

КОГЕРЕНТНЫЙ ПЕРЕНОС НАСЕЛЕННОСТИ В АТОМНЫХ СИСТЕМАХ С ЗАМКНУТЫМ КОНТУРОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

*С. В. Борисенко**

*Российский государственный педагогический университет им. А. И. Герцена
191186, Санкт-Петербург, Россия*

*Ю. В. Рождественский***

*Институт лазерной физики
199034, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 24 апреля 2002 г.

Исследуется эффективность когерентного переноса населенности в атомных системах с замкнутым контуром взаимодействия. На примере двойной Λ -системы атомных уровней показана зависимость когерентного переноса от алгебраической суммы начальных фаз возбуждающих полей. Найдены условия на параметры взаимодействия для существования в замкнутых системах эффективного переноса населенности при различных значениях фазы атомного контура.

PACS: 32.80.Bx, 33.80.Be, 42.50.-p

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее десятилетие значительное внимание уделяется когерентному переносу населенности (coherent adiabatic passage) в атомных и молекулярных системах. Такой интерес обусловлен как уникальными свойствами самого адиабатического переноса [1], так и тем, что вследствие этих свойств возможные приложения данного эффекта в атомной физике весьма многообразны. Так, когерентный перенос перспективен как метод лазерного охлаждения ниже температуры, определяемой эффектом отдачи атома [2], создания высокоэффективных расщепителей для атомных волновых пакетов и конструирования на их основе атомных интерферометров [3, 4]. Кроме того, используя такой перенос в атомной системе четырех уровней («tripod» configuration), удалось продемонстрировать принципиальную возможность атомно-волновой литографии [5]. Основой для использования когерентного переноса в указанных приложениях стали высокая степень переноса населенности между крайними состояниями атомной системы, с одной стороны, и

отсутствие заселения промежуточных состояний в процессе переноса (даже для случая точного резонанса между световыми полями и атомными переходами), с другой, при выполнении определенных условий на параметры взаимодействия атома с полем оптического излучения.

Известно [6], что в простейшем случае трехуровневого Λ -атома такое условие на параметры взаимодействия (так называемое условие адиабатичности) определяется областью перекрытия лазерных импульсов (рис. 1). В случае, когда лазерные импульсы имеют колоколообразную форму, такая область задается соотношением между частотами Раби $\Omega_{1,2}(t)$ запаздывающих по времени лазерных импульсов $E_{1,2}(t)$ (с оптическими частотами $\omega_{1,2}$) и временем запаздывания δ :

$$1 \ll \Omega_0 \delta, \quad (1)$$

где Ω_0 — амплитуда лазерных полей. При этом мы считали, что частоты лазерных импульсов совпадают с соответствующими частотами атомных переходов, а последовательность следования импульсов совпадает с изображенной на рис. 1. Если неравенство (1) выполнено, эффективность переноса населенности практически достигает 100%, и в результате вся заселенность может быть перенесена с уровня

*E-mail: sebori@mail.ru

**E-mail: rozdyu@soi.spb.ru

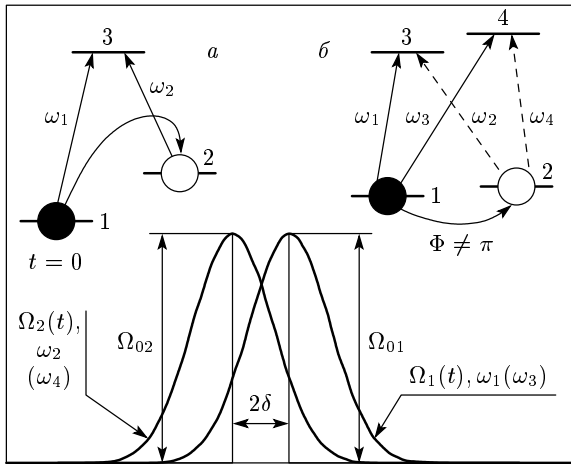


Рис. 1. Когерентный перенос населенности в трехуровневой (а) и двойной Λ -системах (б). В нижней части приведена последовательность световых импульсов, необходимая для реализации в этих системах когерентного переноса населенности (так называемого «counterintuitive pulse sequence»). Так, в случае трехуровневой системы, начально заселено состояние $|1\rangle$ и последовательность световых импульсов следующая: первым на трехуровневую систему начинает действовать лазерный импульс с частотой ω_2 , резонансной переходу $|2\rangle-|3\rangle$, а действие второго оптического импульса с частотой ω_1 , резонансной переходу $|1\rangle-|3\rangle$, сдвинуто на время задержки 2δ . В случае двойной Λ -системы начально также заселено состояние $|1\rangle$, но первый импульс состоит из двух частот, ω_2 и ω_4 , которые имеют одинаковую огибающую, и резонансны переходам $|2\rangle-|3\rangle$, $|2\rangle-|4\rangle$ двойной Λ -системы. При этом второй оптический импульс сдвинут на 2δ по времени и содержит частоты ω_1 и ω_3 , которые близки соответственно к переходам $|1\rangle-|3\rangle$, $|1\rangle-|4\rangle$

$|1\rangle$ на уровень $|2\rangle$ за время действия лазерных импульсов без заселения возбужденного состояния $|3\rangle$ (рис. 1).

Отметим, что отсутствие заселения возбужденного состояния в процессе взаимодействия и эффективный перенос населенности не являются характерными особенностями только когерентного переноса населенности. Такие же свойства имеет, например, перенос населенности между состояниями $|1\rangle-|2\rangle$ посредством $\pi/2$ -импульса при расстройках световых полей значительно больших частот Раби. Это позволило реализовать скоростную селекцию атомов в поле двух встречных волн [7]. Однако в противоположность переносу населенности $\pi/2$ -импульсом когерентный перенос позволяет эффективно перене-

сить населенность и в случае нулевых частотных расстроек, а эффективность такого переноса слабо чувствительна к форме лазерных импульсов [8] (требуется только выполнение условия (1)).

Естественно, что такие замечательные свойства когерентного переноса населенности стимулируют исследования все новых атомных систем, в которых такой перенос может быть реализован. Так, недавно в работе [9] был рассмотрен когерентный перенос населенности в атомной системе с замкнутым оптическим полем циклом взаимодействия (двойной Λ -системе, см. рис. 1) в контексте получения особых перепутанных состояний (entangled-states) квантовой системы, которые играют важную роль в квантовой телепортации. При этом известно [10, 11], что спецификой всех систем с замкнутым контуром взаимодействия является зависимость временной эволюции населенности от некоторой величины, которую называют фазой атомного контура Φ (в простейшем случае эта фаза определяется алгебраической суммой начальных фаз приложенных полей).

Следует подчеркнуть, что для целей, поставленных в [9], было достаточно рассмотреть случай нулевого значения фазы атомного контура $\Phi = 0$ и значительных частотных расстроек световых волн. В работе [9] было показано, что условия эффективного когерентного переноса в трехуровневой и двойной Λ -системах практически совпадают. В то же время в [9] совершенно не была исследована специфика именно когерентного переноса (в указанном выше смысле) в замкнутых системах, которая возникает при рассмотрении переноса населенности для ненулевого значения фазы Φ в условиях точного резонанса.

В предлагаемой работе мы демонстрируем, что как эффективность, так и само существование когерентного переноса населенности в двойной Λ -системе зависят от значения фазы Φ атомного контура. Так, для значений фаз, близких к нулевому, и при относительно слабых интенсивностях световых полей эффективность когерентного переноса близка к таковой для трехуровневой атомной системы [6]. В то же время при значительных интенсивностях световых полей уже для значений фаз контура, близких к нулевому, происходит разрушение состояния когерентного переноса и перенос населенности становится некогерентным. При этом, однако, любой вид переноса населенности (как когерентный, так и некогерентный) отсутствует для значения фазы $\Phi = \pi$. Другими словами, в этом случае перенос атомной населенности с одного из нижних уровней двойной Λ -системы к другому вообще не имеет места, вне зависимости

от выполнения условия (1). Мы показываем также, что для двойной Λ -системы и ненулевого значения Φ эффективность когерентного переноса населенности не определяется более условием (1), и находим новое условие адиабатичности, которое учитывает зависимость эффективности переноса от фазы атомного контура.

Подчеркнем, что в настоящей работе мы рассматриваем перенос населенности в случае точного резонанса (т. е. полагаем все расстройки равными нулю) между световыми волнами и атомными переходами в двойной Λ -системе. Тем не менее мы находим, что в рассматриваемой системе эффективный перенос населенности имеет место для близких к нулю значений фаз атомного контура взаимодействия. Последнее обстоятельство ярко демонстрирует особенности систем с замкнутым контуром взаимодействия в отличие от незамкнутых систем с четным числом состояний, для которых не существует состояний когерентного переноса [12, 13].

2. УСЛОВИЕ АДИАБАТИЧЕСКОГО СЛЕДОВАНИЯ

Найдем теперь такое условие на параметры взаимодействия (так называемое условие адиабатического следования), при котором перенос между крайними состояниями двойной Λ -системы происходит без заселения промежуточных состояний (т. е. когерентным образом). Для этого рассмотрим временную эволюцию атомных населенностей. Основой для описания временной эволюции населенностей в двойной Λ -системе в отсутствие спонтанной релаксации является система уравнений для нестационарных амплитуд вероятности Ψ_m ($m = 1-4$):

$$i\hbar \frac{\partial \Psi}{\partial t} = H\Psi. \quad (2)$$

Здесь гамильтониан $H(t)$ в резонансном приближении определен посредством матрицы

$$H(t) = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \Omega_1(t) & \Omega_1(t)e^{-i\Phi} \\ 0 & 0 & \Omega_2(t) & \Omega_2(t) \\ \Omega_1(t) & \Omega_2(t) & 0 & 0 \\ \Omega_1(t)e^{-i\Phi} & \Omega_2(t) & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad (3)$$

а $\Psi = \{\Psi_1, \Psi_2, \Psi_3, \Psi_4\}^T$ — вектор-столбец составленный из амплитуд вероятностей Ψ_m обнаружить атом в момент времени t в состоянии $m = 1-4$. В га-

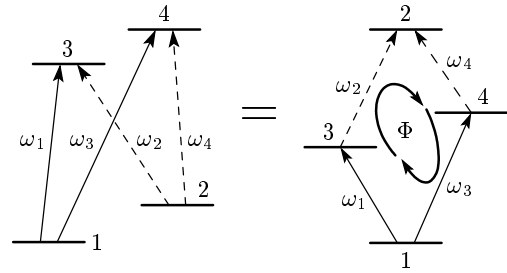


Рис. 2. Различные конфигурации четырехуровневых замкнутых систем

мильтониане (3) мы ввели также зависящие от времени частоты Раби

$$\begin{aligned} \Omega_1(t) &= \Omega_{01} \exp\left[-\frac{(t - \Delta t)^2}{T^2}\right], \\ \Omega_2(t) &= \Omega_{02} \exp\left[-\frac{(t + \Delta t)^2}{T^2}\right] \end{aligned} \quad (4)$$

и фазу атомного контура $\Phi = \chi_1 + \chi_2 + \chi_3 - \chi_4$, где $\chi_m = \xi_m - \zeta_m$, а ξ_m и ζ_m — соответственно фазы наведенных дипольных моментов и начальные фазы световых волн. При этом мы считали, что переходы $l-n$ ($l = 1, 2; n = 3, 4$) двойной Λ -системы являются электродипольными, тогда как переходы $|1\rangle-|2\rangle$ и $|3\rangle-|4\rangle$ запрещены в дипольном приближении (рис. 1). Последовательность действия импульсов выбрана соответствующей когерентному переносу населенности («counterintuitive pulse order») и каждый из световых импульсов содержит две частоты (см. рис. 1). Другой тип двойной замкнутой Λ -системы [12, 13], для которой наши вычисления будут также справедливы, представлен на рис. 2.

Решение уравнения (2) всегда может быть представлено как

$$\Psi(t) = \sum a_n(t) \mathbf{u}_n(t) \exp\left[-\frac{i}{\hbar} \int \lambda_n(\tau) d\tau\right] \quad (5)$$

с начальным условием $\Psi(0) = \sum a_n(0) \mathbf{u}_n(0)$ в базисе мгновенных собственных функций $\mathbf{u}_n(t)$ гамильтониана (3):

$$H(t) \mathbf{u}_n(t) = \lambda_n(t) \mathbf{u}_n(t), \quad (6)$$

где $a_n(t)$ — коэффициенты разложения, $\lambda_n(t)$ — собственные значения.

Будем теперь рассматривать медленные (или адиабатические) изменения гамильтониана (3), что и имеет место при взаимодействии двойной Λ -системы с двумя парами двухчастотных лазерных импульсов гауссовой формы (4). Тогда согласно адиабатической теореме [14], если при $t = -\infty$ система

находилась в собственном состоянии $\mathbf{u}_n(t = -\infty)$ гамильтониана $H(t = -\infty)$, то в момент времени $t = \infty$ система перейдет в собственное состояние $\mathbf{u}_m(t = \infty)$ гамильтониана $H(t = \infty)$ непрерывным образом при выполнении неравенства

$$\left| \mathbf{u}_m \cdot \frac{d\mathbf{u}_n}{dt} \right| \ll \frac{|\lambda_m - \lambda_n|}{h}. \quad (7)$$

Коэффициенты разложения в (5) могут быть взяты как $a_n(t) = a_n(0)$, если (7) выполнено. Для рассмотрения условий когерентного переноса адиабатическая теорема может быть сформулирована следующим образом: если система при $t = -\infty$ находилась в собственном состоянии $\mathbf{u}_n(t = -\infty)$ гамильтониана $H(t = -\infty)$, то в момент времени $t = \infty$ система останется в собственном состоянии $\mathbf{u}_n(t = \infty)$ гамильтониана $H(t = \infty)$ при выполнении (7). Другими словами, выполнение условия (7) гарантирует то, что квантовая система останется в одном и том же собственном состоянии \mathbf{u}_n . При этом под \mathbf{u}_m понимаются другие собственные состояния гамильтониана, а (7) фактически определяет малость вероятности перехода из одного собственного состояния в другое по сравнению с разностью их энергий.

Для того чтобы получить в явном виде условие адиабатического следования, найдем собственные векторы гамильтониана (3). Характеристическое уравнение для определения собственных чисел матрицы (3) имеет вид

$$\lambda^4 - 2(\eta^2 + 1)\lambda^2 + 2\eta^2(1 - \cos \Phi) = 0, \quad (8)$$

где $\eta(t) = \Omega_2(t)/\Omega_1(t)$. Решение (8) дает собственные числа $\lambda_n(t)$ в виде

$$\lambda_{1,2,3,4}(t) = \lambda^{\{\pm, \pm\}} = \pm \left[1 + \eta^2 \pm (\eta^4 + 2\eta^2 \cos \Phi + 1)^{1/2} \right]^{1/2}, \quad (9)$$

а для набора собственных векторов

$$\mathbf{u}_n(t) = C_1|1\rangle + C_2|2\rangle + C_3|3\rangle + C_4|4\rangle$$

получаем

$$\begin{aligned} C_1 &= 1, \quad C_2 = \frac{r \sin \theta \cos \theta}{R} (1 + e^{i\Phi}), \\ C_3 &= \frac{\sin \theta}{R} [r^2 - \cos^2 \theta (1 - e^{i\Phi})], \\ C_4 &= \frac{\sin \theta}{R} [r^2 e^{i\Phi} + \cos^2 \theta (1 - e^{i\Phi})], \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} r^{\{\pm, \pm\}} &= \\ &= \pm \left[1 \pm (\cos^4 \theta + 2 \sin \theta \cos^2 \theta \cos \Phi + \sin^4 \theta)^{1/2} \right]^{1/2}, \end{aligned}$$

$$R = r(r^2 - 2 \cos^2 \theta), \quad \operatorname{tg} \theta = \frac{\Omega_1}{\Omega_2}.$$

Собственные числа (9) и векторы (10) гамильтониана (3) позволяют в явном виде найти условия адиабатического следования (7) при взаимодействии с лазерными импульсами гауссовой формы (4) для произвольного значения фазы атомного контура Φ . Для того чтобы показать специфику двойной Λ -системы, а именно, зависимость условия адиабатического следования от фазы контура, рассмотрим два основных случая $\Phi = 0$ и $\Phi = \pi$.

2.1. Нулевая фаза атомного контура $\Phi = 0$

В этом случае коэффициенты собственных векторов в (10) равны

$$C_1 = 1, \quad C_2 = \frac{2r \sin \theta \cos \theta}{R}, \quad C_3 = C_4 = \sin \theta \frac{r^2}{R}.$$

При $r^{\{\pm, -\}}$ получаем $C_2 = -\operatorname{tg} \theta$, $C_3 = C_4 = 0$ и соответствующий собственный вектор дважды вырожден, а для $r^{\{\pm, +\}} = \pm 2^{1/2}$ коэффициенты не столь тривиальны: $C_2 = \operatorname{ctg} \theta$, $C_3 = C_4 = \pm 2^{-1/2} \sin \theta$. Поскольку собственные векторы всегда определены с точностью до произвольного множителя, вынесем из первого собственного вектора при $\Phi = 0$ множитель $\cos \theta$ как общий, а из оставшихся собственных векторов $\sin \theta$. В результате получим следующую систему собственных векторов гамильтониана (3) для $\Phi = 0$:

$$|u_{1,2}^{\Phi=0}\rangle = \cos \theta |1\rangle - \sin \theta |2\rangle + 0(|3\rangle + |4\rangle), \quad (11a)$$

$$|u_{3,4}^{\Phi=0}\rangle = \frac{1}{2^{1/2}} (\cos \theta |1\rangle - \sin \theta |2\rangle + |3\rangle + |4\rangle). \quad (11b)$$

Как видно из (11a), собственный вектор $|u_{1,2}^{\Phi=0}\rangle$ не связан с промежуточными уровнями $|3\rangle$, $|4\rangle$ за время действия лазерных импульсов и совпадает с состоянием адиабатического переноса для трехуровневого атома [6].

При этом, несмотря на то что мы рассматриваем случай нулевых частотных расстройек световых импульсов от верхних состояний $|3\rangle$ и $|4\rangle$, состояние адиабатического переноса (11a) существует в замкнутой системе с четным числом уровней (т. е. в двойной Λ -системе). Последнее можно рассматривать как еще одну отличительную черту атомных систем с замкнутым контуром взаимодействия, поскольку известно [12], что для незамкнутых систем с четным числом состояний при нулевых расстройках не существует состояния адиабатического переноса вида (11a) и промежуточные уровни всегда заселяются в процессе взаимодействия.

Найдем теперь условие адиабатического следования в явном виде. Для этого потребуем слабой неадиабатической связи между собственными векторами (11а) и (11б), т. е. выполнения условия (7). Тогда, подставляя в (7) собственные векторы (11а) и (11б) (со знаком «+»), получим условие адиабатического следования в виде

$$\frac{d\theta}{dt} \ll \Omega_{eff} = (\Omega_1^2 + \Omega_2^2)^{1/2}, \quad (12а)$$

которое может быть преобразовано к форме

$$\eta(\delta, \tau) = 2^{1/2} \frac{\exp(\tau^2 + \delta^2)}{\text{ch}^{3/2}(4\delta\tau)} \ll \Omega_0 T, \quad (12б)$$

где $\tau = t/T$, $\delta = \Delta t/T$.

Условие (12б) отличается от используемого во многих работах условия (1). При этом, строго говоря, условием адиабатического следования является именно (12б), а не грубая оценка (1). Дело в том, что выражение (12б) следует усреднить по времени перекрытия импульсов [1], положить $\delta = 1$ (что, вообще говоря, сильно сужает область применимости оценки (1)), и только тогда полученный результат может быть записан в виде (1).

Используя (9), (10), запишем условие адиабатического следования для малых отклонений μ фазы атомного контура от значения $\Phi = 0$:

$$\eta(\delta, \tau) \left| 1 + \frac{3\mu}{4 \text{ch}(4\delta\tau)} \right| \ll \Omega_0 T. \quad (12в)$$

Усреднением (12в) по временному интервалу перекрытия импульсов можно получить «глобальное» условие адиабатического следования [1], в отличие от «локального условия» (12в). При этом для малых значений μ , согласно (12в), по-прежнему выполняется условие адиабатического следования и имеет место эффективный когерентный перенос населенности.

2.2. Фаза атомного контура $\Phi = \pi$

Рассмотрим другой предельный случай. Коэффициенты собственных векторов в (10) равны

$$C_1 = 1, \quad C_2 = 0, \quad C_3 = -C_4 = \frac{\sin \theta}{r}.$$

Тогда при $r^{\{\pm, -\}} = \pm 2^{1/2} \sin \theta$ получаем $C_3 = -C_4 = \pm 2^{-1/2}$, а для $r^{\{\pm, +\}} = \pm 2^{1/2} \cos \theta$ коэффициенты не столь тривиальны: $C_3 = C_4 = \pm 2^{-1/2} \text{tg} \theta$. Вынесем из первых двух собственных векторов общий

множитель $\cos \theta$ и получим следующую систему собственных векторов гамильтониана (3) для $\Phi = \pi$:

$$|u_{1,2}^{\Phi=\pi}\rangle = \cos \theta |1\rangle + 0|2\rangle \pm 2^{-1/2} \sin \theta (|3\rangle - |4\rangle), \quad (13а)$$

$$|u_{3,4}^{\Phi=\pi}\rangle = 2^{-1/2} |1\rangle + 0|2\rangle \pm \frac{|3\rangle + |4\rangle}{2}. \quad (13б)$$

Как видно из (13а), собственный вектор $u_{1,2}^{\Phi=\pi}$ всегда связан с промежуточными уровнями $|3\rangle$, $|4\rangle$ во время действия лазерных импульсов. Соответствующее (13а) условие адиабатического следования (7) может быть записано для малых отклонений ε от значения фазы $\Phi = \pi$ в виде

$$\varepsilon \frac{d\theta}{dt} \ll 8^{1/2} (\cos^2 \theta - \sin^2 \theta)^2 |\sin \theta - \cos \theta| \Omega_{eff}. \quad (14а)$$

Преобразуем (14а) к виду (12б):

$$\frac{\delta \varepsilon \exp(\tau^2 + \delta^2) \text{ch}(4\delta\tau)}{\text{sh}(2\delta\tau) \text{sh}^2(4\delta\tau)} \ll 8^{1/2} \Omega_0 T. \quad (14б)$$

Видно, что данное условие никогда не может быть выполнено, поскольку левая часть (14б) стремится к бесконечности при $\tau = 0$. Соответственно, для фаз атомного контура вблизи значения $\Phi = \pi$ ни при каких условиях не существует когерентного переноса населенности.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

В этом разделе мы представим результаты численного решения уравнения (2) для амплитуд вероятности Ψ_m ($m = 1-4$) и получим зависящие от времени населенности состояний двойной Λ -системы при ее возбуждении парой двухчастотных импульсов с задержкой во времени (см. рис. 1).

Зависимость населенности состояния $|2\rangle$ от фазы атомного контура Φ при $t \rightarrow \infty$ (т. е. после прохождения световых импульсов) показана на рис. 3а (простое условие адиабатического следования (1) выполнено). Видно, что данная зависимость имеет сложный осциллирующий характер. Так, для некоторых значений фазы наблюдается полный перенос населенности из состояния $|1\rangle$ в состояние $|2\rangle$, в то время как для других значений Φ такой перенос вообще не имеет места. При этом количество осцилляций населенности состояния $|2\rangle$ при изменении фазы атомного контура Φ возрастает при увеличении интенсивности световых импульсов.

На рис. 3б приведена зависимость положения первого минимума населенности состояния $|2\rangle$ от

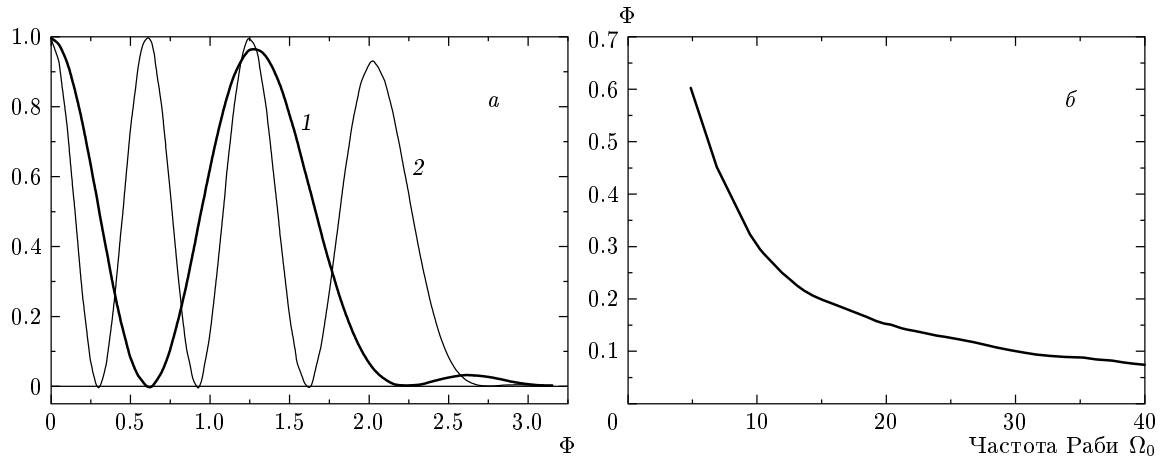


Рис. 3. *a* — Зависимость эффективности когерентного переноса (населенности конечного состояния $|2\rangle$) после завершения действия лазерных импульсов) от значения фазы атомного контура Φ для различных значений амплитуды световых импульсов $\Omega_0 = 5$ (1), 10 (2). *б* — Положение первого минимума в зависимости от амплитуды световых импульсов

амплитуды световых полей. Как видно, при увеличении интенсивности положение минимума переноса населенности вплотную приближается к нулевому значению фазы Φ . Это означает, что уже при относительно небольших интенсивностях световых импульсов малое изменение фазы атомного контура резко меняет степень переноса в системе. Так, для значений фазы $\Phi \approx 0$ в системе наблюдается эффективный перенос населенности, что демонстрирует рис. 4а, на котором показан когерентный перенос населенности в случае, когда фаза атомного контура $\Phi = 0$ и выполнено условие адиабатичности (12б). Видно, что в этом случае эффективность когерентного переноса высока, и вся заселенность с нижнего уровня $|1\rangle$ переходит на другой нижний уровень $|2\rangle$ за время действия лазерных импульсов. При этом временная эволюция населенностей в двойной Λ -системе близка к таковой для простейшей системы трех уровней в полном соответствии с полученными выше результатами.

Отметим также, что населенности верхних состояний $|3\rangle$ и $|4\rangle$ близки к нулю во время действия лазерных импульсов, и следовательно, такой перенос населенности может действительно считаться когерентным процессом.

Подчеркнем еще раз, что в нашем случае когерентность переноса (т. е. отсутствие заселения промежуточных состояний) имеет место для нулевых частотных расстроек световых волн. Последнее также можно отнести к специфике замкнутых систем, поскольку, как показано в [12], для атомных систем

с незамкнутым контуром взаимодействия, имеющих четное число состояний, в случае нулевых расстроек всегда происходит заселение промежуточных уровней и перенос населенности в этом смысле не является когерентным.

На рис. 4б показана временная эволюция населенностей состояний двойной Λ -системы для значения фазы атомного контура $\Phi = 0.3$, соответствующего первому минимуму населенности состояния $|2\rangle$, после прохождения лазерных импульсов, т. е. при $t = \infty$. Видно, что по мере прохождения импульсов происходит небольшое заселение состояния $|2\rangle$. Однако после прохождения импульсов вся населенность в системе оказывается поровну распределена между верхними состояниями $|3\rangle$ и $|4\rangle$. При этом перенос населенности между состояниями $|1\rangle$ и $|3\rangle$, $|4\rangle$ происходит «квазиадиабатическим образом», поскольку большая часть населенности все время остается распределенной между состояниями $|1\rangle$, $|3\rangle$, $|4\rangle$ (заселение состояния $|2\rangle$ относительно невелико) и отсутствуют характерные для полностью неадиабатического переноса осцилляции Раби.

Отметим также, что поскольку временная эволюция состояний $|3\rangle$ и $|4\rangle$ одинакова, для наглядности мы приводим временные зависимости общей населенности этих состояний.

На рис. 4в приведена временная эволюция населенностей для значения фазы атомного контура $\Phi = 0.6$, соответствующего максимуму населенности состояния $|2\rangle$, после завершения действия лазерных импульсов ($t = \infty$). Видно, что перенос на-

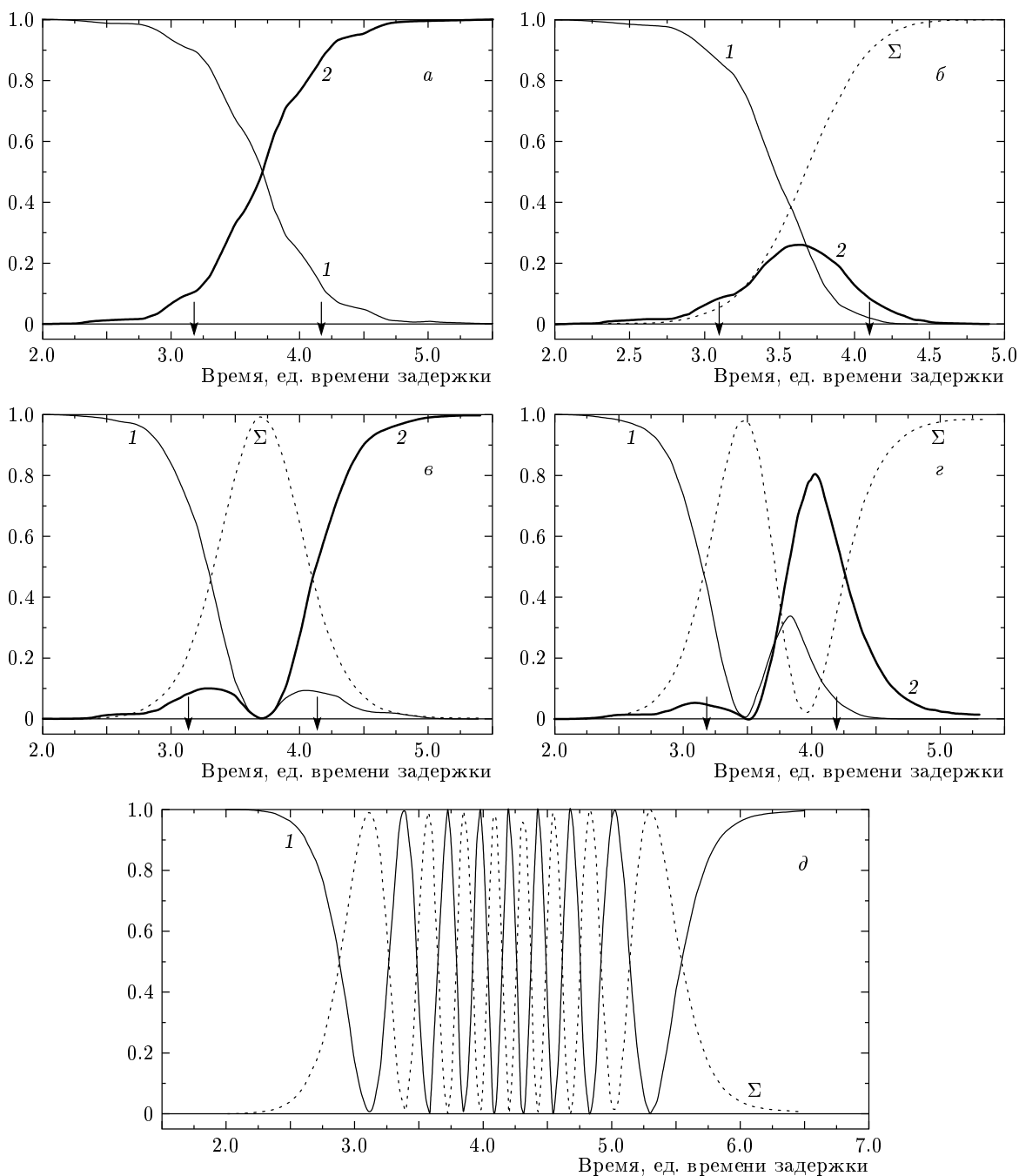


Рис. 4. Временная эволюция населенностей в двойной Λ -системе атомных уровней для фазы атомного контура $\Phi = 0$ (а), 0.3 (б), 0.6 (в), 0.9 (г), π (д); 1 — населенность начального состояния $|1\rangle$, 2 — населенность конечного состояния $|2\rangle$, Σ — сумма населенностей промежуточных состояний $|3\rangle$ и $|4\rangle$, стрелками обозначены максимумы для Ω_2 при $t = 3.2$ и для Ω_1 при $t = 4.2$, $T = 1.5$. Все величины измеряются в относительных единицах

селенности между состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ полностью некогерентен, поскольку во время действия лазерных импульсов происходит заселение промежуточных состояний $|3\rangle$ и $|4\rangle$.

Поведение населенностей состояний для значе-

ния фазы $\Phi = 0.9$, соответствующего второму минимуму населенности состояния $|2\rangle$, представлено на рис. 4г. Несмотря на то что во время действия импульсов уровень $|2\rangle$ значительно заселяется, конечная населенность данного состояния близка к нулю,

после того как действие лазерных импульсов закончилось. При этом, если прервать прохождение импульсов в определенный момент времени ($t \approx 3.8$), можно приблизительно одинаково заселить все состояния двойной Λ -системы (см. рис. 4г).

Рисунок 4д демонстрирует временную эволюцию населенностей для $\Phi = \pi$. В этом случае уровень $|2\rangle$ двойной Λ -системы вообще не заселяется во время действия лазерных импульсов и перенос населенности любого вида (как когерентный, так и некогерентный) отсутствует. При этом вся населенность осциллирует между состоянием $|1\rangle$ и промежуточными состояниями $|3\rangle$ и $|4\rangle$. Такое поведение когерентного переноса заселенности обусловлено полным разрушением когерентности между нижними состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ двойного Λ -атома для значения фазы $\Phi = \pi$. Область фаз, в которой не происходит эффективного когерентного переноса заселенности, сокращается с ростом частоты Раби. Однако, для значений фаз $\Phi = \pi$ эффективность любого переноса всегда близка к нулю.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение сформулируем основные результаты данной работы. Рассмотрен перенос населенности между нижними уровнями замкнутой двойной Λ -системы для произвольных значений фазы контура взаимодействия. Найдены условия адиабатического следования, т.е. условия существования в такой системе эффективного переноса населенности с одного нижнего уровня системы на другой в условиях точного резонанса между световыми волнами и атомными переходами для малых значений фазы контура. Показано, что при значении фазы равно $\Phi = (2n+1)\pi$ эффективность переноса населенности любого вида всегда равна нулю независимо от амплитуды световых импульсов и времени задержки. Последнее является следствием деструктивной интерференции различных каналов возбуждения. При этом, в принципе, зависимость эффективности от фазы атомного контура можно использовать для записи в среде оптической информации, поскольку в выражение для фазы входят начальные фазы возбуждающих полей. В результате изменение начальной фазы одного из оптических полей изменяет и эффективность когерентного переноса, которая может быть измерена посредством регистрации поглощения пробного поля на соответствующем атомном переходе.

Авторы выражают благодарность С. Г. Пржибельскому за постоянный интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Bergman, H. Theuer, and B. W. Shore, *Rev. Mod. Phys.* **70**, 1003 (1998).
2. T. Esslinger, F. Sander, M. Weidemuller, and T. W. Hansch, *Phys. Rev. Lett.* **76**, 2432 (1996).
3. M. Weitz, B. C. Young, and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 2563 (1994); P. Marte, P. Zoller, and J. L. Hall, *Phys. Rev. A* **44**, R4118 (1991).
4. M. Ol'shanii, J. Vanicek, and M. Prentiss, *Quantum Semiclass. Opt.* **8**, 655 (1996).
5. L. I. Plimak, Yu. V. Rozhdestvensky, M. K. Olsen, and M. J. Collet, *Phys. Rev. A* **63**, 023608 (2001).
6. M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **66**, 2297 (1991); Е. А. Корсунский, Д. В. Косачев, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, *Письма в ЖЭТФ* **55**, 313 (1992).
7. U. Gaubatz, P. Rudecki, M. Becker, S. Schieman, M. Kulz, and K. Bergmann, *Chem. Phys. Lett.* **149**, 463 (1988); J. R. Kuklinski, U. Gaubatz, F. T. Hioe, and K. Bergmann, *Phys. Rev. A* **40**, 6741 (1989).
8. T. A. Laine and S. Stenholm, *Phys. Rev. A* **53**, 2501 (1996).
9. R. G. Unanyan, B. W. Shore, and K. Bergmann, *Phys. Rev. A* **63**, 043405 (2001).
10. J. Oreg, B. W. Shore, K. Bergmann, and S. Rosenwaks, *Phys. Rev. A* **45**, 4888 (1992).
11. N. V. Vitanov and S. Stenholm, *Phys. Rev. A* **55**, 648 (1997).
12. D. V. Kosachiov, B. G. Matisov, and Yu. V. Rozhdestvensky, *J. Phys. B* **25**, 2473 (1992).
13. S. J. Buckle, S. M. Barnett, P. L. Knight, M. A. Lauder, and D. T. Pegg, *Optica Acta* **33**, 1129 (1986).
14. А. Мессиа, *Квантовая механика*, т. 2, Наука, Москва (1979), с. 247.