02.1;09.2

Фазовый переключатель для электромагнитно индуцированных решеток в среде с Λ-атомами

© М.Ю. Гордеев, Ю.В. Рождественский

[1] Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет информационных технологий, механики и оптики (Университет ИТМО), Санкт-Петербург, Россия
E-mail: mxmgordeev@gmail.com

Поступило в Редакцию 19 марта 2019 г.
В окончательной редакции 19 марта 2019 г.
Принято к публикации 21 марта 2019 г.

Теоретически исследована возможность использования фазового эффекта выключения когерентного пленения населенностей для создания переключателя направления распространения света в электромагнитно индуцированных решетках в среде с Λ-атомами. Определена допустимая область применения эффекта, получены и исследованы параметры, позволяющие получить высокоэффективную схему пространственного перераспределения интенсивности пробного поля на решетках атомной плотности.

Ключевые слова: электромагнитно индуцированные решетки, оптические устройства, оптический переключатель, оптический маршрутизатор.

DOI: 10.21883/PJTF.2019.12.47910.17793

В последнее время большое внимание уделяется такому квантовому оптическому эффекту, как электромагнитно индуцированные решетки (ЭМИР). Пионерские исследования были посвящены трехуровневой Λ-схеме [1,2]. В результате дальнейших исследований по этой тематике были получены различные показатели эффективности перераспределения интенсивности в максимумы первого порядка, предложены различные способы увеличения эффективности [3,4]. Одним из основных способов практического применения эффекта является создание быстродействующего компактного оптического маршрутизатора [5,6]. Помимо высокой эффективности и компактности одной из важнейших его функций является возможность быстрого перенаправления света без остановки работы системы.

В настоящей работе предложен новый способ переключения направления света в ЭМИР с использованием фазового эффекта в замкнутой Λ-системе. Особенностью исследованной схемы является простота реализации и эксплуатации, а также высокая эффективность перераспределения интенсивности пробного поля в максимумы первого порядка.

Энергетическая схема атомных уровней в замкнутой Λ-конфигурации представлена на рис. 1, *a*, схема моделируемого эксперимента приведена на рис. 1, *b*. На переходе $|2> -|3>$ атомной системы вдоль направления Oz действует поле пробной бегущей волны с частотой Раби Ω_2 и отстройкой Δ_2 от резонансного значения. Радиочастотное поле с частотой Раби Ω_r действует вдоль направления оси Ox на переходе $|1> -|2>$ резонансно. Поля, действующие на переходе $|1> -|3>$, направлены вдоль оси Ox и имеют круговую поляризацию в противоположных направлениях. На переходе $|1> -|3>$ действует поле сильной стоячей волны с пространственно-зависимой частотой Раби $\Omega_1(x)$ и отстройкой Δ_1 от резонансного значения. Оптические релаксации по каналам $|3> -|n>$ $(n=1,2)$ определяются константами γ_1 и γ_2 соответственно. Естественная ширина уровня $|3>$ равна $2\gamma=\gamma_1+\gamma_2$. Полуширины оптических переходов обозначены как Γ_{13} и Γ_{23}. Помимо этого возможен распад когерентностей между нижними состояниями атома (релаксации низкочастотных когерентностей) со скоростью Γ_{12}.

Запишем поле, модулирующее атомы в среде, в виде

$$\mathbf{E}_1=\mathbf{e}_1^1E_1\cos(\omega_1t-k_1x+\phi_1)+\mathbf{e}_1^2E_1\cos(\omega_1t+k_1x+\phi_1), \tag{1a}$$

в то время как поле пробной волны и радиочастотное поле имеют вид

$$\mathbf{E}_2=\mathbf{e}_2E_2\cos(\omega_2t-k_2z+\phi_2),$$
$$\mathbf{E}_r=\mathbf{e}_rE_r\cos(\omega_rt-k_rx+\phi_r). \tag{1b}$$

Здесь волны с ω_1, k_1 и ω_r, k_r распространяются вдоль оси Ox, а пробная волна с ω_2, k_2 распространяется в положительном направлении оси Oz; ϕ_1, ϕ_2, ϕ_r — фазы соответствующих волн. Следует отметить важность векторов k_1, k_2, k_r в формулах (1), так как дальнейшее рассмотрение задачи пространственной дифракции не представляется возможным без них.

Воспользуемся для исследования системой самосогласованных уравнений, которая состоит из уравнений Лиувилля для элементов матрицы плотности в приближении вращающейся волны и дипольном приближении для описания состояния среды и укороченного волнового уравнения в приближении медленно меняющихся амплитуд для описания распространения пробного поля в среде.

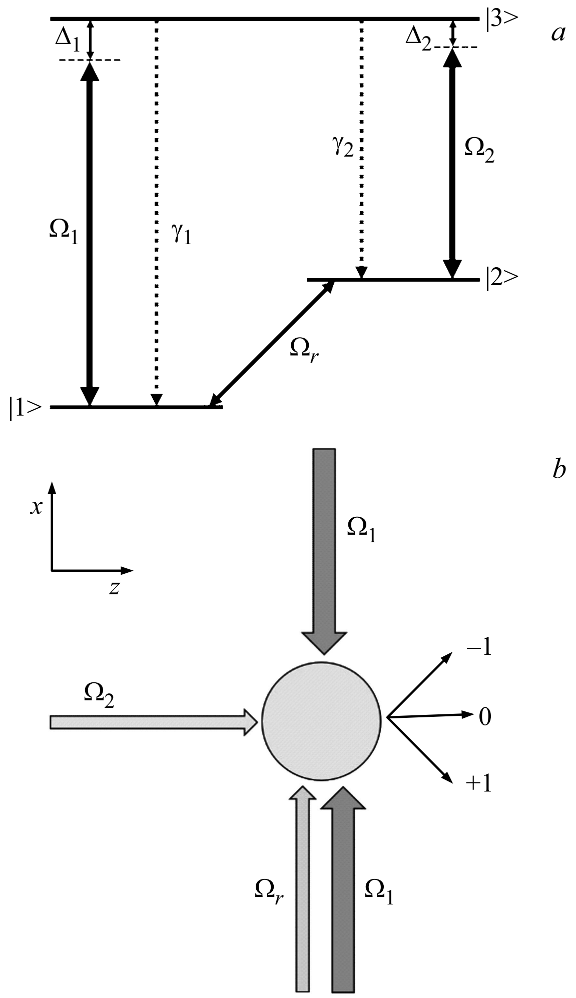

Рис. 1. Энергетическая схема атомных уровней в замкнутой Λ-конфигурации (a) и принципиальная схема эксперимента (b).

Уравнение Лиувилля, описывающее динамику состояний атомов, имеет вид

$$i\hbar\dot{\tilde{\rho}}_{ij} = [H, \tilde{\rho}]_{ij} + i\Gamma_{ij}\tilde{\rho}_{ij} \tag{2}$$

с гамильтонианом взаимодействия в виде $H = H_0 + V$, где H_0 задает внутреннее состояние системы без возмущения, а $V = -(\mathbf{d}_{13}\cdot\mathbf{e}_1)E_1/\hbar - (\mathbf{d}_{23}\cdot\mathbf{e}_2)E_2/\hbar - (\mathbf{d}_{12}\cdot\mathbf{e}_r)E_r/\hbar$ определяет взаимодействие атомов с полем оптического излучения и радиочастотным полем для переходов $|n> -|3>$ $(n = 1, 2)$ и $|1> -|2>$ с матричным элементом оператора дипольного взаимодействия.

В выражении (2) матрица Γ_{ij} задает скорости релаксации элементов $\tilde{\rho}_{ij}(x, t)$. При этом скорость релаксации диагональных матричных элементов (т. е. населенностей) определяется естественной шириной 2γ верхнего возбужденного состояния системы (рис. 1, a): $2\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$, а скорости релаксации недиагональных матричных элементов $\Gamma_{ij}(i \neq j)$ могут наряду со скоростью естественного распада учитывать и другие возможные механизмы уширения (столкновения, конечную ширину спектра возбуждающих полей и пр.).

С учетом обозначенных выше приближений уравнение Лиувилля (2) сводится к системе уравнений для элементов матрицы плотности $\rho_{ij}(x, y, t)$ трехуровневого атома следующего вида:

$$i\dot{\rho}_{11} = \Omega_r(\rho_{12} - \rho_{21}) + \Omega_1(\rho_{13} - \rho_{31}) + i\gamma\rho_{33},$$

$$i\dot{\rho}_{22} = \Omega_r(\rho_{21} - \rho_{12}) + \Omega_2(\rho_{23} - \rho_{32}) + i\gamma\rho_{33},$$

$$i\dot{\rho}_{33} = \Omega_1(\rho_{31} - \rho_{13}) + \Omega_2(\rho_{32} - \rho_{23}) - 2i\gamma\rho_{33},$$

$$i\dot{\rho}_{12} = -(\Delta_1 - \Delta_2)\rho_{12} + \Omega_r(\rho_{11} - \rho_{22})$$

$$- \Omega_1\rho_{32}e^{i\Phi} + \Omega_2\rho_{13}e^{i\Phi} - i\Gamma_{12}\rho_{12},$$

$$i\dot{\rho}_{13} = -\Delta_1\rho_{13} + \Omega_1(\rho_{11} - \rho_{33})$$

$$- \Omega_r\rho_{23}e^{-i\Phi} + \Omega_2\rho_{12}e^{-i\Phi} - i\Gamma_{13}\rho_{13},$$

$$i\dot{\rho}_{23} = -\Delta_2\rho_{23} + \Omega_2(\rho_{22} - \rho_{33})$$

$$- \Omega_r\rho_{13}e^{i\Phi} + \Omega_1\rho_{21}e^{i\Phi} - i\Gamma_{23}\rho_{23}, \tag{3}$$

где $\rho_{ij} = \rho^*_{ji}$, частоты Раби $\Omega_n = (\mathbf{d}_{n3}\cdot\mathbf{e}_n)E_n$, $\Omega_r = (\mathbf{d}_{12}\cdot\mathbf{e}_r)E_r/2\hbar$, $\Phi = \phi_r + \phi_2 - \phi_1$ — суммарная фаза контура. Считаем, что система замкнута: $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$, будем также считать, что распадов низкочастотных когерентностей в системе нет (по сравнению с другими распадами системы $\Gamma_{12} = 0$).

При выводе системы уравнений (3) мы пренебрегли членами, содержащими временны́е осцилляции на удвоенной оптической частоте (резонансное приближение), и использовали так называемое приближение вращающейся волны, которое состоит в пренебрежении быстро осциллирующими членами уравнения по сравнению с медленно осциллирующими.

Воспользуемся волновым уравнением Максвелла для описания распространения пробного поля в среде, которое в приближении медленно меняющихся амплитуд и в стационарном режиме сводится к следующему виду:

$$-\frac{i}{2k_2}\frac{\partial^2 E_{02}}{\partial x^2} + \frac{\partial E_{02}}{\partial z} = i\frac{4\pi k_2}{2\varepsilon_0}P_{02}, \tag{4}$$

где E_{02} — медленно меняющаяся амплитуда пробного поля, ε_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Используя усреднение дипольного момента на ансамбле однородно уширенной среды, получаем выражение для поляризации среды в виде $P_{02} = 2Nd_{23}\rho_{23}$, где N — атомарная плотность, d_{23} — проекция дипольного момента перехода $|2> -|3>|$ на единичный вектор поляризации среды, ρ_{23} — элемент матрицы плотности, когерентность перехода $|2> -|3>$.

Для получения аналитических выражений вещественной и мнимой частей элемента ρ_{23} воспользуемся стационарным решением уравнений (3), которое может быть получено в пренебрежении временны́ми производными в левых частях по сравнению с членами в правых частях, содержащих скорости распада. Отметим, что в

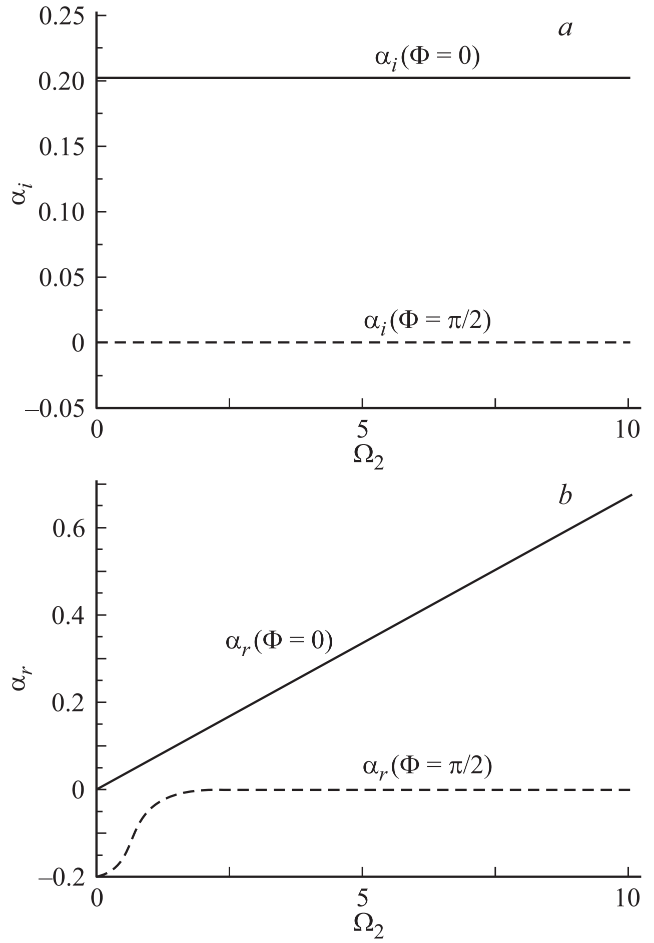

Рис. 2. Коэффициенты преломления α_i (a) и поглощения α_r (b) в зависимости от частоты Раби пробного поля Ω_2. Остальные параметры системы следующие: $\Omega_1 = 3\gamma$, $\Omega_r = 1\gamma$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0$.

полученных выражениях учтены члены всех порядков для модулирующих $\Omega_1(x)$ и радиочастотного Ω_r полей, но только линейные члены для поля пробной волны Ω_2.

Подставим это решение в уравнение (4) и заменим поляризацию в уравнении на получившееся после подстановки выражение. Для того чтобы получить окончательное выражение в безразмерной форме, выразим все распады, отстройки и частоты через γ_1, а координаты — через Λ_x для оси Ox и z_0 для оси Oz, где $\Lambda_x = \pi/k_x$ — пространственный период наведенной электромагнитно индуцированной решетки, k_x — волновой вектор сильных стоячих волн, а z_0 имеет вид $z_0 = 2\hbar\gamma_1\varepsilon_0/Nk_2d_{23}^2$. Тогда уравнение для поля приобретает вид

$$-i\frac{\partial^2\Omega_2}{N_F\partial x^2} + \frac{\partial\Omega_2}{\partial z} = (\alpha_r + i\alpha_i)\Omega_2, \qquad (5)$$

где α_r и α_i — коэффициенты поглощения и преломления пробного поля, а N_F — число щелей ширины $2\sqrt{\pi}\Lambda_x$, умещающихся на расстоянии z_0: $N_F = (2\sqrt{\pi}\Lambda_x)^2/\lambda_2 z_0$.

Решая получившееся уравнение для поля, находим поле на выходе из среды. Отношение поля на выходе Ω_{2out} и поля на входе Ω_{2in} дает вид функции трансляции среды толщиной L (по оси Oz) по отношению к полю

$$T(x) = \exp[\alpha_r(x)L]\exp[i\alpha_i(x)L],$$

где $T(x) = \Omega_{2out}/\Omega_{2in}$, L — толщина среды вдоль оси Oz.

Рассматривая вклад только дальнего поля (дифракция Фраунгофера) и считая, что волна пробного поля плоская и имеет одинаковую амплитуду поперек пучка ширины $M\Lambda_x$, определим интенсивность $I_{out}(\theta)$ как

$$I_{out}(\theta) = |\Omega_2^1(\theta)|^2 \frac{\sin^2(M\pi\Lambda_x\sin\theta/\lambda_2)}{M^2\sin^2(\pi\Lambda_x\sin\theta/\lambda_2)},$$

$$\Omega_2^1(\theta) = \int_0^1 T(x)\exp[-i2\pi\Lambda_x x\sin\theta/\lambda_2]dx. \qquad (6)$$

Согласно [7], в случае резонансных отстроек в системе возникает эффект когерентного пленения населенностей (КПН), в результате чего вся населенность в системе оказывается сосредоточенной в суперпозиционном состоянии $|1> + |2>$. В этом случае не возникает перераспределения интенсивности пробного поля.

Как видно, коэффициент преломления α_i не содержит линейной части по пробному полю (рис. 2, a, кривая $\Phi = 0$), ввиду чего не возникает ЭМИР и, как следствие, пробное поле не перенаправляется в максимумы первого порядка. Даже при выключении КПН путем изменения фазы создать ЭМИР при таких условиях в этой системе не представляется возможным, так как коэффициент преломления равен нулю (рис. 2, a, кривая $\Phi = \pi/2$).

Но при небольшом изменении отстроек модулирующих полей от резонанса мы переходим в область наличия в системе линейной части коэффициента преломления, и соответственно становится возможным создание ЭМИР. Как следует из данных работы [7], в случае

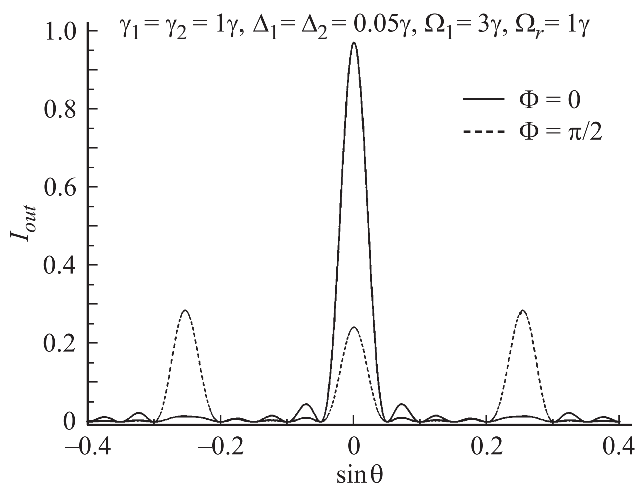

Рис. 3. Зависимость нормированной интенсивности I_{out} на выходе из среды от $\sin\theta$. Остальные параметры системы следующие: $\gamma_1 = \gamma_2 = 1\gamma$, $\Omega_1 = 3\gamma$, $\Omega_r = 1\gamma$, $\Delta_1 = \Delta_2 = 0.05\gamma$, $L = 7$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.25$, $N = 5$.

равенства суммарной фазы $\Phi = 0$ в системе возникает эффект КПН, а следовательно, пропадают поглощение и преломление пробного поля, действующего на переходе $|2> -|3>$, ввиду создания суперпозиционного состояния населенностей нижних уровней $|1> +|2>$: взаимодействия между уровнями $|2> -|3>$ просто нет. Таким образом, не формируется ЭМИР и на выходе из среды не возникает перераспределения интенсивности пробного поля в максимумы первого порядка (рис. 3, кривая $\Phi = 0$).

В случае равенства суммарной фазы $\Phi = \pi/2$ КПН разрушается [7]. В момент разрушения КПН возникает взаимодействие между уровнями $|2> -|3>$ и появляется преломление пробного поля Ω_2. В результате становится возможным создание ЭМИР. На выходе из среды при этом наблюдается перераспределение интенсивности пробного поля в максимумы первого порядка (рис. 3, кривая $\Phi = \pi/2$). Проанализировав и подобрав выражения для коэффициентов преломления и поглощения, можно подобрать также параметры для эффективного перераспределения.

В заключение отметим, что предложенная схема помимо новизны обладает внушительным рядом преимуществ: 1) простота реализации и эксплуатации; 2) высокая скорость переключения направления распространения света пробной волны без остановки работы системы; 3) высокая эффективность перераспределения интенсивности поля пробной волны; 4) компактность (подобная ячейка может иметь размер порядка 1 cm).

Все перечисленные выше свойства могут вызвать существенный интерес для реализации высокоэффективного быстродействующего переключателя света на основе фазового управления КПН в среде из трехуровневых Λ-атомов.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект 3.821.2014/К), грантом 074-U01 для лидирующих университетов РФ и грантом Российского фонда фундаментальных исследований 17-02-00598 А.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] *Ling H.Y., Li Y., Xiao M.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. N 2. P. 1338–1344.

[2] *Mitsunaga M., Imoto N.* // Phys. Rev. A. 1999. V. 59. N 6. P. 4773–4776.

[3] *Carvalho S.A., de Araujo L.E.E.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. N 5. P. 053825.

[4] *Xie B., Cai X., Xiao Z.-H.* // Opt. Commun. 2012. V. 285. N 2. P. 133–135.

[5] *Brown A.W., Xiao M.* // Opt. Lett. 2005. V. 30. N 7. P. 699–701.

[6] *Zhao L., Duan W., Yelin S.F.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. N 1. P. 013809.

[7] *Kosachiov D.V., Matisov B.G., Rozhdestvensky Yu.V.* // J. Phys. B. 1992. V. 25. N 11. P. 2473–2488.