

# Атомная нанооптика на основе фотонных точек и фотонных дырок

В. И. Балыкин, В. В. Климов\*<sup>1)</sup>, В. С. Летохов

Институт спектроскопии РАН, 142190 Троицк, Московская обл., Россия

\*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 3 июня 2003 г.

Найдены и проанализированы новые типы световых полей, локализованных в нанометровых областях пространства. Рассматривается возможность применения таких нано локализованных полей в атомной оптике для целей фокусировки и локализации атомов.

PACS: 32.80.Lg, 39.25.+k, 42.25.Fx, 81.16.Ta

Атомная оптика – это новый тип оптик (наряду с фотонной, электронной и нейтронной оптикой), которая возникла в последние 20 лет в результате исследования по воздействию электромагнитного излучения на пространственное движение атомов [1–5]. Атомная оптика подразделяется на два типа: (а) атомная оптика на основе механических микро- и наноструктур (например, зонные пластинки) и (б) атомная оптика на основе использования лазерного излучения, а также статических электрических и магнитных полей. К кругу физических вопросов, которые исследует и решает атомная оптика, относятся исследования по взаимодействию атомов с поверхностями и электромагнитными полями с целью нахождения таких потенциалов взаимодействия, которые обеспечивают контролируемые воздействия на пространственное движение атомов: дифракция атомных волн и их интерференция, фокусировка атомных волн, зеркальное отражение, локализация атомов в ограниченной области пространства (атомные ловушки), а также увеличение фазовой плотности атомных ансамблей.

Атомная оптика на основе лазерных полей имеет ряд ограничений как принципиального, так и технического характера, которые возникают из-за пространственной “нелокализации” лазерных световых полей. “Нелокализация” лазерного светового поля приводит к “нелокализации” элементов атомной оптики. Следствием этого является несовершенство элементов атомной оптики: абберации атомных линз, низкая эффективность дифракции атомных волн, ограничения на контраст интерференционных полос в атомных интерферометрах и т.д.

Из общих физических соображений ясно, что использование пространственно локализованных потенциалов является более предпочтительным для построения элементов атомной оптики. К настоящему времени известно только два типа лазерных полей, достаточно хорошо локализованных в пространстве: а) поверхностная световая волна (evanescent wave), которая возникает при полном внутреннем отражении света (одномерная локализация света) и б) световое поле, возникающее при дифракции света на структурах, с характерными размерами меньше длины волны света. Наиболее известным примером второго вида локализованного светового поля является поле, возникающее при дифракции на малом по сравнению с длиной волны отверстии в идеально проводящем экране. При этом вблизи отверстия образуется локальный трехмерный максимум поля, размеры которого определяются в основном размером малого отверстия [6–8].

Существенным недостатком поля, локализованного вблизи одиночного отверстия, является тот факт, что это поле неразрывно связано с полем сопутствующей стоячей волны. При движении атома в этой области возможны процессы спонтанного распада, которые во многих случаях являются нежелательными для задач атомной оптики. В данной работе предлагаются и исследуются новые типы пространственно локализованного лазерного светового поля с характерным пространственным размером в нанометровом диапазоне, которые свободны от указанного недостатка. Рассматривается возможность применения такого *нанополя* для задач атомной оптики – *атомной нанооптики*.

Схема получения пространственно локализованного светового *нанополя* изображена на рис.1а. Два плоских проводящих экрана, с расстояниями между плоскостями порядка или меньше длины волны све-

<sup>1)</sup>e-mail: vklim@sci.lebedev.ru

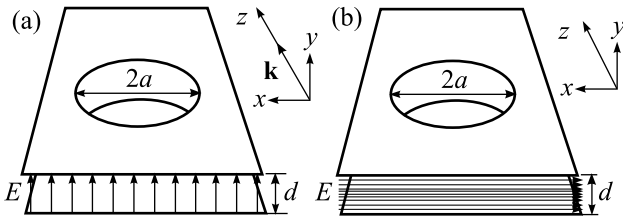


Рис.1. Геометрия образования “фотонной дырки” (а) и “фотонной точки” (б) наноотверстиями в плоском оптическом волноводе, образованном двумя проводящими плоскостями

та,  $d \leq \lambda$ , образуют плоский двумерный волновод для вводимого в него сбоку лазерного излучения. Как известно [9], для волновода, состоящего из двух параллельных идеально проводящих плоскостей, существуют решения уравнений Максвелла, допускающие распространение излучения в волноводе при сколь угодно малой его толщине  $d$ , в том числе и при толщине, существенно меньшей длины волны излучения. Это решение внутри волновода совпадает с плоской волной с вектором напряженности электрического поля, направленного перпендикулярно плоскостям. Фактически, такая система является двухпроводной линией и обеспечивает двумерную нанометровую локализацию света [9].

Пусть теперь в проводящем экране образованы два малых соосных отверстия с радиусом  $a \ll \lambda$  (рис.1). Если диаметры отверстий существенно меньше длины волны вводимого излучения, то излучение практически не выходит через эти отверстия, но вблизи каждого отверстия распространяющееся вдоль волновода излучение будет сильно модифицировано. Фактически, вблизи отверстий происходит уменьшение поля в области с характерным пространственным размером порядка диаметра отверстия, то есть существенно меньшим  $\lambda$ , где  $\lambda$  – длина волны излучения. Объем такой области порядка  $V \sim a^2 d \ll \lambda^3$ . Такого рода модификацию поля естественно назвать “фотонной дыркой” (photon hole).

Нахождение распределения электромагнитного поля вблизи отверстий в стенках волновода является сложной задачей электродинамики. В рассматриваемом частном случае наноотверстия ( $a \ll \lambda$ ) задача сводится к квазистатической. Действительно, пусть волна распространяется вдоль оси  $Z$ , как показано на рис.1а, и поляризована вдоль оси  $Y$ . Тогда ненулевые компоненты поля (для бегущей волны) в случае отсутствия отверстий будут иметь вид

$$E_y = E_0 e^{i(kz - \omega t)}, \quad H_x = -E_0 e^{i(kz - \omega t)}, \quad (1)$$

где  $k = \omega/c$ .

В случае присутствия малых отверстий в первом приближении эта задача сводится к квазистатической задаче. Общее решение этой задачи сводится к решению интегрального уравнения для плотности заряда на плоскостях [10]. Если толщина волновода  $d$  больше диаметра отверстия,  $\lambda > d \gg a$ , то взаимным влиянием отверстий можно пренебречь, и задача сведется к суперпозиции полей, обусловленных дифракцией на одном отверстии. Задача о модификации однородного поля проводящей плоскостью с круглым отверстием имеет аналитическое решение [11]. В результате выражение для потенциала  $\varphi$ , описывающего электрическое поле вблизи отверстия  $\mathbf{E} = -\nabla\varphi$ , принимает вид

$$\varphi(r, y) = \varphi^+ \left( r, y - \frac{d}{2} \right) + \varphi^- \left( r, y + \frac{d}{2} \right),$$

$$\varphi^\pm(r, y) = -\frac{E_0}{2}(y \mp d) \pm \frac{E_0}{\pi} |y| \left( \frac{1}{\mu(r, y)} + \arctg \mu(r, y) \right), \quad (2)$$

$$\mu(r, z) =$$

$$\left[ \frac{1}{2} \left( \frac{r^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} - 1 \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\left( \left( \frac{r^2}{a^2} + \frac{y^2}{a^2} - 1 \right)^2 + 4 \frac{y^2}{a^2} \right)} \right]^{1/2},$$

где  $r^2 = x^2 + z^2$ .

На рис.2 показано распределение эквипотенциальных линий (2) и плотности энергии электрического поля, пропорциональной  $\mathbf{E}^2 = (\nabla\varphi)^2$ . Из рис.2 видно, что действительно в окрестности отверстий образуется “фотонная дырка”, точнее говоря, “фотонное седло” с характерными размерами, определяемыми размерами отверстия и толщиной волновода.

Рассмотрим теперь еще один способ локализации полей в нанометровых областях (рис.1б). Этот способ является обобщением локализации вблизи отверстия [8], но не имеет недостатка, связанного с присутствием поля стоячей волны. Для этого снова рассмотрим две идеально проводящих плоскости с отверстиями, но расположим плоскости на расстоянии  $d = \lambda/2$ . В этом случае в отсутствие отверстия имеется решение  $(TE_{01})$ , ненулевые компоненты которого описываются выражениями

$$E_{0,x} = -2i \cos \left( \frac{\pi}{d} y \right) e^{-i\omega t}, \quad (3)$$

$$H_{0,z} = 2 \sin \left( \frac{\pi}{d} y \right) e^{-i\omega t}.$$

С физической точки зрения решение (3) соответствует стоячей волне между плоскостями с волновым вектором, перпендикулярным плоскостям (вдоль оси  $Y$ ). В то же время, (3) является частью стоячей волны,

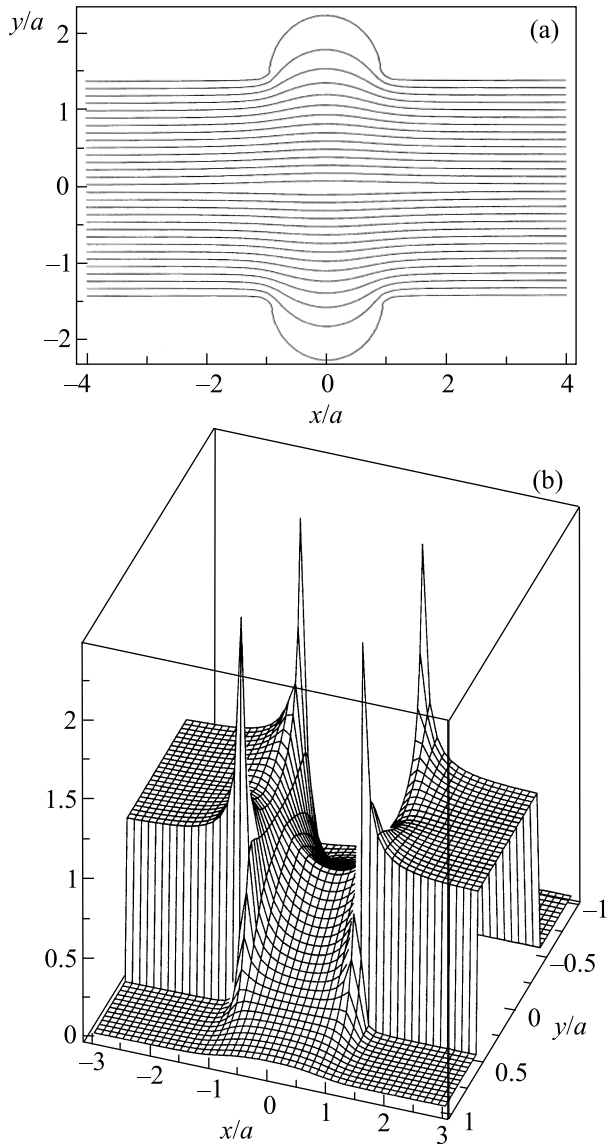


Рис. 2. Изолинии потенциала (2), описывающего “фотонную дырку” при  $a/d = 1/3$  (a) и зависимость интенсивности электромагнитного поля для “фотонной дырки” при  $a/d = 1$  (b)

образующейся при отражении плоской волны, нормально падающей на одну из плоскостей. В силу условия  $d = \lambda/2$  другая плоскость попадает в узел этой стоячей волны и не оказывает на нее влияния.

Если отверстия малы по сравнению с длиной волны  $a \ll d = \lambda/2$ , то их влияние не зависит друг от друга и можно воспользоваться решением задачи о дифракции на одном отверстии [6–8]. В случае циркулярной поляризации для компонент поля имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_0 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(1, 0, i)2i \cos \frac{\pi}{d}y \quad \left(-\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2}\right), \\ \mathbf{H}_0 &= -\frac{1}{\sqrt{2}}(i, 0, -1)2 \sin \frac{\pi}{d}y \quad \left(-\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2}\right), \end{aligned} \quad (4)$$

и средний по времени квадрат электрического поля, модифицированного присутствием отверстий, примет вид

$$\langle E^2 \rangle = \left(\frac{a}{3d}\right)^2 W, \quad (5)$$

$$W = \left\{ A\left(r, \left|y + \frac{d}{2}\right|\right)^2 + \left(A\left(r, \left|y + \frac{d}{2}\right|\right) + B\left(r, \left|y + \frac{d}{2}\right|\right)\right)^2 + C\left(r, \left|y + \frac{d}{2}\right|\right)^2 \right\} \quad (y < -d/2),$$

$$W = \left\{ 18\pi^2 \frac{\cos^2 \frac{\pi}{d}y}{(ka)^2} + 6\pi \frac{\cos \frac{\pi}{d}y}{ka} (2\hat{A} + \hat{B}) + \hat{A}^2 + (\hat{A} + \hat{B})^2 + \hat{C}^2 \right\} \quad \left(-\frac{d}{2} < y < \frac{d}{2}\right),$$

$$W = \left\{ A\left(r, \left|y - \frac{d}{2}\right|\right)^2 + \left(A\left(r, \left|y - \frac{d}{2}\right|\right) + B\left(r, \left|y - \frac{d}{2}\right|\right)\right)^2 + C\left(r, \left|y - \frac{d}{2}\right|\right)^2 \right\} \quad (y > d/2),$$

где

$$\begin{aligned} \hat{A} &= A\left(r, \left|y - \frac{d}{2}\right|\right) + A\left(r, \left|y + \frac{d}{2}\right|\right), \\ \hat{B} &= B\left(r, \left|y - \frac{d}{2}\right|\right) + B\left(r, \left|y + \frac{d}{2}\right|\right), \\ \hat{C} &= C\left(r, \left|y - \frac{d}{2}\right|\right) + C\left(r, \left|y + \frac{d}{2}\right|\right) \end{aligned} \quad (6)$$

и

$$\begin{aligned} A(r, y) &= R^- \left( \frac{2a^2}{R^*} + 2 - \frac{y^2}{r^2} \right) + ya \left( \frac{R^+}{r^2} - \frac{3}{a^2} \operatorname{arctg} \left( \frac{1}{R^+} \right) \right), \\ B(r, y) &= R^- \left( \frac{2y^2}{r^2} - \frac{2r^2 - y^2}{R^*} \right) + yR^+ a \left( \frac{1}{R^*} - \frac{2}{r^2} \right) + \frac{3yr^2 R^+}{aR^*(1 + R^{+2})}, \\ C(r, y) &= \frac{2arR^+}{R^*(1 + R^{+2})}, \\ R^* &= ((r^2 + y^2 - a^2)^2 + 4a^2 y^2)^{1/2}, \\ R^\pm &= \left( \frac{R^* \pm (r^2 + y^2 - a^2)}{2a^2} \right)^{1/2}. \end{aligned} \quad (7)$$

На рис.3 показано распределение интенсивности поля вблизи отверстий плоского волновода и внутри волновода для случая, когда толщина волновода равна половине длине волны, а радиус отверстия

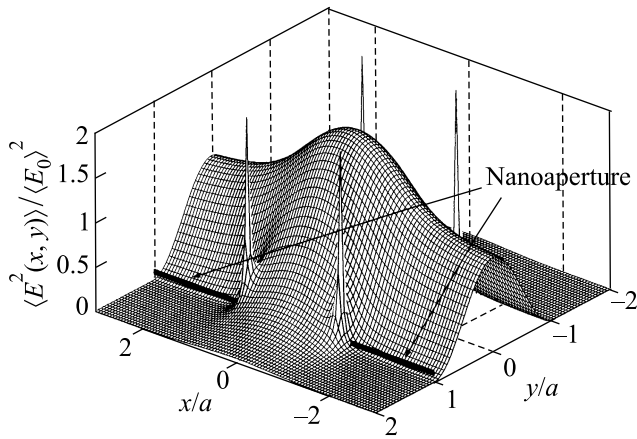


Рис.3. Зависимость интенсивности электромагнитного поля для “фотонной точки” при  $a/d = 0.5$

$a = \lambda/4$ . Как видно из рисунка, поле спадает достаточно быстро вне волновода в направлении, перпендикулярном к плоскости волновода, имеет максимум в середине волновода, то есть образуется “фотонная точка” (photon dot). Характерный объем такой “фотонной точки”  $V \sim \frac{\lambda}{2} a^2 \ll \lambda^3$ . Острые пики интенсивности поля вблизи края апертуры возникают из-за предположения о бесконечной проводимости стенок волновода. В волноводах с конечной проводимостью стенок амплитуда пиков будет не столь сильно выражена. Очень важно заметить, что величина максимума (отсчитываемого относительно случая отсутствия отверстий) при  $x = y = 0$  вдвое превышает величину максимума в случае одного отверстия. Это обстоятельство обусловлено конструктивной интерференцией полей, рассеянных отверстиями, и позволяет использовать меньшие поля, по сравнению со случаем одиночного отверстия.

Рассмотрим два применения пространственно локализованного светового поля – “фотонных точек” и “фотонных дырок” для фокусировки и для локализации атомов.

**Атомная линза.** Рассмотрим сначала возможность использования локализованных полей для фокусировки атомных пучков градиентной силой, которая пропорциональна интенсивности электрического поля. При положительной расстройке частоты лазерного излучения относительно частоты излучения атома атом выталкивается в область более слабых полей, в то время как в случае отрицательных расстройек частоты атом втягивается в область более сильных полей.

В случае “фотонной дырки” нанометровая область слабых полей окружена сильным полем внутри волновода и, при положительной расстройке частоты, про-

летающий через дырки атом будет притягиваться к оси системы, то есть будет происходить фокусировка. Как уже отмечалось, чрезвычайно важно, что основное движение фокусируемых пучков происходит в области слабых полей и поэтому вероятность спонтанных распадов, приводящих к дефокусировке пучка, в этом случае чрезвычайно мала.

“Фотонная точка” при отрицательной расстройке частоты втягивает в себя атомы, и таким образом снова происходит фокусировка. В случае “фотонной точки” атом движется через область поля с повышенной интенсивностью и поэтому вероятность спонтанных распадов здесь выше, чем в случае “фотонной дырки”. Однако время пролета через нанометровые области мало и влиянием спонтанных распадов на фокусировку снова можно пренебречь.

Теория фокусировки атомных пучков областями как с максимумами, так и с минимумами напряженности поля хорошо разработана. В частности, в работах [12, 13] показано, что при пренебрежении спонтанными распадами возможно сфокусировать атомный пучок в область диаметром порядка длины волны де Бройля атомов, что в случае тепловых пучков составляет величину порядка нескольких ангстрем. Эти результаты полностью применимы и к нашим “фотонным точкам” и “фотонным дыркам”, так как в нашем случае спонтанными распадами можно пренебречь.

**Атомная ловушка.** Предлагаемые конфигурации оптических полей в силу симметрии имеют точки экстремума, где градиентная сила равна нулю. Конфигурации таких полей естественно рассматривать как возможные ловушечные конфигурации. При этом конфигурация “фотонной точки” является устойчивой и истинно трехмерной (рис.3), с характерным объемом порядка  $a^2 \lambda/2 \ll \lambda^3$ . Глубина такой ловушки вдвое глубже глубины ловушки с одной дыркой [8].

Экстремальная точка “фотонной дырки” является седловой (см. рис.2b) и в случае положительной расстройки радиальное движение устойчиво, а движение вдоль оси неустойчиво. При отрицательной расстройке имеет место обратная ситуация. Однако истинно нанометровый размер “фотонной дырки” (все ее размеры могут быть существенно меньше длины волны!) делает желательным нахождение устойчивой ловушечной конфигурации. Небольшая модификация волновода и использование всегда присутствующего гравитационного поля позволяет создать на основе “фотонной дырки” устойчивую трехмерную ловушечную конфигурацию. На рис.4 показан один из вариантов реализации трехмерной ловушки на основе “фотонной дырки”.

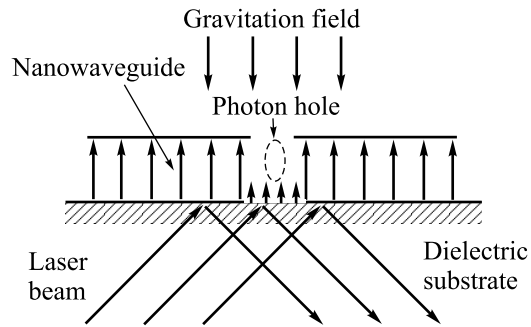


Рис.4. Схема реализации трехмерной ловушечной конфигурации на основе "фотонной дырки" с использованием поверхностной волны, образующейся при полном внутреннем отражении от диэлектрического слоя под волноводом

В предлагаемой схеме "фотонная дырка" с положительной расстройкой частоты обеспечивает локализацию атомов в радиальном направлении. Снизу локализацию атомов обеспечивает экспоненциально спадающее поле, образующееся при полном внутреннем отражении плоской волны с положительной расстройкой частоты. Гравитационное поле обеспечивает локализацию атомов сверху.

Таким образом, обе предлагаемые конфигурации оптических полей обеспечивает 3-мерную локализацию атома в нанометровых областях.

Заметим, что возможно создание большого числа пар отверстий (решетку) и, соответственно, такого же количества локализованных полей (0-мерных "фотонных дырок" и "фотонных точек"). Такая решетка позволяет одновременно управлять множеством атомных пучков. Использование таких решеток, в свою очередь, позволит создавать периодические решетки локализованных атомов с периодом, не зависящим от длины волны света, – "атомные решетки" [14]. Такие периодические решетки могут иметь свойства, сходные с планарными фотонными кристаллами [15], но в отличие от последних они могут объединять как решетки "фотонных точек", так и решетки локализованных атомов. В целом предлагаемый подход наряду с [8, 12, 13] формирует концепцию "атомной нанооптики" – атомной оптики на основе оптических нанополей.

В заключение авторы выражают благодарность проф. В. Г. Миногину, П. Н. Мелентьеву и проф. Ф. Шимицу (Япония) за полезные обсуждения результатов.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке проектов Российского фонда фундаментальных исследований # 02-17014, # 02-16337а, # 02-16592а, программы "Интеграция" и INTAS # "INFO-00-479".

1. V. Balykin and V. Letokhov, *Physics Today* **4**, 23 (1989).
2. C. S. Adams, M. Sigel, and J. Mlynek, *Phys. Rep.* **240**, 143 (1994).
3. V. Balykin and V. Letokhov, *Atom Optics with Laser Light*, Laser Science and Technology, Vol. 18, Harwood Academic Publishers, Australia et al., 1995.
4. P. Meystre, *Atom Optics*, Springer-Verlag N.Y., 2001.
5. *Nanofabrication with Atom Optics*, Special Issue, Eds. P. Meschede and J. Mlynek; *Appl. Phys.* **B70**, №5 (2000).
6. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **66**, 163 (1944); C. J. Bouwkamp, *Philips Research Reports* **5**, 401(1950).
7. V. V. Klimov and V. S. Letokhov, *Opt. Comm.* **106**, 154 (1994).
8. V. V. Klimov and V. S. Letokhov, *Opt. Comm.* **121**, 130 (1995).
9. Л. А. Вайнштейн, *Электромагнитные волны*, М.: Радио и связь, 1988.
10. N. N. Lebedev, *Sov. Phys. Tech. Phys.* **2**, 1943 (1957).
11. M. Szilagy, *Electron and Ion Optics*, Plenum Press, New York and London, 1988.
12. В. И. Балыкин, В. В. Климов, В. С. Летохов, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 219 (1994).
13. V. V. Klimov and V. S. Letokhov, *Laser Physics* **13**, 339 (2003).
14. V. S. Letokhov, in *Trapped Particles and Fundamental Physics*, Eds. S. N. Atutov, R. Calabrese, and L. Moi, Kluwer Acad. Publ., Dordrecht, 2002, p. 11–10.
15. E. Yablonoitch, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2059 (1987); S. John, *Phys. Rev. Lett.* **58**, 2485 (1987).