Письма в ЖЭТФ, том 122, вып. 11, с. 717 – 723

Линейная решетка темных оптических наноловушек в диэлектрическом наноотверстии

В. В. Климов[1)]

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

Институт спектроскопии РАН, 108840 Троицк, Москва, Россия

Поступила в редакцию 5 сентября 2025 г.
После переработки 27 октября 2025 г.
Принята к публикации 29 октября 2025 г.

Мы предлагаем новую концепцию создания линейной решетки темных оптических наноловушек в цилиндрическом наноотверстии в диэлектрике с высокой диэлектрической проницаемостью. Показано, что из-за нарушения поперечности плоских волн в области наноотверстия в нем образуется линейная решетка глубоких 3D темных (blue-detuned) ловушечных конфигураций для нейтральных атомов с характерными размерами менее 50 нм, периодом менее 100 нм и эффективной глубиной более 10 мК при интенсивности 10 кВт/см^2. Предсказываемый эффект может открыть новое направление в области манипуляции холодными атомами и для квантовых вычислений на нейтральных атомах.

DOI: 10.31857/S0370274X25120024

Оптические ловушки для нейтральных атомов представляют собой мощный инструмент современной квантовой физики, открывающий новые возможности в области квантовых вычислений, высокоточных измерений и моделирования сложных квантовых систем. Благодаря своей способности удерживать и манипулировать отдельными атомами с высокой степенью контроля, оптические ловушки стали ключевым элементом в реализации кубитов – базовых единиц квантовой информации [1–3]. В отличие от других платформ квантовых вычислений, таких как сверхпроводящие кубиты [4] или ионные ловушки [5], нейтральные атомы в оптических ловушках обладают длительными временами когерентности и слабым взаимодействием с окружением. В отличие от заряженных ионов, они не подвержены кулоновским шумам, а лазерное охлаждение позволяет минимизировать декогерентизацию [6–8]. Атомные кубиты на основе ридберговских состояний обладают сильными диполь-дипольными взаимодействиями, что позволяет реализовывать двухкубитные гейты с высокой точностью (fidelity) (до 99.5 % [7]). Это делает их конкурентоспособными по сравнению с другими платформами (сверхпроводниковыми кубитами [4], ионами [5]).

Активное развитие технологий оптических пинцетов и двумерных решеток атомов позволило реализовать многокубитные квантовые системы с высокой точностью [9–18]. Например, в [10] было продемонстрировано почти детерминированное заполнение (99 % на каждый узел) массивов оптических ловушек из 1225 узлов. Однако, при создании плотных двумерных и трехмерных конфигураций ловушек в свободном пространстве возникают фундаментальные ограничения, связанные с дифракцией света и оптические ловушки не могут располагаться слишком близко друг к другу.

Действительно, хорошо известно [19], что потенциал градиентной силы, действующей на атом, определяется выражением

$$U \approx \frac{1}{2}\frac{|\boldsymbol{\mu}|^2|\mathbf{E}|^2}{\hbar\Omega}, \qquad (1)$$

где $\boldsymbol{\mu}$ – дипольный момент перехода, а $\Omega = \omega - \omega_0$ обозначает расстройку частоты излучения от частоты перехода в атоме ω_0. Характерные масштабы удерживающего электромагнитного поля $\mathbf{E}$ в свободном пространстве по порядку величины равны длине волны электромагнитного поля и, поэтому, расстояния между ловушками в принципе не могут быть существенно меньше длины волны. В результате, как правило, в ловушечных конфигурациях в свободном пространстве расстояния между атомами имеют величину от 3 до 30 мкм (см., например, [9, 10]).

Такие расстояния между ловушками уменьшают необходимое для квантовых вычислений диполь-дипольное взаимодействие между атомами, и поэтому задача уменьшения расстояний между оптическими ловушками и размеров самих ловушек является

[1)]e-mail: klimov256@gmail.com

чрезвычайно актуальной для дальнейшего прогресса в области атомных квантовых технологий. Для преодоления этих трудностей можно использовать наноструктуры, характерные размеры ближних полей которых будут определяться характерными размерами наноструктур, а не длиной волны в свободном пространстве, и поэтому размеры оптических ловушек и расстояния между ними могут быть в принципе существенно меньше длины волны света в свободном пространстве.

Известен целый ряд работ по созданию оптических ловушечных конфигураций с субволновыми размерами [20–25], но они, как правило, основаны на наноструктурах в металлах и плазмонных эффектах, где возникают проблемы с нагревом образцов.

В данной работе мы предлагаем новый подход к созданию трехмерных массивов темных оптических ловушек на основе наноотверстий в диэлектрических пленках с высоким показателем преломления (Si,Ge, PbTe, GST, Bi_2Te_3 и т.д.), совместимых с CMOS технологиями. Темные ловушки (blue detuned, $\Omega = \omega - \omega_0 > 0$) представляются особенно перспективными для квантовых вычислений с нейтральными атомами, так как в соответствии с (1) в них атомы находятся в области малых оптических полей и не испытывают значительного нагрева (см., например, [25–30]). Использование наноструктурированных диэлектрических пленок кажется весьма перспективным, так как в них поглощение света мало и, следовательно, нагрев мал. Кроме того, диэлектрические пленки с глубокими наноотверстиями можно изготавливать как с помощью обычной электронно-лучевой литографии со стандартной процедурой травления (electron beam lithography and standard etching processes), так и с помощью других методов (решетки наноотверстий в nanoporous anodic aluminum oxide [31] и трековые мембраны [32, 32]). Геометрия рассматриваемой линейной решетки ловушечных конфигураций показана на рис. 1.

Так как пространственная структура оптического потенциала (см. (1)) определяется пространственной структурой оптического поля, то в дальнейшем основное внимание будет уделено именно пространственной структуре электромагнитного поля, а не характеристиками ловушек для конкретных атомов. Полученные результаты имеют общий характер и могут быть использованы для создания решеток ловушек для произвольных атомов.

Физика возникновения системы ловушек связана с тем, что в поперечной стоячей волне

$$\mathbf{E}_0 = E_0/\sqrt{2}(\sin k_D z, i \sin k_D z, 0) \qquad (2)$$

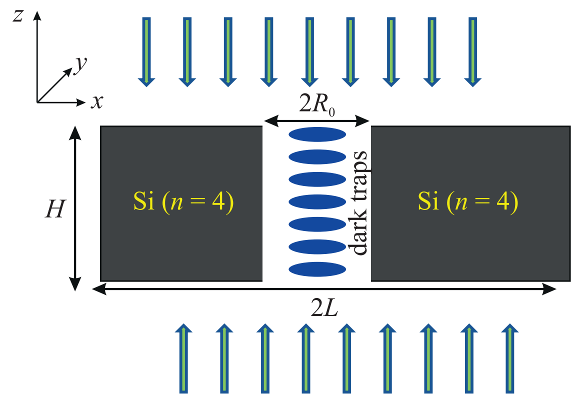

Рис. 1. (Цветной онлайн) На диэлектрическую пленку с цилиндрическим наноотверстием диаметром $2R_0$ и толщиной H с двух сторон нормально падает циркулярно поляризованное излучение, в результате чего в наноотверстии образуется линейная решетка темных (blue detuned) оптических ловушек. Диаметр пленки в горизонтальном направлении $L \to \infty$

в диэлектрике с проницаемостью ε_D и волновым числом $k_D = 2\pi\sqrt{\varepsilon_D}/\lambda_0$ без отверстия имеются плоскости узлов $z = \pi m/k_D = m\lambda_0/2/\sqrt{\varepsilon_D}$, в которых амплитуда поля равна нулю, т.е. имеет место планарная ловушечная конфигурация. Весьма важно, что в (2) z компонента поля равна нулю, то есть поле $\mathbf{E}_0$ поперечно по отношению к оси z. Если в диэлектрике сделать цилиндрическое отверстие вдоль оси z (см. рис. 1), то поперечность поля (2) по отношению к оси z нарушится, и за счет скачка диэлектрической проницаемости на границе диэлектрик-отверстие возникнет отличная от нуля z компонента поля, которая меняет систему планарных ловушечных конфигураций на линейную решетку 3D темных ловушек.

Электрическое поле в диэлектрике с отверстием подчиняется уравнению Максвелла

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)) - k_0^2(\varepsilon_D + \delta\varepsilon(\mathbf{r}))\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = 0, \qquad (3)$$

где ε_D и $\delta\varepsilon(\mathbf{r}) = (1 - \varepsilon_D)\Theta(R_0^2 - x^2 - y^2)$ обозначают диэлектрическую проницаемость сплошного диэлектрика и возмущение диэлектрической проницаемости, которое описывает отверстие с диэлектрической проницаемостью вакуума.

Для оценки возникающего продольного поля δE_z можно воспользоваться теорией возмущений

$$\nabla \times (\nabla \times \delta\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega)) - k_0^2 \varepsilon_D \delta\mathbf{E}(\mathbf{r}, \omega) = k_0^2 \delta\varepsilon(\mathbf{r})\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, \omega). \qquad (4)$$

Решение (4) может быть выражено через функцию Грина в однородном диэлектрике $\overleftrightarrow{\mathbf{G}}^0(\mathbf{r}$:

$$\delta\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi k_D^2} \int \overleftrightarrow{\mathbf{G}}^0(\mathbf{r} - \mathbf{r}') k_0^2 \delta\varepsilon(\mathbf{r}')\mathbf{E}_0(\mathbf{r}')d\mathbf{r}', \qquad (5)$$

где интеграл берется по объему наноотверстия V. Интеграл (5) может быть вычислен аналитически, и для z компоненты поля δE_z, возникающей из-за присутствия наноотверстия, получаем простое аналитическое выражение:

$$\delta E_z = E_0 \frac{(\varepsilon_D - 1)}{2\sqrt{2}\varepsilon_D} \cos k_D z \begin{cases} k_D \rho, & \rho < R_0, \\ k_D R_0^2/\rho, & \rho > R_0, \end{cases} \quad (6)$$

так что полное поле в диэлектрике с учетом только главных членов принимает вид

$$\mathbf{E} \approx E_0/\sqrt{2} \left(\sin k_D z, i \sin k_D z, \frac{(\varepsilon_D - 1)}{2\varepsilon_D} \times \right.$$

$$\left. \times \cos k_D z \begin{cases} k_D \rho, & \rho < R_0, \\ k_D R_0^2/\rho, & \rho > R_0 \end{cases} \right), \quad (7)$$

Сравнивая (2) и (7), можно сделать вывод, что на границе между диэлектриком и отверстием в плоскостях $z = \pi m/k_D = m\lambda_0/2/\sqrt{\varepsilon_D}$, где поле (2) равно нулю, за счет отличия от нуля z компоненты поля в (7) возникают максимумы полного поля, что и приводит к возникновению линейной решетки истинно трехмерных темных ловушек внутри наноотверстия.

Хотя уже выражения (2) и (7) хорошо описывают решетку наноловушек в наноотверстии, для математически строгого доказательства существования эффекта нанолокализованных линейных решеток оптических наноловушек рассмотрим случай наноотверстия в бесконечно толстой пленке ($H \to \infty$), для которой можно найти аналитическое решение на основе суперпозиции электрических (E или TM) и магнитных (H или TE) волн. В случае бесконечно глубокого наноотверстия в бесконечном диэлектрике обычно рассматриваются решения в виде вытекающих волн (leaking waves), которые экспоненциально убывают вдоль направления распространения и возрастают в радиальном направлении [34]. Такие решения не соответствуют реальной экспериментальной ситуации, в которой отверстие возбуждается плоскими циркулярно поляризованными волнами. Поэтому, не ограничивая общности рассмотрения, мы будем рассматривать бесконечное глубокое отверстие ($H \to \infty$) в конечной в поперечном направлении диэлектрической пленке очень больших размеров $L \gg \lambda_0$, на границе которой при $\rho = L$ тангенциальные компоненты электрического поля обращаются в нуль (PEC условие). В этом случае решение получается физичным и согласованным с реальным экспериментом, где ловушки возбуждаются плоской волной, и численными расчетами, которые будут приведены ниже. В этом случае электрический и магнитный потенциалы Герца имеют вид

$$\Pi_{E,\mathrm{Out}} = ie^{i\varphi} \sin(k_z z)(a_{\mathrm{Out},1} I_1(k_{2\rho}\rho) + a_{\mathrm{Out},2} K_1(k_{2\rho}\rho)), \quad (8)$$
$$\Pi_{H,\mathrm{Out}} = ie^{i\varphi} \cos(k_z z)(b_{\mathrm{Out},1} I_1(k_{2\rho}\rho) + b_{\mathrm{Out},2} K_1(k_{2\rho}\rho))$$

вне отверстия и

$$\Pi_{E,\mathrm{In}} = a_{\mathrm{In}} e^{i\varphi} \sin(k_z z) J_1(k_{1\rho}\rho), \qquad \Pi_{H,\mathrm{In}} = b_{\mathrm{In}} e^{i\varphi} \cos(k_z z) J_1(k_{1\rho}\rho) \quad (9)$$

внутри отверстия. В этих выражениях I_1, K_1, J_1 обозначают Бесселевы функции, ρ, φ, z обозначают цилиндрические координаты, k_z обозначает волновое число вдоль оси симметрии системы z, а $k_{1\rho} = \sqrt{k_0^2 - k_z^2}$, $k_{2\rho} = \sqrt{k_z^2 - \varepsilon_D k_0^2}$ обозначают радиальные волновые числа внутри наноотверстия и вне его. Компоненты электромагнитного поля вычисляются по известным формулам [34]

$$(E_\rho, E_\varphi, E_z) = \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial^2 \Pi_E}{\partial\rho\partial z} - \frac{k_0}{\rho}\Pi_H, \frac{i}{\rho}\frac{\partial \Pi_E}{\partial z} - ik_0 \frac{\partial \Pi_H}{\partial \rho}, \frac{\partial^2 \Pi_E}{\partial z^2} + \varepsilon_D k_0^2 \Pi_E \right).$$

Граничные условия при $\rho = R_0$

$$E_{\varphi,\mathrm{in}} = E_{\varphi,\mathrm{out}}, \; E_{z,\mathrm{in}} = E_{z,\mathrm{out}}, \qquad H_{\varphi,\mathrm{in}} = H_{\varphi,\mathrm{out}}, \; H_{z,\mathrm{in}} = h_{z,\mathrm{out}}, \quad (11)$$

и при $\rho = L$

$$E_\varphi = E_z = 0 \quad (12)$$

сводят уравнения Максвелла к линейной однородной системе уравнений для $a_{\mathrm{Out},1}$, $a_{\mathrm{Out},2}$, $b_{\mathrm{Out},1}$, $b_{\mathrm{Out},2}$, a_{In}, b_{In}:

$$a_{\mathrm{In}} w_1^2 J_1(w_1) + iw_2^2(a_{\mathrm{Out},1} I_1(w_2) + a_{\mathrm{Out},2} K_1(w_2)) = 0,$$
$$k_z(ia_{\mathrm{In}} J_1(w_1) + a_{\mathrm{Out},1} I_1(w_2) + a_{\mathrm{Out},2} K_1(w_2)) -$$
$$-k_0(ib_{\mathrm{In}} w_1 J_1'(w_1) + w_2(b_{\mathrm{Out},1} I_1'(w_2) + b_{\mathrm{Out},2} K_1'(w_2)) = 0,$$
$$b_{\mathrm{In}} w_1^2 J_1(w_1) + iw_2^2(b_{\mathrm{Out},1} I_1(w_2) + b_{\mathrm{Out},2} K_1(w_2)) = 0, \quad (13)$$
$$k_0(ia_{\mathrm{In}} w_1 J_1'(w_1) + \varepsilon_D w_2(a_{\mathrm{Out},1} I_1'(w_2) + a_{\mathrm{Out},2} K_1'(w_2))) -$$
$$- k_z(ib_{\mathrm{In}} J_1(w_1) + b_{\mathrm{Out},1} I_1(w_2) + b_{\mathrm{Out},2} K_1(w_2)) = 0,$$
$$a_{\mathrm{Out},1} I_1(u) + a_{\mathrm{Out},2} K_1(u) = 0,$$
$$b_{\mathrm{Out},1} I_1'(u) + b_{\mathrm{Out},2} K_1'(u) = 0,$$

где $w_1 = k_{1\rho} R_0$, $w_2 = k_{2\rho} R_0$, $u = k_{2\rho} L$, а штрих обозначает производную.

Условие совместности (13) позволяет найти собственные значения k_z , а затем и собственные векторы электромагнитного поля. Весьма важно, что постоянная распространения в диэлектрической пленке с отверстием практически не отличается от постоянной распространения в сплошном диэлектрике,

$$k_z \approx k_D, \quad k_z < k_D. \tag{14}$$

Характерное распределение поля, полученное при решении (13) в бесконечно толстой пленке $H \to \infty$ при $\lambda = 589$ нм (^{23}Na), показано на рис. 2.

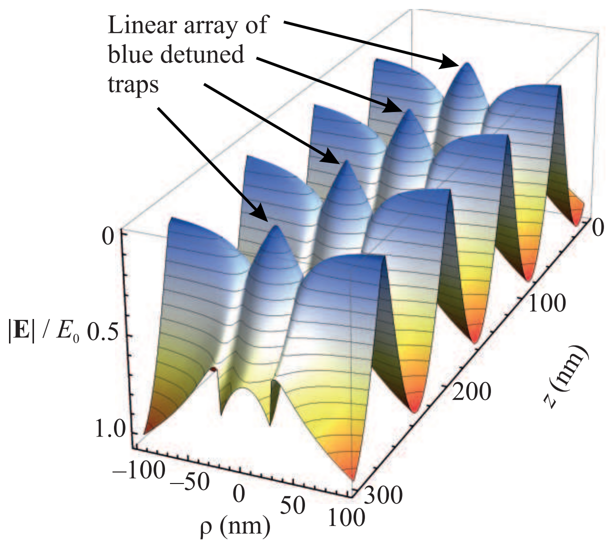

Рис. 2. (Цветной онлайн) Распределение поля $|\mathbf{E}|/E_0$ в наноотверстии диаметром 50 нм в диэлектрической пленке ($\varepsilon_D = 16$, $H \to \infty$) при облучение светом сверху и снизу нормально падающими циркулярно-поляризованными волнами при $\lambda_0 = 589$ нм (^{23}Na)

Расстояние Δ между ловушками ввиду (14) определяется стоячей волной в диэлектрике (2), (14), т.е. составляет величину $\Delta = \lambda_0/2/n_D \ll \lambda_0$. Для ^{133}Cs ($\lambda_0 = 852.347$ нм), ^{87}Rb ($\lambda_0 = 780.241$ нм), ^{23}Na ($\lambda_0 = 589.158$ нм) расстояние между ловушками составляет $\Delta = 107, 98, 74$ нм соответственно.

На рисунке 3 показаны распределения амплитуды поля вдоль радиуса и вдоль оси симметрии вблизи дна наноловушки.

Из рисунка 3 видно, что характерный размер одной ловушки в поперечном направлении определяется диаметром наноотверстия и в данном случае составляет около 50 нм. В продольном направлении глубина ловушки существенно больше, и поэтому ширина ловушки на высоте $|\mathbf{E}|/E_0 \approx 0.3$ около 20 нм. В соответствии с (1) и (7) зависимость оптического

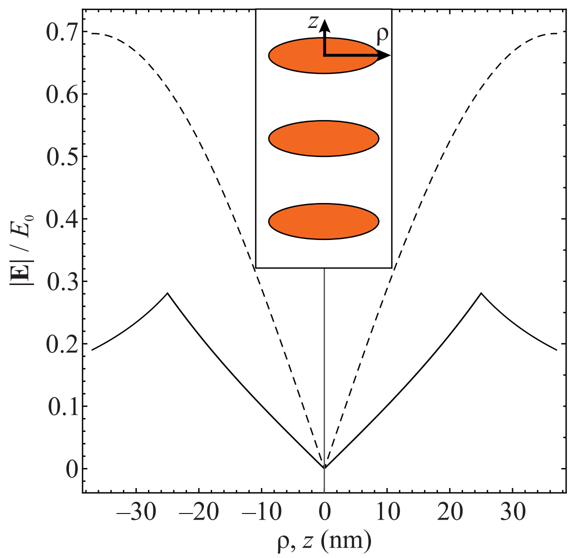

Рис. 3. (Цветной онлайн) Распределение $|\mathbf{E}|/E_0$ в окрестности темной ловушки. Сплошная кривая – вдоль радиального направления (ρ), штриховая кривая – вдоль оси отверстия (z). Параметры такие же, как и на рис. 2

потенциала от радиуса в окрестности наноловушки для атома Na, например, имеет вид:

$$U_{\rm opt} \approx \frac{\mu_{\rm Na}^2 E_0^2}{2\hbar\Omega} \times$$
$$\times \left(\frac{1}{8}(k_D\rho(1-1/\varepsilon_D)\cos(k_D z))^2 + \sin(k_D z)^2\right), \tag{15}$$

где $\mu_{\rm Na} \approx 2.98 \cdot 10^{-29}$ Кл · м [35]. Из (15) также видно, что глубина наноловушек, если измерять ее от дна до ближайшего максимума (вдоль радиуса, сплошная кривая, см. рис. 3), составляет около 60 мК при интенсивности возбуждения всего 10 кВт/см^2 и расстройке частоты $\Omega/2/\pi = 5$ ГГц.

Еще раз подчеркнем, что с физической точки зрения возникновение линейной цепочки темных ловушек в наноотверстии связано с тем, что на его границе нарушается поперечность падающей волны, которая заключается в возникновении продольной компоненты поля δE_z, которая разрушает линию узлов поля стоячей волны, которая была бы в сплошном диэлектрике.

Из этих результатов видно, что в случае толстой пленки $H \to \infty$ возможно существование цепочки глубоких темных ловушек с глубоко субволновыми размерами. Однако, на практике пленка всегда имеет конечную толщину, а эффект конечности толщины трудно учесть аналитически. Для учета конечности толщины пленки H было проведено моделирование в системе Comsol MultiPhysics [36]. При этом предпо-

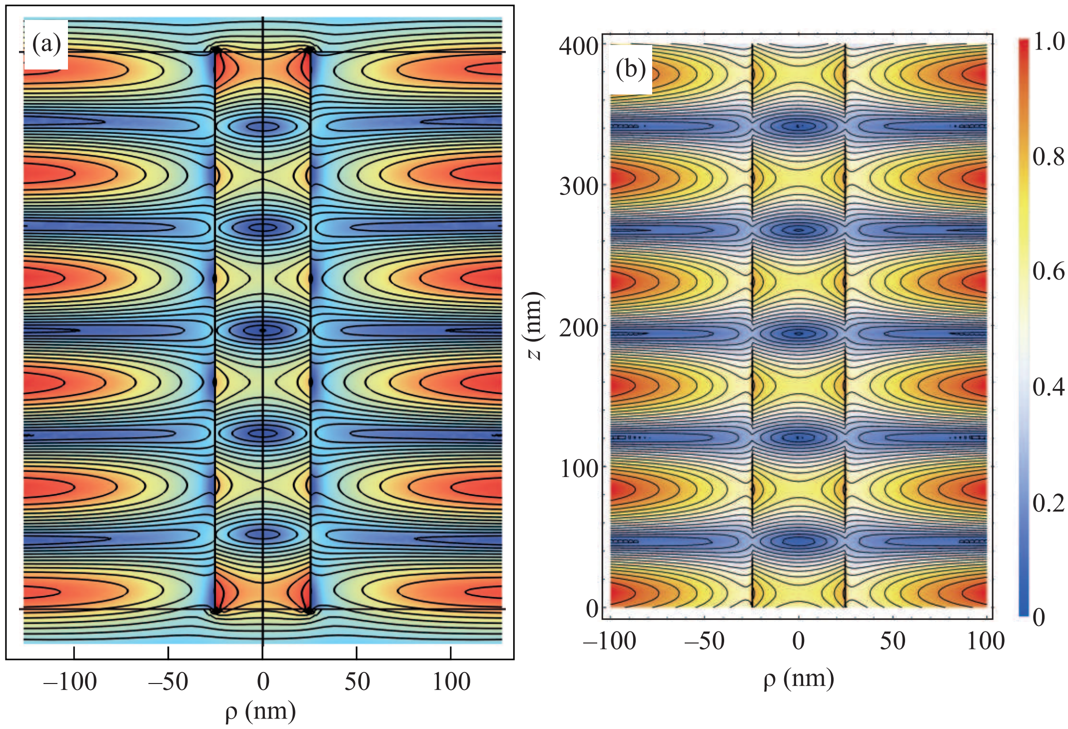

Рис. 4. (Цветной онлайн) (a) – Распределение $|\mathbf{E}|/E_0$ в наноотверстии диаметром 50 нм в Si пленке ($n_{\text{Si}} = 3.9728 + 0.03i$ [37]) толщиной 400 нм. Наноотверстие облучается сверху и снизу нормально падающими циркулярно-поляризованными волнами (16) при $\lambda_0 = 589$ нм и $\Delta\varphi = 5.16$. Расстояние между ловушками по вертикали $\Delta = \lambda_0/2/n_{\text{Si}} = 74$ нм $\ll \lambda_0$. На рисунке (b) для сравнения показаны результате аналитического решения (8), (9) для бесконечно глубокого отверстия в диэлектрике с $n_D = 4$

лагалось, что на пленку сверху и снизу падают циркулярно поляризованные волны, сдвинутые по фазе на угол $\Delta\varphi$

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{in,top}} &= (1, i, 0)\exp(ik_0 z + i\omega t + i\Delta\varphi), \\ \mathbf{E}_{\text{in,bottom}} &= (1, i, 0)\exp(-ik_0 z + i\omega t). \end{aligned} \tag{16}$$

Решение проводилось для рассеянного поля в осесимметричной формулировке задачи. В качестве фонового поля использовалось аналитическое решение уравнений Максвелла для пленки без наноотверстия, на которую падало поле (16). Результаты компьютерного моделирования показаны на рис. 4.

На рисунке 4а опять хорошо видна система оптических наноловушек с расстоянием между ловушками $\Delta = \lambda_0/2/n_{\text{Si}} = 74$ нм $\approx \lambda_0$ и характерным диаметров менее 40 нм на уровне половины глубины. При изменении сдвига фазы между распространяющимися в противоположных направлениях волнах (16), решетка наноловушек как целое движется вверх или вниз в зависимости от сдвига фазы. Это позволяет управлять положением атомов и их загрузкой в ловушки.

Весьма важно, что аналитическое решение для бесконечно глубокого наноотверстия хорошо описывает распределения полей для пленки конечной толщины, где возникают небольшие искажения периодичности из-за рассеяния поля на границе раздела кремний–вакуум.

В заключение, на основе строгой аналитической теории, показано, что в цилиндрическом наноотверстии в диэлектрической пленке с высоким показателем преломления, находящейся в поле стоячей волны, возникает линейная решетка темных (blue detuned) оптических наноловушек. Эти ловушки расположены равномерно на оси наноотверстия, и их число и положение на оси зависит от толщины нанопленки и от разности фаз $\Delta\varphi$ между волнами, формирующими стоячую волну. Эффективная глубина ловушки более 10 мК при интенсивности света порядка 10 кВт/см^2. Весьма важно также, что геометрия предложенной ловушечной конфигурации существенно снижает влияние сил Ван-дер-Ваальса на удерживаемые атомы по сравнению с другими ловушечными конфигурациями [38, 39]. В частности, в центре наноловушки силы Ван-дер-Ваальса из-за симметрии равны нулю, и они медленно увеличиваются при отклонении атома от центра ловушки в радиальном направлении

$$F_{\mathrm{vdW,Cyl},\rho} = 2.66\frac{\varepsilon_D - 1}{\varepsilon_D + 1}\frac{\mu_A^2}{4\pi\varepsilon_0 R_0^4}\left(\frac{\rho}{R_0}\right) + O\left(\frac{\rho^2}{R_0^2}\right). \quad (17)$$

На рисунке 5 показан полный потенциал $U_{\mathrm{vdW}} + U_{\mathrm{opt}}$, который действует на атом, в единицах kT.

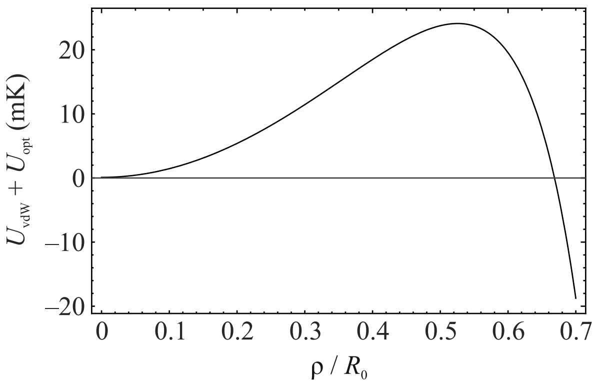

Рис. 5. Зависимость от радиуса полного потенциала $U_{\mathrm{vdW}} + U_{\mathrm{opt}}$, действующего на атом Na в Si наноловушке диаметром 50 нм при $I_0 = 30$ кВт/см^2

Из рисунка 5 видно, что даже при умеренных интенсивностях $I_0 = 30$ кВт/см^2 градиентная оптическая сила (15) доминирует над силами Ван-дер-Ваальса (17) в области $\rho < 0.5R_0$. При увеличении радиуса отверстия или при повышении интенсивности область доминирования градиентной силы возрастает.

В данной работе детально рассмотрена одиночная линейная решетка оптических наноловушек в наноотверстии, однако наш подход полностью применим и к двухмерным массивам регулярно расположенных наноотверстий, в результате чего возможно создание управляемого двухмерного массива линейных решеток наноловушек для нейтральных атомов с субволновыми размерами периодов. В качестве примера на рис. 6 показано распределение полей в линейных решетках наноловушек, организованных в 2D массив с периодом $P_0 = 200$ нм.

Из рисунка 6 видно, что даже при таком малом периоде ($P_0 = 200$ нм) 2D массива, линейные решетки наноловушек полностью сохраняются. При дальнейшем уменьшении периода возможны новые интересные интерференционные эффекты, которые, однако, заслуживают отдельной публикации.

Найденная конфигурация темных (blue detuned) наноловушек имеет глубокую физическую и топологическую природу и поэтому является малочувствительной к малым вариациям формы наноотверстия и хорошо подходит для технологической реализации и, таким образом, открывает новые возможности для исследования взаимодействия света с единичными

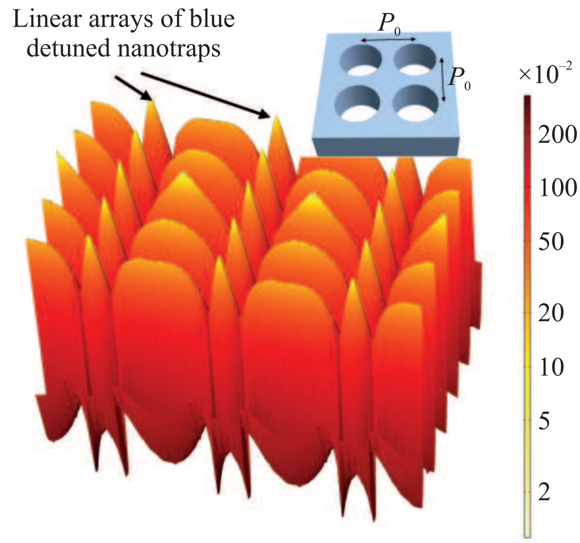

Рис. 6. (Цветной онлайн) Распределение полей $|\mathbf{E}|/E_0$ в плоскости $y = 0$ в линейных решетках наноловушек, организованных в 2D массив с периодом $P_0 = 200$ нм. Диаметр наноотверстий – 50 нм, толщина Si пленки – 400 нм. Массив наноотверстий облучается сверху и снизу нормально падающими циркулярно-поляризованными волнами при $\lambda_0 = 589$ нм. Расстояние между ловушками в линейной решетке $\Delta = \lambda_0/2/n_{\mathrm{Si}} = 74$ нм $\ll \lambda_0$

атомами в наноокружении [40] и развития квантовых технологий.

Финансирование работы. Российский научный фонд (грант # 23-42-00049).

Конфликт интересов. Автор данной работы заявляет, что у него нет конфликта интересов.

1. H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York, NY (1999).
2. M. Saffman, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **49**, 202001 (2016).
3. A. M. Kaufman and K.-K. Ni, Nature Phys. **17**, 1324 (2021).
4. M. Kjaergaard, M. E. Schwartz, J. Braumuller, P. Krantz, J. I.-J. Wang, S. Gustavsson, and W. D. Oliver, Annu. Rev. Condens. Matter Phys. **11**, 369 (2020); https://doi.org/10.1146/annurev-conmatphys-031119-050605.
5. И. В. Заливако, Н. В. Семенин, Н. О. Жаднов, К. П. Галстян, П. А. Каменских, В. Н. Смирнов, А. Е. Корольков, П. Л. Сидоров, А. С. Борисенко, Ю. П. Аносов, И. А. Семериков, К. Ю. Хабарова, Н. Н. Колачевский, УФН **195**, 585 (2025).
6. M. Endres, H. Bernien, A. Keesling, H. Levine, E. R. Anschuetz, A. Krajenbrink, C. Senko, V. Vuletic, M. Greiner, and M. D. Lukin, Science **354**, 1024 (2016).

7. S. J. Evered, D. Bluvstein, M. Kalinowski, S. Ebadi, T. Manovitz, H. Zhou, S. H. Li, A. A. Geim, T. T. Wang, N. Maskara, H. Levine, G. Semeghini, M. Greiner, V. Vuletic, and M. D. Lukin, Nature **622**, 268 (2023).
8. Z. Ren, X. Yan, K. Wen , H. Chen, E. Hajiyev C. He, and G.-B. Jo, APL Quantum **1**, 046111 (2024).
9. D. Barredo, V. Lienhard, S. de Léséleuc, T. Lahaye, and A. Browaeys, Nature **561**, 79 (2018)
10. M. A. Norcia, H. Kim, W. B. Cairncross et al. (Collaboration), PRX Quantum **5**, 030316 (2024).
11. N. Maskara, S. Ostermann, J. Shee, M. Kalinowski, A. McClain Gomez, R. A. Bravo, D. Wang, A. I. Krylov, N. Y. Yao, M. Head-Gordon, M. D. Lukin, and S. F. Yellinet, Nature Phys. **21**, 289 (2025).
12. D. Bluvstein, S. J. Evered, A. A. Geim et al. (Collaboration), Nature **626**, 58 (2024).
13. B. W. Reichardt, A. Paetznick, D. Aasen et al. (Collaboration), https://arxiv.org/abs/2411.11822.
14. C. Gross and I. Bloch, Science **357**, 995 (2017).
15. I. S. Madjarov, J. P. Covey, A. L. Shaw, J. Choi, A. Kale, A. Cooper, H. Pichler, V. Schkolnik, J. R. Williams, and M. Endres, Nature Phys. **16**, 857 (2020).
16. https://atom-computing.com/quantum-computing-technology/.
17. https://www.quera.com/neutral-atom-platform.
18. https://www.pasqal.com/solutions/hardware/.
19. R. Grimm, M. Weidemuller, and Y. B. Ovchinnikov, Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics **42**, 95 (2000).
20. V. V. Klimov and V. S. Letokhov, Opt. Commun. **121**, 130 (1995).
21. V. I. Balykin, V. V. Klimov, and V. S. Letokhov, Optics and Photonic News **16**, 44 (2005).
22. V. I. Balykin,V. V. Klimov, and V. S. Letokhov, JETP Lett. **78**, 8 (2003).
23. D. E. Chang, J. D. Thompson, H. Park, V. Vuletic, A. S. Zibrov, P. Zoller, and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **103**, 123004 (2009).
24. M. Gullans, T. G. Tiecke, D. E. Chang, J. Feist, J. D. Thompson, J. I. Cirac, P. Zoller, and M. D. Lukin, Phys. Rev. Lett. **109**, 235309 (2012).
25. Z. Chen, F. Zhang, and Q. Zhang, Photonics Res. **5**, 436 (2017).
26. J. J. Burau, P. Aggarwal, K. Mehling, and J. Ye, Phys. Rev. Lett. **130**, 193401 (2023).
27. P. F. Zhang, G. Li, and T. C. Zhang, J. Phys. B **50**, 045005 (2017).
28. P. Xu, X. He, J. Wang, and M. Zhan, Opt. Lett. **35**, 2164 (2010).
29. M. J. Piotrowicz, M. Lichtman, K. Maller, G. Li, S. Zhang, L. Isenhower, and M. Saffman, Phys. Rev. A **88**, 013420 (2013).
30. N. Friedman, A. Kaplan, and N. Davidson, Advances in Atomic, Molecular, and Optical Physics **48**, 99 (2002).
31. S. Liu, J. Tian, and W. Zhang, Nanotechnology **32**, 222001 (2021).
32. P. Apel, Radiat. Meas. **34**, 559 (2001).
33. S. I. Kulik, I. Yu. Eremchev, and P. Yu. Apel', D. L. Zagorski, and A. V. Naumov, J. Appl. Spectrosc. **85**, 916 (2018).
34. L. A. Vainstein, *Electromagnetic waves*, Radio I svyaz', Moscow (1988) (in Russian).
35. Alkali d line data (2021), https://steck.us/alkalidata.
36. https://www.comsol.com.
37. D. E. Aspnes and A. A. Studna, Phys. Rev. B **27**, 985 (1983).
38. A. Landragin, J.-Y. Courtois, G. Labeyrie, N. Vansteenkiste, C. I. Westbrook, and A. Aspect, Phys. Rev. Lett. **77**, 1464 (1996).
39. A. Afanasiev and V. Minogin, Phys. Rev. A **82**, 052903 (2010).
40. V. V. Klimov, Phys. Usp. **64**, 990 (2021).