

УДК 539.1

## **ВЛИЯНИЕ ФАЗОВОЙ САМОМОДУЛЯЦИИ НА КОГЕРЕНТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ПЯТИУРОВНЕВОЙ СИСТЕМЕ**

Э.А. ГАЗАЗЯН\*, Г.Г. ГРИГОРЯН

<sup>1</sup>Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

\*e-mail: emilgazazyan@gmail.com

(Поступила в редакцию 2 марта 2016 г.)

Исследована возможность формирования когерентного тёмного состояния в пятиуровневой системе во всём объёме среды при адиабатическом распространении импульсов. Показано, что формирование тёмного состояния не зависит от величины первой двухфотонной отстройки от резонанса, которая может изменяться при распространении в среде. Показано, что в случае системы М-типа с равными силами осцилляторов на крайних переходах фазовая самомодуляция не влияет на когерентные эффекты, в то время как в системе лестничного типа она может приводить к разрушению тёмного состояния. Получена оценка для длины среды, при которой эффекты распространения пренебрежимо малы.

### **1. Введение**

Когерентные взаимодействия резонансного лазерного излучения с отдельными атомами и атомарными средами получили широкое практическое применение в таких областях исследований, как лазерное охлаждение атомов, генерация без инверсии, новые прецизионные методы магнитометрии, когерентный контроль над химическими реакциями и т. д. [1–6].

Конструирование заданных когерентных суперпозиционных состояний атомов в макроскопическом объёме является одной из ключевых проблем квантовой информатики [7–10]. Другой актуальной проблемой квантовой информатики является запись и последующее воспроизведение оптической и квантовой информации [11–15]. Возбуждение атомов из основного состояния в ридберговское привлекает в последние годы большое внимание исследователей в области квантовой и нелинейной оптики из-за характерного для них сильного взаимодействия и так называемой «дипольной блокады» [16–18].

Все эти эффекты детально исследованы как теоретически, так и экспериментально, в основном, на модели трёхуровневой системы, взаимодействующей с двумя лазерными импульсами. Однако использование многоуровневых систем может иметь ряд преимуществ по сравнению с трёхуровневыми. Так, например,

в работе [19] продемонстрирована возможность двойной записи оптической информации в пятиуровневой системе М-типа (см. рис. 1а), при которой второй импульс записывается в том же образце без нарушения записи первого импульса. При этом воспроизведение обоих импульсов может осуществляться независимо друг от друга и в любом порядке. В работе [20] показана возможность эффективного четырёхфотонного возбуждения ридберговских состояний атомов для системы лестничного типа (рис. 1б).

В этих работах показано, что в пятиуровневой системе может формироваться состояние, аналогичное тёмному состоянию в трёхуровневой системе (см. формулу (2) далее). Таким образом, в такой системе могут быть реализованы все

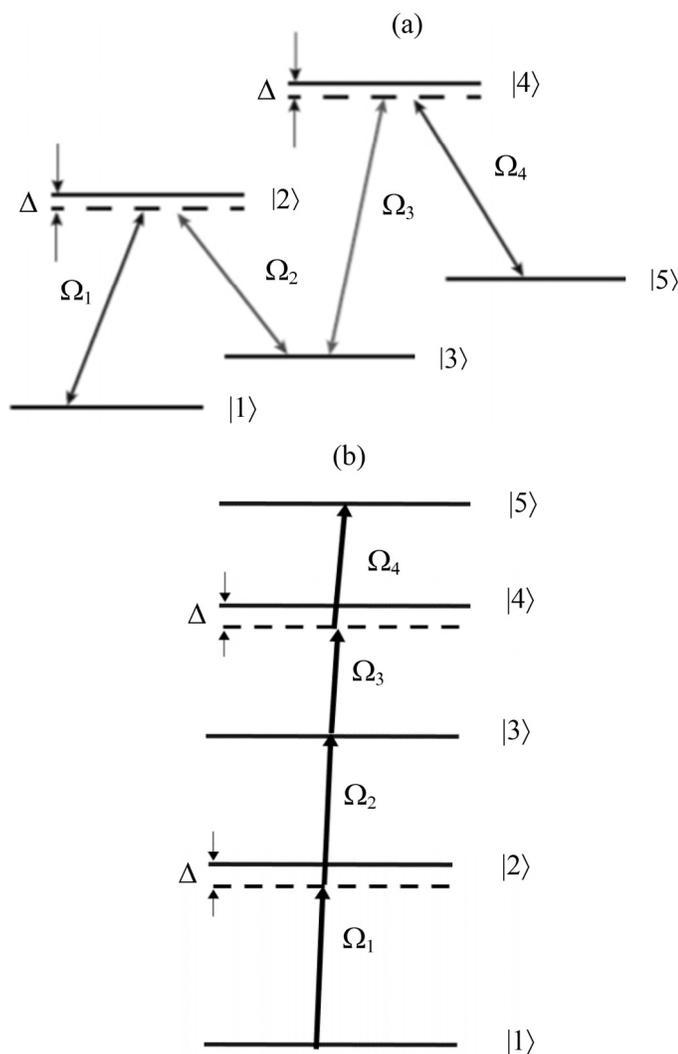


Рис. 1. Диаграмма атомных уровней: (а) М-система и (б) система лестничного типа.

вышперечисленные когерентные процессы.

Однако формирование этого состояния на отдельном атоме требует достаточно жёстких условий, налагаемых на частоты и огибающие используемых импульсов. Очевидно, что при распространении в среде эти условия могут нарушаться, например, из-за фазовой самомодуляции, приводящей к спектральному уширению импульсов.

Целью настоящей работы является более детальное исследование необходимых условий формирования тёмного состояния в пятиуровневой системе, а также адиабатического распространения импульсов в резонансных средах, состоящих из таких атомов. В работе получены необходимые условия для формирования тёмного состояния во всём объёме среды и ограничения на длину прохождения, когда эти необходимые условия не выполняются, но влияние фазовой самомодуляции может считаться пренебрежимо малым.

## 2. Формирование тёмного состояния

Гамильтониан взаимодействия пятиуровневой системы в резонансном приближении имеет следующий вид:

$$H = \sum_i \sigma_{i,i} \delta_{i-1} - \left( \sum_i \sigma_{i,i+1} \Omega_i + \text{h. c.} \right). \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_{i,j} = \langle i | j \rangle$  – проекционные матрицы ( $|i\rangle$  – собственные состояния гамильтониана свободного атома),  $\Omega_i$  – частоты Раби на переходах  $|i\rangle \rightarrow |i+1\rangle$  и  $\delta_{i-1}$  – многофотонные отстройки от резонанса ( $\delta_0 = 0$ ). Частоты Раби предполагаются реальными и положительными, а их фазы, которые могут меняться при распространении в среде, включены в однофотонные отстройки от резонанса  $\Delta_i$  ( $\Delta_i = \omega_{i+1,i} - \omega_i + \phi_i$ , если  $\omega_{i+1,i} > 0$  и  $\Delta_i = \omega_{i+1,i} - \omega_i + \phi_i$ , если  $\omega_{i+1,i} < 0$ ). Различные пятиуровневые схемы (система лестничного типа, М-система и т.д.) отличаются только определением многофотонных отстроек. Так, например, для системы лестничного типа многофотонные отстройки от резонанса выражаются через однофотонные отстройки следующим образом:  $\delta_2 = \Delta_1 + \Delta_2$ ,  $\delta_3 = \Delta_3 + \delta_2$  и  $\delta_4 = \Delta_4 + \delta_3$ , а для М-системы получаем  $\delta_2 = \Delta_1 - \Delta_2$ ,  $\delta_3 = \Delta_3 + \delta_2$ ,  $\delta_4 = \delta_3 - \Delta_4$ .

В работе [20] были получены все пять собственных значений гамильтониана (1) при условии равенства нулю всех трёх двухфотонных отстроек от резонанса, т.е. резонансов не только на переходах  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle \rightarrow |3\rangle$  и  $|3\rangle \rightarrow |4\rangle \rightarrow |5\rangle$  (т.е.  $\delta_2 = 0$ ,  $\delta_4 = \delta_2 = 0$ ), но и точного двухфотонного резонанса на переходе  $|2\rangle \rightarrow |3\rangle \rightarrow |4\rangle$  (т.е.  $\delta_3 - \delta_1 = 0$ ). При дополнительном условии  $\Omega_1 = \Omega_4$  одно из полученных собственных состояний является аналогом тёмного состояния в трёхуровневой системе, не содержащим промежуточного состояния  $|3\rangle$ :

$$|\lambda_1\rangle = |\psi_1\rangle \cos \theta - |\psi_2\rangle \sin \theta, \quad (2)$$

где  $|\psi_1\rangle$  и  $|\psi_2\rangle$  – суперпозиционные состояния двухуровневых систем (1,2) и (4,5) (см. рис.1) и  $|\psi_1\rangle = |1\rangle \cos \phi - |2\rangle \sin \phi$ ,  $|\psi_2\rangle = -|4\rangle \sin \phi + |5\rangle \cos \phi$ . Здесь введены следующие обозначения для углов  $\theta$  и  $\phi$ :  $\tan \theta = \Omega_2/\Omega_3$  и  $\tan 2\phi = 2\Omega_1/\Delta$ .

Однако, как следует из характеристического уравнения, требование первого двухфотонного резонанса  $\delta_2 = 0$  не является необходимым условием. Действительно, легко показать, что при условиях

$$\delta_3 = \delta_1 = \Delta, \quad \delta_4 = 0, \quad \Omega_1 = \Omega_4 \quad (3)$$

характеристическое уравнение может быть записано в виде

$$[\lambda(\lambda - \Delta) - \Omega_1^2][\lambda(\lambda - \Delta)(\lambda - \delta_2) - \Omega_1^2(\lambda - \delta_2) - \lambda(\Omega_2^2 + \Omega_3^2)] = 0. \quad (4)$$

Таким образом, характеристическое уравнение распадается на произведение характеристических уравнений двухуровневой системы и эффективной трехуровневой системы и независимо от величины двухфотонной отстройки имеет корень

$$\lambda_1 = \frac{1}{2} \left( \Delta - (\Delta^2 + 4\Omega_1^2)^{\frac{1}{2}} \right), \quad (5)$$

соответствующий собственному состоянию  $|\lambda_1\rangle$ .

На рис.2 приведена полученная в результате численного решения уравнения Шредингера вероятность полного переноса населённости из состояния  $|1\rangle$  в состояние  $|5\rangle$  в зависимости от значений однофотонной и двухфотонной отстроек от резонанса при условиях (3). Ухудшение переноса при малых значениях однофотонной расстройки обусловлено нарушением адиабатичности взаимодействия. Как было показано в [19], адиабатичность взаимодействия с

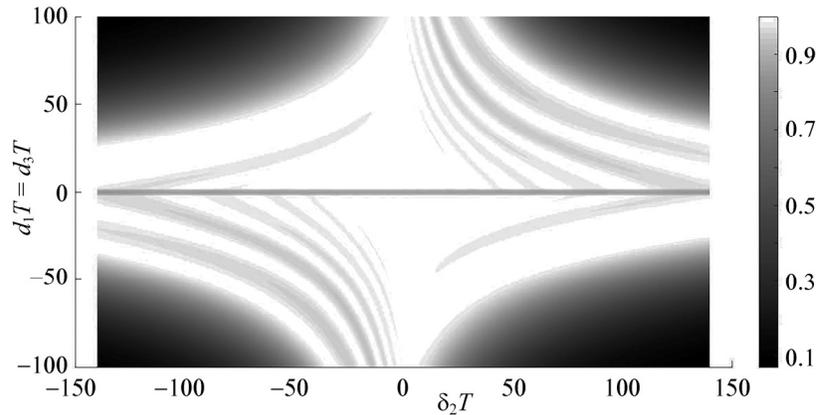


Рис.2. Населенность пятого уровня в зависимости от величин двухфотонной и однофотонной отстроек от резонанса.

рассматриваемой пятиуровневой системой требует, чтобы величина однофотонной отстройки была много больше обратной длительности импульсов (т. е. спектральной ширины для спектрально ограниченных импульсов) и в тоже время достаточно мала, чтобы штарковские смещения уровней были также много больше обратной длительности импульсов.

### 3. Адиабатическое распространение импульсов в пятиуровневой среде

Укороченная система уравнений Максвелла в бегущей системе координат для системы лестничного типа может быть записана в виде [1]

$$\frac{\partial \Omega_i e^{i\varphi_i}}{\partial x} = iq_i b_i^* b_{i+1}. \quad (6)$$

Здесь  $q_i = \frac{2\pi\omega_i |d_{i,i+1}|^2 N}{\hbar c}$  ( $d_{i,i+1}$  – матричные элементы соответствующих

дипольных переходов) и  $b_i$  – амплитуды населённостей атомных уровней.

При распространении импульсов в М-системе уравнения (1) необходимо несколько видоизменить. Уравнения для импульсов  $\Omega_1$  и  $\Omega_3$  остаются теми же самыми, а для импульсов  $\Omega_2$  и  $\Omega_4$  в правой части уравнения (6) произведения  $b_2^* b_3$  и  $b_4^* b_3$  необходимо заменить на комплексно сопряжённые величины. При адиабатическом распространении импульсов в среде для коэффициентов  $b_i$  можно использовать выражение для волновой функции (2).

Разделяя укороченные уравнения Максвелла (1) на действительную и мнимую части и учитывая, что в состоянии  $|\lambda_1\rangle$   $b_3 = 0$ , получаем следующие простые уравнения:

$$\frac{\partial \Omega_i}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varphi_2}{\partial x} = \frac{\partial \varphi_3}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial \varphi_{1,4}}{\partial x} = -\frac{iq_{1,4}}{2\Omega_{1,4}} \sin 2\varphi. \quad (7)$$

Отметим, что полученная система уравнений справедлива для всех пятиуровневых схем, поскольку для волновой функции (2) все коэффициенты  $b_i$  действительные.

Таким образом, в адиабатическом приближении при реализации состояния  $|\lambda_1\rangle$  второй и третий импульсы распространяются в среде без искажений, а первый и четвёртый импульсы испытывают фазовую самомодуляцию, т. е. приобретают дополнительную, зависящую от времени фазу. Условие равенства временных огибающих  $\Omega_1 = \Omega_4$  при этом не нарушается.

Из системы уравнений (7) непосредственно получаем

$$\varphi_{1,4} = \varphi_{1,4}^0(x=0) - \frac{q_{1,4}x}{\sqrt{\Delta^2 + 4\Omega_1^2}}. \quad (8)$$

Это приводит к изменению текущих значений однофотонных расстройк

$$\Delta_{1,4}(x,t) = \Delta - q_{1,4}x \frac{4\Omega_1}{(\Delta^2 + 4\Omega_1^2)^{\frac{3}{2}}} \frac{\partial \Omega_1}{\partial t}. \quad (9)$$

Таким образом, фазовая самомодуляция приводит к следующим изменениям многофотонных резонансов (знак «+» относится к системе лестничного типа, а знак «-» соответствует системе М-типа):

$$\delta_2(t) = \Delta_1(t) \pm \Delta_{20}, \delta_3 = \Delta_{30} \pm \Delta_{20} + \Delta_1(t) = \delta_1, \delta_4 = \Delta_1(t) \pm \Delta_4(t). \quad (10)$$

В случае равных сил осцилляторов (т.е.  $q_1 = q_4$ ) для системы М-типа ни одно из условий (3) формирования состояния  $|\lambda_1\rangle$  не нарушается. Однако для системы лестничного типа нарушается условие четырехфотонного резонанса, что может привести к разрушению состояния  $|\lambda_1\rangle$  по мере распространения в среде. Чтобы этого не происходило, изменения однофотонных расстройек должны быть пренебрежимо малы, т. е. длина среды должна быть ограничена условием

$$\frac{q_{1,4}x}{\Delta T_1} \frac{\Omega_1^2}{(\Delta^2 + 4\Omega_1^2)^{3/2}} \ll 1. \quad (11)$$

#### 4. Заключение

Показано, что для формирования собственного состояния гамильтониана взаимодействия, имитирующего трёхуровневую систему, условие равенства нулю первой двухфотонной отстройки от резонанса не является необходимым. Это легко понять из следующих физических соображений. Когерентность наводится на внутренней трехуровневой системе, т. е. системе (2,3,4) (перевернутая  $\Lambda$ -система в случае рис. 1а), а поля на переходах  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  и  $|4\rangle \rightarrow |5\rangle$  «затягивают» эту когерентность на уровни  $|1\rangle$  и  $|5\rangle$ . При этом двухфотонная отстройка  $\delta_2$  выступает в качестве однофотонной отстройки для внутренней трехуровневой системы. Как известно, когерентность в трехуровневой системе в условиях тёмного состояния не зависит от величины однофотонной отстройки. В то же время для того, чтобы наведенная на уровнях  $|2\rangle - |4\rangle$  когерентность равномерно переносилась на уровни  $|1\rangle - |5\rangle$ , необходима эквивалентность полей на переходах  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  и  $|4\rangle \rightarrow |5\rangle$ . Отсюда требование равенства огибающих полей на этих переходах и равенства нулю четырехфотонного резонанса.

При адиабатическом распространении импульсов в среде на двухуровневых подсистемах (1,2) и (4,5) эквивалентность полей может нарушаться из-за фазовой самомодуляции. Однако М-система оказывается нечувствительной к этим процессам, если силы осцилляторов на переходах  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$  и  $|4\rangle \rightarrow |5\rangle$  одного порядка. В противном случае когерентные процессы (такие как перенос населенностей и запись информации) будут эффективно протекать только на длинах, ограниченных условием (11).

Работа выполнена при финансовой поддержке ГКН МО Армении (тема 15Т-1С066) и проекта IRMAS.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **B.W. Shore.** The Theory of Coherent Atomic Excitation. New York, Wiley, (1990).
2. **M.L. Ter-Mikaelyan.** Phys. Usp., **40**, 1195 (1997).
3. **K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore.** Rev. Mod. Phys., **70**, 1003 (1998).
4. **P. Kral, I. Thanopoulos, M. Shapiro.** Rev. Mod. Phys., **79**, 53 (2007).
5. **S.E. Harris.** Phys. Today, **50**, 36 (2008).
6. **M.O. Scully.** Quantum Optics. Cambridge, Cambridge University Press, 1997.
7. **H. Kimble.** Nature (London), **453**, 1023 (2008).
8. **L. Li, Y.O. Dudin, A. Kuzmich.** Nature (London), **498**, 466 (2013).
9. **K. Hammerer, A.S. Sorensen, E.S. Polzik.** Rev. Mod. Phys., **82**, 1041 (2010).
10. **M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos.** Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
11. **M.D. Lukin.** Rev. Mod. Phys., **75**, 457 (2003).
12. **I. Novikova, R.L. Walsworth, Y. Xiao.** Laser Photonics Rev., **6**, 333 (2012).
13. **Г.Г. Григорян.** Изв. НАН Армении, Физика, **43**, 53 (2008).
14. **В.О. Чалтыкян, Г.Г. Григорян.** Изв. НАН Армении, Физика, **44**, 57 (2009).
15. **В.О. Чалтыкян, Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян, Д. Шрафт.** Изв. НАН Армении, Физика, **47**, 216 (2012).
16. **A. Gaëtan, Y. Miroshnychenko, T. Wilk, A. Chotia, M. Viteau, D. Comparat, P. Pillet, A. Browaeys, Ph. Grangier.** Nature Physics, **5**, 115 (2009).
17. **A.V. Gorshkov, J. Otterbach, M. Fleischhauer, T. Pohl.** Phys. Rev. Lett., **107**, 133602 (2011).
18. **D. Petrosyan, K. Molmer.** Phys.Rev. A, **87**, 033416 (2013).
19. **G. Grigoryan, V. Chaltykyan, E. Gazazyan, O. Tikhova, V. Paturyan.** Phys. Rev. A, **91**, 023802 (2015).
20. **Э.А. Газазян, Г.Г. Григорян, В.О. Чалтыкян.** Изв. НАН Армении, Физика, **50**, 312 (2015).

#### INFLUENCE OF SELF-PHASE MODULATION ON COHERENT EFFECTS IN FIVE-LEVEL SYSTEM

E.A. GAZAZYAN, G.G. GRIGORYAN

The possibility of the formation of the coherent dark state in the five-level system in the entire volume of the medium during an adiabatic pulse propagation is investigated. It is shown that dark state formation is not dependent on the value of the first two-photon detuning from resonance, which may change during the propagation in the medium. It is shown that in the case of M-type system with equal oscillators strength, self-phase modulation does not influence on the coherent effects while in the ladder-type system it may lead to the destruction of the dark state. We obtain the estimation of the length of the medium in which the propagation effects are negligible.