

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЙ ОТКЛИК ВЗАИМОДЕЙСТВУЮЩИХ АТОМНЫХ СИСТЕМ В ИНТЕНСИВНОМ РЕЗОНАНСНОМ ЛАЗЕРНОМ ПОЛЕ

А. В. Гуляев, О. В. Тихонова*

*Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 июля 2011 г.

Исследована динамика и квантовые корреляции в системе двух взаимодействующих атомов в резонансном лазерном поле фемтосекундной длительности. Проанализирован поляризационный отклик среды, состоящей из таких попарно взаимодействующих атомов. Обнаружены режимы, при которых поляризационный отклик исследуемой среды содержит интенсивную компоненту на перестраиваемой низкой частоте. Продемонстрирована возможность подавления возникающего дипольного отклика среды, основанного на эффекте перепутанности и симметричных свойствах коллективных атомных состояний.

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерные импульсы рекордно коротких длительностей в несколько оптических циклов, которые в последнее время стали доступны на экспериментальном уровне, стимулируют развитие целого круга новых фундаментальных и прикладных задач. В частности, одним из возможных применений таких импульсов является их использование в системах квантовых вычислений и квантовой криптографии для записи и считывания информации путем взаимодействия с атомно-молекулярной системой, находящейся в перепутанном состоянии. Перепутанные состояния квантовых систем активно исследуются в последнее время [1, 2]. Так, в работах [2, 3] подробно рассматриваются вопросы, связанные с перепутанными поляризационными состояниями системы двух фотонов, а также критерии, позволяющие описывать величину перепутанности квантового состояния и способы ее экспериментального определения. Создание атомно-молекулярных систем, находящихся в перепутанных состояниях, и управление такими системами принципиально важно с точки зрения целого ряда практических приложений. Поэтому одной из актуальных проблем является задача о взаимодействии ультракоротких лазерных импульсов с «перепутанными» атомными системами, простей-

шим примером которых являются два изолированных атома, взаимодействующие друг с другом.

Вопросам эволюции атомно-молекулярных систем в лазерных полях в задачах квантовой информации посвящено большое число работ [4, 5]. Однако зачастую рассмотрение подобных вопросов доминирует над проблемой распространения и изменения самого импульса, а воздействие ультракороткого импульса на атомно-молекулярную систему считается мгновенным и узко локализованным по пространству. Многие авторы опираются в своих работах на возможность индивидуальной адресации атомных систем. При этом обычно рассматриваются атомы, обладающие в возбужденном состоянии ненулевым значением дипольного момента (как правило, речь идет о переходах в ридберговские состояния), что приводит к возникновению различных эффектов, в том числе так называемого эффекта дипольной блокады — выхода связанной системы из резонанса за счет расстройки, вносимой инициацией диполь-дипольного взаимодействия [5, 6]. В этом случае большой практический интерес представляет анализ поляризационного отклика среды, образованной такими квантовыми «ячейками», а также ее обратное влияние на характеристики воздействующего лазерного излучения, особенно в случае ультракороткой длительности лазерного воздействия.

Заметим, что возможность индивидуальной адресации атомов является достаточно грубым при-

*E-mail: gulyaevav@gmail.com

ближением. При типичных значениях дипольных моментов переходов возбуждаемых состояний значительная величина диполь-дипольного взаимодействия между атомами имеет место, когда расстояние между ними оказывается много меньше длины волны (что является пределом фокусировки) лазерного излучения оптического диапазона. В этом случае взаимодействие лазерного излучения с каждой из квантовых подсистем нельзя рассматривать независимо, и, кроме того, в области пространственной локализации лазерного импульса может оказаться большое количество таких систем. Таким образом, фактически речь должна идти о задаче распространения лазерного излучения в среде с достаточно специфическими свойствами.

В данной работе детально рассмотрена эволюция квантового состояния пары взаимодействующих атомов (каждый из которых в простейшей модели представляет собой двухуровневую систему) в поле короткого лазерного импульса, а также проанализирована динамика поляризационного отклика среды, содержащей такие атомные системы. Исследование подобных сред представляет реальный практический интерес в связи с экспериментальной возможностью удержания пар атомов на малых расстояниях друг от друга в течение длительного времени, например, при помощи ловушек различной конструкции [7]. Кроме того, обсуждаются вопросы, связанные с эволюцией «перепутанности» между отдельными частями квантовой системы, а также специфика динамики системы и возникающего поляризационного отклика в зависимости от перепутанности квантового состояния. В работе предлагаются схемы подавления возбуждения поляризационного отклика с использованием последовательности лазерных импульсов, что обеспечивает уменьшение вносимых при распространении искажений. В случае, когда взаимодействие между атомами играет существенную роль, обнаружен эффект минимизации остаточного поляризационного отклика среды, состоящей из таких эффективно взаимодействующих атомов, основанный на режиме, аналогичном режиму электромагнитно-индуцированной прозрачности. Продемонстрирована возможность перестройки частоты дипольного отклика рассматриваемой системы, что может служить основой для создания источников излучения в различных диапазонах частот.

2. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

С математической точки зрения поставленная задача состоит в решении уравнения Шредингера для

системы двух взаимодействующих атомов, подвергающейся действию электрического поля лазерного импульса. Подход, основанный на формализме волновой функции, является физически обоснованным в случае, когда релаксационные процессы в системе полностью отсутствуют или же их влияние пренебрежимо мало. Последнее как раз и справедливо в случае импульсов фемтосекундной длительности как в течение лазерного воздействия, так и значительное время после его окончания, поскольку характерные времена релаксации соответствуют наносекундному масштабу времен. В этом случае можно рассматривать состояние системы как чистое, а ее динамика определяется нестационарным уравнением Шредингера, которое в дипольном приближении имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi = (H_0 - (\mathbf{d} \cdot \mathbf{E}(z, t))) \Psi. \quad (1)$$

Здесь $H_0 = H_1 + H_2 + W$ — гамильтониан изолированной квантовой системы, $\mathbf{d} = \mathbf{d}_1 + \mathbf{d}_2$ — оператор суммарного дипольного момента системы. Слагаемые H_i здесь задают гамильтонианы электронов отдельных подсистем, содержащие в себе взаимодействие каждого электрона как со «своим» ядром, так и с «чужим», а также сферически-симметричную часть взаимодействия электронов друг с другом. В определенном смысле такое рассмотрение аналогично приближению самосогласованного поля в многоэлектронных системах. Оператор W учитывает оставшуюся несферическую часть взаимодействия атомов друг с другом. Хотя точный его вид для реальной физической системы установить достаточно сложно, качественно верно, что величина взаимодействия, параметрически зависящая от расстояния между атомами, пренебрежимо мала на больших расстояниях, а в процессе сближения атомов основной вклад в нее начинает вносить диполь-дипольный член разложения [8]. В данном рассмотрении атомы полагаются одинаковыми, а каждый из гамильтонианов H_i задает модельную двухуровневую систему. При этом следует отметить, что для точного количественного анализа реальной ситуации и особенно в случае близко расположенных атомных уровней необходимо принимать во внимание большее число уровней. Однако качественно возникающие закономерности можно проследить и в исследуемой простой модели.

В дипольном приближении пространственной зависимостью электрического поля в масштабах всей системы можно пренебречь, т. е. зависимость поля от пространственной координаты в рамках уравне-

ния (1) имеет смысл зависимости от параметра и в случае ультракоротких лазерных импульсов характеризует величину поля в различных точках среды. Временной профиль лазерного импульса, особенно длительностью в несколько оптических циклов, корректно задавать через векторный потенциал, который в нашем случае был выбран в следующем виде: $A(t) = A_0(t) \sin(\omega_l t)$, где «огibaющая» $A_0(t)$ имеет вид $A_0(t) = A_0 \sin^2(\omega_l t/2q)$, а величина q фактически задает число циклов в импульсе. Центральная частота лазерного импульса ω_l во всех проведенных расчетах совпадает с собственной частотой отдельного атома, что соответствует резонансному случаю и делает рассмотрение атома в виде двухуровневой системы физически оправданным.

Решение уравнения (1) должно проводиться с учетом симметричных свойств исследуемой системы. Согласно принципу тождественности квантовых частиц двухэлектронная волновая функция должна быть антисимметричной относительно перестановки электронов местами. Поскольку спиновые переменные не входят явным образом в гамильтониан, решения для синглетных и триплетных состояний необходимо рассматривать независимо. При этом триплетному состоянию соответствует антисимметричная пространственная волновая функция, а синглетному — симметричная. Ниже будет показано, что уравнения для симметричных и антисимметричных пространственных частей оказываются независимыми, что является прямым следствием известного принципа запрета интеркомбинаций.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Решение уравнения (1) удобно проводить, используя разложение искомой волновой функции по базису состояний, учитывающих взаимодействие атомов друг с другом. Задача о модификации состояний модельной двухуровневой системы в поле внешнего возмущения хорошо известна и решена [8]. Однако в данном случае возникает вопрос о нахождении собственных функций и собственных значений энергии для двух взаимодействующих друг с другом «двухуровневых» атомов с учетом свойств перестановочной симметрии. Эта задача будет рассмотрена в следующем разделе независимо для синглетных и триплетных состояний системы.

3.1. Атомы в условии взаимодействия

Рассмотрим в первую очередь динамику системы взаимодействующих атомов без влияния внешне-

го поля. Она имеет место не только в постимпульсном режиме, т. е. при временах, когда лазерный импульс уже закончился, но и в случае слабого поля (в качестве «нулевого приближения»), когда поле учитывается по теории возмущений. Кроме того, данное приближение может быть также использовано для рассмотрения влияния первоначально возбужденной системы на слабый лазерный импульс, который не изменяет населенностей ее состояний.

В настоящее время экспериментально возможно создание атомных ловушек, позволяющих с высокой эффективностью удерживать отдельные атомы [7]. Имея систему таких ловушек, можно управлять парой атомов, в том числе контролировать межатомное расстояние R и, как следствие, взаимодействие атомов друг с другом. Таким образом, отдельный интерес представляет собой вопрос о перестройке состояний, характеризующих первоначально пару невзаимодействующих атомов в процессе их сближения, т. е. в зависимости от величины силы взаимодействия. При этом, поскольку сферически-симметричная часть межэлектронного взаимодействия, включенная в сумму гамильтонианов $H_1 + H_2$, приводит к более-менее одинаковому сдвигу энергий для всех рассматриваемых состояний при каждом значении R , основную роль во взаимной перестройке состояний будет играть взаимодействие W , которое и характеризует эффективное взаимодействие между атомами [8].

В отсутствие взаимодействия W (и без лазерного поля) волновые функции собственных состояний системы двух «двухуровневых» атомов с учетом симметризации и соответствующие им энергии имеют вид

$$\begin{aligned} \Psi_{11}^{(0)} &= |1, 1\rangle, & E_{11}^{(0)} &= 2E_1, \\ \Psi_{22}^{(0)} &= |2, 2\rangle, & E_{22}^{(0)} &= 2E_2, \\ \Psi_{12}^{(0)} &= \Psi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1, 2\rangle \pm |2, 1\rangle), \\ E_{12}^{(0)} &= E_1 + E_2. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь функции $|i, j\rangle$ задают аналогично [8] стационарные состояния гамильтониана $H_1 + H_2$, описывающего систему без учета межатомного взаимодействия W , которые представимы в виде, удовлетворяющем условию симметрии по перестановке ядер. При этом сами функции (2) удовлетворяют и требованиям симметрии по перестановке электронов.

Таким образом, волновые функции (2) соответствуют «нулевому» приближению по взаимодействию W и характеризуют три пространственно-симметричных и одно антисимметричное состо-

яния. При этом состояния Ψ_{\pm} аналогичны двум из четырех белловских состояний, известных для фотонов [3, 9].

Нахождение собственных состояний гамильтониана, учитывающего взаимодействие, сводится к решению стационарного уравнения Шредингера:

$$(H_1 + H_2 + W)\Psi_n = E_n \Psi_n. \quad (3)$$

При этом искомые волновые функции могут быть разложены по базису нулевого приближения (2), причем каждое из трех пространственно-симметричных состояний представимо в виде

$$\Psi_n = C_{11}^{(n)} \Psi_{11}^{(0)} + C_{22}^{(n)} \Psi_{22}^{(0)} + C_+^{(n)} \Psi_+, \quad n = 1, 2, 3. \quad (4)$$

А единственное антисимметричное состояние характеризуется той же волновой функцией, как в случае нулевого приближения Ψ_- , что обусловлено симметричными свойствами. Величина энергии этого состояния определяется видом матричных элементов оператора взаимодействия W и равна $E_1 + E_2 + \langle \Psi_- | W | \Psi_- \rangle$. Поиск энергий пространственно-симметричных состояний (4) приводит к системе уравнений для определения собственных значений E и коэффициентов разложения:

$$\begin{cases} C_{11}(2E_1 + W_{11}^{11}) + C_{22}W_{22}^{11} + C_+W_+^{11} = EC_{11}, \\ C_{11}W_{11}^{22} + C_{22}(2E_2 + W_{22}^{22}) + C_+W_+^{22} = EC_{22}, \\ C_{11}W_{11}^+ + C_{22}W_{22}^+ + C_+(E_1 + E_2 + W_+^+) = EC_+. \end{cases} \quad (5)$$

Здесь $W_{kl}^{ij} = \langle i, j | W | k, l \rangle$ и $W_{i,i}^+ = \langle \Psi_+ | W | i, i \rangle$ — матричные элементы оператора взаимодействия. В случае произвольного вида оператора взаимодействия W задача определения энергий состояний сводится к решению кубического уравнения, которое можно решать численно при известных значениях матричных элементов.

Не сильно ограничивая общность рассмотрения, положим

$$W_{11}^{11} = W_{22}^{22} = W_{12}^{11} = W_{12}^{22} = W_{12}^{12} = 0,$$

что соответствует отсутствию статического дипольного момента в стационарных состояниях изолированного атома и хорошо описывает ситуацию не слишком сильной межатомной связи, когда основной вклад дает диполь-дипольное взаимодействие, а оператор W представляет собой линейную форму относительно дипольного момента электронов каждого из атомов. Считая все ненулевые матричные элементы одинаковыми (за счет одинаковости ато-

мов) и равными $\hbar W_{12}$, приходим к упрощенной системе уравнений:

$$\begin{cases} C_{11}(2E_1) + C_{22}\hbar W_{12} = EC_{11}, \\ C_{11}\hbar W_{12} + C_{22}(2E_2) = EC_{22}, \\ C_+(E_1 + E_2 + \hbar W_{12}) = EC_+, \end{cases} \quad (6)$$

которая допускает аналитическое решение. Отсчитывая энергии всех уровней от значения $E = E_1 + E_2$, получим следующие волновые функции и соответствующие им значения энергий стационарных пространственно-симметричных состояний задачи (4):

$$\begin{cases} \Psi_1 = A_1 \left(\Phi_+ - \frac{\Omega}{W_{12} - \lambda} \Phi_- \right), & E_{11} = -\hbar\lambda, \\ \Psi_2 = A_2 \left(\Phi_+ - \frac{\Omega}{W_{12} + \lambda} \Phi_- \right), & E_{22} = \hbar\lambda, \\ \Psi_3 = \Psi_+, & E_{12} = \hbar W_{12}, \end{cases} \quad (7)$$

где введены следующие обозначения:

$$\hbar\Omega = E_2 - E_1, \quad \lambda = \sqrt{\Omega^2 + W_{12}^2},$$

$$A_1 = \left(1 + \left(\frac{\Omega}{\lambda - W_{12}} \right)^2 \right)^{-1/2},$$

$$A_2 = \left(1 + \left(\frac{\Omega}{\lambda + W_{12}} \right)^2 \right)^{-1/2},$$

а волновые функции Φ_{\pm} аналогичны двум белловским состояниям для системы двух фотонов [3, 9]:

$$\Phi_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1, 1\rangle \pm |2, 2\rangle). \quad (8)$$

Отметим, что в случае малости межатомного взаимодействия полученные волновые функции (7) близки к волновым функциям «нулевого» приближения (2), а в пределе сильного взаимодействия переходят в симметризованные белловские состояния Φ_{\pm}, Ψ_+ .

Заметим также, что наличие межатомного взаимодействия тем или иным образом «замешивает» состояния Φ_{\pm} друг с другом, а состояние Ψ_+ просто изменяет свою энергию. В случае учета большего числа дискретных состояний для изолированного атома собственные состояния системы с учетом взаимодействия аналогично (7) будут представлять собой суперпозиции состояний

$$\Psi_{\pm}^{(i,k)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|i, i\rangle \pm |k, k\rangle)$$

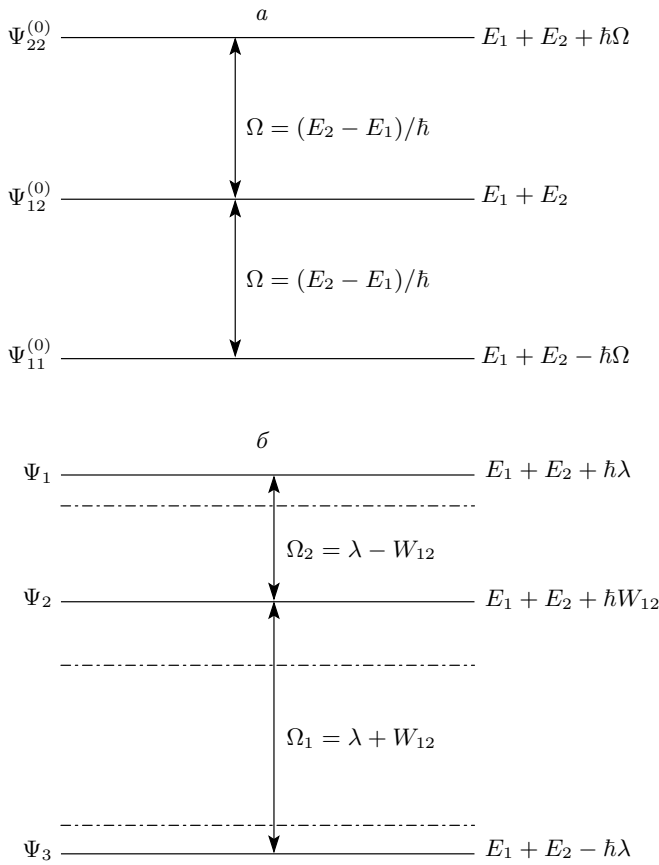


Рис. 1. Схема расположения энергетических уровней в случаях отсутствия (а) и наличия (б) межатомного взаимодействия

и отдельные состояния

$$\Psi_+^{(i,k)} = \frac{1}{\sqrt{2}} (|i, k\rangle \pm |k, i\rangle),$$

которые остаются без изменения при любой величине взаимодействия и только изменяют свою энергию. Таким образом, данное рассмотрение является достаточно общим, а возникающие закономерности качественно справедливы и в атомной модели с большим числом уровней.

Уровни энергии системы (7) приведены на рис. 1 и представляют собой три почти эквидистантных уровня в случае слабого межатомного взаимодействия, переходящие в неэквидистантный набор с интервалами Ω_1 и Ω_2 по шкале частот в случае сильной межатомной связи. Величина $\Omega_1 - \Omega_2 = 2W_{12}$, характеризующая степень неэквидистантности, определяет, в том числе, и величину взаимодействия атомов друг с другом.

С учетом отмеченной перестройки состояний возникает следующая картина взаимодействия систе-

мы с лазерным полем. Если на систему невзаимодействующих атомов действует резонансное поле лазерного импульса, то принципиально возможна полная инверсия основного состояния $|1, 1\rangle$ с перекачкой всей населенности через состояние Ψ_+ в $|2, 2\rangle$. За счет отстройки между частотами Ω_1 и Ω_2 подобная возможность исчезает в системе взаимодействующих атомов. Будучи резонансно настроено с одной из частот, лазерное поле характеризуется некоторой отстройкой по отношению к другой, тем большей, чем больше величина межатомного взаимодействия. В результате полная инверсия системы из основного состояния в возбужденное оказывается невозможна. Этот эффект широко известен с экспериментальной стороны и носит название эффекта дипольной блокады [5, 10]. В данном случае на основе достаточно простой модели пары взаимодействующих атомов удается объяснить его природу.

Рассмотрим решение уравнения (1) в отсутствие лазерного воздействия. Оно определяется амплитудами вероятности C_1, C_2, u разложения начальной волновой функции по состояниям (7):

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = & \left(C_1 \Psi_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{11} t\right) + \right. \\ & + C_2 \Psi_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{22} t\right) + u \Psi_3 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_{12} t\right) \Big) \times \\ & \times \exp\left(-\frac{i}{\hbar} (E_1 + E_2) t\right) = (C_1 \Psi_1 \exp(i\Omega_1 t) + \\ & + C_2 \Psi_2 \exp(-i\Omega_2 t) + u \Psi_3) \times \\ & \times \exp\left(-\frac{i}{\hbar} (E_1 + E_2 + \hbar W_{12}) t\right), \end{aligned} \quad (9)$$

где амплитуды C_1, C_2, u в случае отсутствия внешнего поля уже не зависят от времени. В качестве начального состояния правомерно рассмотреть одну из функций (7) или их суперпозицию, либо одно из состояний «нулевого» приближения (3) или же их суперпозицию. Последнее обусловлено неадиабатическим включением взаимодействия (при достаточно резком сближении атомов). Кроме того, начальное состояние системы может определяться как результат ее взаимодействия с лазерным полем возбуждающего импульса по окончании его воздействия.

Поляризационный отклик данной системы представляет собой среднее по квантовому состоянию (9) значение дипольного момента. Его проекция на выбранное вдоль оси x направление лазерного поля имеет вид

$$\langle \mathbf{d}_x \rangle_\Psi = \langle (\mathbf{d}_1 + \mathbf{d}_2)_x \rangle_\Psi = 4d_{12} \text{Re}[\mu u^*], \quad (10)$$

где

$$\mu = C_1 A_1 \exp(i\Omega_1 t) + C_2 A_2 \exp(-i\Omega_2 t) \quad (11)$$

определяет суммарную амплитуду заселенности состояния Φ_+ в общем решении (9). Из (10) следует, что среднее значение дипольного момента определяется вкладами состояний Φ_+ и Ψ_+ , т.е. единственная возможность наличия в системе макроскопического отклика — это одновременная заселенность двух указанных состояний. Поэтому для анализа поляризационного отклика системы независимо от величины межатомного взаимодействия наиболее удобным оказывается базис состояний Φ_{\pm} и Ψ_{\pm} , аналогичных белловским состояниям для фотонов.

Отметим, что «включение» взаимодействия само по себе не приводит к возникновению поляризации в системе, поскольку состояния Φ_+ и Ψ_+ не «замешиваются» взаимодействием (см. (7)). Если первоначально заселено одно из собственных «одетых взаимодействием» состояний системы, динамика системы характеризуется нулевым значением среднего дипольного момента в любой момент времени. Таким образом, поляризация в системе может быть создана лазерным полем. Ее динамика по окончании лазерного воздействия является предметом исследований данного раздела.

Из выражения (10), в частности, видно, что если система находится только в одном из трех базисных состояний Φ_{\pm} или Ψ_{\pm} , то ее дипольный момент тождественно равен нулю. Таким образом, имеется целый набор «выделенных» состояний, характеризующихся нулевым значением среднего дипольного момента системы.

Выбранные базисные состояния также являются выделенными с точки зрения такой важной для составных систем характеристики, как «перепутанность». Физически перепутанность — это невозможность представления волновой функции общей системы в виде произведения волновых функций отдельных подсистем. Вопрос о перепутанных состояниях и количественных мерах перепутанности подробно обсуждается в работах [3, 9] для фотонных систем. Пользуясь определениями, введенными в работе [3], можно показать, что мера перепутанности (concurrence), вычисляемая для синглетного состояния, имеет вид $C = |\mu^2 - \eta^2 - u^2|$, где μ , η и u — амплитуды заселенности состояний соответственно Φ_+ , Φ_- и Ψ_+ .

Фактически в данном случае реализуется ситуация, при которой любое состояние, обладающее максимальной перепутанностью, характеризуется нуле-

вым средним значением дипольного момента. Это с необходимостью следует из выражения (10). Аналогичный вывод был обнаружен для фотонов [3]. Таким образом, состояния с максимальной перепутанностью не проявляют себя при взаимодействии с не возмущающим их пробным лазерным полем. Обратное, однако, не верно — нулевое среднее значение дипольного момента не означает максимальную степень перепутанности. Отметим также, что в отличие от фотонов, в системе двух взаимодействующих атомов степень перепутанности может изменяться в течение времени за счет влияния межатомного взаимодействия на динамику системы, что явным образом следует из зависимости от времени величины $\mu(t)$ (см. (11)).

Как видно из соотношения (10) и выражений для A_1 и A_2 , сигнал поляризации состоит из двух спектральных компонент Ω_1 и Ω_2 , которые как по частоте, так и по амплитуде зависят от величины взаимодействия W_{12} . В случае среды, состоящей из таких попарно взаимодействующих атомов, эта величина будет определять также макроскопический поляризационный отклик среды, а значит, и ее оптические свойства, влияющие на процесс распространения лазерного импульса. При известном виде оператора взаимодействия атомов простейшие спектроскопические методы позволят извлечь из сигнала поляризации как собственную частоту перехода в изолированном атоме, так и характерную величину взаимодействия атомов между собой. Таким образом, сигнал поляризации среды, состоящей из попарно взаимодействующих атомов, несет в себе информацию, как об энергетическом спектре отдельного атома, так и о величине межатомного взаимодействия.

В случае малой величины взаимодействия W_{12} спектральные вклады в (10) оказываются сравнимыми по амплитуде, а сигнал поляризации в этом случае должен соответствовать картине биений с характерными высокочастотной $\omega_{hf} = \Omega_1 + \Omega_2$ и низкочастотной $\omega_{lf} = \Omega_1 - \Omega_2 = 2W_{12}$ компонентами.

Спектральные компоненты, возникающие в поляризационном отклике, начинают существенно отличаться по величине при уменьшении отношения Ω/W_{12} . В предельном случае сильного дипольного взаимодействия характерные частоты высокочастотной и низкочастотной компонент оказываются приблизительно равны соответственно $2W_{12}$ и $\Omega(\Omega/2W_{12})$. При этом можно показать, что различны и относительные интенсивности спектральных компонент: высокочастотная по амплитуде пример-

но в

$$\gamma = \frac{\Omega}{W_{12} + \lambda} \rightarrow \frac{\Omega}{2W_{12}} \ll 1$$

раз меньше, чем низкочастотная. В итоге, эффективного возбуждения поляризационного отклика среды удастся добиться преимущественно на перестраиваемой низкой частоте, которая не превышает собственной частоты атома.

Все сказанное выше подтверждается результатами проведенных численных расчетов. На рис. 2 представлены рассчитанные временные профили поляризационного отклика среды, атомы которой находятся первоначально в основном состоянии и происходит их возбуждение за счет действия предельно короткого лазерного импульса. При этом в системе возбуждается поляризация, динамика которой и представлена на рисунке. Центральная частота лазерного импульса выбрана равной частоте излучения СО₂-лазера, т. е. $\hbar\omega_l = \hbar\Omega = 0.11$ эВ. При типичных значениях матричного элемента дипольного момента (несколько атомных единиц) и характерных для газовых сред концентрациях ($N \approx 10^{19}$ см⁻³) параметр W_{12} оказывается равен $W_{12} \approx 0.0165\Omega$, а дипольный отклик среды в постимпульсном режиме действительно демонстрирует биения (рис. 2а), как это и предсказывает аналитическое выражение. Биения происходят за счет сложения двух практически одинаковых по интенсивности вкладов спектральных компонент с близкими частотами. Результаты расчетов совпадают с теоретическими предсказаниями не только качественно, но и количественно: период биений почти в 30 раз превышает период собственной частоты среды, что соответствует выбранному значению $\Omega/2W_{12}$.

С увеличением значения величины W_{12} достигается равенство $W_{12} \approx \Omega$, и динамика поляризационного отклика перестраивается (рис. 2б, $W_{12}/\Omega \approx 0.65$). При этом в постимпульсном режиме слабые низкочастотные биения переходят в сложно-структурированную временную зависимость поляризационного отклика среды.

Дальнейшее увеличение межатомного взаимодействия приводит к доминированию поляризационного отклика на низкой частоте. На рис. 2в приведены результаты расчетов поляризационного отклика рассматриваемой системы при выполнении условия $W_{12} > \Omega$, возникающего после взаимодействия системы с пятицикловым лазерным импульсом. Из представленного графика хорошо видно, что поляризация складывается из двух компонент: низко- и высокочастотной, однако в данном случае наблюдается противоположный случай по сравнению с ре-

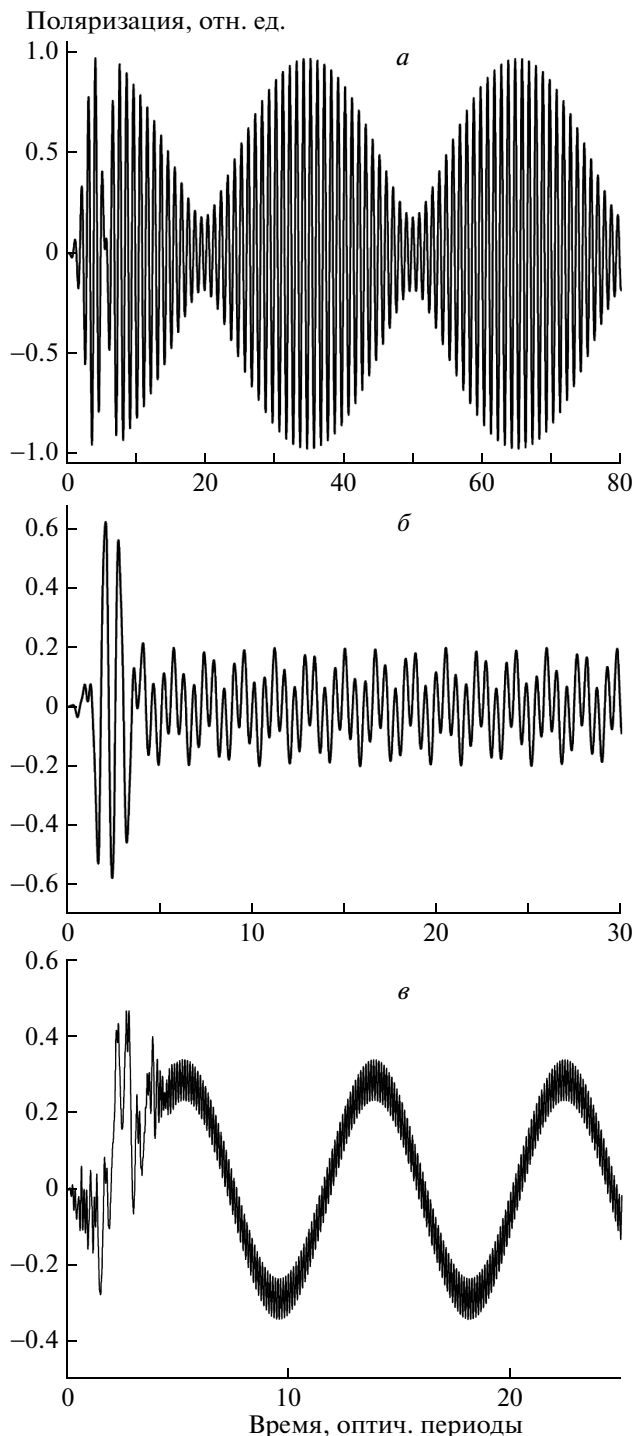


Рис. 2. Поляризационный отклик, возбужденный в системе коротким лазерным импульсом при различных параметрах среды. Параметры расчета: а — $(\Omega_1 - \Omega_2)/2\Omega \approx 0.0165$, $I = 10^9$ Вт/см²; б — $(\Omega_1 - \Omega_2)/2\Omega \approx 0.65$, $I = 5 \cdot 10^8$ Вт/см²; в — $(\Omega_1 - \Omega_2)/2\Omega \approx 4.23$, $I = 5 \cdot 10^9$ Вт/см²

зультатами рис. 2а — высокочастотная компонента представляет собой лишь слабую «тонкую структуру» низкочастотной. На основе представленных графиков можно получить достаточно точное представление о величине низкой частоты (см. рис. 2б): она как раз примерно в 8.5 раз меньше собственной частоты среды, что при данных значениях параметров в точности соответствует теоретическим предсказаниям для данного случая:

$$\lambda - W_{12} \rightarrow \Omega \frac{\Omega}{2W_{12}}.$$

Предсказываемое уменьшение частоты колебаний поляризации имеет понятный физический смысл. Дело в том, что сильно связанные атомы тяготеют к тому, чтобы совершать переходы из основного состояния в возбужденное и обратно совместно. Последнее и приводит к существенному замедлению данного процесса.

Таким образом, в остаточном поляризационном отклике исследуемой среды присутствуют две различные спектральные компоненты, причем возможна перестройка компонент по частоте в широких пределах за счет изменения параметра W_{12} , т. е. за счет изменения разности между несущими частотами поляризационного отклика. Параметр взаимодействия W_{12} можно изменять, варьируя характерное расстояние между попарно взаимодействующими атомами, что недавно было осуществлено экспериментально посредством изменения потенциального профиля используемых ловушек [7].

Если дополнительно обеспечить выполнение условий фазового синхронизма, то, используя среду такого рода, можно эффективным образом перестраивать частоту излучения системы. Таким образом, можно получать и излучение в терагерцевом диапазоне частот, а также уширение спектра импульса с заранее контролируемой задержкой спектральных компонент во времени, что позволит создавать самосжимающиеся импульсы.

3.2. Приближение сильного поля

Рассмотрим теперь взаимодействие исследуемой системы с лазерным полем, частота которого ω_l выбрана в резонансе с переходом между атомными уровнями изолированного атома Ω . В этом случае решение ищется в виде, аналогичном разложению (9), но уже с зависящими от времени амплитудами:

$$\begin{aligned} \Psi(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, t) = & (C_1(t)\Psi_1 \exp(i\Omega_1 t) + \\ & + C_2(t)\Psi_2 \exp(-i\Omega_2 t) + u(t)\Psi_3) \times \\ & \times \exp\left(-i\left(W_{12} + \frac{E_1 + E_2}{\hbar}\right)t\right), \end{aligned} \quad (12)$$

где комплексные амплитуды удовлетворяют системе уравнений

$$\begin{cases} i\dot{C}_1 = -A_1\beta u \exp(-i\Omega_1 t), \\ i\dot{C}_2 = -A_2\beta u \exp(i\Omega_2 t), \\ i\dot{u} = -\beta(A_1C_1 \exp(i\Omega_1 t) + \\ + A_2C_2 \exp(-i\Omega_2 t)). \end{cases} \quad (13)$$

Здесь введены обозначения: $d_{ij} = \langle i|d|j \rangle$ — матричный элемент дипольного момента, одинаковый для обоих атомов и отличный от нуля только для $i \neq j$, а $\beta(t) \equiv 2d_{12}E(t)/\hbar$ — функция размерности частоты, характеризующая действие электрического поля на систему. Мгновенное значение напряженности лазерного поля $E(t)$ связано с введенным векторным потенциалом:

$$E(t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial A(t)}{\partial t}.$$

Отметим, что с математической точки зрения совершенно не важно, какой из полных базисов был выбран для разложения волновой функции состояния системы. Как мы видели в предыдущем разделе, наиболее удобным базисом для анализа поляризационного отклика системы является базис белловских состояний: Φ_{\pm} и Ψ_{\pm} . Этот же базис является пределом базиса (7) в случае, когда межатомное взаимодействие велико. А в предельном случае слабого взаимодействия физически оправданным оказывается разложение по состояниям «нулевого приближения» (2). Любое из указанных разложений допустимо. Выбор конкретного базиса в том или ином случае должен диктоваться исключительно соотношениями удобства и никак не сказывается на конечных результатах проводимых расчетов.

Приведем также аналог системы (13) при разложении волновой функции по базису белловских состояний:

$$\Psi = a\Phi_+ + b\Phi_- + \tilde{u}\Psi_+, \quad (14)$$

$$\begin{cases} i\dot{a} = -\Omega b - \beta\tilde{u} + W_{12}a, \\ i\dot{b} = -\Omega a - W_{12}b, \\ i\dot{\tilde{u}} = -\beta a + W_{12}\tilde{u}. \end{cases} \quad (15)$$

В общем случае системы (13) и (15) допускают только численное решение. Однако представляет интерес приближенный качественный анализ решения,

которое может быть получено в условиях сверхсильного или пренебрежимо слабого межатомного взаимодействия: соответственно $W_{12} \gg \Omega$ или $W_{12} \ll \Omega$. Наиболее хорошо это видно из системы уравнений (15), в которой вклады всех параметров системы выделены в виде коэффициентов алгебраических слагаемых.

При типичных значениях матричных элементов межатомное взаимодействие по величине меньше, чем влияние собственной частоты атома $W_{12} \ll \Omega$. Этот случай, в котором при получении аналитического решения можно полностью пренебречь величиной диполь-дипольного взаимодействия, мы и рассмотрим. С физической точки зрения это означает пренебрежение неэквидистантностью спектра взаимодействующих атомов, а собственные состояния (7) при этом совпадают с базисом (2).

Для импульсов, включающих в себя достаточно большое число циклов поля, в резонансном случае оказывается возможным применение приближения «вращающейся волны», которое позволяет получить приближенное аналитическое решение. В этом случае лазерное поле задается в виде $\varepsilon(t) = \varepsilon_0(t) \cos \omega t$, и система (13) в пренебрежении взаимодействием и после усреднения по высокочастотным осцилляциям переписывается в виде

$$\begin{cases} i\dot{C}_{11} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\beta} u, \\ i\dot{u} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\beta} (C_{22} + C_{11}), \\ i\dot{C}_{22} = -\frac{1}{\sqrt{2}} \tilde{\beta} u. \end{cases} \quad (16)$$

Здесь C_{11} , C_{22} , u — амплитуды вероятности функций без учета взаимодействия (2), а в величину $\tilde{\beta}(t) \equiv d_{12}\varepsilon_0(t)/\hbar$ включена огибающая $\varepsilon_0(t)$ лазерного импульса, а не его временной профиль. Переходя к новым амплитудам

$$\begin{cases} \tilde{\mu} = (C_{11} + C_{22})/\sqrt{2}, \\ \tilde{\eta} = (C_{11} - C_{22})/\sqrt{2}, \end{cases}$$

получим окончательный вариант системы уравнений (16):

$$\begin{cases} i\dot{\tilde{\mu}} = -\tilde{\beta} u, \\ i\dot{u} = -\tilde{\beta} \tilde{\mu}, \\ i\dot{\tilde{\eta}} = 0. \end{cases}$$

Аналитическое решение этой системы можно легко записать через начальные амплитуды вероятности μ_0 , η_0 , u_0 состояний Φ_{\pm} и Ψ_{\pm} :

$$\begin{cases} \tilde{\mu} = \mu_0 \cos \tilde{\theta} + i u_0 \sin \tilde{\theta}, \\ u = i \mu_0 \sin \tilde{\theta} + u_0 \cos \tilde{\theta}, \\ \tilde{\eta} = \eta(t=0) \equiv \eta_0 = \text{const}. \end{cases} \quad (17a)$$

При этом в терминах новых амплитуд волновая функция имеет вид

$$\Psi(t) = [(\tilde{\mu} \cos \Omega t + i \tilde{\eta} \sin \Omega t) \Phi_+ + (\tilde{\eta} \cos \Omega t + i \tilde{\mu} \sin \Omega t) \Phi_- + u \Psi_+]. \quad (17b)$$

Как видно, физически $\tilde{\mu}$ и $\tilde{\eta}$ совпадают с амплитудами заселенности состояний Φ_{\pm} в моменты времени $T_k = 2\pi k/\Omega$, кратные периоду собственной частоты Ω ($k = 1, 2, \dots$), что как раз и соответствует применению приближения «вращающейся волны».

Величина

$$\tilde{\theta} = \int_{-\infty}^t \tilde{\beta}(\xi) d\xi$$

широко известна в теории взаимодействия двухуровневой системы с полем лазерного импульса. Она характеризует эффективность лазерного воздействия и при $t \rightarrow \infty$ называется площадью лазерного импульса. В случае одиночной двухуровневой системы в лазерном поле данная величина определяет параметры импульса, при которых система с вероятностью единица переходит из одного состояния в другое (так называемые $\pi/2$ -импульсы) или же оказывается в исходном состоянии по окончании лазерного воздействия ($n\pi$ -импульсы). В исследуемом случае «площадь импульса» играет аналогичную роль, однако возникают особенности динамики системы, обусловленные симметричными свойствами.

Отметим, что в резонансном случае в моменты времени, соответствующие целому числу циклов собственной частоты Ω , волновая функция исследуемой системы имеет вид

$$\Psi(t = 2\pi k/\Omega) = [(\mu_0 \cos \tilde{\theta} + i u_0 \sin \tilde{\theta}) \Phi_+ + \eta_0 \Phi_- + (i \mu_0 \sin \tilde{\theta} + u_0 \cos \tilde{\theta}) \Psi_+]_{\tilde{\theta}=\tilde{\theta}(t=2\pi k/\Omega)}. \quad (18)$$

Поскольку рассматриваемые нами импульсы включают в себя целое число циклов лазерной частоты, выражение (18) также описывает волновую функцию системы в момент окончания лазерного импульса. Отметим важное свойство динамики исследуемой системы: если система изначально находилась в состоянии Φ_- , то она должна возвращаться в это состояние в моменты времени, кратные периоду собственных колебаний T_{Ω} , включая и момент окончания импульса. Динамика

населенности состояния Φ_- во время действия лазерного импульса, полученная в точном численном интегрировании системы (13), находится в полном согласии с вероятностью заселения состояния Φ_- , вытекающей из аналитического решения (17):

$$W_{\Phi_-}(t) = \cos^2 \Omega t.$$

Лазерное поле никак не влияет на эволюцию состояния Φ_- , которая определяется только собственной частотой системы.

Дополнительное исследование показывает, что в условиях, когда взаимодействие с лазерным полем оказывается сравнимым с межатомным взаимодействием, состояние Φ_- также остается устойчивым — наблюдается лишь изменение в частоте колебаний населенности состояния, что соответствует изменению энергий уровней при включении взаимодействия. Сдвиг частоты происходит за счет наличия диполь-дипольного взаимодействия. Таким образом, можно заключить, что состояние Φ_- при условии $W_{12} \gg \Omega$, оказывается в некотором смысле выделенным и в присутствии лазерного воздействия — оно характеризуется повышенной степенью устойчивости при воздействии лазерного импульса на рассматриваемую систему.

Из выражения (18) также видно, что при произвольных начальных условиях, варьируя площадь импульса, можно управлять «выходным» состоянием системы на момент окончания лазерного импульса. Так, например, можно контролируемо перевести систему из одного перепутанного состояния в другое. Действительно, нетрудно видеть, что изначально заселенное состояние Φ_+ остается без изменений или переходит в состояние Ψ_+ в результате воздействия соответственно 2π - и $\pi/2$ -импульсов.

На рис. 3а представлены зависимости от времени населенностей состояний Φ_{\pm} и Ψ_+ , полученные численно для случая взаимодействия системы, первоначально находящейся в состоянии Φ_+ , с пятицикловым лазерным импульсом, обладающим полной площадью $\tilde{\theta}_0 = \pi/2$. Как и предсказывает выражение (17а), такой импульс с высокой эффективностью переводит систему из состояния Φ_+ в состояние Ψ_+ :

$$\begin{cases} W_{\Phi_+}(t) = \cos^2 \tilde{\theta} \cos^2 \Omega t, \\ W_{\Phi_-}(t) = \cos^2 \tilde{\theta} \sin^2 \Omega t, \\ W_{\Psi_+}(t) = \sin^2 \tilde{\theta}. \end{cases}$$

При этом во время действия импульса происходит периодическая высокочастотная (с удвоенной собственной частотой) перекачка населенностей между состояниями Φ_{\pm} , которые заселяются в противофазе

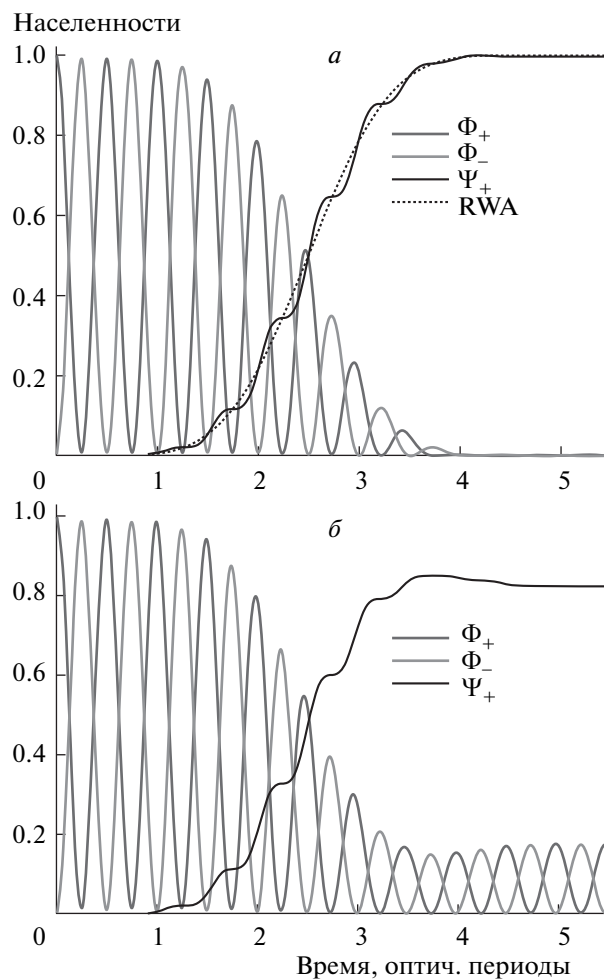


Рис. 3. Населенности состояний Φ_+ (темно-серые кривые), Φ_- (светло-серые кривые) и Ψ_+ (сплошные кривые) в зависимости от времени при взаимодействии системы, изначально находящейся в состоянии Φ_+ , с пятицикловым лазерным импульсом площадью $\pi/2$. Пунктирной кривой указано приближенное решение (17а) для населенности состояния Ψ_+ . Параметры расчета: $\hbar\omega_1 \approx 1.55$ эВ, $\tilde{\beta}_0/\omega_1 \approx 0.1$, $\tilde{\theta}_0 \approx \pi/2$, $(\Omega_1 - \Omega_2)/2\Omega \approx 2.6 \cdot 10^{-5}$ (а), 0.07 (б)

с вероятностью, уменьшающейся в среднем по мере увеличения текущей площади импульса. Пунктирная кривая соответствует динамике населенности состояния Ψ_+ , полученной из аналитического решения (17а). Из представленного графика отчетливо видно, что в точном решении присутствует та высокочастотная компонента, которая нивелируется в аналитическом решении в рамках приближения «вращающейся волны». Таким образом, в случае слабого межатомного взаимодействия приближенное анали-

тическое решение позволяет с хорошей точностью описать в среднем динамику исследуемой системы.

Однако в случае, когда межатомное взаимодействие и лазерное воздействие оказываются сравнимы, аналитические предсказания не оправдываются. На рис. 3б представлены аналогичные результаты для случая диполь-дипольного взаимодействия, сравнимого по величине с действием лазерного импульса. В этом случае импульс заранее подобранной площади $\tilde{\theta}_0 = \pi/2$ не переводит полностью систему в состояние Ψ_+ из начального состояния Φ_+ . За счет интенсивного диполь-дипольного взаимодействия эволюция каждой из амплитуд изменяется и в результате это приводит к интенсивным остаточным заселенностям всех трех базисных состояний. Этот же эффект может быть описан и «на языке» энергий собственных состояний системы с учетом взаимодействия атомов друг с другом. Как мы видели ранее при получении значений энергии в отсутствие поля, уровни энергии атомной системы смещаются за счет межатомного взаимодействия, причем смещение происходит в разные стороны относительно невозмущенных положений. При достаточно больших величинах смещения, которые как раз определяются параметром W_{12} , возникает значительная отстройка между разницей энергий и частотой поля и атомная система выходит из резонанса с лазерным полем. В данном случае это есть проявление эффекта дипольной блокады, широко обсуждаемое в последнее время в литературе (см., например, [4, 5]). В результате нерезонансного взаимодействия лазерное поле не может полностью инвертировать населенности в системе, и характерные свойства $n\pi$ -импульсов пропадают. Подобные результаты были описаны в работе [11] при рассмотрении взаимодействия нерезонансного короткого импульса с двухуровневой квантовой системой.

Проанализируем теперь динамику перепутанности исследуемой системы в процессе лазерного воздействия. Важной особенностью рассматриваемой системы оказывается невозможность перевода за счет взаимодействия с сильным лазерным полем неперепутанного состояния в перепутанное и наоборот. Более того, на основе выражения (17а) легко показать, что мера перепутанности (concurrence), характеризующая перепутанность синглетного состояния системы, в любой момент времени в точности совпадает со своим начальным значением:

$$C(t) = |\mu^2 - \eta^2 - u^2| = |\mu_0^2 - \eta_0^2 - u_0^2|.$$

Таким образом, в рамках найденного приближенного аналитического решения (малость межатомно-

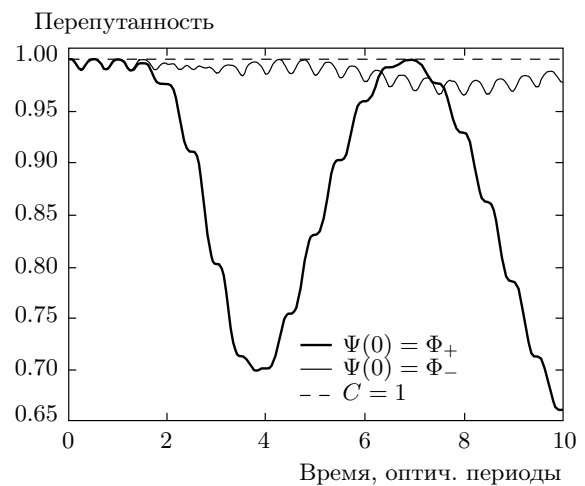


Рис. 4. Перепутанность состояния квантовой системы в зависимости от времени при взаимодействии системы с пятицикловым лазерным импульсом площадью $\pi/2$. Параметры расчета: $\hbar\omega_l \approx 1.55$ эВ, $\beta_0/\omega_l \approx 0.1$, $\theta_0 \approx \pi/2$, $(\Omega_1 - \Omega_2)/2\Omega \approx 0.07$, начальное состояние: $\Psi(0) = \Phi_+$ (жирная сплошная кривая), Φ_- (тонкая сплошная кривая)

го взаимодействия по сравнению с полем) степень перепутанности остается неизменной в течение всего лазерного воздействия. В точном решении действие интенсивного лазерного импульса на фоне слабого диполь-дипольного взаимодействия также приводит к сохранению перепутанности состояния квантовой системы на всем протяжении действия мощного лазерного импульса.

Однако в условиях, когда взаимодействие с лазерным полем и межатомное взаимодействие оказываются сопоставимы, перепутанность системы в процессе действия лазерного импульса может сильно измениться. Ее изменение также зависит от начального состояния системы. На рис. 4 представлены временные профили величины перепутанности системы, находящейся в начальный момент времени в одном из состояний Φ_{\pm} . При малой величине диполь-дипольного взаимодействия в соответствии с теоретическими предсказаниями перепутанность слабо меняется на длительности лазерного импульса и почти не отличается от уровня единицы, который для наглядности показан на рисунке штриховой кривой. В случае же сильного взаимодействия перепутанность может существенно измениться, особенно для начального Φ_+ состояния, которое и здесь оказывается достаточно неустойчивым. Когда начальным состоянием системы является Φ_+ , наступает момент времени, начиная с которого все три базисных

синглетных состояния оказываются сильно заселены (на рис. 3б, 4 этот момент примерно соответствует двум оптическим циклам), что приводит к быстрому изменению перепутанности системы под воздействием интенсивного диполь-дипольного взаимодействия. Если же начальным состоянием является Φ_- , то в связи с его устойчивостью перепутанность системы изменяется не так сильно.

3.2.1. Подавление поляризационного отклика системы в сильном поле

На основе аналитического решения (17) можно проанализировать также эволюцию среднего дипольного момента исследуемой системы в сильном лазерном поле. Поляризационный отклик среды, состоящей из попарно взаимодействующих атомов, в данном случае будет иметь вид

$$P \propto \langle d \rangle_{\Psi} \propto \operatorname{Re}(\mu_0 u_0^*) \cos(\Omega t) + \\ + \operatorname{Re}(\mu_0 \eta_0^*) \sin(\Omega t) \sin \tilde{\theta} + \\ + \operatorname{Im}(u_0 \eta_0^*) \sin(\Omega t) \cos \tilde{\theta}. \quad (19)$$

Как и в случае одиночного двухуровневого атома в лазерном поле [11], эволюция поляризации зависит от амплитуд населенностей состояний, которые определяются текущим значением величины $\tilde{\theta}$. Кроме того, наблюдается отклик на собственной частоте среды (первое слагаемое в (19)), который не зависит от лазерного поля и существует на временах, значительно превышающих длительность воздействующего на среду лазерного импульса. Такая динамика поляризационного отклика приведет к возникновению при распространении лазерного импульса деструктивных эффектов, основанных на возбуждении мощного сигнала остаточной поляризации: сильного дисперсионного распыливания и затягивания импульса по времени, но кроме того и потенциального уширения спектра импульса.

Аналитическое выражение (19) позволяет анализировать вид поляризационного отклика во время воздействия лазерного импульса, а также искать различные возможности по его минимизации, что будет способствовать уменьшению искажений, вносимых откликом среды в начальную структуру лазерного импульса. Несмотря на то что правомерность полученного выражения (19) ограничена условием малости межатомного взаимодействия по сравнению с лазерным воздействием, оно позволяет предсказать наличие режима, при котором отсутствует поляризация среды, вне зависимости от формы и интенсивности лазерного импульса, что явля-

ется несомненным преимуществом в задачах о распространении лазерного импульса без искажений и без потерь.

Заметим, что, хотя выражение (19) получено в пренебрежении величиной межатомного взаимодействия, оно существенно отличается от аналогичного выражения для поляризации среды, состоящей из одиночных удаленных атомов [11]. В случае единичной двухуровневой системы не существует начальных условий, при которых среднее значение дипольного момента было бы тождественно равно нулю во все моменты времени в течение и после лазерного воздействия. В рассмотренной системе, напротив, существуют состояния, в которых коллективный характер динамики приводит к суммарному отсутствию дипольного момента. Несводимость состояния двух невзаимодействующих атомов к простому произведению двух независимых состояний каждого из них возникает из-за симметричных свойств волновой функции составной системы в случае учета перепутанных состояний. Таким образом, возможность подавления поляризационного отклика оказывается одним из проявлений коллективного поведения рассматриваемой системы.

Выражение (19) позволяет предсказать существование целого класса состояний атомной системы, возбуждение поляризационного отклика для которых оказывается подавленным вне зависимости от формы и интенсивности лазерного импульса. Действительно, если начальное квантовое состояние системы таково, что совместно выполняются условия

$$\operatorname{Re}(\mu_0 u_0^*) = 0, \quad \operatorname{Re}(\mu_0 \eta_0^*) = 0, \quad \operatorname{Im}(u_0 \eta_0^*) = 0,$$

то в рамках приближенного решения (19) $P \equiv 0$ на протяжении всего действия лазерного импульса, а также после его окончания. Данный режим несколько похож на режим электромагнитно-индуцированной прозрачности [12], характеризующийся формированием так называемых «темных состояний» — состояний, переходы в которые идут с нескольких других энергетических уровней, причем таким образом, что деструктивная интерференция приводит к отсутствию суммарного заселения заданного «темного состояния».

В данном случае в процессе взаимодействия с коротким лазерным импульсом заселяются все состояния системы, а отсутствие суммарного дипольного отклика возникает за счет сохранения специальных фазовых соотношений между комплексными амплитудами населенности. Существует целый класс начальных состояний, для которых возможен

эффект подавления поляризационного отклика рассматриваемой среды. Типичными примерами состояний описываемого класса являются выбранные нами базисные состояния Φ_{\pm} и Ψ_{\pm} .

Отметим, что наличие пусть даже и слабого диполь-дипольного взаимодействия приводит к тому, что на фоне интенсивных «благоприятных» для подавления поляризационного отклика переходов происходят конкурентные медленные переходы за счет диполь-дипольного взаимодействия, которые сбивают фазовые соотношения между амплитудами вероятности нахождения системы в различных квантовых состояниях.

На рис. 5 приведены результаты расчетов дипольного отклика для системы, находящейся изначально в одном из состояний Φ_{+} и Φ_{-} , каждое из которых, следуя аналитическому выражению (19), должно гарантировать полное подавление поляризационного отклика системы. На протяжении действия лазерного импульса за счет слабости диполь-дипольного взаимодействия по сравнению с действием поля импульса теоретические предположения оправдываются и поляризационный отклик остается сильно подавленным вплоть до окончания лазерного импульса (рис. 5а), в результате по абсолютной величине он на несколько порядков меньше, чем в случае произвольных начальных условий. При этом детальный анализ показывает, что величина отклика оказывается зависимой от длительности лазерного импульса: при уменьшении длительности взаимодействия с квантовой системой (а значит, и энергии, переданной системе) амплитуда поляризации убывает.

Несмотря на полное равноправие состояний Φ_{+} и Φ_{-} с точки зрения выражения (19), в точном решении сценарии эволюции систем, стартующих из них, различаются: Φ_{+} в качестве начального состояния сопровождается большей неустойчивостью на протяжении действия лазерного импульса, а в постимпульсном режиме характеризуется крутым ростом остаточного сигнала поляризации (рис. 5б, серая кривая). Рост продолжается вплоть до достижения поляризацией своего максимума с последующей периодической эволюцией (в свободной динамике здесь реализуется тот самый случай, который приведен на рис. 2а). Стоит также обратить внимание на различие в фазе поляризационного отклика, который возникает при взаимодействии лазерного импульса с квантовой системой в зависимости от различных начальных состояний.

Полученные результаты легко объяснить. В случае, когда начальным состоянием атомной

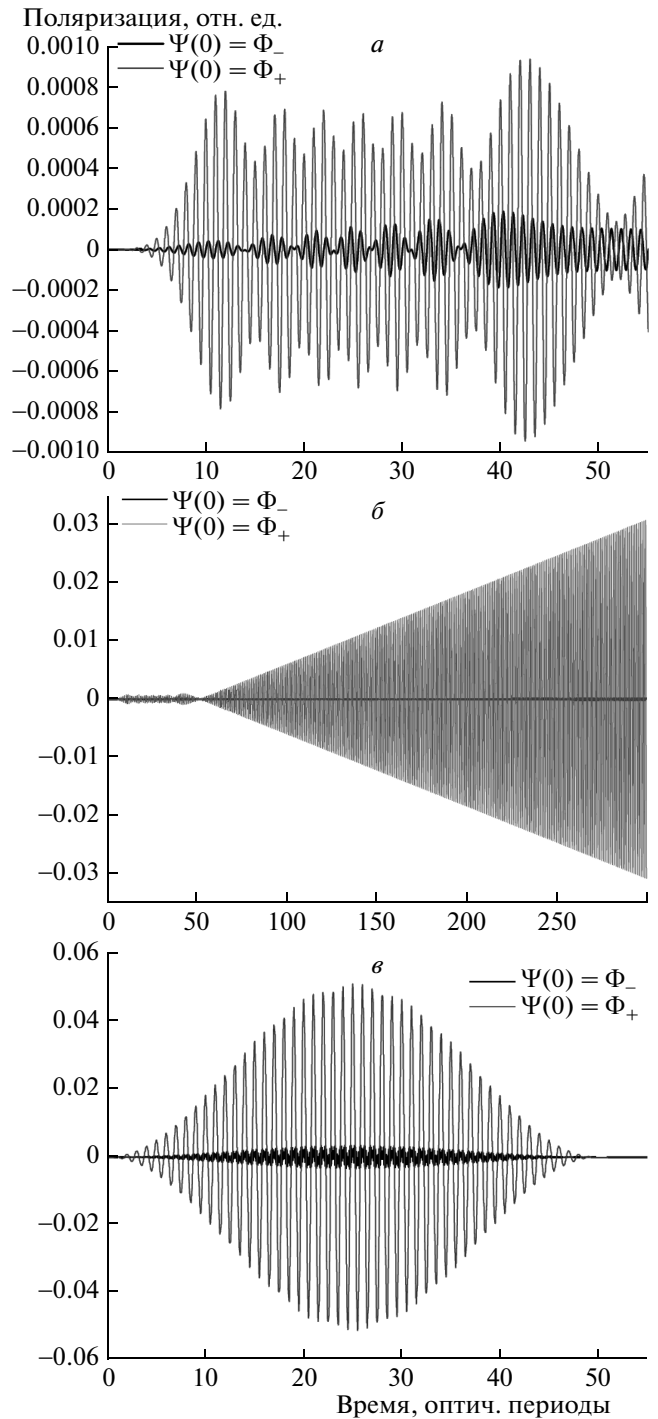


Рис. 5. Поляризационный отклик атомной системы, находившейся изначально в состояниях Φ_{+} (серые кривые) и Φ_{-} (черные кривые), возбуждаемый при взаимодействии с импульсом длительностью в 50 циклов. Параметры расчета: $\hbar\omega_1 \approx 1.55$ эВ, $\tilde{\beta}_0/\omega_1 \approx 0.13$, $\tilde{\theta}_0 \approx 6.6\pi$; а) $(\Omega_1 - \Omega_2)/2\Omega \approx 2.6 \cdot 10^{-5}$; б) то же, что и а), но на больших временах вплоть до 300 оптических циклов; в) $(\Omega_1 - \Omega_2)/2\Omega \approx 5.0$

системы является состояние Φ_- , поляризационно-образующее состояние Ψ_+ заселяется слабо как в присутствии лазерного поля, так и в постимпульсном режиме (см. выражение (176)). Таким образом, при больших уровнях заселенности Φ_- отклик системы все время оказывается мал. Небольшие отклонения от аналитического решения наблюдаются здесь в связи с частичным возбуждением системы в состояния Φ_+ и Ψ_+ в процессе одновременного влияния лазерного поля и протекающего межатомного взаимодействия.

Для состояний Φ_+ (и Ψ_+) ситуация иная. За счет того, что во время действия лазерного импульса они интенсивно переходят друг в друга, в динамике населенностей при таких начальных условиях все время наблюдаются значительные вероятности обнаружения системы в каждом из этих состояний. Кроме того, аналитическое решение показывает также, что состояние системы (а значит, и постимпульсный характер динамики поляризационного отклика) на момент окончания импульса при таком начальном условии зависит от площади импульса. Для возникновения дипольного момента системы в этом случае достаточно небольшого изменения начального фазового соотношения между соответствующими амплитудами заселенности, что и происходит благодаря слабому диполь-дипольному взаимодействию. Таким образом, состояния Φ_+ и Ψ_+ оказываются менее устойчивыми к подавлению поляризационного отклика системы, что может быть частично компенсировано использованием импульсов заданной площади ($n\pi$ -импульсов), которые с достаточно хорошей точностью переводят систему в начальное состояние к концу процесса взаимодействия. Однако этот метод является недостаточно удобным, так как помимо точного подбора интенсивности требует резонанса между центральной лазерной частотой и собственной частотой системы, как было показано в работе [11].

При задании состояний Φ_+ и Ψ_+ в качестве начальных при произвольной интенсивности лазерного импульса возникает еще один интересный эффект. Как только лазерный импульс заканчивается и перестает удерживать населенности вблизи значений, которым соответствует нулевой поляризационный отклик, поляризация системы начинает резко возрастать, эволюционируя по законам свободной системы (рис. 5б, серая кривая). Для описанного класса состояний значительный макроскопический отклик среды начинает проявляться как раз в момент окончания лазерного импульса. Таким образом, системы со специально подобранными на-

чальными условиями можно использовать в качестве своеобразных «пузырьковых» камер с минимальным временем реакции или в качестве самозатемняющихся фильтров для последовательности лазерных импульсов. Последнее означает, что при распространении последовательности относительно слабых лазерных импульсов, первый будет взаимодействовать с системой в заранее приготовленном состоянии, и в результате этого взаимодействия возникнет макроскопический поляризационный отклик, который, в свою очередь, сможет деструктивно воздействовать на последующие импульсы.

Динамика поляризационного отклика системы существенно изменяется при обратном соотношении между параметрами W_{12} и Ω . В случае $W_{12} \gg \Omega$ состояния Φ_{\pm} являются практически стационарными состояниями гамильтониана системы двух взаимодействующих атомов без лазерного поля. Однако из состояния Φ_- отсутствуют переходы под действием поля в другие состояния, тогда как Φ_+ и Ψ_+ переходят друг в друга в течение лазерного импульса. При этом согласно решению системы (15) в выбранном предельном случае

$$\Phi_+ \approx \cos \left(\int_0^t \beta(\tau) d\tau \right).$$

В результате, в случае начального состояния Φ_- поляризация мала в течение лазерного воздействия, а в постимпульсной динамике поляризация практически равна нулю. В случае же начального состояния Φ_+ поляризация возбуждается достаточно эффективно за счет интенсивного обмена под действием поля между состояниями Φ_+ и Ψ_+ , но «хвост» поляризации по окончании лазерного воздействия также может вовсе отсутствовать, если параметры импульса таковы, что заселенность состояния Ψ_+ равна нулю к моменту начала свободной динамики системы. Проведенные расчеты подтверждают данное предсказание. На рис. 5в представлена динамика поляризационного отклика для случая $W_{12} > \Omega$. Сигнал поляризации практически полностью пропадает в момент окончания лазерного импульса, остаточная поляризация близка к нулю и не характеризуется быстрым постимпульсным ростом. Тем не менее, «платой» за это оказывается более интенсивный отклик системы во время действия лазерного импульса, который возникает как раз за счет сильного вклада интенсивного диполь-дипольного взаимодействия (по сравнению с собственными колебаниями изолированного атома) в динамику населенностей состояний атомной системы.

3.2.2. Подавление поляризационного отклика в двухимпульсной схеме

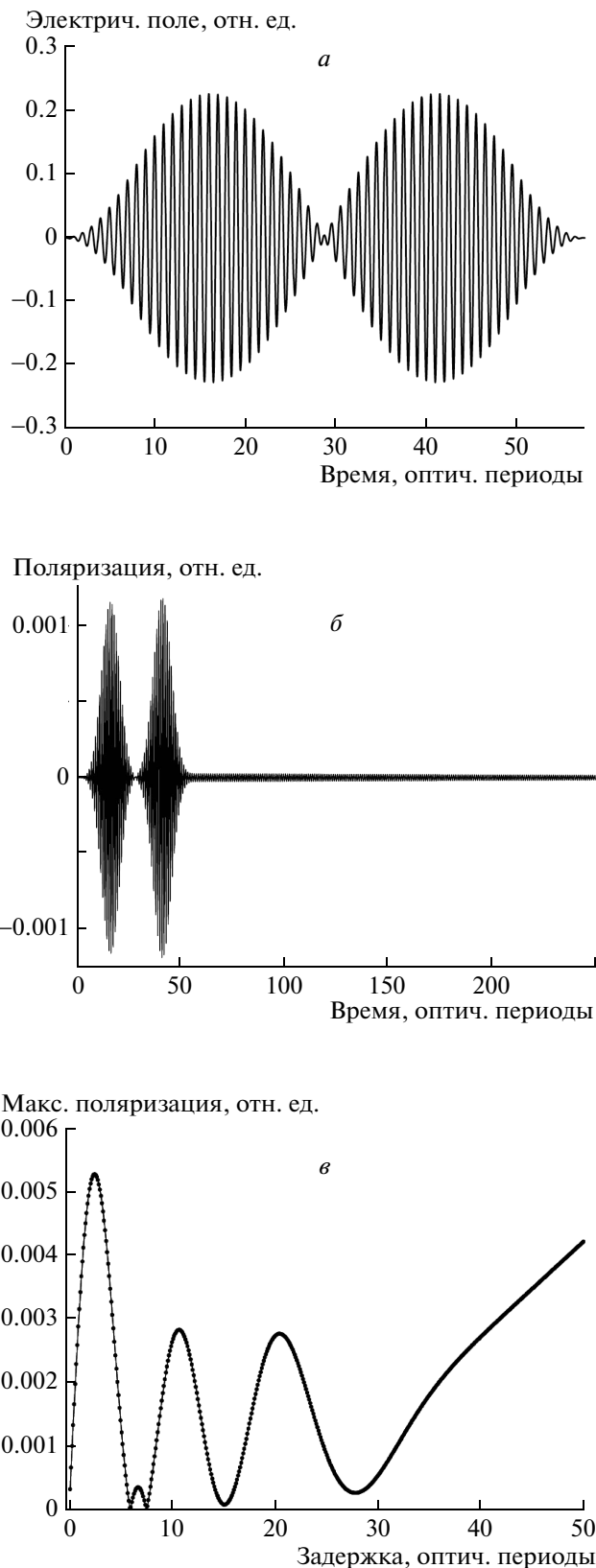
Аналитическое выражение (19) позволяет предложить еще один режим подавления поляризационного отклика, основанный на линейности величины $\tilde{\theta}$ относительно огибающей лазерного импульса и использовании двухимпульсной схемы «pump-probe». Если взять два последовательных лазерных импульса противоположной полярности (т.е. абсолютная фаза которых отличается на π), распространяющихся друг за другом с определенной задержкой τ между их передними фронтами, то временная форма электрического поля примет вид

$$\varepsilon(t) = \varepsilon_0(t) \cos \omega_1 t - \varepsilon_0(t - \tau) \cos \omega_1 t.$$

В этом случае из-за линейности площади импульса в выражение для $\tilde{\theta}$ войдет разность $\varepsilon_0(t) - \varepsilon_0(t - \tau)$ (см. процедуру получения выражения (17а)) и вне зависимости от задержки между импульсами и интенсивности единичного импульса суммарная площадь такого импульса будет равна нулю. В этом случае приближенное аналитическое решение предсказывает, что после лазерного воздействия атомная система должна перейти в начальное состояние, а значит, при определенных начальных условиях остаточная поляризация может полностью отсутствовать.

Результаты проведенных расчетов полностью подтверждают приведенные соображения. Суммарное электрическое поле двухимпульсной последовательности выглядит так, как показано на рис. 6а. На рис. 6б представлен также результат вычисления временного профиля поляризационного отклика среды при воздействии на систему, находящуюся изначально в состоянии Φ_+ (которое, как мы видели

Рис. 6. а) Суммарное поле двух лазерных импульсов противоположной полярности длительностью в 50 циклов лазерной частоты с задержкой в 7.5 циклов между передними фронтами. б) Поляризационный отклик атомной системы, находившейся изначально в состоянии Φ_+ при воздействии пары лазерных импульсов с параметрами: $\hbar\omega_1 \approx 1.55$ эВ, $2\tilde{\beta}_0/\omega_1 \approx 0.13$, $\tilde{\theta}_0 \approx 3.3\pi$, $(\Omega_1 - \Omega_2)/2\Omega \approx 2.6 \cdot 10^{-5}$, задержка между передними фронтами импульсов составляет 7.5 периодов лазерной частоты. в) Максимальное значение поляризационного отклика через 250 периодов после начала лазерного воздействия в зависимости от задержки между передними фронтами лазерных импульсов



выше, характеризуется относительно низкой устойчивостью), последовательности двух лазерных импульсов площадью $\tilde{\theta}_0 \approx 6.6\pi/2 \approx 3.3\pi$ каждый. Анализ результатов показывает, что поляризация среды может иметь различный временной профиль, но, вне зависимости от задержки, отклик оказывается существенно подавлен (особенно в постимпульсном режиме). Кроме того, постимпульсная динамика поляризации не демонстрирует роста после окончания импульса, который наблюдается в случае воздействия единичного импульса.

Проведенные расчеты позволяют также исследовать зависимость эффективности подавления поляризации от задержки между фронтами импульса. На рис. 6в представлена зависимость максимального значения поляризации в хвосте через 250 оптических циклов после окончания лазерного импульса. При том, что суммарная энергия двухимпульсной структуры монотонно растет с увеличением задержки (вплоть до задержки, равной длительности единичного импульса), сама зависимость оказывается существенно немонотонной, обладающей чередой максимумов и минимумов. Таким образом, оказывается возможным подбор оптимальной задержки. Поляризационный отклик при воздействии оптимальной последовательности импульсов представлен на рис. 6б. Как видно, поляризация оказывается подавленной на несколько порядков величины.

В результате можно заключить, что предложенные схемы подавления поляризационного отклика предоставляют широкие возможности в построении бездиссипативных волноводных систем, обладающих высокой эффективностью и, кроме того, не требуют специальной подготовки лазерных импульсов с точки зрения подбора конкретных значений интенсивности, т. е. характеризуются высокой гибкостью, что является несомненным их достоинством.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе исследованы резонансное возбуждение и поляризационный отклик среды, состоящей из попарно взаимодействующих ридберговских атомов, при взаимодействии с ультракороткими лазерными импульсами. Теоретические и экспериментальные исследования, проводимые в последнее время, показали, что ансамбли холодных ридберговских атомов являются крайне перспективным объектом с точки зрения хранения и передачи квантовой информации. При этом ключевым аспектом являет-

ся возможность достижения высокой степени перепутывания в таких системах за счет эффективного диполь-дипольного взаимодействия, которое крайне существенно в случае ридберговских атомных состояний. Особенность данной работы заключается в нахождении точного решения в задаче взаимодействия пары связанных «двухуровневых» атомов с полем ультракороткого лазерного импульса с учетом возникающего перепутывания, а также в разработке приближенных аналитических подходов, позволяющих правильно предсказать динамику исследуемой системы в резонансных лазерных полях в широких пределах значений атомных и лазерных параметров.

Кроме того, в работе исследован поляризационный отклик среды, состоящей из таких попарно взаимодействующих атомов, что позволяет получить полную информацию о пространственно-временной эволюции распространяющегося лазерного импульса и обмене энергией между атомной средой и лазерным полем за рамками каких-либо ограничений интенсивности и длительности лазерного импульса.

В случае сильного межатомного взаимодействия обнаружены режимы возбуждения дипольного момента рассматриваемой системы, при которых поляризационный отклик атомной среды содержит интенсивную низкочастотную компоненту. При обеспечении выполнения условий фазового синхронизма такой режим позволит получить генерацию перестраиваемого низкочастотного излучения.

Одной из важных проблем взаимодействия лазерного излучения с атомными средами является минимизация дисперсионных эффектов и сохранение важнейших лазерных характеристик, таких как интенсивность и длительность, в процессе распространения излучения в среде. В данной работе обнаружены режимы минимизации дипольного отклика среды, как в момент действия лазерного импульса, так и в постимпульсном режиме, основанные на эффекте перепутанности и симметричных свойствах коллективных атомных состояний и реализующие устойчивое распространение лазерных импульсов с начальной длительностью в несколько циклов поля.

Кроме того, в данной работе обсуждаются возможности квантового управления парой связанных атомов, позволяющего контролируемо переводить систему из одного состояния в другое. Полученные результаты представляют интерес с точки зрения организации различных квантовых логических алгоритмов.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 09-02-00317), гранта Президента РФ (НШ-3322.2010.2), а также при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Bouwmeester, J.-W. Pan, K. Mattle et al., *Nature (London)* **390**, 575 (1997).
2. Yu. I. Bogdanov, M. V. Chekhova, S. P. Kulik et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 230503 (2004); Yu. I. Bogdanov, E. V. Moreva, G. A. Maslennikov et al., *Phys. Rev. A* **73**, 063810 (2006).
3. M. V. Fedorov, P. A. Volkov, Yu. M. Mikhailova et al., *New J. Phys.* **13**, 083004 (2011).
4. D. Jaksch, J. I. Cirac, P. Zoller et al., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 2208 (2000).
5. M. D. Lukin, M. Fleischhauer, R. Cote et al., *Phys. Rev. Lett.* **87**, 037901 (2001).
6. I. I. Ryabtsev, D. B. Tretyakov, and I. I. Beterov, *J. Phys. B* **38**, S421 (2005).
7. R. C. Thompson, S. Donnellan, D. R. Crick et al., *J. Phys. B: Atom. Mol. Opt. Phys.* **42**, 154003 (2009).
8. А. С. Давыдов, *Квантовая механика*, Физматлит, Москва (1963).
9. С. Я. Клилин, *УФН* **169**, 507 (1999).
10. W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2245 (1998).
11. A. V. Gulyaev and O. V. Tikhonova, *Laser Phys.* **20**, 1051 (2010).
12. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, and J. P. Marangos, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 633 (2005).