лежит в основе современных представлений о фундаментальных свойствах материи и поля. Наиболее ярко свойства квантовой когерентности могут проявляться в динамике атомных и молекулярных систем, взаимодействующих с лазерным излучением. Изучению такого рода когерентных эффектов посвящена настоящая диссертация, где когерентность среды определяется свойствами суперпозиции различных электронных, колебательных и вращательных состояний отдельных молекул, а также их коллективных состояний, и реализуется при взаимодействии с классическими и квантовыми световыми полями.

В настоящее время исследования когерентных взаимодействий атомных и молекулярных систем со светом являются одним из важнейших и наиболее динамично развиваемых разделов лазерной спектроскопии, когерентной и квантовой оптики, квантовой электроники, квантовой информатики и фемтохимии. Данные исследования активно стимулируются разработкой новых генераторов световых полей, способных создавать поля с уникальными физическими свойствами. К числу таких генераторов относятся фемтосекундный лазер, квантовые генераторы предельно слабых световых полей. При этом большинство методов фемтосекундной лазерной спектроскопии ориентированы на использование лишь малой длительности фемтосекундных импульсов и не учитывают важных свойств света, обусловленных его квантовой природой.

В связи с открывшимися экспериментальными возможностями в генерации неклассических состояний света представляется актуальной разработка новых методов фемтосекундной лазерной спектроскопии, которые бы также учитывали свойства квантовой когерентности фемтосекундных импульсов света в динамике молекул. Разработке такого метода посвящена третья глава диссертации.

Изучение свойств квантовой когерентности в макроскопических средах также является актуальным в связи с возникшими недавно задачами квантовой оптики и квантовой информатики по созданию надежных механизмов квантовой памяти для слабых световых полей. В настоящее время существует два перспективных проекта, основанных на использовании эффекта электромагнитно-индуцированной прозрачности [1, 2] и однофотонного эха [3, 4] в газах и твердых телах, которые показали принципиальную возможность создания на их основе квантовой памяти. Изучению спектральных и пространственных закономерностей восстановления квантовых состояний света в технике однофотонного эха в газах посвящена четвертая глава диссертации.

Таким образом, проводимые в настоящей диссертации теоретические исследования являются актуальными и практически значимыми в связи с возникшими недавно задачами квантовой оптики и фемтосекундной спектроскопии.

Цель работы

Целью настоящей диссертации является исследование когерентных эффектов, реализующихся в динамике атомных и молекулярных систем при взаимодействии с классическими и квантовыми световыми полями, для разработки новых методов фемтосекундной спектроскопии молекул, основанных на использовании свойств квантовой когерентности слабых световых полей, и развития техники квантовой памяти на основе эффекта однофотонного эха в газах.

Научная новизна

Научная новизна диссертации состоит в том, что был предложен новый вариант техники фемтосекундной спектроскопии газа двухатомных молекул “накачка-зондирование” со слабым квантовым полем накачки, а также разработан более общий теоретический подход к описанию техники квантовой памяти на основе эффекта однофотонного эха в опти-

чески плотных газовых средах, позволяющий изучать спектральные и пространственные закономерности восстановления квантовых состояний света в этой технике.

Основные положения диссертации, выносимые на защиту

1. Разработанный теоретический подход к описанию фемтосекундного эксперимента “накачка-зондирование”, ориентированный на использование слабых импульсов квантового излучения в качестве возбуждающих импульсов накачки в оптически плотных газовых средах, позволяет получать дополнительную спектроскопическую информацию о слабых оптических переходах в электронно-колебательной динамике димеров.
2. Построенная одномерная теория квантовой памяти на основе эффекта однофотонного эха в газовых средах позволяет описывать спектральные закономерности восстановления квантовых состояний света с учетом произвольной формы линии неоднородного уширения в газе и спектральной функции исходного квантового поля.
3. Построенная трехмерная теория квантовой памяти позволяет описывать пространственные и временные параметры восстанавливаемого квантового поля в объемных средах. Анализ полученных выражений позволил установить влияние эффектов разбегания атомов из области пространства, где поглощалось исходное квантовое поле, и дифракции световых полей на точность восстановления записанного квантового состояния фотонов.
4. Найденный ряд частных решений, описывающих спектральные закономерности возбуждения двухуровневых систем многоимпульсными лазерными полями с плавной меняющейся во времени амплитудой, показывает возможность инверсии состояния атома в условиях отсутствия его собственной частоты в спектре возбуждающего многоимпульсного поля.

Практическая значимость

Разработанные в диссертации теоретические подходы и построенные физические модели, описывающие взаимодействия когерентных атомных и молекулярных ансамблей с классическими и квантовыми световыми полями, могут быть использованы для развития новых методов фемтосекундной спектроскопии и техники квантовой памяти, основанных на использовании свойств квантовой когерентности световых полей в резонансных газовых средах.

Достоверность результатов

Достоверность полученных результатов определяется строгостью развитых в работе теоретических подходов и численным анализом полученных аналитических решений на примере известных молекулярных систем.

Апробация работы

Основные результаты, полученные в диссертации, были доложены на Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (КИНО, Москва, 1998), II, V и VII Всероссийской молодежной школе по когерентной оптике и оптической спектроскопии (Казань, 1998, 2001, 2003), XI, XIV и XV Международной школе-семинаре по современным проблемам теоретической и математической физики (Волга'99,'02,'03, Казань, 1999, 2001, 2003), Международной конференции по квантовой оптике (Казань, 1999), VIII Всероссийской конференции "Структура и динамика молекулярных систем" (Яльчик, 2001), II Научной конференции молодых ученых научно-образовательного центра Казанского государственного университета (Казань, 2001), IV Научно-практической конференции молодых ученых и специалистов Республики Татарстан (Казань, 2001), IX Международной конференции по квантовой оптике (Минск, Беларусь, 2002), Международной конференции по квантовой электронике (IQEC, Москва, 2002), II и III Чтениях по квантовой оптике им. Д.Н.

Клышко (Москва, МГУ, 2002, 2003), IX Международной конференции по квантовой оптике (С. Петербург, 2003), а также на итоговых конференциях Казанского научного центра РАН.

Исследования по теме диссертации поддерживались индивидуальными грантами РФФИ для молодых ученых (мас) №№ 01-03-32730, 02-03-06708, а также грантами CRDF для молодежных коллективов в 2001, 2003 и 2004 годах (руководитель).

По материалам диссертации опубликована 21 работа, из них 4 статьи в центральных научных журналах, 6 статей в трудах Международных конференций, 3 статьи в трудах Отечественных конференций, 2 статьи в ежегодном сборнике работ КФТИ КазНЦ РАН и 6 тезисов докладов.

Структура и объем диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, списка цитируемой литературы и списка основных публикаций автора. Общий объем диссертации составляет 125 страниц машинописного текста, включая 17 рисунков, 2 таблицы и список литературных ссылок из 139 наименований.

Личный вклад автора

Постановка задач принадлежит научному руководителю. Разработка теоретических подходов, обсуждение полученных результатов и написание статей проводились совместно с научным руководителем при активном участии соискателя. Численное моделирование проводилось соискателем полностью самостоятельно.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении показывается актуальность темы диссертации, формулируется цель и задачи работы, дается краткая характеристика глав диссертации.

В первой главе приводится литературный обзор современных методов фемтосекундной лазерной спектроскопии молекул в технике “накачка–

зондирование” и обсуждаются существующие в настоящее время физические модели для реализации квантовой памяти для слабых световых полей.

В второй главе изучается динамика двухуровневых систем при взаимодействии с многоимпульсными лазерными полями с плавно меняющейся во времени амплитудой [Аб]. В качестве возбуждающего поля задавалась последовательность, состоящая из двух импульсов, разделенных во времени на величину задержки τ :

$$E(t) = E_{01} \operatorname{sech}(t/T_1) \cos(\omega_1 t + \varphi_1) + E_{02} \operatorname{sech}((t - \tau)/T_2) \cos(\omega_2 t + \varphi_2), \quad (1)$$

где $E_{01,02}$, $T_{1,2}$, $\omega_{1,2}$, $\varphi_{1,2}$ – амплитуды, длительности, несущие частоты и начальные фазы импульсов. Заданная форма амплитуды импульсов наиболее точно моделирует форму импульсов реального лазерного излучения. При этом изменяя параметры $E_{01,02}$, $T_{1,2}$, $\omega_{1,2}$, $\varphi_{1,2}$ импульсов можно в значительной степени изменять спектральные свойства действующего на атом поля.

Спектральные закономерности возбуждения двухуровневых систем импульсами формы (1) изучались на основе анализа выражения для вероятности возбуждения атома P_{22} после действия второго лазерного импульса:

$$P_{22} = \left| \frac{\sin(\Theta_2/2) \exp(-i\Delta_2\tau)}{\operatorname{ch}(\pi\Delta_2 T_2/2)} \cdot {}_2F_1\left(\frac{\Theta_1}{2\pi}, -\frac{\Theta_1}{2\pi}; \frac{1 - i\Delta_1 T_1}{2}; 1\right) + \frac{\sin(\Theta_1/2)}{\operatorname{ch}(\pi\Delta_1 T_1/2)} \cdot {}_2F_1\left(\frac{\Theta_2}{2\pi}, -\frac{\Theta_2}{2\pi}; \frac{1 + i\Delta_2 T_2}{2}; 1\right) \right|^2, \quad (2)$$

где $\Theta_{1,2}$ – импульсные площади, $\Delta_{1,2} = \omega_{1,2} - \omega_0$, ω_0 – собственная частота атома, ${}_2F_1(a, b; c; 1)$ – гипергеометрические функции.

Как видно из (2), поведение вероятности возбуждения атома оказывается достаточно сложным и определяется квантовой интерференцией амплитуд двух процессов, соответствующих возбуждению атома первым

или вторым импульсом. Изменяя задержку между импульсами τ можно управлять этой интерференцией, делая ее деструктивной или конструктивной. При этом анализ показывает, что при изменении параметров лазерных импульсов возможно заметное проявление нелинейности в процессе обмена энергии между атомом и полем. Методами численного анализа формулы (2) при различных значениях параметров импульсов было найдено большое число частных решений, когда вероятность P_{22} оказывается равной единице в условиях, которые соответствуют полному исчезновению атомной частоты ω_0 в спектре действующего двухимпульсного поля¹.

Проведенный анализ показал, что возможность нерезонансного возбуждения обусловлена нелинейностью поведения дипольного момента

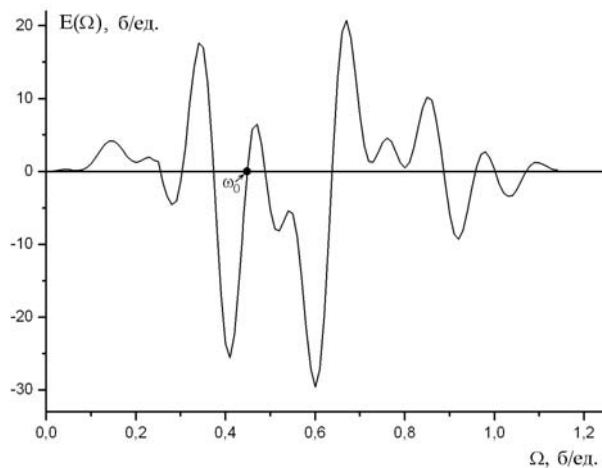


Рис. 1. Спектр энергии, поглощенной и излученной атомом при взаимодействии с двухимпульсным полем.

атома от амплитуды действующего на него поля, поскольку возникающая в результате асимметрии взаимодействия атома с различными участками спектра возбуждающего поля приводит к тому, что невозможность поглощения поля на собственной частоте атома компенсируется набегом разности частот, участвующих в процессах поглощения и излуче-

ния энергии атомом. Данное утверждение наглядно демонстрируется на рис. 1, где представлен спектр энергии, поглощенной и излученной атомом, при следующих нерезонансных параметрах взаимодействия (в безразмерных единицах): $\omega_0 = 0,437194$, $E_{01} = 8,6$, $E_{02} = 8,8$, $T_1 = 2,7$,

¹Возможность инверсии состояния двухуровневого атома при отсутствии в спектре возбуждающего многоимпульсного поля частоты атомного перехода была показана ранее в работе [5] для частного случая прямоугольных лазерных импульсов и в [6] для квантового поля.

$T_2 = 2,69908$, $\omega_1 = 0,4$, $\omega_2 = 0,5$, $\tau = 50$. Область с отрицательной энергией соответствуют излучению энергии атомом, а область с положительной энергией – поглощению. Видно, что атом не поглощает и не излучает поля на своей собственной частоте ω_0 , однако, разность площадей этих двух областей оказывается равной энергии $\hbar\omega_0$, необходимой для возбуждения атома, что и определяет его конечное состояние. Таким образом, в условиях нерезонансного взаимодействия нелинейность взаимодействия атома с многоимпульсным лазерным полем может компенсировать отсутствие точного резонанса, при этом, как показывает анализ, параметры возбуждающих импульсов могут меняться в достаточно широком диапазоне.

Во третьей главе развивается квантовая теория фемтосекундного эксперимента спектроскопии газа двухатомных молекул в технике “накачка–зондирование”, которая ориентирована на использование слабых импульсов света для возбуждения молекулярной когерентности [A20, A21]. В основе развиваемой техники лежит следующая физическая модель:

В начальный момент времени в трубку, заполненную газом двухатомных молекул, влетает однофотонный фемтосекундный волновой пакет. Будем полагать, что первоначально все молекулы находятся на основном электронном терме $|g\rangle$, колебательные уровни которого заселены в соответствии с распределением Больцмана. Как лазерный импульс накачки в классической схеме “накачка–зондирование” [7], однофотонный волновой пакет наводит в среде когерентность и возбуждает электронно-колебательный волновой пакет в виде суперпозиции колебательных состояний на втором электронном терме $|e\rangle$ молекул. Наведенная фотоном когерентность продолжает свободно развиваться до зондирования фемтосекундным лазерным импульсом, действующим на среду с задержкой τ . Лазерный импульс контролирует состояние электронно-колебательного волнового пакета, возбуждая молекулы со второго электронного терма $|e\rangle$ на вышележащий терм $|f\rangle$, с которого излучается

сигнал люминесценции с интенсивностью, пропорциональной общей населенности данного терма. Изучая зависимость сигнала люминесценции от времени действия второго импульса можно изучать когерентную динамику молекул на втором электронном терме, а также исследовать его колебательную структуру, проявляющуюся в Фурье-спектре сигнала.

Для подавления негативного влияния пробного лазерного импульса и реализации временной синхронизации световых полей в эксперименте была предположена двухчастотная схема возбуждения, согласно которой слабое квантовое поле параметрически генерируется из лазерного импульса на двойной частоте. Одной из наиболее подходящих молекулярных систем для реализации такой схемы возбуждения является газ молекул Na_2 .

Анализ полученных аналитических выражений, описывающих общую населенность $\rho_{ff}(\tau)$ третьего электронного терма $|f\rangle$, показал, что величина $\rho_{ff}(\tau)$ нелинейным образом зависит от размеров среды L . Поведение $\rho_{ff}(\tau)$ при различных значениях L анализировалось численно, аппроксимируя электронные термы молекул Na_2 потенциалами Морзе: $V_i(r) = D_i(1 - \exp\{-\sigma_i[r - R_i]\})^2$ (D_i – энергии диссоциации электронных термов, σ_i – параметры Морзе, R_i – равновесные расстояния) и вычисляя спектроскопические параметры молекул методом конфигурационно-локализованных волновых функций [8]. При длительности лазерного импульса $T_{ls} = 20$ фс, частоте $\omega_{ls} = 2,03 \cdot 10^{15}$ Гц и температуре газа до 600 К достаточно ограничиться следующим числом активных колебательных уровней: $K_g = 3$, $K_e = 9$, $K_f = 20$. Данные квантовые уровни молекул весьма точно аппроксимируются функциями Морзе при следующем выборе параметров потенциалов: $D_g = 9786 \text{ см}^{-1}$, $D_e = 5370 \text{ см}^{-1}$, $D_f = 6601 \text{ см}^{-1}$, $\sigma_g = 0,65285 \text{ \AA}^{-1}$, $\sigma_e = 0,68454 \text{ \AA}^{-1}$, $\sigma_f = 0,52655 \text{ \AA}^{-1}$, $R_g = 3,07857 \text{ \AA}$, $R_e = 3,41319 \text{ \AA}$, $R_f = 3,74849 \text{ \AA}$.

На рис. 2 показан общий характер сигнала люминесценции на временах до 150 пс при $L = 1$ см (а) и $L = 10$ см (б). Оба графиче-

ка демонстрируют характер модуляции сигнала люминесценции, который заметно меняется с изменением оптической плотности среды.

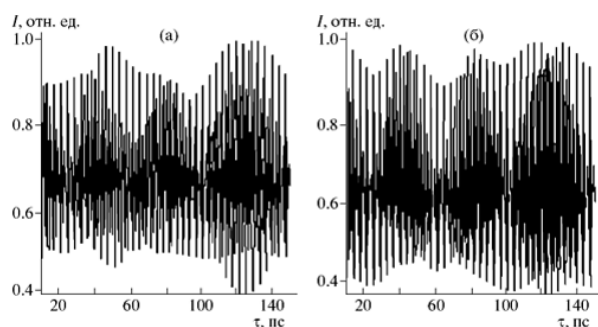


Рис. 2. Нормированный на максимум сигнал люминесценции для $L = 1$ (а), 10 (б) см на временах до 150 пикосекунд.

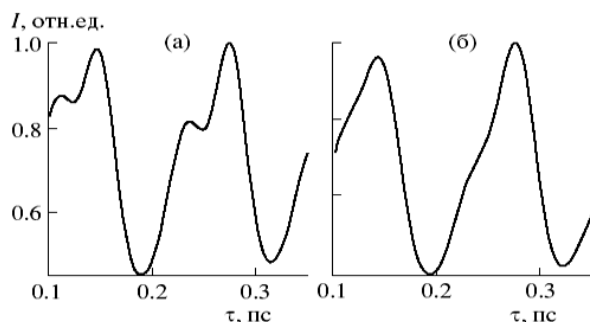


Рис. 3. Нормированный на максимум сигнал люминесценции для $L = 1$ (а), 10 (б) см на временах до 350 фемтосекунд.

ляется суммой вкладов от всех колебательных гармоник на втором электронном терме, которые проявляются в сигнале люминесценции за счет интерференции колебательных квантовых состояний. Однако, величины этих вкладов нелинейным образом зависят от оптических плотностей на соответствующих электронно-колебательных переходах. В результате, световое поле будет интенсивнее поглощаться на переходах с большим коэффициентом поглощения, постепенно истощаясь, так что с увеличением размеров среды влияние слабых переходов в электронно-колебательной динамике молекул будет возрастать, изменяя вид сигнала люминесценции.

Описанный механизм подавления сильных оптических переходов

На рис. 3 приведено поведение сигнала люминесценции в самом быстром временном диапазоне до 350 фс, где наблюдается поведение несущего сигнала колебательной динамики, который по мере увеличения задержки τ определяет характер сигнала в пикосекундном диапазоне времен. Как видно, увеличение размеров среды приводит к сглаживанию структуры сигнала и он приобретает вид практически гармонических осцилляций.

Полученные закономерности можно качественно объяснить следующим образом. Поведение сигнала люминесценции опреде-

наглядно демонстрируется графиками Фурье-анализа приведенных временных картин люминесценции. На рис. 4 (а, б) приведены

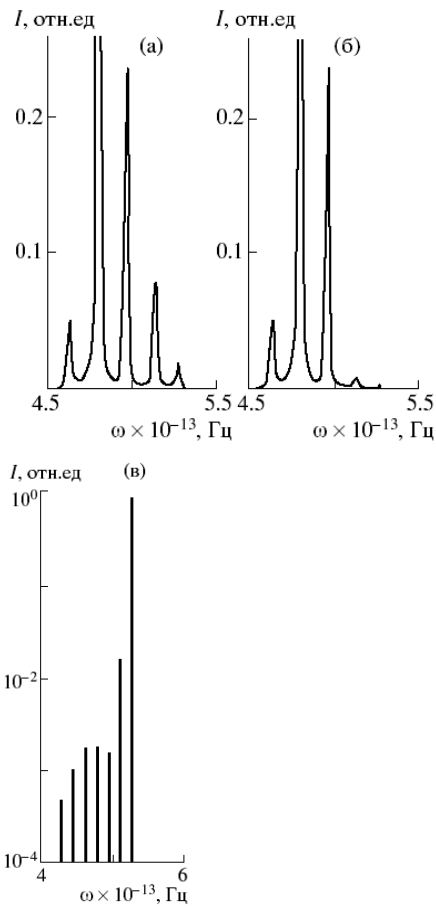


Рис. 4. Частотные спектры сигнала люминесценции для $L = 1$ (а), 10 (б) см, (в) – нормированные на максимум спектральные линии колебаний Na_2 на втором терме $|e\rangle$ с амплитудой, пропорциональной произведению факторов Франка-Кондона, связывающих квантовые колебательные состояния терма $|e\rangle$ с основным колебательным состоянием терма $|g\rangle$.

основе данной техники лежит следующая физическая модель [3]:

Пусть имеется трубка, заполненная газом трехуровневых атомов, которые первоначально находятся в основном состоянии на уровне $|1\rangle$. Примем, что в атоме существуют два разрешенных дипольных перехода: $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$ и $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$, где уровень $|2\rangle$ является метастабильным и близок

частотные спектры сигнала люминесценции для выбранных значений L и для сравнения на рис. 4 (в) показаны спектральные линии молекулы Na_2 на втором электронном терме. Из сравнения рисунков видно, что при увеличении размеров среды подавляется влияние сильных переходов, вызывающих колебания на частотах более $5 \cdot 10^{13}$ Гц, что и приводит к изменению временной формы сигнала люминесценции.

Таким образом, использование слабых импульсов света в качестве импульса накачки в технике “накачка–зондирование” позволяет получать дополнительную спектроскопическую информацию о слабых оптических переходах в электронно-колебательной динамике двухатомных молекул.

В четвертой главе исследуются спектральные и пространственные закономерности восстановления квантовых состояний света в технике квантовой памяти на основе эффекта однофотонного эха в оптически плотных газовых средах [A18, A19]. В

по энергии к основному уровню. В начальный момент в среду влетает однофотонный волновой пакет, центральная частота ω_{31} которого совпадает с частотой перехода $|1\rangle \leftrightarrow |3\rangle$. Будем интересоваться возможностью сохранения квантового состояния фотона в среде с последующим восстановлением спустя заданное время. Если среда оптически плотная и спектральная ширина волнового пакета фотона $\delta\omega_{ph}$ меньше ширины Δ_n линии неоднородного уширения в среде $G(\Delta/\Delta_n)$ (где $G(\Delta/\Delta_n)$ – произвольная функция частотной расстройки $\Delta = \omega_{31} - \omega$ с максимумом при $\Delta = 0$), то в процессе распространения фотон полностью поглотится в среде. В изучаемой технике после поглощения фотона на среду подаются один за другим два лазерных импульса. Первый импульс, действуя спустя время t_1 после влета фотона, переводит созданное фотоном возбуждение с уровня $|3\rangle$ на уровень $|2\rangle$, где оно хранится до действия второго лазерного импульса. Второй считывающий импульс, действуя с задержкой $t_2 \gg t_1$, возвращает возбуждение на уровень $|3\rangle$, изменяя фазы возбужденных состояний атомов таким образом, что при последующей эволюции в среде восстанавливается атомная когерентность, которая вызывает появление сигнала эха с излучением фотона в направлении, обратном к направлению распространения падающего в среду фотона.

Как следует из анализа полученных решений, описывающих спектральные свойства восстановленного поля, для полного восстановления квантового состояния поглощенного в среде фотона необходимо, чтобы выполнялось условие:

$$\omega_{21}/[\pi c \alpha_0 G(\omega_{31} v_z^j/c)] \ll 1, \quad (3)$$

где $\alpha_0 = 2\pi n_0 g^2/c \equiv \alpha \Delta_n$, n_0 – линейная концентрация атомов, g – константа взаимодействия атомов с квантовым полем, c – скорость света, v_z^j – скорость j -го атома вдоль оси z трубки, и среда была оптически плотной для всех Фурье-компонент однофотонного поля.

Влияние спектроскопических параметров среды и поля на качество

восстановления записанного квантового состояния фотона анализировалось численно, задавая профиль неоднородного уширения в среде и спектральную функцию влетающего однофотонного поля в виде функций Лоренца.

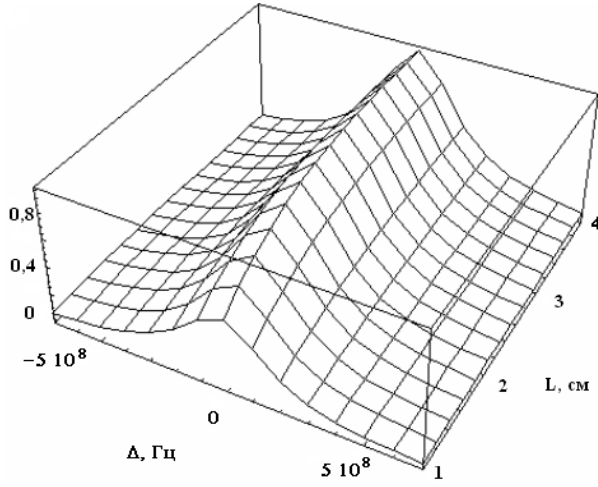


Рис. 5. Спектральная функция восстановленного фотона как функция частотной расстройки Δ и толщины среды L .

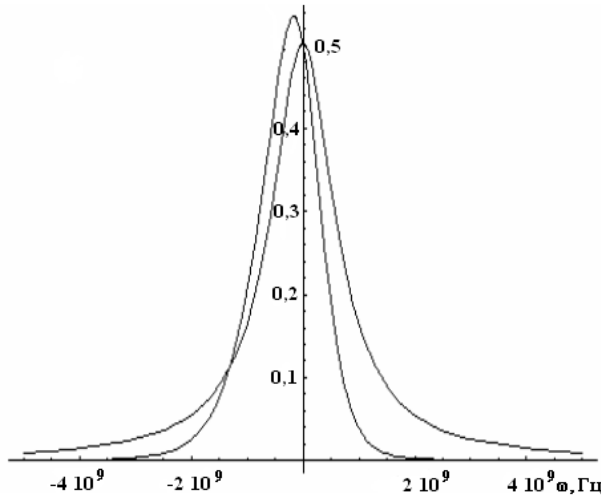


Рис. 6. Несимметричное восстановление спектра фотона при малых оптических толщинах.

Спектральная деформация обусловлено эффектами дисперсии внутри неоднородного уширения, роль которых заметно возрастает при увеличении спектральной ширины волновой функции фотона ($\delta\omega_{ph} \simeq \Delta_n$) и уменьшении оптической толщины среды ($\alpha L \leq 1$). В этом случае полная вероятность P излучения фотона средой составляет $\sim 0,23$.

Зависимость вероятности P от величины частотного расщепления

На рис. 5 представлены результаты численных расчетов спектра восстановленного поля в зависимости от толщины среды L при следующих фиксированных параметрах: $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$, $\delta\omega_{ph} = 2 \cdot 10^8 \text{ Гц}$, $\Delta_n = 10^9 \text{ Гц}$ и $\omega_{21} = 10^{10} \text{ Гц}$. Как видно, полное восстановление спектральных компонент поля имеет место при $L > 3 \text{ см}$.

На рис. 6 показано несимметричное восстановление спектра исходного однофотонного поля, которое имеет место при малых значениях оптической толщины среды: $L = 1 \text{ см}$, $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ и большой ширине спектра фотона: $\delta\omega_{ph} = 7 \cdot 10^8 \text{ Гц}$, $\Delta_n = 10^9 \text{ Гц}$, $\omega_{21} = 10^{10} \text{ Гц}$. Проявление спек-

ω_{21} между первым и вторым уровнем атомов при различных значениях L и $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta_n = 10^9 \text{ Гц}$ и $\delta\omega_{ph} = 2 \cdot 10^8 \text{ Гц}$

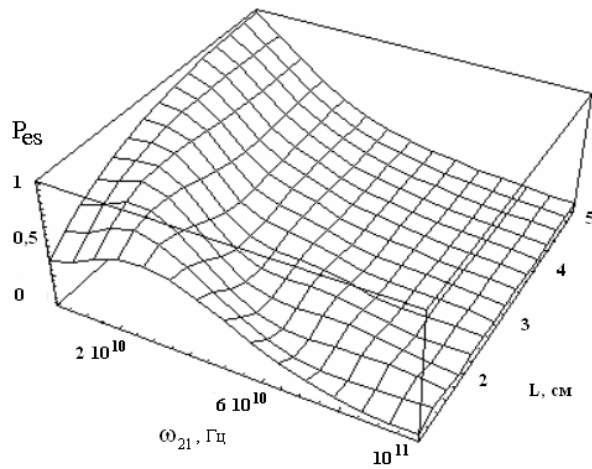


Рис. 7. Полная вероятность восстановления фотона как функция толщины среды L и частоты ω_{21} .

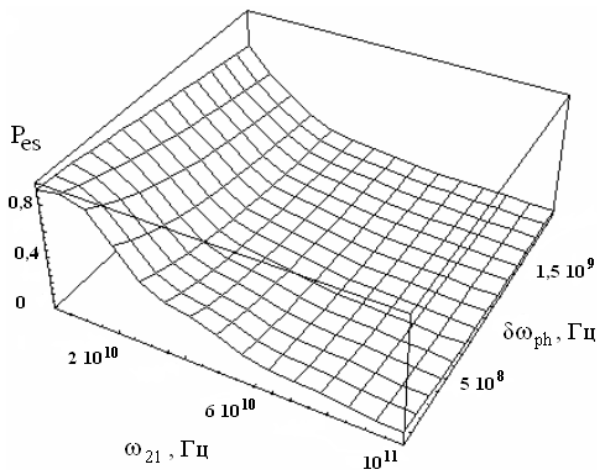


Рис. 8. Полная вероятность восстановления фотона как функция частоты ω_{21} и спектральной ширины поглощаемого фотона $\delta\omega_{ph}$.

показана на рис. 7. Данная вероятность высока для частот $\omega_{21} = 10^{10} \text{ Гц}$ и оптической плотности среды $\alpha L \geq 3$. Увеличение частоты $\omega_{21} \geq 3 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$ приводит к резкому спаду вероятности, которая практически не зависит от L .

На рис. 8 показано изменение вероятности излучения фотона P в зависимости от частоты ω_{21} и спектральной ширины волновой функции фотона $\delta\omega_{ph}$ при $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$, $L = 1 \text{ см}$ и $\Delta_n = 10^9 \text{ Гц}$. Как видно, увеличение спектральной ширины падающего фотона $\delta\omega_{ph}$ тоже приводит к спаду вероятности восстановления его состояния в сигнале эха. Однако, в этом случае крутизна спада вероятности P заметно меньше, чем при увеличении частоты ω_{21} .

Численное моделирование позволило установить следующие оптимальные значения спектроскопических параметров среды и поля: $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$, $L = 1 \text{ см}$, $\delta\omega_{ph} = 2 \cdot 10^8 \text{ Гц}$, $\Delta_n = 10^9 \text{ Гц}$, $\omega_{21} = 10^{10} \text{ Гц}$, при которых вероятность излучения фотона составляет более 80%. При данном выборе параметров частота ω_{21} реально превосходит спектральную ширину $\delta\omega_{ph}$ волновой функции фотона и неоднородного уширения в среде Δ_n , что позволяет реализовать

спектральную селекцию слабых квантовых полей, детектируемых в эксперименте, от вспомогательных лазерных импульсов высокой интенсивности.

Развитие данной техники для случая объемной среды позволило изучить влияние эффектов дифракции света и пространственного движения атомов на качество восстановления записанного квантового состояния света. Было установлено, что продольное смещение атомов за время t_{echo} до момента излучения сигнала эха приводит к частичной потере когерентности в системе атомов и возникновению зоны дополнительного поглощения эхо-фотона средой, что, в конечном итоге, экспоненциальным образом ослабляет амплитуду излучаемого сигнала эха. Задавая максимальную вдоль продольной оси z трубки скорость атомов $v_{z,max}$, поглощающих фотон $v_{z,max} \approx c\delta\omega_{ph}/\omega_{31}$, получим следующую оценку сверху на спад амплитуды восстанавливаемого поля $F_e(t_{echo}, r)$ из-за продольного движения атомов:

$$F_e(t_{echo}, r) \sim \exp\{-\alpha c t_{echo}(\delta\omega_{ph}/\omega_{31})\} F(0, r). \quad (4)$$

При $\omega_{31} \approx 10^{15}$ Гц, $\delta\omega_{ph} \approx 10^8$ Гц, $\alpha \approx 1$ см⁻¹ из (4) находим, что время $t_{echo} < 3,3 \cdot 10^{-4}$ с, что является достаточно большой величиной.

Поперечные размеры восстановленного поля характеризуются новым эффективным размером $z_{eff}^2 = a^2 + t^2 v_n^2 + i(\alpha^{-1} + v_z t)/k_0$, где a – начальный радиус фотонного пучка, v_n – средняя тепловая скорость атомов в газе, $k_0 = \omega_{31}/c$. Параметры светового пятна z_{eff} определяется двумя вкладками. Первый определяется движением атомов в поперечной плоскости, которое увеличивает поперечный размер светового пятна согласно выражению $r_{\perp, v_n}(t) = \sqrt{a^2 + t^2 v_n^2}$. Второй вклад обусловлен влиянием дифракции светового поля на стадии поглощения и излучения фотона, проявляющейся в виде мнимой добавки $r_{dif}^2 = i(\alpha^{-1} + v_z t)/k_0$, которая включает Берровскую глубину α^{-1} резонансного поглощения в газе и расстояние $v_z^j t$, которое проходят атомы до излучения эхо-фотона.

При реалистических параметрах среды и световых полей, поперечное движение атомов оказывает доминирующую роль в уширении поперечного профиля поля, проявляющуюся на временах $\sim 10^{-6}$ с, тогда, как роль дифракционных эффектов оказывается пренебрежимо малой, проявляясь в виде дополнительной фазовой модуляции сигнала эха. Пренебрегая на этих временах влиянием эффектов дифракции и движением атомов вдоль оси продольной трубки, получим следующее выражения для вероятности вылета фотона:

$$P \cong \frac{(a/r_{\perp, v_n})^2 \sin^2(\theta_2/2)}{1 + [\omega_{21}/(\alpha c)]^2}, \quad (5)$$

где θ_2 – импульсная площадь второго лазерного импульса.

Таким образом, уширение поперечных размеров выходного излучения за счет движения атомов уменьшает вероятность вылета фотона пропорционально $(a/r_{\perp, v_n})^2$. Однако, выбирая достаточно большое значение a , когда $(a/r_{\perp, v_n})^2 \approx 1$, мы можем заметно подавить влияние поперечного движения атомов на степень восстановления исходного поля. С уменьшением поперечного размера поля падающего фотона до величин $a \leq 10^{-2}$ см роль дифракционных эффектов будет усиливаться. В этом случае слагаемое $r_{dif}^2 \cong i(\alpha k_0)^{-1}$ начинает играть важную роль, проявляясь в виде дополнительного уширения и фазовой модуляции выходного пучка в поперечной плоскости.

Проведенный анализ показал, что путем выбора доступных параметров светового поля можно контролировать влияние движения атомов и дифракции фотонного пучка, добиваясь достаточно высокого качества восстановления записанного квантового поля, что обеспечивает высокую надежность техники квантовой памяти на основе эффекта однофотонного эха в газа.

Основные результаты и выводы, полученные в диссертации

1. Разработан общий теоретический подход к описанию фемтосекундного эксперимента “накачка – зондирование”, ориентированный на

использование слабых импульсов квантового излучения в качестве возбуждающих импульсов накачки в оптически плотных газовых средах. На примере расчетов электронно-колебательной динамики газа димеров Na_2 показано, что использование слабых световых полей в подобных средах позволяет более детально изучать когерентную динамику молекул и получать дополнительную спектроскопическую информацию о слабых оптических переходах.

2. Выявлены спектральные закономерности восстановления квантовых состояний света в технике квантовой памяти, основанной на использовании эффекта однофотонного эха в газах. Построенная одномерная теория квантовой памяти учитывает произвольный характер формы линии неоднородного уширения в газе и спектральной функции исходного квантового поля. На основе полученных аналитических выражений изучено влияние спектроскопических параметров поля и среды на точность восстановления квантового состояния света и найдены оптимальные спектральные условия, при которых дисперсионные эффекты внутри неоднородного уширения не будут приводить к заметному искажению спектра излучаемого фотона. Показано, что в этих условиях вероятность излучения эхо-фотона составляет более 80%.
3. В рамках трехмерного подхода к описанию квантовой памяти на основе эффекта однофотонного эха в газах найдены общие аналитические выражения, описывающие пространственные и временные параметры восстанавливаемого квантового поля. На основе полученных соотношений изучено влияние эффектов разбегания атомов из области пространства, где поглощалось исходное поле, и дифракции световых полей на качество восстановления записанного квантового состояния фотонов и определены значения параметров световых полей, оптимальные для реализации квантовой памяти в объемных средах.

4. Исследованы спектральные закономерности возбуждения двухуровневых систем многоимпульсными нерезонансными лазерными полями с плавной меняющейся во времени амплитудой. На основе численного анализа полученных аналитических выражений, описывающих вероятность возбуждения атома, найден ряд новых частных решений, показывающих возможность полной инверсии состояния атома в условиях отсутствия его собственной частоты в спектре возбуждающего поля.

Список авторской литературы

- [A1] Moiseev S.A. Nonclassical polarization properties of two-photon time-delay interference in three level phase memory media/ S.A. Moiseev, M.I. Noskov// in ICONO'98: Quantum Optics, Interference Phenomena in Atomic Systems and High-Precision Measurements – Eds.: A.V. Andreev, S.N. Bagayev, A.S. Chirkin, V.I. Denisov – Proc. SPIE – 1998. – V. 3736. – P. 129–135.
- [A2] Моисеев С.А. Инверсия двухуровневого атома нерезонансными лазерными импульсами непрямоугольной формы/ С.А. Моисеев, М.И. Носков// В сб. трудов: II Молодежная научная школа “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия” под ред. проф. В.В. Самарцева – 1998. – Казань, изд. КГУ – С. 213–218.
- [A3] Моисеев С.А. Нерезонансное поглощение фотона ансамблем атомов в одномодовом резонаторе/ С.А. Моисеев, М.И. Носков// Тезисы XI Международной школы-семинара по современным проблемам теоретической и математической физики “Волга’11-99” – 1999. – Казань, изд. Хэтер – С. 22.
- [A4] Moiseev S.A. Nonresonance absorption of coherent classical fields by a two-level atom/ S.A. Moiseev, M.I. Noskov// В сб. трудов: XI Международная школа-семинар по современным проблемам теоретической

и математической физики “Волга’11-99”, “Новейшее развитие теории поля 1999” под ред. проф. А.В. Аминовой – 1999. – Казань, изд. Хэтер. – С. 241–245.

- [A5] Moiseev S.A. On peculiarities of electronic-vibrational dynamics of diatomic molecules of NaK type at multipulsed femtosecond excitation/ S.A. Moiseev, M.I. Noskov// in IRQQ’99: Quantum Optics – Ed.: V.V. Samartsev – Proc. SPIE. – 1999. – V. 4061. – P. 33–36.
- [A6] Моисеев С.А. Нерезонансное возбуждение двухуровневого атома при взаимодействии с классическим полем/ С.А. Моисеев, М.И. Носков// Изв. РАН, сер. физ. – 2000. – Т. 64. – № 10. – С. 2031–2036.
- [A7] Моисеев С.А. Электрон-колебательная динамика Na_2 -молекулярного газа при возбуждении квантовыми и фемтосекундными световыми полями/ С.А. Моисеев, М.И. Носков// В сб. трудов: V Всероссийская молодежная научная школа “Когерентная оптика и оптическая спектроскопия” под ред. проф. М.Х. Салахова, проф. В.В. Самарцева – 2001. – Казань, изд. Регент – С. 199–204.
- [A8] Моисеев С.А. Особенности реализации эффекта автоэха в электрон-колебательной динамике двухатомных молекул типа Na_2 / С.А. Моисеев, М.И. Носков, Р.М. Аминова// Тезисы VIII Всероссийской конференции “Структура и динамика молекулярных систем” – 2001. – Яльчик, изд. МарГУ – С. 126–127.
- [A9] Моисеев С.А. Особенности реализации эффекта автоэха в электрон-колебательной динамике двухатомных молекул типа Na_2 / С.А. Моисеев, М.И. Носков, Р.М. Аминова// В сб. трудов: VIII Всероссийская конференция “Структура и динамика молекулярных систем” – 2001. – Яльчик, изд. МарГУ – Т. 2. – С. 77–81.
- [A10] Моисеев С.А. Квантовые эффекты в электрон-колебательной динамике двухатомных молекул при взаимодействии со слабыми световыми полями/ С.А. Моисеев, М.И. Носков// Тезисы II Научной конференции молодых ученых, аспирантов и студентов научно-

образовательного центра КГУ “Материалы и технологии XXI века” – 2001. – Казань, изд. КГУ – С. 59.

- [A11] Моисеев С.А. Электрон-колебательная динамика газа двухатомных молекул типа Na_2 при возбуждении однофотонными фемтосекундными световыми полями/ С.А. Моисеев, М.И. Носков// Тезисы IV Научно-практической конференции молодых ученых и специалистов Республики Татарстан – 2001. – Казань, изд. “Мастер Лайн” – С. 15.
- [A12] Моисеев С.А. Квантовая фемтосекундная динамика димеров типа Na_2 в технике pump-probe спектроскопии оптически плотных сред/С. А. Моисеев, М. И. Носков// В сб. трудов: XIV Международная школа-семинар по современным проблемам теоретической и математической физики “Волга’14-02”, “Новейшее развитие теории поля 2001-2002” под ред. проф. А.В. Аминовой – 2002. – Казань, изд. Хэтер – С. 289–304.
- [A13] Moiseev S.A. Single-photon femtosecond spectroscopy of weak electron-vibrational transitions in diatomic molecules/ S.A. Moiseev, M.I. Noskov, R.M. Aminova// Technical Digest of International Quantum Electronics Conference, IQEC – 2002. – P. 460.
- [A14] Moiseev S.A. Spectrally selective quantum memory for photon wave packets/ S.A. Moiseev, M.I. Noskov // Programme of IX International Conference on Quantum Optics, Book of Abstracts, – Belarus, May, 14-17, 2002. – P. 30.
- [A15] Moiseev S.A. Complete reconstruction of one and two photon fields using the novel photon echo techniques/S.A. Moiseev, M.I. Noskov//in ICO’19: 19th Congress of the International Commission for Optics: Optics for the Quality of Life – Eds.: Giancarlo C. Righini, Anna Consortini – Proc. SPIE – 2003 – V. 4829 – P. 230.

- [A16] Моисеев С.А. Квантовая фемтосекундная динамика димеров в технике двухимпульсной (pump-probe) спектроскопии/С. А. Моисеев, М. И. Носков//Ежегодник КФТИ – 2002. – С. 40–42.
- [A17] Моисеев С.А. Пространственные и временные свойства квантовой памяти на основе эффекта фотонного эха в газах/С. А. Моисеев, М. И. Носков//Ежегодник КФТИ – 2003 (в печати).
- [A18] Moiseev S.A. The possibilities of the quantum memory realization for short pulses of light in the photon echo technique/S.A. Moiseev, M.I. Noskov//Laser Phys. Lett. – 2004. – V. 1. – № 6. – P. 303–310.
- [A19] Моисеев С.А. Техника квантовой памяти на основе фотонного эха в газах/С.А. Моисеев, М.И. Носков//Опт. и Спектр. – 2004. – Т. 96. – № 5. – С. 784–790.
- [A20] Моисеев С.А. Квантовая фемтосекундная динамика димеров в оптически плотных газовых средах/С.А. Моисеев, М.И. Носков// Опт. и Спектр. – 2004. – Т. 96. – № 6 – С. 974–982.
- [A21] Moiseev S.A. Spectroscopic peculiarities of electron-vibrational dynamics of diatomic molecules pumped by a femtosecond single photon field /S.A. Moiseev, M.I. Noskov// International Workshop on Quantum Optics 2003 – Ed.: V.V. Samartsev – Proc. SPIE – 2004. – V. 5402.

Список цитированной литературы

- [1] Frequency-selective time-domain optical data storage by electromagnetically induced transparency in a rare-earth-doped solid/B.S. Ham, M.S. Shahriar, M.K. Kim, P.R. Hemmer// Opt. Lett.– 1997. – V. 22. – P. 1849–1851.
- [2] Lukin M.D. Trapping and manipulating photon states in atomic ensembles/M.D. Lukin// Rev. Mod. Phys. – 2003. – V. 75. – P. 457–472.
- [3] Moiseev S.A. Complete reconstruction of the quantum state of a single-photon wave packet absorbed by a Doppler-broadened transition/

- S.A. Moiseev, S. Kröll//Phys. Rev. Lett.– 2001. – V. 87. – № 17. – P. 173601-1–173601-4.
- [4] Moiseev S.A. Quantum memory photon echo-like techniques in solids/S.A. Moiseev, V.F. Tarasov, B.S. Ham// J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. – 2003. – V. 5. – P. S497–S502.
- [5] Моисеев С.А. К вопросу о нерезонансной многоимпульсной инверсии и поглощения энергии атомом/ С.А. Моисеев, Е.И. Штырков// Опт. и Спектр.– 1995. – Т. 79. – № 3. – С. 360–362.
- [6] Моисеев С.А. Нерезонансное поглощение кванта энергии двухуровневым атомом/ С.А. Моисеев//Опт. и Спектр.– 1997. – Т. 82. – № 6. – С. 1021–1026.
- [7] Zewail A.H. Femtochemistry: Ultrafast Dynamics of the Chemical Bond/A.H. Zewail// World Scientific Series in the 20th Century Chemistry – Singapore – 1994. – V. 3. – 912 p.
- [8] Carvajal M. Analytic evaluation of Frank–Condon integrals for anharmonic vibrational wave functions/M. Carvajal, J.M. Arias, Gómez-Camacho// Phys. Rev. A – 1999. – V. 59. – № 5. – P. 3462–3470.