

Лазерное управление охлажденными атомами в фотонных кристаллах

А.В.Тарасишин*, А.М.Жёлтиков**, С.А.Магницкий*, В.А.Шуваев*

Исследована возможность использования фотонных кристаллов с дефектом решетки для лазерного управления охлажденными атомами. Найдена конфигурация фотоннокристаллической решетки и дефекта, при которой в дефектной моде фотонного кристалла формируется распределение потенциала, позволяющее осуществлять каналирование охлажденных атомов вдоль дефекта решетки за счет действующей на атомы дипольной силы. На основе приведенных оценок показано, что фотонные кристаллы с дефектом кристаллической решетки позволяют реализовать управление атомами с существенно более высокими поперечными температурами и достичь гораздо более высокой степени локализации атомов в поперечном направлении, чем полые волноводы.

Ключевые слова: охлажденные атомы, фотонные кристаллы, каналирование атомов.

Введение

В последние годы наблюдается устойчивый рост интереса к свойствам фотонных кристаллов [1–3], наиболее важными из которых являются наличие фотонных запрещенных зон (ФЗЗ) в дисперсионном соотношении подобных структур, а также возможности локализации электромагнитного поля в фотонных кристаллах. Эти и другие замечательные свойства фотонных кристаллов открывают новые пути решения многих фундаментальных задач лазерной физики и нелинейной оптики, а также представляются чрезвычайно важными для многочисленных приложений, связанных с созданием оптических элементов для формирования сверхкоротких лазерных импульсов [4] и управления их параметрами [5], а также с разработкой оптических переключателей [6, 7], линий задержки [8], фильтров [9], ультрарефрактивных призм [9, 10], компрессоров световых импульсов [11] и элементов микроскопии ближнего поля [12].

В настоящей работе мы рассмотрим возможности использования фотонных кристаллов с дефектом решетки для лазерного управления охлажденными атомами. Путем надлежащего выбора конфигурации фотоннокристаллической решетки и дефекта удалось сконструировать потенциал, дипольное взаимодействие атомов с которым позволяет осуществить каналирование охлажденных атомов.

Основные преимущества предлагаемого метода управления атомами связаны с высокой степенью их локализации, возможностью управления атомами с гораздо более высокими поперечными температурами, чем в случае полых волноводов, а также с уменьшением вероятно-

сти спонтанного излучения на длинах волн, лежащих в области фотонной запрещенной зоны.

1. Процедура расчета

Для исследования распределения поля в ФЗЗ-структурах использовалась численная процедура, основанная на прямом интегрировании уравнений Максвелла методом конечных разностей (техника FDTD) [13]. В настоящее время данный подход получает все более широкое распространение для исследования фотонных кристаллов. В частности, этот метод позволил проанализировать оптическое переключение [7] и формирование предельно коротких световых импульсов в одномерных ФЗЗ-структурах [4, 11], а также исследовать распространение и локализацию света в двумерных фотонных кристаллах [12, 14]. Процедура расчета распределения поля в двумерных фотонных кристаллах с дефектом решетки, основанная на использовании прямого интегрирования уравнений Максвелла методом конечных разностей, подробно обсуждается в работе [15].

Решение начальных и начально-краевых волновых задач для областей с конечными пространственными размерами (фотонные кристаллы конечных размеров) сопряжено с рядом трудностей. Дело в том, что электромагнитная волна, достигнув границы исследуемой пространственной области, зеркально отражается от нее и попадает обратно в область вычислений, тем самым искажая действительное распределение электромагнитного поля. В связи с этим граничные условия надо сформулировать так, чтобы световая волна, достигшая границы, полностью поглощалась ею без отражения обратно.

К сожалению, для двух- и трехмерных задач не существует идеально поглощающих и достаточно простых граничных условий. В наших расчетах использовались поглощающие граничные условия второго рода [16], позволяющие существенно снизить влияние отражения от границ на точность численных расчетов:

*Международный учебно-научный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы; e-mail: taras@mem3.phys.msu.su

**Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial y \partial t} - \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right) E_z(\mathbf{r}, t) \Big|_{y=-L/2, L/2} = 0, \quad (1)$$

где L – длина области вычислений по координате y , совпадающей с направлением распространения лазерного излучения. Электрическое поле в падающей волне поляризовано вдоль оси z , перпендикулярной плоскости симметрии кристалла xy . Вдоль оси y кристалл имеет размеры порядка $10a$, где a – период решетки. Для каналирования вдоль оси y лазерного излучения с частотой, лежащей в области запрещенных фотонных энергий, в решетку фотонного кристалла вводится линейный дефект. Поскольку предполагается, что вдоль оси x кристалл имеет неограниченные размеры, совместно с поглощающими граничными условиями (1) нами были использованы периодические граничные условия

$$\begin{aligned} H_x \left(-\frac{A}{2}, y, z, t \right) &= H_x \left(\frac{A}{2}, y, z, t \right), \\ H_y \left(-\frac{A}{2}, y, z, t \right) &= H_y \left(\frac{A}{2}, y, z, t \right), \\ E_z \left(-\frac{A}{2}, y, z, t \right) &= E_z \left(\frac{A}{2}, y, z, t \right), \end{aligned} \quad (2)$$

где A – период сверхрешетки вдоль оси x . Так как глубина проникновения световой волны в фотонный кристалл меньше или порядка периода решетки кристалла, то в случае, если частота волны находится в области запрещенных фотонных энергий, для моделирования задачи каналирования электромагнитного излучения вдоль линейного дефекта достаточно использовать A в диапазоне $(5 - 10)a$.

Для проверки эффективности граничных условий проводились численные эксперименты по отражению жестко сфокусированных коротких импульсов. Эти расчеты показали, что для гауссова пучка с диаметром порядка длины волны коэффициент отражения по амплитуде при угле падения 45° составляет не более 3%, что согласуется с результатами расчетов, выполненных авторами [16] для плоской монохроматической волны.

В качестве объекта исследования была выбрана структура, состоящая из переменного числа периодов (от пяти до десяти) цилиндрических воздушных пор, образующих треугольную решетку в матрице кремния. Для локализации атомов в центре дефекта кристаллической решетки необходимо сконструировать потенциал, имеющий изолированный экстремум в некоторой области внутри дефекта. Данная задача может быть решена при помощи двумерного фотонного кристалла со сложной геометрией дефекта кристаллической решетки, показанной на рис.1. При этом предполагается, что электромагнитное поле фокусируется при помощи цилиндрической линзы, ось которой направлена вдоль направления отверстий двумерного фотонного кристалла (рис. 1).

2. Результаты и обсуждение

Результаты расчета распределения интенсивности электрического поля в дефектной моде фотонного кристалла представлены на рис.2. Видно, что при введении дефекта фотоннокристаллической решетки электрическое поле в дефектной моде спадает более чем на пять

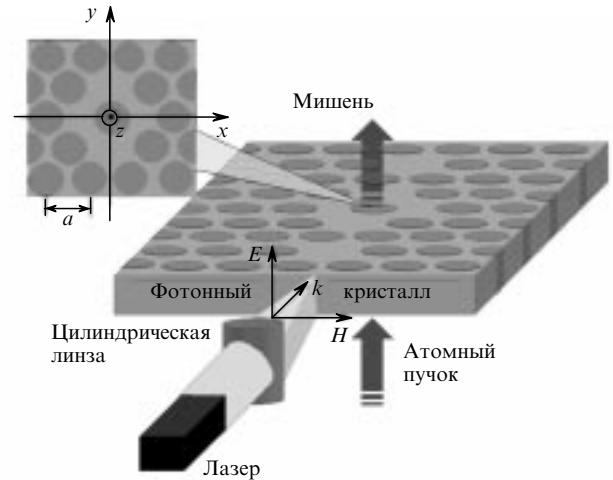


Рис.1. Схема лазерного управления охлажденными атомами в дефектной моде двумерного фотонного кристалла. На вставке – конфигурация кристаллической решетки и дефекта.

порядков на пространственном масштабе менее длины волны лазерного излучения. С физической точки зрения возникновение таких больших градиентов поля в ФЗС-структуре со сложной геометрией дефекта фотоннокристаллической решетки, изображенной на рис.1, связано со следующими факторами.

Поле электромагнитной волны с частотой, попадающей в запрещенную зону фотонного кристалла, локализуется в дефектной моде фотонного кристалла в области размером порядка длины волны (см. также [14, 15]). Одновременно имеет место вытеснение электромагнитного поля из центрального отверстия дефектной области фотонного кристалла в область с большим показателем преломления (см. вставку на рис.1). Характерный пространственный масштаб градиента поля при переходе из области с высоким показателем преломления ϵ в область с низким показателем преломления (в нашем случае это воздух) может быть оценен как $\lambda/[2\pi(\epsilon - 1)^{1/2}]$, где λ – длина волны. Данная оценка качественно объясняет высокие градиенты электромагнитного поля, реализуемые в предложенной структуре.

Оценим характерные параметры потенциала, создаваемого в рассматриваемой структуре в случае двухуровневого атома. Глубина потенциальной ямы U , в которой

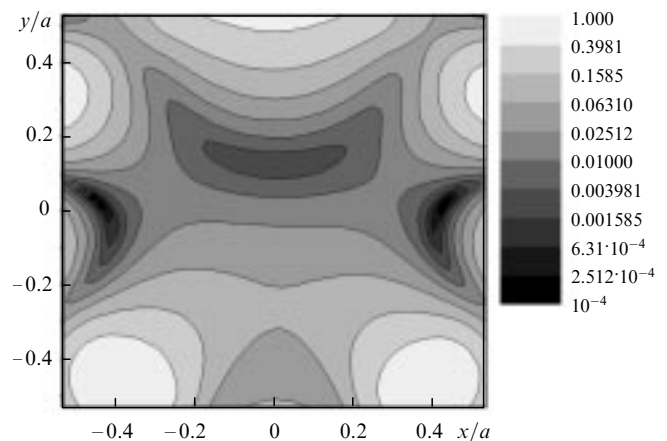


Рис.2. Распределение интенсивности электрического поля в двумерном кристалле с дефектом кристаллической решетки. Уровнями серого цвета представлены средние значения квадратов электрического поля, нормированные на их максимальные значения.

оказывается двухуровневый атом в подобной структуре под действием управляющего поля с высокочастотной отстройкой от резонансного перехода, может быть вычислена с помощью следующей формулы [17]:

$$U = \hbar\Omega \ln \left[1 + \frac{I}{I_{\text{sat}}} \frac{\gamma_n^2/4}{\Omega^2 + \gamma_n^2/4} \right], \quad (3)$$

где I – интенсивность лазерного пучка на краях дефекта (максимальная интенсивность); I_{sat} – интенсивность насыщения атомного перехода; $\Omega = \omega - \omega_0 - kv_z$ – отстройка от резонанса (высокочастотная отстройка в нашем случае); γ_n – естественная ширина линии.

При переходе $6^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$ атомов цезия (длина волны перехода 852 нм) управление атомами в рассматриваемой конфигурации может быть осуществлено с помощью квазинепрерывного излучения лазера на титанате сапфира с длиной волны 852 нм и мощностью до 1 Вт. Предположим, что для реализации управления атомами на длине порядка 1 см лазерный пучок фокусируется цилиндрической линзой (рис. 1) в пятно с размерами $10^{-4} \times 1$ см. При указанных параметрах имеем $I = 10^4$ Вт/см². Учитывая, что для рассматриваемого перехода атомов цезия $I_{\text{sat}} = 1.06$ мВт/см², получаем $I/I_{\text{sat}} = 10^7$.

Таким образом, представленное на рис. 2 распределение интенсивности светового поля открывает возможность управления охлажденными атомами, т. к. позволяет локализовать двухуровневый атом в двух измерениях. Наличие компоненты скорости атомов вдоль оси z в таких условиях приведет к дрейфу атомов в этом направлении.

Отметим, что глубина потенциала (3) максимальна при $\Omega \approx 1.6 \cdot 10^3 \gamma_n/2$. Для цезия $\gamma_n = 5$ МГц, откуда получаем глубину потенциала $U \approx 6.35 \cdot 10^{-25}$ Дж и поперечную температуру атомов $T = U/k = 460$ мК, что соответствует максимальной поперечной скорости атомов $v_m = (2U/m)^{1/2} = 2.3$ м/с.

Выполненные оценки позволяют заключить, что фотонные кристаллы с дефектом кристаллической решетки дают возможность реализовать управление атомами с существенно более высокими поперечными температурами, чем полые волноводы [18, 19]. Еще одно принципиальное преимущество использования фотоннокристаллических структур для управления атомами связано с возможностью уменьшения вероятности спонтанного излучения управляемых атомов на длинах волн, лежащих в области ФЗЗ.

При рассмотренной в данной работе геометрии лазерного управления с цилиндрической фокусировкой (см. рис. 1) атомные диполи ориентируются в направлении, перпендикулярном плоскости периодичности фотонного кристалла xy . Поскольку частота атомного перехода находится в области запрещенной зоны фотонных энергий, плотность состояний электромагнитного поля с поляризацией вдоль оси z равна нулю, что в силу «золотого правила» Ферми приводит к увеличению времени жизни атома в возбужденном состоянии.

Данный эффект позволяет рассчитывать на существенное увеличение времени удержания атомов вблизи минимума потенциальной ямы в дефектных модах фотонных кристаллов и обеспечивает необходимые условия для исследования эффектов квантовой электродинамики, возникающих при взаимодействии атома с электромагнитным излучением.

Наконец, отметим, что степень локализации атомов в дефектных модах фотонных кристаллов существенно выше, чем степень локализации атомов в полых волноводах, характерный диаметр которых обычно составляет несколько десятков микрон. С другой стороны, следует признать, что предложенная схема управления охлажденными атомами представляется гораздо более труднореализуемой экспериментально и не обеспечивает таких больших длин каналирования атомов, какие могут быть достигнуты при использовании полых волноводов.

Заключение

Таким образом, фотонные кристаллы с дефектом решетки могут быть использованы для лазерного управления охлажденными атомами. Прямое интегрирование уравнений Максвелла методом конечных разностей показывает, что подобные структуры позволяют достичь локализации электромагнитного поля в пространственной области размером менее оптической длины волны.

Выполненный анализ дал возможность найти конфигурацию фотоннокристаллической решетки и дефекта, при которой формируется потенциал, позволяющий реализовать каналирование охлажденных атомов вдоль дефекта фотонного кристалла за счет действующей на атомы дипольной силы и дрейфа атомов вдоль линий постоянной амплитуды и постоянной фазы поля.

Фотонные кристаллы с дефектом кристаллической решетки позволяют реализовать управление атомами с существенно более высокими поперечными температурами и достичь гораздо более высокой степени локализации атомов в поперечном направлении, чем полые волноводы. Наряду с транспортировкой атомов и фильтрацией охлажденных атомов рассмотренные в данной работе фотоннокристаллические элементы представляются чрезвычайно перспективными для исследования квантовоэлектродинамических аспектов взаимодействия атомов с модами микрорезонаторов, а также реализации идей квантовых вычислений.

Один из авторов (А.М. Жёлтиков) признателен Д. Мешедде и В. Гомеру за полезные дискуссии. Работа выполнена при поддержке гранта № 00-15-99304 Президента Российской Федерации и гранта РФФИ № 00-02-17567.

1. Yablonovitch E. *J. Opt. Soc.* 843
2. Amer. B., 10, 283 (1993).
3. Joannopoulos J., Meade R., Winn J. *Photonic crystals: molding the flow of light* (Princeton, Princeton Univ., 1995).
4. Soukoulis C. *Photonic band gap materials* (Dordrecht, Kluwer Academic, 1996).
5. Желтиков А.М., Коротеев Н.И., Магницкий С.А., Тарасишин А.В. *Квантовая электроника*, 25, 885 (1998).
6. Желтиков А.М., Коротеев Н.И., Магницкий С.А., Тарасишин А.В. *Изв. РАН. Сер. физич.*, 65, 717 (1999).
7. Scalora M., Dowling J.P., Bowden C.M., Bloemer M.J. *Phys. Rev. Letts*, 73, 1368 (1994).
8. Tran P. *Optics Letts*, 21, 1138 (1996); Scholz S., Hess O., Rühle R. *Opt. Express*, 3, 29 (1998).
9. Scalora M., Flynn R.J., Reinhardt S.B., Fork R.L., Bloemer M.J., Tocci M.D., Bowden C.M., Ledbetter H., Bendickson J., Dowling J.P., Leavitt R.P. *Phys. Rev. E*, 54, R1078 (1996).
10. Zheltikov A.M., Naumov A.N., Barker P., Miles R.B. *Opt. Spectrosc.*, 89, 309 (2000).
11. Lin S.-Y., Nietala V.M. et al. *Optics Letts*, 21, 1771 (1996).
12. Koroteev N.I., Magnitskii S.A., Tarasishin A.V., Zheltikov A.M. *Optics Commns*, 152, 191 (1999).

13. Magnitskii S.A., Tarasishin A.V., Zheltikov A.M. *Appl.Phys.B*, **69**, 497 (1999).
14. Taflove A. *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method* (Norwood, MA, Artech House, 1995).
15. Желтиков А.М., Магницкий С.А., Тарасишин А.В. *Письма ЖЭТФ*, **70**, 323 (1999).
16. Желтиков А.М., Магницкий С.А., Тарасишин А.В. *ЖЭТФ*, **118**, 234 (2000).
17. Engquist B., Majda A. *Math.Comput.*, **31**, 629 (1977).
18. Ashkin A. *Phys.Rev.Letts*, **40**, 729 (1978).
19. Ol'shanii M.A., Ovchinnikov Yu.B., Letokhov V.S. *Optics Comms*, **98**, 77 (1993).
20. Renn M.J., Montgomery D., Vdovin O., Andreson D.Z., Wieman C.E., Cornell E.A. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 3253 (1995).

A.V.Tarasishin, A.M.Zheltikov, S.A.Magnitskii, V.A.Shuvaev. Laser control of cooled atoms in photonic crystals.

The possibility of usage of photonic crystals with defect of the lattice for laser control of cooled atoms is shown. The configuration of photonic crystal with defect, at which in the defect mode of photonic crystal the potential distribution permitting to realize a channeling of cooled atoms along defect of the lattice due to the dipole force, affecting on atoms, is found. On the basis of the estimations it is shown, that the photonic crystals with defect of the lattice allow to implement the control of atoms with much higher transversal temperatures and to achieve much higher localization of atoms in a transverse direction, than allow the hollow wave-guides.

ПОПРАВКИ

А.А.Пикулев. Конкуренция генерационных линий в газовых лазерах («Квантовая электроника», 2000, т.30, №8, с.675–680).

В статье допущены следующие опечатки:

1. На с.678 в левой колонке в 13-й, 15-й и 17-й строках снизу вместо I_{lj} следует читать I_{li} .
2. В табл.2 вместо уровня $3p[3/2]_1$ следует читать $3p[1/2]_1$.

А.М.Бойченко, С.И.Яковленко. О возможности получения генерации на ионных молекулах Ne^+Ar при накачке инертных газов жестким ионизатором («Квантовая электроника», 2000, т.30, №8, с.681–686).

В статье допущена следующая опечатка: на с.682 в правой колонке в 5-й строке сверху вместо

$$v[\text{Kr}] \sim k_d N_e^2 \sim 10^3 \text{ c}^{-1}$$

следует читать

$$v[\text{Kr}] \sim k_d N_e^2, v \sim 10^3 \text{ c}^{-1}.$$