

05

Высокоэффективная схема перераспределения оптического излучения на пространственных решетках атомных населенностей

© М.Ю. Гордеев, Ю.В. Рождественский

Университет ИТМО,
197101 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: mxmgordeev@gmail.com

Поступила в редакцию 04.12.2018 г.
В окончательной редакции 18.03.2019 г.
Принята к публикации 22.03.2019 г.

Теоретически исследовано перераспределение интенсивности поля пробного излучения при рассеянии на пространственно периодических решетках атомных населенностей в среде с четырехуровневой трипод-конфигурацией атомных состояний. Найдены условия, при которых возникает существенное перераспределение интенсивности поля пробной волны, и формируется „дифракционная“ картина с эффективной перекачкой интенсивности пробного поля в максимумы первого порядка.

Ключевые слова: электромагнитно индуцированная решетка, трипод-конфигурация

DOI: 10.21883/OS.2019.07.47942.358-18

Введение

Пионерские теоретические [1] и экспериментальные [2] исследования эффекта электромагнитно индуцированных решеток (ЭМИР) вызывают существенный интерес, обусловленный потенциальными возможностями использования такого эффекта в оптических устройствах быстрого переключения света [3,4], хранения света [5,6] в настраиваемых фотонных ячейках [7], а также других приложений [8–13]. При этом для получения эффекта могут использоваться различные методы, такие как микроволновая модуляция одного из переходов атомной системы [14], использование гигантской керровской нелинейности [15–17], усиление спонтанно генерируемой когерентности [18], получение максимальной атомной когерентности [19], контроль спонтанного излучения атомов [20].

Подчеркнем, что оптические устройства на основе ЭМИР делают возможным переключение света на скоростях порядка мегагерц, что не может быть обеспечено существующими электромеханическими приборами. Причем помимо высокой скорости такие устройства обладают еще и компактностью, что играет существенную роль при конструировании оптических систем. Таким образом, именно сочетание высокой скорости переключения направления распространения света и компактности делают привлекательными для исследования устройства на основе эффекта ЭМИР.

Наиболее интересной с практической точки зрения является трипод-схема, которая представляет из себя классическую Λ -схему с добавлением одного дополнительного нижнего уровня и соответствующего разрешенного перехода с верхнего уровня. Дополнительный разрешенный переход позволяет вводить в систему больший набор параметров, создающих возможность для большего контроля системы и вариативности ис-

пользования параметров. Эти параметры могут влиять, например, на тип создаваемой ЭМИР — амплитудной, фазовой или амплитудно-фазовой. Однако наличие большого набора параметров требует и более глубокого анализа системы и ее ключевых характеристик. Так, анализ выражений для коэффициентов преломления и поглощения позволяет правильно выбрать параметры системы для создания высокоэффективного и в то же время компактного устройства на основе ЭМИР в среде с трипод-конфигурацией атомов.

В работе [21] была исследована возможная схема создания ЭМИР в среде с трипод-конфигурацией атомных состояний. Однако предложенная схема и продемонстрированные результаты исследования не могут быть применены для создания оптических устройств. Попробуем оценить предполагаемый размер ячейки со средой, используя параметры из работы [21]. Физический размер ячейки зависит от двух параметров:

$$z_0 = \frac{2\hbar\gamma_{41}\epsilon_0}{Nk_p\mu_{41}^2} \quad \text{и} \quad L = z/z_0$$

где z_0 — резонансная длина поглощения поля в e раз под действием модулирующих полей, \hbar — постоянная Планка, γ_{41} — скорость спонтанного распада населенности, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума, N — атомная плотность, k_p — волновое число пробного поля, μ_{41} — дипольный момент, L — толщина ячейки со средой в единицах z_0 , z — физический размер ячейки вдоль оси Z . Вычислим физическую длину ячейки

$$z = L \frac{2\hbar\gamma_{41}\epsilon_0}{Nk_p\mu_{41}^2} \approx 1.5m,$$

$$L = 900,$$

$$\hbar = 1.055 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s},$$

$$\begin{aligned}\gamma_{41} &\approx 10^{-6} \text{ s}^{-1}, \\ \varepsilon_0 &= 8.854 \cdot 10^{-12} \text{ m}^{-3} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{s}^4 \cdot \text{A}^2, \\ N &\approx 10^{19}, \\ k_p &= \frac{1}{\lambda_p} \approx 0.2 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}, \\ \mu_{41} &\approx 2.5 \cdot 10^{-37} \text{ C} \cdot \text{m}^{-2}.\end{aligned}$$

Как видно из результата вычислений, трудно говорить о компактности устройства, основанного на использовании ЭМИР, в исследованной в работе [21] схеме.

С другой стороны, большие физические размеры исследованной в работе [21] схемы говорят также о малой эффективности такого устройства. Понимание причин лежит в анализе подобранных параметров. Например, резонансно настроенные модулирующие поля и нерезонансное взаимодействие пробного поля со средой говорят о том, что не используется эффект электромагнитно индуцированной прозрачности (ЭИП), в результате чего пробное поле сильно поглощается средой. Как следствие, при компактных размерах ячейки не наблюдается эффективного перераспределения интенсивности пробного поля в максимумы первого порядка.

В настоящей работе рассмотрена возможность создания ЭМИР в среде с трипод-конфигурацией атомных уровней. Выбор схемы не случаен, а обусловлен тем, что, в отличие от трехуровневой Λ -схемы, четырехуровневая трипод-схема позволяет создавать двумерные и даже трехмерные решетки атомных населенностей, что может существенно увеличить эффективную перекачку энергии в максимумы первого порядка. Кроме того, существенным преимуществом данной схемы является сравнительная простота реализации экспериментов со средой в трипод-конфигурации атомных уровней. В качестве такой среды может быть использован, к примеру, метастабильный гелий He или рубидий ^{85}Rb .

Структура работы следующая: в разд. 1 представлена теоретическая схема и базовые уравнения, на основании которых исследуется возможность создания ЭМИР в четырехуровневой трипод-схеме. В разд. 2 представлены результаты исследований на основании теории, изложенной в разд. 1. Выводы представлены в разд. 3.

1. Основные уравнения

Принципиальная схема моделируемого эксперимента продемонстрирована на рис. 1, *a*. Две сильные стоячие волны Ω_1 и Ω_3 действуют вдоль оси Ox и модулируют среду. Пробная бегущая волна Ω_2 распространяется перпендикулярно к ним по оси Oz . На выходе из ячейки со средой наблюдается перераспределение в интенсивности прошедшего пучка.

Энергетическая схема атомных уровней в трипод-конфигурации представлена на рис. 1, *b*. На переходе $|2\rangle\text{--}|4\rangle$ атомной системы вдоль направления Oz действует поле пробной бегущей волны с частотой Раби Ω_2

и отстройкой Δ_2 от резонансного значения. Поля, действующие на переходах $|1\rangle\text{--}|4\rangle$ и $|3\rangle\text{--}|4\rangle$, направлены вдоль оси Ox и имеют круговую поляризацию в противоположных направлениях. На переходе $|1\rangle\text{--}|4\rangle$ действует поле сильной стоячей волны с пространственно-зависимой частотой Раби $\Omega_1(x)$ и отстройкой Δ_1 от резонансного значения, а на переходе $|3\rangle\text{--}|4\rangle$ — сильное поле стоячей волны $\Omega_3(x)$ с отстройкой Δ_3 от резонанса. Оптические релаксации по каналам $|4\rangle\text{--}|n\rangle$ ($n = 1, 2, 3$) определяются соответственно константами γ_1 , γ_2 и γ_3 . Тогда естественная ширина уровня $|4\rangle$ будет равна $2\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3$. Полуширины оптических переходов обозначены как Γ_{14} , Γ_{24} и Γ_{34} . Помимо этого, возможен распад когерентностей между нижними состояниями атома (релаксации низкочастотных когерентностей) со скоростями, равными Γ_{12} , Γ_{13} и Γ_{23} .

В результате поле, модулирующее атомы в среде, запишем в виде

$$\mathbf{E}_{1,3} = \mathbf{e}_1 E_1 \cos(\omega_1 t - k_1 x) + \mathbf{e}_3 E_3 \cos(\omega_3 t + k_3 x), \quad (1a)$$

в то время как поле пробной волны имеет вид

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{e}_2 E_2 \cos(\omega_2 t - k_2 z), \quad (1b)$$

где волна с ω_1 , k_1 распространяется в положительном и волна с ω_3 , k_3 в отрицательном направлении оси Ox , а пробная волна с ω_2 , k_2 распространяется в положительном направлении оси Oz . При этом векторы $\mathbf{e}_{1,3}$ задают круговую поляризацию в положительном и отрицательном направлении соответственно, а вектор \mathbf{e}_2 определяет линейную поляризацию.

Отметим, что в упомянутой выше работе [21] конфигурация полей в системе отличается от описанной в настоящей работе. В частности, пробное поле в нашем случае действует на переходе $|2\rangle\text{--}|4\rangle$, в то время как в работе [21] пробное поле действует на переходе $|1\rangle\text{--}|4\rangle$ четырехуровневой трипод-системы.

Для исследования возможностей управления пространственным перераспределением пробного поля световой волны на ЭМИР используем систему самосогласованных уравнений, которая состоит из уравнений Лиувилля для элементов матрицы плотности в приближении вращающейся волны и дипольном приближении, которые описывают состояние среды, и укороченного волнового уравнения в приближении медленно меняющихся амплитуд, описывающего распространение пробного поля в среде.

Уравнение Лиувилля, описывающее динамику состояний атомов, имеет вид

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

с гамильтонианом в представлении взаимодействия в виде $H = H_0 + V$, где H_0 задает внутреннее состояние системы без возмущения, а $V = -\frac{1}{\hbar} \sum_{n=1}^3 (\mathbf{d}_{n4} \cdot \mathbf{e}_n) E_n$ определяет взаимодействие с полем оптического излучения (1a,b) для переходов $|n\rangle\text{--}|4\rangle$, ($n = 1, 2, 3$) с

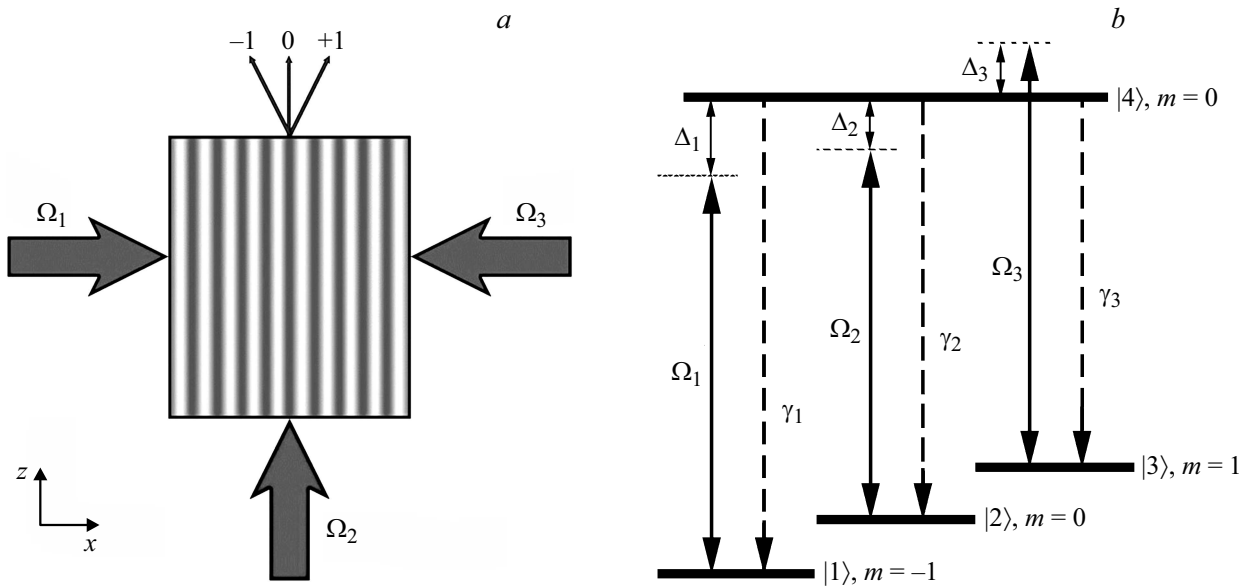


Рис. 1. (а) Принципиальная схема эксперимента; (б) Энергетическая схема атомных уровней в трипод-конфигурации.

матричным элементом оператор дипольного взаимодействия \mathbf{d}_{k4} .

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, б) $2\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3$, 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 $\rho_{ij}(x, y, t)$ четырехуровневого атома следующего вида:

$$i\dot{\rho}_{11} = \Omega_1(\rho_{14} - \rho_{41}) + i\gamma_1\rho_{44},$$

$$i\dot{\rho}_{22} = \Omega_2(\rho_{24} - \rho_{42}) + i\gamma_2\rho_{44},$$

$$i\dot{\rho}_{33} = \Omega_3(\rho_{34} - \rho_{43}) + i\gamma_3\rho_{44},$$

$$i\dot{\rho}_{44} = \Omega_1(\rho_{41} - \rho_{14}) + \Omega_2(\rho_{42} - \rho_{24})$$

$$+ \Omega_3(\rho_{43} - \rho_{34}) - i(\gamma_1 + \gamma_2 + \gamma_3)\rho_{44},$$

$$i\dot{\rho}_{14} = \Omega_1(\rho_{11} - \rho_{44}) + \Omega_2\rho_{12} + \Omega_3\rho_{13} + (\Delta_1 - i\Gamma_{14})\rho_{14},$$

$$i\dot{\rho}_{24} = \Omega_2(\rho_{22} - \rho_{44}) + \Omega_1\rho_{21} + \Omega_3\rho_{23} + (\Delta_2 - i\Gamma_{24})\rho_{24},$$

$$i\dot{\rho}_{34} = \Omega_3(\rho_{33} - \rho_{44}) + \Omega_1\rho_{31} + \Omega_2\rho_{32} + (\Delta_3 - i\Gamma_{34})\rho_{34},$$

$$i\dot{\rho}_{12} = \Omega_2\rho_{14} - \Omega_1\rho_{42} + (\Delta_1 - \Delta_2)\rho_{12}, \quad (3)$$

$$i\dot{\rho}_{13} = \Omega_3\rho_{14} - \Omega_1\rho_{43} + (\Delta_1 - \Delta_3)\rho_{13},$$

$$i\dot{\rho}_{23} = \Omega_3\rho_{24} - \Omega_2\rho_{43} + (\Delta_2 - \Delta_3)\rho_{23},$$

где $\rho_{ij} = \rho_{ji}^*$, частоты Раби $\Omega_n = \frac{\mathbf{d}_{n4} \cdot \mathbf{e}_n E_n}{2\hbar}$. Считаем, что система замкнута $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1$, а также бу-

дем считать, что распад низкочастотных когерентностей в системе нет по сравнению с другими распадами системы $\Gamma_{12} = \Gamma_{13} = \Gamma_{23} = 0$.

При выводе системы уравнений (3) пренебрежем членами, содержащими временные осцилляции на удвоенной оптической частоте (резонансное приближение), и используем так называемое приближение вращающейся волны, которое состоит в замене недиагональных матричных элементов для оптических когерентностей $\tilde{\rho}_{n4} = \rho_{n4} e^{i\Delta_n t}$ ($n = 1, 2, 3$) и для низкочастотных когерентностей $\tilde{\rho}_{12} = \rho_{12} e^{i(\Delta_1 - \Delta_2)t}$, $\tilde{\rho}_{13} = \rho_{13} e^{i(\Delta_1 - \Delta_3)t}$, $\tilde{\rho}_{23} = \rho_{23} e^{i(\Delta_2 - \Delta_3)t}$.

Воспользуемся волновым уравнением Максвелла для описания распространения пробного поля в среде:

$$\Delta E_2 + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} E_2 = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} P_2. \quad (4)$$

С использованием приближения медленно меняющихся амплитуд, в стационарном режиме уравнение сводится к следующему виду:

$$-\frac{i}{2k_2} \frac{\partial^2 E_{02}}{\partial x^2} + \frac{\partial E_{02}}{\partial z} = i \frac{4\pi k_2}{2\epsilon_0} P_{02}, \quad (5)$$

где E_{02} — медленно меняющаяся амплитуда пробного поля, c — скорость света в вакууме, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. Используя усреднение дипольного момента на ансамбле однородно уширенной среды, получаем выражение для поляризации среды в виде

$$P_{02} = 2Nd_{24}\rho_{24}, \quad (6)$$

где N — атомарная плотность, d_{24} — проекция дипольного момента перехода $|2\rangle - |4\rangle$ на единичный вектор поляризации среды, ρ_{24} — элемент матрицы плотности, когерентность перехода $|2\rangle - |4\rangle$.

Для получения аналитических выражений вещественной и мнимой частей элемента ρ_{24} используем стационарное решение уравнений (3), которое может быть получено в пренебрежении временными производными в левых частях по сравнению с членами в правых частях, содержащих скорости распада. Отметим, что в полученных выражениях были учтены члены всех порядков для модулирующих полей $\Omega_1(x)$, $\Omega_3(x)$, но только линейные члены для поля пробной волны Ω_2 .

Подставим это решение в уравнение (6) и заменим поляризацию в уравнении (5) 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 выразим 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

$$z_0 = \frac{2\hbar\gamma_1\varepsilon_0}{Nk_2d_{24}^2}. \quad (7)$$

Тогда уравнение для поля приобретает вид

$$-i \frac{\partial^2 \Omega_2}{N_F \partial x^2} + \frac{\partial \Omega_2}{\partial z} = (\alpha_r + i\alpha_i) \Omega_2, \quad (8)$$

где α_r и α_i — коэффициенты преломления и поглощения пробного поля

$$\alpha_r = \frac{\Delta_{12}\Delta_{23}(\Omega_3^2(x)\Delta_{12} - \Omega_1^2(x)\Delta_{23} - \Delta_2\Delta_{12}\Delta_{23})}{3\Delta_{12}^2\Delta_{23}^2\gamma^2 + (\Omega_3^2(x)\Delta_{12} - \Omega_1^2(x)\Delta_{23} - \Delta_2\Delta_{12}\Delta_{23})},$$

$$\alpha_i = \frac{3\gamma\Delta_{12}^2\Delta_{23}^2}{6\Delta_{12}^2\Delta_{23}^2\gamma^2 + 2(\Omega_3^2(x)\Delta_{12} - \Omega_1^2(x)\Delta_{23} - \Delta_2\Delta_{12}\Delta_{23})^2}, \quad (9)$$

$$\Delta_{ij} = \Delta_i - \Delta_j,$$

а N_F — число щелей ширины $2\sqrt{\pi}\Lambda_x$, уместающихся на расстоянии z_0 ,

$$N_F = \frac{(2\sqrt{\pi}\Lambda_x)^2}{\lambda_2 z_0}. \quad (10)$$

Отметим, что полученные в явном виде аналитические выражения (9) для показателей преломления и поглощения пробного поля позволяют привести в следующем разделе данной работы качественный анализ параметров системы, влияющих на эффективное перераспределение интенсивности пробного поля, что, однако, не было сделано в работе [21].

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

$$T(x) = e^{\alpha_r(x)L} e^{i\alpha_i(x)L}, \quad (11)$$

где $T(x) = \Omega_{2out}/\Omega_{2in}$, L — толщина среды вдоль оси Oz в безразмерных единицах длины z_0 .

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

$$I_{out}(\theta) = |\Omega_2^1(\theta)|^2 \frac{\sin^2(M\pi\Lambda_x \sin \theta/\lambda_2)}{M^2 \sin^2(\pi\Lambda_x \sin \theta/\lambda_2)}, \quad (12)$$

где

$$\Omega_2^1(\theta) = \int_0^1 T(x) \exp[-i2\pi\Lambda_x x \sin \theta/\lambda_2] dx. \quad (13)$$

Используя получившиеся аналитические выражения, исследуем зависимость интенсивности пробного поля на выходе I_{out} из среды от синуса угла θ .

2. Обсуждение результатов

Используя теорию, изложенную в предыдущем разделе, обратимся к исследованию возможности создания и эффективности ЭМИР в среде с трипод-конфигурацией атомных уровней в зависимости от различных параметров.

Вводя в систему резонансно $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$ модулирующие поля Ω_1 и Ω_3 , наблюдаем распределение интенсивности пробного поля на выходе в виде одного максимума нулевого порядка без перераспределения интенсивности в максимумы высших порядков (рис. 2, а). При увеличении интенсивности модулирующих полей распределение не изменяется, увеличивается лишь нормированная интенсивность максимума нулевого порядка, которая в пределе стремится к 1. Объясняется это тем, что условие $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$, как видно из (9), задает зависимости коэффициентов поглощения α_i и преломления α_r пробного поля константами. В результате на выходе из среды виден классический профиль гауссова пучка пробного поля.

В работе [21], однако, при резонансно действующих модулирующих полях с $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$ получено существенное перераспределение интенсивности пробного поля в максимумы первого и второго порядков. Фактически это означает, что такое перераспределение формируется не за счет классических физических механизмов, используемых при создании ЭМИР, а путем простого подбора одного из параметров системы, в частности отвечающего за физический размер ячейки L . Какими механизмами получено такое перераспределение на длине 1.5 м также сложно утверждать, как и предполагать стабильность и контролируемость такой системы.

Аналитические исследования выражений (9) дают условия для получения максимальной эффективности перераспределения интенсивности пробного поля Ω_2 в виде

$$1) \frac{\Delta_1}{\Delta_3} \approx \frac{\Delta_3}{\Delta_1};$$

$$2) \Delta_1, \Delta_3 \ll \Omega_1, \omega_3. \quad (14)$$

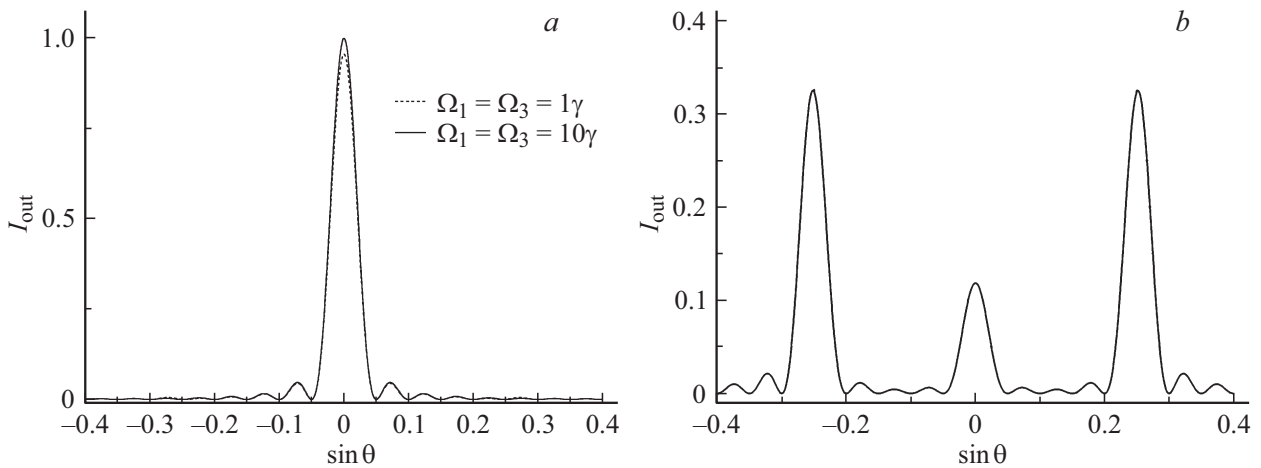


Рис. 2. (а) Зависимость нормированной интенсивности I_{out} на выходе из среды от синуса угла θ при значениях модулирующих полей $\Omega_1 = \Omega_3 = \gamma$ (штриховая линия) и 10γ (сплошная линия). Остальные параметры системы $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$, $\Delta_1 = 0$, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = 0$, $\varphi = 0$, $L = 7$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.25$, $N = 5$; (б) Зависимость нормированной интенсивности I_{out} на выходе из среды от синуса угла θ при $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$, $\Omega_1 = \Omega_2 = \gamma$, $\Delta_1 = 0.05\gamma$, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = 0.15\gamma$, $\varphi = 0$, $L = 7$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.75$, $N = 5$.

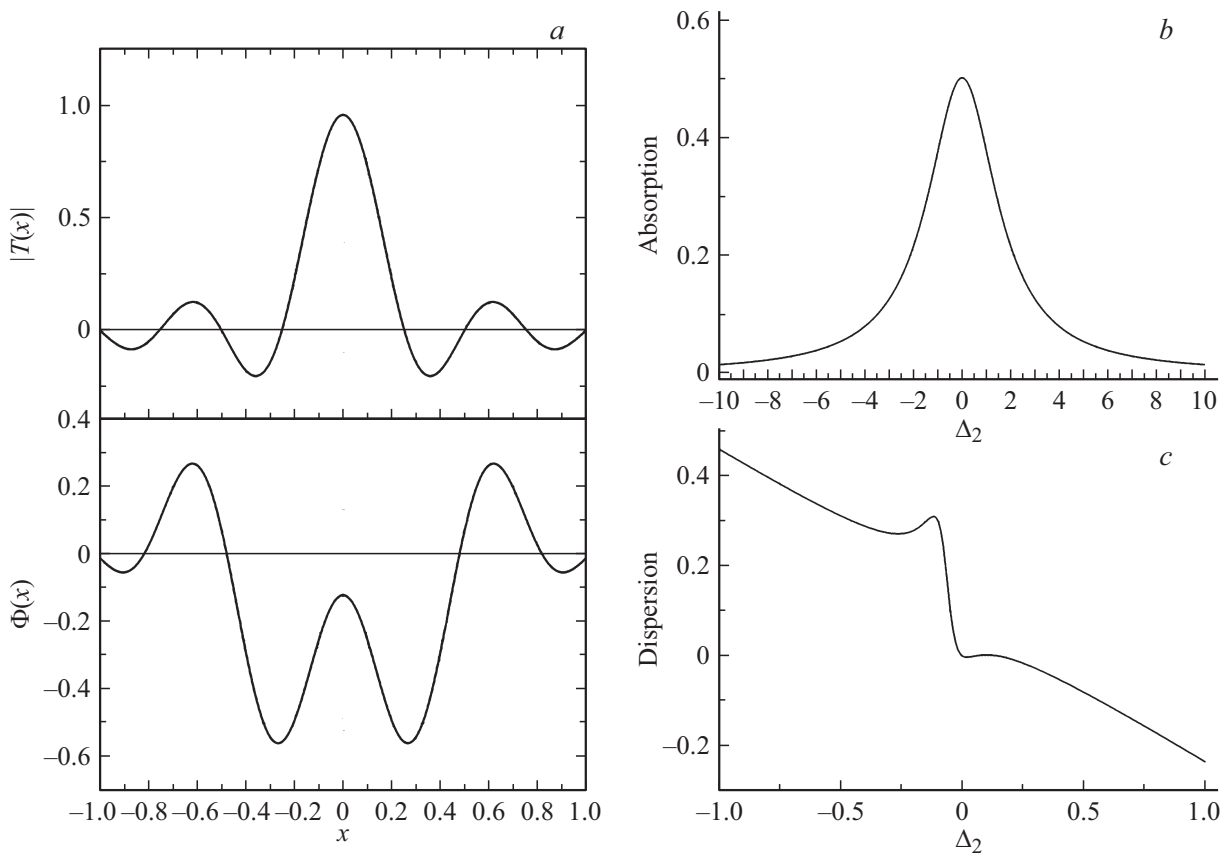


Рис. 3. (а) Зависимость интеграла Фраунгофера по амплитуде $|T(x)|$ и фазе $\Phi(x)$ трансляционной функции от пространственной координаты X на одном пространственном периоде решетки. Остальные параметры системы $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$, $\Omega_1 = \Omega_2 = \gamma$, $\Delta_1 = 0.05\gamma$, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = 0.15\gamma$, $\varphi = 0$, $L = 7$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.25$, $N = 5$. Спектры поглощения (б) и преломления (с) пробного поля. Остальные параметры системы $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$, $\Omega_1 = \Omega_2 = \gamma$, $\Delta_1 = 0.05\gamma$, $\Delta_3 = 0.15\gamma$, $\varphi = 0$, $L = 7$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.25$, $N = 5$.

Физически полученные ограничения соответствуют условиям наличия в системе эффекта ЭИП, который в свою очередь создает окно прозрачности для пробного

поля Ω_2 , позволяя проходить максимально возможной интенсивности без потерь. С другой стороны, данные условия формируют специфическую пространственную

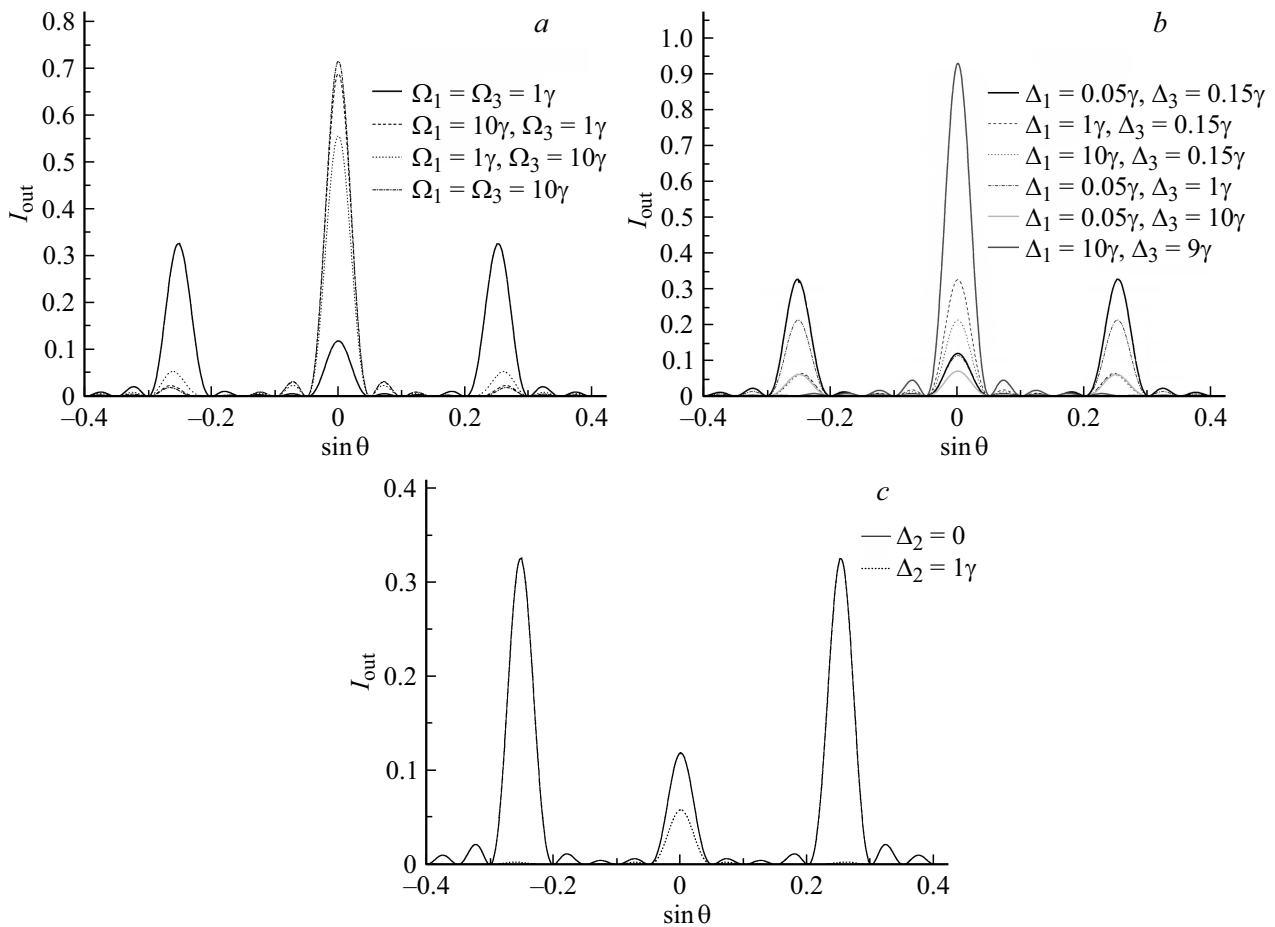


Рис. 4. (а) Зависимость нормированной интенсивности I_{out} на выходе из среды от синуса угла θ при различных значениях модулирующих полей Ω_1 и Ω_3 . Остальные параметры системы $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$, $\Delta_1 = 0.05\gamma$, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = 0.15\gamma$, $\varphi = 0$, $L = 7$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.25$, $N = 5$. (б) Зависимость нормированной интенсивности I_{out} на выходе из среды от синуса угла θ при различных значениях отстроек модулирующих полей Δ_1 и Δ_3 . Остальные параметры системы $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$, $\Omega_1 = \Omega_3 = \gamma$, $\Delta_2 = 0$, $\varphi = 0$, $L = 7$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.25$, $N = 5$. (с) Зависимость нормированной интенсивности I_{out} на выходе из среды от синуса угла θ при значениях отстройки пробного поля $\Delta_2 = 0$ (сплошная линия) и γ (пунктир). Остальные параметры системы $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$, $\Omega_1 = \Omega_3 = \gamma$, $\Delta_1 = 0.05\gamma$, $\Delta_3 = 0.15\gamma$, $\varphi = 0$, $L = 7$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.25$, $N = 5$.

модуляцию профилей коэффициентов поглощения α_i и преломления α_r пробного поля Ω_2 , позволяющую достигнуть существенной эффективности перераспределения интенсивности падающего поля в максимумы высших порядков.

В результате становится возможным получение порядка 70% интенсивности пробного поля Ω_2 в максимумах первого порядка (рис. 2, б). Физический размер ячейки при этом не превышает 1 см, что говорит о высокой эффективности такой системы и компактных размерах.

Как было указано выше, условия (14) существенно влияют как на возможность получения перераспределенной интенсивности пробного поля, так и на эффективность этого распределения в максимумы высших порядков. Известно, что существует несколько типов ЭМИР, среди которых наиболее исследованными являются амплитудные и фазовые ЭМИР. Для понимания того, с каким типом ЭМИР имеем дело в данной

работе, были получены дифракционные картины для амплитуды $|T(x)|$ и фазы $\exp[i\Phi(x)]$ функции трансляции (рис. 3, а).

На рис. 3, а представлены зависимости интеграла Фраунгофера по амплитуде функции трансляции $|T(x)|$ и по фазе функции трансляции $\exp[i\Phi(x)]$. Видно, что амплитудная часть перераспределяет интенсивность преимущественно в центральный максимум, в то время как фазовая часть перенаправляет свет в первые порядки. Таким образом, в нашей системе возможно говорить об амплитудно-фазовом типе решетки с преобладанием фазовой модуляции.

Обратимся теперь к исследованиям параметров системы на примере полученных зависимостей перераспределения интенсивности пробного поля Ω_2 на выходе из среды. Как уже было отмечено при рассмотрении случая $\Delta_1 = \Delta_3 = 0$, увеличение значений модулирующих полей Ω_1 и Ω_3 не приводит к перераспределению интенсивности пробного поля в максимумы высших по-

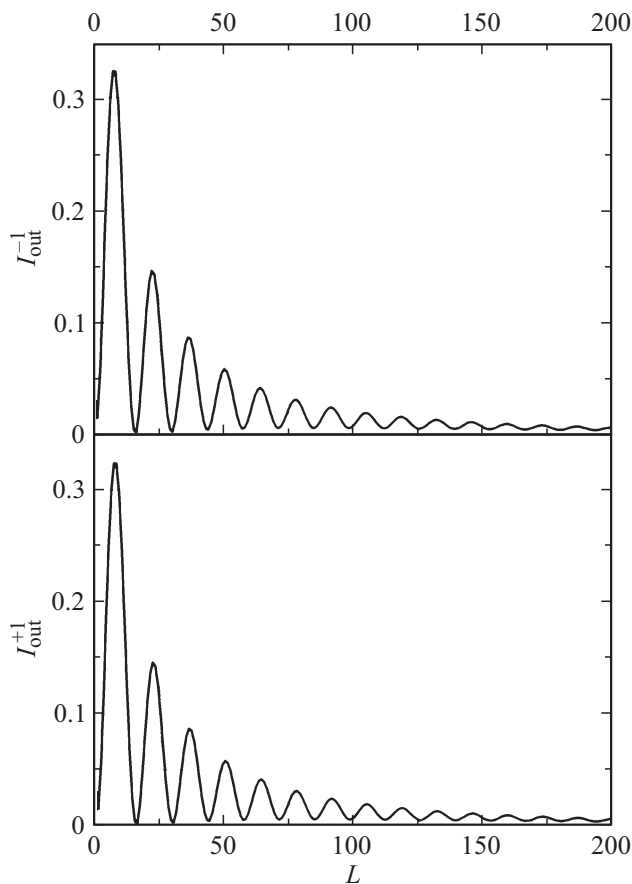


Рис. 5. Зависимость максимальной интенсивности I_{out} в первых порядках дифракции от длины ячейки со средой L . Остальные параметры системы $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma$, $\Omega_1 = \Omega_3 = \gamma$, $\Delta_1 = 0.05\gamma$, $\Delta_2 = 0$, $\Delta_3 = 0.15\gamma$, $\varphi = 0$, $\Lambda_x/\lambda_2 = 0.25$, $N = 5$.

рядков (рис. 4, *a*). Более того, такое изменение приводит к увеличению интенсивности в центральном максимуме, полностью нивелируя собой фазовые эффекты решетки.

Увеличение отстроек Δ_1 и Δ_3 модулирующих полей также не приводит, согласно условию (14), к эффективной перекачке интенсивности пробного поля Ω_2 в максимумы высших порядков (рис. 4, *b*). Ситуация, когда наблюдаются условия $\frac{\Delta_1}{\Delta_2} \neq \frac{\Delta_3}{\Delta_1}$; $\Delta_1, \Delta_3 \ll \Omega_1, \Omega_3$, соответствует критическому падению интенсивности прошедшего поля, возникающего из-за ослабления когерентностей системы, создаваемых модулирующими полями Ω_1 и Ω_3 (рис. 4, *b* — штриховая, пунктирная, штрих-пунктирная и светло-серая линии). При выполнении условий $\frac{\Delta_1}{\Delta_3} = \frac{\Delta_3}{\Delta_1}$; $\Delta_1, \Delta_3 \gg \Omega_1, \Omega_3$ картина перераспределения интенсивности пробного поля вновь меняется кардинально: вся интенсивность сосредоточена в центральном максимуме (рис. 4, *b*, темно-серый график).

Одним из ключевых параметров системы, влияющих на модуляцию функции трансляции (9) среды, является отстройка Δ_2 самого пробного поля Ω_2 от резонанса. Однако, как показывает анализ выражений (9) и рис. 4, *c*, даже незначительное отклонение значения Δ_2 от резонанса приводит к критическому падению суммарной

интенсивности на выходе из среды (график из точек). Физически это обусловлено тем, что нерезонансное пробное поле не попадает в окно прозрачности ЭИП, настроенное на резонансное значение. Таким образом, существенно увеличивается поглощение нерезонансно настроенного пробного поля, проходящего через модулированную среду.

Отметим, что ввиду вышеизложенного, учитывая предложенный физический размер ячейки 1.5 м и нерезонансно отстроенное пробное поле, экспериментально реализованная установка не сможет демонстрировать описанную в работе [21] картину перераспределения интенсивности на выходе из среды, так как большая часть интенсивности будет рассеиваться или поглощаться средой.

Влияние модулированной функции трансляции $T(x)$ существенно зависит от времени взаимодействия пробного поля Ω_2 со средой, т.е. от длины ячейки L вдоль оси Oz . Однако, как видно на рис. 5, максимальное значение эффективности перераспределения в максимумы первого порядка соответствует значению $L = 7$. Обуславливается такая зависимость тем, что при увеличении времени взаимодействия пробного поля Ω_2 со средой начинают превалировать эффекты поглощения поля и преломления в высшие порядки. Таким образом, оптимальным значением длины, при котором наблюдается максимальное значение интенсивности, является $L = 7$ для выбранных параметров системы. Отметим, что данная зависимость рис. 5 демонстрирует эффективность перекачки интенсивности пробного поля Ω_2 именно в максимумы первого порядка, и не несет информации о том, куда перераспределяется полная интенсивность.

Заключение

В работе исследована возможность создания ЭМИР в среде с четырехуровневой трипод-конфигурацией атомных состояний. Получена высокая эффективность перераспределения интенсивности пробного поля в максимумы первого порядка при сохранении компактности схемы. Исследовано влияние параметров системы на изменения дифракционной картины.

В области практического применения результаты исследований по данной тематике могут применяться в сфере телекоммуникаций для создания разного рода оптических переключателей (оптических маршрутизаторов), устройств хранения памяти, кроме того, эффект может применяться для контроля химических реакций.

Финансирование работы

Работа поддержана Министерством образования и науки РФ (проект 3.821.2014/К), грантом 074-U01 для лидирующих университетов РФ и грантом РФФИ 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.
- [2] *Mitsunaga M., Imoto N.* // Phys. Rev. A. 1999. V. 59. N 6. P. 4773.
- [3] *Brown A.W., Xiao M.* // Opt. Lett. 2005. V. 30. N 7. P. 699.
- [4] *Zhao L., Duan W., Yelin S.F.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. N 1. P. 013809.
- [5] *Moretti D., Felinto D., Tabosa J.W.R., Lezama A.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2010. V. 43. N 11. P. 115502.
- [6] *Bajcsy M., Zibrov A.S., Lukin M.D.* // Nature. 2003. V. 426. P. 638.
- [7] *Kuang S.-q., Wan R.-g., Kou J., Jiang Y., Gao J.-y.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2010. V. 27. N 7. P. 1518.
- [8] *Kozlov D.N., Bombach R., Hemmerling B., Hubschmid W.* // Opt. Lett. 1997. V. 22. N 1. P. 46.
- [9] *Kuang S.-q., Wan R.-g., Du P., Jiang Y., Gao J.-y.* // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 15455.
- [10] *Wen J., Zhai Y.-H., Du S., Xiao M.* // Phys. Rev. A. 2010. V. 82. N 4. P. 043814.
- [11] *Sandor N., Bakos J.S., Sörlei Zs., Djotyán G.P.* // J. Opt. Soc. Am. B. 2011. V. 28. N 11. P. 2785.
- [12] *Zhang Y., Wang Z., Nie Z., Li C., Chen H., Lu K., Xiao M.* // Phys. Rev. Lett. 2011. V. 106. N 9. P. 093904.
- [13] *Kuang S.-qi, Jin C.-s., Li C.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. N 3. P. 033831.
- [14] *Xiao Z.-H., Shin S.G., Kim K.* // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2010. V. 43. N 16. P. 161004.
- [15] *de Araujo L.E.E.* // Opt. Lett. 2010. V. 35. N 17. P. 977.
- [16] *Carvalho S.A., de Araujo L.E.E.* // Opt. Express. 2011. V. 19. N 3. P. 1936.
- [17] *Carvalho S.A., de Araujo L.E.E.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. N 5. P. 053825.
- [18] *Wan R.-G., Kou J., Jiang L., Jiang Y., Gao J.-Y.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 83. N 3. P. 033824.
- [19] *Carvalho S.A., de Araujo L.E.E.* // Phys. Rev. A. 2011. V. 84. N 4. P. 043850.
- [20] *Xie B., Cai X., Xiao Z.-H.* // Opt. Com. 2012. V. 285. N 2. P. 133.
- [21] *Ya-Bin D., Yao-Hua G.* // Chin. Phys. B. 2014. V. 23. N 7. P. 074204.