

# СТАЦИОНАРНЫЕ СВЕТОИНДУЦИРОВАННЫЕ СИЛЫ В АТОМНОЙ НАНОЛИТОГРАФИИ

*А. В. Безвербный\**

*Морской государственный университет им. Г. И. Невельского  
690059, Владивосток, Россия*

*О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев*

*Новосибирский государственный университет  
630090, Новосибирск, Россия*

*А. М. Тумайкин, В. И. Юдин\*\**

*Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук  
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 24 февраля 2005 г.

Рассмотрены общие свойства светоиндуцированных сил, возникающих в произвольных монохроматических диссипативных световых масках, в которых процессы оптической накачки атомов и спонтанного излучения играют важную роль. Определены области локализации атомов в зависимости от отстройки и локальной эллиптичности поля для двух типов циклических переходов:  $J \rightarrow J$  с полуцелыми  $J$  и  $J \rightarrow J + 1$  с произвольными  $J$ . С помощью численного моделирования фокусировки атомарных пучков в рамках квазиклассического подхода в одномерных и двумерных световых масках показано, что в диссипативных масках возможно формирование атомарных пространственных распределений с узкими структурами и высокой контрастностью. В частности, в  $\text{lin}\perp\text{lin}$ -конфигурации оптическая накачка приводит к значительному уменьшению сферических аберраций в случае переходов  $J \rightarrow J + 1$  с большими значениями  $J$  по сравнению с недиссипативными световыми масками.

PACS: 32.80.Vx, 32.80.Pj, 42.50.Vk

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Метод прямого осаждения в атомной литографии является одним из эффективных методов применения светоиндуцированных сил в изготовлении наноструктур. В этом случае планарная конфигурация световых пучков выступает в роли маски для хорошо сколламированных атомарных пучков, которые после взаимодействия с маской при осаждении на субстрат формируют модулированные по толщине слои (рис. 1). Последние достижения и потенциальные приложения сформированных подобным образом наноструктур обсуждаются в текущих обзорах [1, 2]. Первые успехи данной технологии [3] с атомами хрома (Cr) в поле стоячей волны связаны с по-

лучением высокого пространственного разрешения (ниже 20 нм) и эффективным применением полученных наноструктур. В дальнейшем использовались конфигурации с двумя и тремя неколлинеарными световыми пучками для формирования двумерных периодических наноструктур [4, 5]. Было показано, что в световой маске основную роль играют градиенты интенсивности [3–5] и поляризации [6] светового поля.

Можно выделить два различных режима в действии световой маски на атомы. Первый режим [1, 2] характеризуется когерентным типом взаимодействия атомов с полем в условиях больших отстроек частоты поля от резонанса. Воздействие света на атомы в этом случае сводится к фокусировке атомарного пучка в адиабатическом потенциале, формируемом за счет пространственно модули-

\*E-mail: alexb@mail.vntc.ru, alexb@msun.ru

\*\*E-mail: llf@laser.nsc.ru

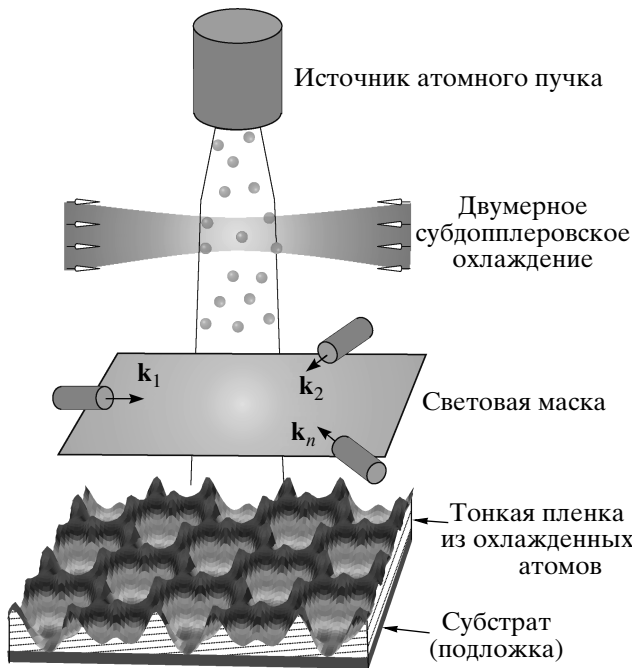


Рис. 1. Базовая модель атомной литографии с прямым осаждением атомов на подложку

рованных энергетических сдвигов у различных атомарных зеемановских подуровней. Влиянием спонтанного излучения из возбужденного состояния пренебрегается в предположении достаточно больших отстроек и малых времен взаимодействия атомов со светом. Другой (диссипативный) режим взаимодействия используется в атомной литографии сравнительно недавно [7, 8]. Он соединяет фокусировку и лазерное охлаждение атомов, что в принципе может привести к уменьшению размеров и увеличению контрастности формируемых атомарных наноструктур. В этом режиме светоиндуцированная сила состоит из трех компонент: консервативной (оптический потенциал), диссипативной (радиационное трение) и случайной (диффузия в пространстве импульсов). Следует отметить, что в случае невырожденных атомов в конфигурации стоячей волны проблемы охлаждения и локализации атомов детально рассматривались Казанцевым с соавторами [9].

В данной работе мы рассматриваем влияние процессов спонтанного излучения и оптической накачки на пространственную структуру светоиндуцированных сил  $\mathbf{F}_0(\mathbf{r})$ , действующих на неподвижный атом. Важность этой проблемы обусловлена следующим. Во-первых, в типичных экспериментальных условиях [1, 2] время взаимодействия атомов с полем (порядка 100 нс) превышает время релаксации воз-

бужденного состояния (порядка 10 нс). Следовательно, в этих условиях нельзя полностью пренебрегать спонтанным излучением и, соответственно, процессами оптической накачки. Во-вторых, в диссипативном режиме [7, 8] сила и ее флуктуации должны рассматриваться с учетом оптической накачки атомов. Как показывает анализ, вклад в силу от некогерентной компоненты взаимодействия атомов с полем может быть значительным и, в частности, приводит к заметным изменениям оптического потенциала. Для стационарного режима, когда время взаимодействия существенно превышает характерное время оптической накачки, нами получены компактные аналитические выражения для  $\mathbf{F}_0(\mathbf{r})$  в случае произвольной монохроматической полевой конфигурации в широком диапазоне насыщений дипольного перехода. Пространственная структура  $\mathbf{F}_0(\mathbf{r})$  и ее зависимость от полевых инвариантов исследованы в одномерной и двумерной конфигурациях полей. В общем случае данные результаты могут быть использованы как в консервативных, так и в диссипативных световых масках. В частности, мы показали, что оптическая накачка в  $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурации приводит к значительному уменьшению сферических aberrаций в случае переходов  $J \rightarrow J + 1$  с большими значениями  $J$ . Проведя численное моделирование фокусировки атомарных пучков в рамках квазиклассического подхода (уравнение Ланжевена), мы обнаружили, что в конкретных одномерных и двумерных полевых конфигурациях возможно формирование атомарных пространственных распределений с узкими структурами и высокой контрастностью.

## 2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим пучок атомов, имеющих угловые моменты  $J_0$  в основном и  $J_1$  в возбужденном энергетических состояниях. Атомный переход  $J_0 \rightarrow J_1$  резонансно возбуждается монохроматическим полем, формируемым  $s$  когерентными световыми пучками с волновыми векторами  $\mathbf{k}_n$ , лежащими в плоскости, ортогональной направлению атомарного пучка:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \exp(-i\omega t)\mathbf{E}(\mathbf{r}) + \text{c.c.},$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^s \exp(i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r})\mathbf{E}_n = \exp(i\Phi)\mathcal{E}\mathbf{e}, \quad (1)$$

где единичный вектор поляризации  $\mathbf{e}$  ( $\mathbf{e}^* \cdot \mathbf{e} = 1$  и  $\text{Im}(\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}) = 0$ ), общая фаза  $\Phi$  и вещественная амплитуда  $\mathcal{E}$  суммарного поля являются в общем случае

функциями координат  $\mathbf{r}$ . Далее будут использоваться следующие скалярные полевые инварианты

$$\mathcal{E}^2 = \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*, \quad \mathcal{I} = \mathbf{E} \cdot \nabla = \exp(2i\Phi)(\mathbf{e} \cdot \nabla)\mathcal{E}^2.$$

Первый инвариант пропорционален локальному значению интенсивности поля, второй содержит информацию о локальных значениях фазы и поляризации поля. В частности, степень линейной поляризации можно представить в виде

$$\ell = \mathbf{e} \cdot \nabla = \frac{\sqrt{\mathcal{I} \cdot \mathcal{I}^*}}{\mathcal{E}^2}.$$

В общем случае атомарная динамика в резонансном световом поле описывается квантовыми кинетическими уравнениями для матрицы плотности, в которых учитывается обмен энергией, импульсом и моментом импульса между атомами и полем. Обмен импульсом обусловлен эффектом отдачи и проявляется в механическом действии света на атомы. Эффект отдачи, как правило, мал вследствие малости импульса фотона  $\hbar k$  по сравнению с дисперсией атомов по импульсам  $\Delta p$ . Эта малость позволяет выделить по крайней мере два существенно различных режима во временной эволюции атомарного ансамбля [10, 11]. Первый связан с процессом оптической накачки и упорядочением атомов по внутренним степеням свободы. У атомов с вырожденным основным состоянием характерное обратное время для данного режима можно оценить параметром

$$\Gamma_{op} = \gamma\pi_1,$$

где  $\gamma$  — время радиационной релаксации возбужденного состояния,  $\pi_1$  — общая населенность возбужденного состояния (вероятность того, что атом возбужден). Эволюция по поступательным степеням свободы происходит существенно медленнее, а характерное обратное время имеет порядок  $(\hbar k / \Delta p) \Gamma_{scatt}$ , где  $\Gamma_{scatt}$  — интенсивность рассеяния атомом фотонов (спонтанных и вынужденных). Как известно [10, 11], в этих условиях адекватным является квазиклассический подход к динамике атомов по поступательным степеням свободы. Здесь естественным образом возникает понятие светоиндуцированной силы, действующей на атомы. При расчете средней (регулярной) силы требуется знание атомарной матрицы плотности в нулевом порядке по параметру отдачи, что сводится к необходимости точного решения обобщенных оптических уравнений Блоха. В общем случае для атома, движущегося с произвольной скоростью в произвольном поле, такое решение неизвестно. Однако для атомов, предварительно охлажденных до

доплеровских или субдоплеровских температур по поперечным направлениям, возможно использование приближения медленных атомов [10], состоящее в предположении, что за время оптической накачки смещение атома вдоль поля существенно меньше характерного пространственного полевого периода

$$v(\Gamma_{op})^{-1} \ll \lambda.$$

В рамках этого приближения светоиндуцированная сила может быть разложена в ряд

$$\mathbf{F}(\mathbf{r}, \mathbf{v}) = \mathbf{F}_0(\mathbf{r}) + \hat{\mathcal{X}}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v} + \dots, \quad (2)$$

где  $\mathbf{F}_0(\mathbf{r})$  — сила, действующая на неподвижный атом в точке  $\mathbf{r}$  и в данном случае определяющая процессы фокусировки и локализации атомов. Симметричная компонента тензора  $\hat{\mathcal{X}}$  характеризует процессы диссипации по импульсам (радиационное трение). Следует отметить, что  $\mathbf{F}_0$  и  $\hat{\mathcal{X}}$  могут быть представлены в форме разложений по пространственным градиентам поля [11]:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_0 &= \hbar\gamma \sum_{\kappa=1}^4 \mathbf{F}_{\kappa} \mathbf{g}_{\kappa}, \\ \hat{\mathcal{X}} &= \hbar \left[ \sum_{\kappa, \kappa'=1}^4 X_{\kappa\kappa'} \mathbf{g}_{\kappa} \otimes \mathbf{g}_{\kappa'} + \sum_{\kappa, \kappa'=5}^6 X_{\kappa\kappa'} \mathbf{g}_{\kappa} \otimes \mathbf{g}_{\kappa'} \right], \end{aligned} \quad (3)$$

где  $\mathbf{g}_{\kappa} \otimes \mathbf{g}_{\kappa'}$  обозначает прямое произведение векторов  $\mathbf{g}_{\kappa}$  и  $\mathbf{g}_{\kappa'}$ . Здесь полевые градиенты  $\mathbf{g}_{\kappa}$  определены выражениями

$$\mathbf{g}_1 = \partial_{\mathbf{r}} \ln \mathcal{E}, \quad \mathbf{g}_2 = \partial_{\mathbf{r}} \Phi, \quad \mathbf{g}_3 = \partial_{\mathbf{r}} \ell, \quad (4)$$

$$\mathbf{g}_4 = \partial_{\mathbf{r}} \phi, \quad \mathbf{g}_5 = \partial_{\mathbf{r}} \alpha, \quad \mathbf{g}_6 = \partial_{\mathbf{r}} \beta.$$

Таким образом,  $\mathbf{g}_1$  соответствует градиенту интенсивности,  $\mathbf{g}_2$  — градиенту общей фазы,  $\mathbf{g}_3$  — градиенту эллиптичности,  $\mathbf{g}_4, \mathbf{g}_5$ , и  $\mathbf{g}_6$  — градиентам углов, определяющих ориентацию эллипса поляризации по отношению к фиксированной системе координат. В частности,  $\phi$  — угол ориентации эллипса поляризации по отношению к оси, перпендикулярной эллипсу. Общие свойства данных векторов  $\mathbf{g}$  в области точек с циркулярной и линейной поляризацией суммарного поля, а также в области экстремумов интенсивности проанализированы в работе [12].

Аналитические выражения для коэффициентов  $F_\kappa$  требуют знания атомной матрицы плотности в нулевом порядке по импульсу отдачи фотона и по скорости атома. Эта матрица может быть найдена в некоторых частных случаях при использовании определенных приближений. Здесь мы рассмотрим стационарный режим, когда время взаимодействия  $\tau$  атома с полем много больше времени оптической накачки:

$$\Gamma_{op} \tau \gg 1. \quad (5)$$

Соответствующая матрица плотности была найдена в компактной аналитической форме для всех замкнутых атомарных переходов  $J_0 \rightarrow J_1$  [13]. Эти решения используются далее при выводе аналитических представлений для  $F_\kappa$ .

### 3. СВЕТОВАЯ СИЛА, ДЕЙСТВУЮЩАЯ НА НЕПОДВИЖНЫЙ АТОМ

В соответствии с результатами работы [13] для двух типов оптических переходов  $J \rightarrow J-1$  с произвольными  $J$  и  $J \rightarrow J$  с целыми  $J$  стационарное значение оптической когерентности между подуровнями основного и возбужденного состояний равно нулю за счет эффекта когерентного пленения населенностей. Соответственно, стационарная сила на неподвижные атомы для этих двух типов переходов также исчезает. Для остальных двух типов  $J \rightarrow J+1$  с произвольными  $J$  и  $J \rightarrow J$  с полуцелыми  $J$  коэффициенты  $F_\kappa$  имеют вид

$$\begin{aligned} F_1 &= -2\tilde{\delta} \pi_1, & F_2 &= \pi_1, \\ F_3 &= -\frac{\tilde{\delta} \pi_1 (1 - A/\alpha_1)}{\ell}, \\ F_4 &= -\pi_1 \frac{A}{\alpha_1} \sqrt{1 - \ell^2}, & \pi_1 &= \frac{S\alpha_1}{\alpha_0 + 2S\alpha_1}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $\pi_1$  — общая населенность возбужденного состояния,  $\tilde{\delta} = \delta/\gamma$  — относительная отстройка в единицах  $\gamma$ ,

$$S = \frac{1}{2 + 8\tilde{\delta}^2} \frac{I}{I_{sat}}$$

— локальное значение параметра насыщения, определяемое так, что его величина составляет 1/2 при нулевой отстройке и интенсивности  $I$ , равной интенсивности насыщения<sup>1)</sup>

$$I_{sat} = \frac{2\pi^2 \hbar \gamma c}{3\lambda^3}.$$

<sup>1)</sup> Мы используем стандартное определение интенсивности насыщения (см., например, [14]).

Остальные коэффициенты  $\alpha_0$ ,  $\alpha_1$  и  $A$  зависят только от локального значения эллиптичности поля. На основании данных работы [15] получим следующие явные результаты.

Для переходов  $J \rightarrow J+1$ :

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{1}{(2J+1)(4J+1)! \ell} \sum_{\substack{l=\nu, \\ \nu+2, \dots}}^{2J} C_l P_l(\ell^{-1}), \\ \alpha_1 &= P_{2J+1}(\ell^{-1}), & A &= \frac{P'_{2J+1}(\ell^{-1})}{(2J+1)\ell}, \\ C_l &= (2l+1)(2J-l)!(2J+l+1)!, \end{aligned}$$

где  $P_n(x)$  — полиномы Лежандра,  $\nu = 0$  при целых  $J$  и  $\nu = 1$  при полуцелых  $J$ .

Для переходов  $J \rightarrow J$  ( $J$  — полуцелые):

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{4J(J+1)}{\ell} \sum_{l=1,3,\dots}^{2J} C_l P_l(\ell^{-1}), \\ \alpha_1 &= 2J+1, & A &= 0, \\ C_l &= (2l+1) \left[ \frac{(l-1)!!}{l!!} \right]^2 \frac{(2J+l)!! (2J-l-1)!!}{(2J-l)!! (2J+l+1)!!}. \end{aligned}$$

Сила  $\mathbf{F}_0$  состоит из силы, обусловленной рассеянием фотонов (иначе называемой силой светового давления),

$$\mathbf{F}_{scatt} = \hbar\gamma(F_2 \mathbf{g}_2 + F_4 \mathbf{g}_4),$$

и дипольной силы (называемой также градиентной силой)

$$\mathbf{F}_{dip} = \hbar\gamma(F_1 \mathbf{g}_1 + F_3 \mathbf{g}_3).$$

Сила светового давления на атом со стороны поля появляется в процессах вынужденного поглощения с последующим спонтанным излучением атомом фотонов. Ее частотная зависимость имеет вид контура поглощения, т. е. четную зависимость от отстройки. Дипольная сила вызвана процессами когерентного перерассеяния атомом фотонов между световыми пучками, образующими полевою конфигурацию. Ее частотная зависимость имеет нечетный (дисперсионный) характер от отстройки поля, и при больших отстройках  $|\tilde{\delta}| \geq 10$  этот вклад в общую силу  $\mathbf{F}_0$  будет преобладающим. Таким образом, дипольная сила представляет основной интерес для приложений в атомной литографии. Однако роль силы светового давления и вызываемые ею эффекты также будут рассматриваться далее.

#### 4. ДИПОЛЬНАЯ СИЛА

Результирующие формулы (6) для разложения силы  $\mathbf{F}_0$  по градиентам поля позволяют представить пространственную зависимость дипольной силы

$$\mathbf{F}_{dip} = -\hbar\delta\pi_1(\mathbf{r})\partial_{\mathbf{r}}\Psi(\mathbf{r}) \quad (7)$$

в виде произведения общей населенности возбужденного состояния  $\pi_1(\mathbf{r})$  и пространственного градиента от безразмерной скалярной функции  $\Psi(\mathbf{r})$ . В общем случае дипольная сила не является потенциальной. Тем не менее функция  $\Psi$  играет во многих отношениях роль потенциала. Например, все точки равновесия, где  $\mathbf{F}_{dip} = 0$ , соответствуют минимумам или максимумам функции  $\Psi$ . Нули общей населенности  $\pi_1(\mathbf{r})$  не приводят к появлению дополнительных точек равновесия, как это можно показать, если использовать явные выражения для  $\Psi$  (8) и (10). При положительных (отрицательных) отстройках дипольная сила притягивает атомы к минимумам (максимумам) функции  $\Psi$ . В пределе больших насыщений, когда  $S\alpha_1/\alpha_0 \gg 1$  и  $\pi_1 \approx 1/2$ , дипольная сила имеет потенциальный характер с потенциалом, пропорциональным  $\Psi$ .

##### 4.1. Переходы $J \rightarrow J$ с полуцелыми $J$

Для этих переходов функция  $\Psi(\mathbf{r})$  имеет вид

$$\Psi = \ln |Z|. \quad (8)$$

Дипольная сила  $\mathbf{F}_{dip}$  никогда не выходит на режим насыщения даже в сильных световых полях в области точек с циркулярной поляризацией поля ( $\ell = 0$ ), и здесь она может быть аппроксимирована зависимостью

$$\mathbf{F}_{dip} \approx -\partial_{\mathbf{r}}V_{eff},$$

где эффективный потенциал имеет вид [16]

$$V_{eff,1} = \hbar\delta S \frac{1}{2J(2J+2)} \left[ \frac{(2J)!!}{(2J-1)!!} \right]^2 \ell^{2J+1}. \quad (9)$$

Отсутствие насыщения в случае чистой циркулярной поляризации (например,  $\sigma_+$ ) суммарного поля физически вполне объяснимо, поскольку в этом случае все атомы перекачиваются в темное состояние  $|J_0, m = J_0\rangle$ . Соответственно, в этих точках светоиндуцированная сила  $\mathbf{F}_0$  исчезает, а потенциал  $V_{eff,1}$  имеет минимум при положительных отстройках для произвольных полевых конфигураций.

При  $\ell \neq 0$  дипольная сила  $\mathbf{F}_{dip}$  имеет следующие свойства. В пределе больших насыщений

$S\alpha_1/\alpha_0 \gg 1$  она определяется оптическим потенциалом вида

$$V_{eff,2} = \frac{\hbar\delta}{2} \ln |Z|.$$

При промежуточных значениях  $S \lesssim 1$  эта сила не является чисто потенциальной. Можно видеть, что точки равновесия, где  $\mathbf{F}_{dip} = 0$ , будут определяться не столько пространственным распределением интенсивности поля  $I$ , но прежде всего экстремумами инварианта

$$|Z| = |\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}|.$$

Более того, узлы поля ( $\mathbf{E} = 0$ ) являются точками локализации при положительных отстройках. Следовательно, существует режим атомной литографии при  $\delta > 0$ , где атомы будут притягиваться в основном к точкам с циркулярной поляризацией и к узлам поля в произвольных световых масках. Возможные дополнительные области локализации могут появляться за счет локальных минимумов функции  $|Z|$ , однако численное моделирование в конкретных полевых конфигурациях показывает, что роль этих областей в формировании пространственного распределения атомов незначительна. При отрицательных отстройках распределение атомов на подложке определяется исключительно максимумами функции  $|Z|$ . В общем случае их положения не будут совпадать с точками чистой линейной поляризации либо локальными максимумами интенсивности, хотя такое совпадение имеет место в полевых конфигурациях, используемых в современных экспериментах [12].

##### 4.2. Переходы $J \rightarrow J + 1$

В этом случае функция  $\Psi$  в (7) имеет вид

$$\Psi = \frac{1}{2J+1} \ln [(\mathcal{E}^2 \ell)^{2J+1} P_{2J+1}(\ell^{-1})]. \quad (10)$$

Здесь функция  $\ell^{2J+1} P_{2J+1}(\ell^{-1})$  — четная по отношению к параметру  $\ell$ . Она максимальна при циркулярной поляризации поля ( $\ell = 0$ ) и монотонно убывает с ростом  $|\ell| \rightarrow 1$ . В пределе больших насыщений ( $S \gg 1$ ) дипольная сила  $\mathbf{F}_{dip}$  определяется потенциалом

$$V_{eff,3} = \frac{\hbar\delta}{2} \Psi.$$

В общем случае дипольная сила кроме потенциальной содержит также вихревую компоненту. Однако, как показывают численные расчеты, ее влияние на пространственное расположение точек преимущественной локализации атомов в световой маске пренебрежимо мало.

Для данного типа переходов точки локализации определяются по распределениям световой интенсивности  $I$  совместно с пространственной конфигурацией инварианта  $|\mathcal{I}|$ . В общем случае эти точки не совпадают с состояниями циркулярной (линейной) поляризации поля или с узлами (пучностями) световой интенсивности. В общем случае они могут быть определены лишь на основе совместного рассмотрения пространственных конфигураций функций  $\mathcal{E}(\mathbf{r})$ ,  $\ell(\mathbf{r})$  и  $\Psi(\mathbf{r})$ .

## 5. СИЛА СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Роль силы светового давления  $\mathbf{F}_{scatt}$  в световых масках важна, несмотря на ее малость по порядку величины  $\gamma/|\delta|$  по сравнению с дипольной силой  $\mathbf{F}_{dip}$  при больших отстройках, поскольку пространственная структура этих двух компонент общей силы  $\mathbf{F}_0$  принципиально различна в полевых конфигурациях размерности  $D > 1$ . Например, сила  $\mathbf{F}_{scatt}$  всегда исчезает в точках с циркулярной поляризацией, причем в области этих точек ( $\delta r \rightarrow 0$ ) она имеет вихревую структуру вида  $\mathbf{C} \times \delta \mathbf{r}$  [12], где  $\mathbf{C}$  — некоторый постоянный вектор. Ниже обсуждаются некоторые свойства этой силы для двух рассмотренных ранее типов переходов.

### 5.1. Переходы $J \rightarrow J$ с полуцелыми $J$

В этом случае сила светового давления имеет вид

$$\mathbf{F}_{scatt} = \frac{\hbar\gamma\pi_1 \mathbf{H}}{4(2J+1)\mathcal{E}^4\ell^2}, \quad (11)$$

$$\mathbf{H} = i(\mathcal{I}\partial_{\mathbf{r}}\mathcal{I}^* - \mathcal{I}^*\partial_{\mathbf{r}}\mathcal{I}).$$

Рассмотрим окрестность  $\mathbf{r}$  вблизи некоторой точки  $\mathbf{r}_0$  и разложим инвариант  $\mathcal{I}$  с точностью до второго порядка малости по вариации  $\delta \mathbf{r} = \mathbf{r} - \mathbf{r}_0$ :

$$\mathcal{I} \approx \mathcal{I}_0 + \mathbf{C} \cdot \delta \mathbf{r} + \delta \mathbf{r} \cdot \hat{\mathcal{D}} \cdot \delta \mathbf{r},$$

где  $\mathcal{I}_0 = \mathcal{I}(\mathbf{r}_0)$ ,  $\hat{\mathcal{D}}$  — некоторый симметричный тензор. Тогда имеем

$$\mathbf{H} = 2 \operatorname{Im}(\mathcal{I}_0 \mathbf{C}^* + 2 \mathcal{I}_0 \hat{\mathcal{D}}^* \cdot \delta \mathbf{r}) + i \delta \mathbf{r} \times [\mathbf{C} \times \mathbf{C}^*].$$

Первый вклад имеет потенциальный характер, а второй является чисто вихревым вектором. Различие между потенциальными вкладами силы светового давления  $\mathbf{F}_{scatt}^{pot}$  и дипольной силы  $\mathbf{F}_{dip}^{pot}$  заключается в различии суммарных эффектов при пространственном усреднении по произвольной траектории атома длины  $l$ :

$$\langle \mathbf{F} \rangle_l = l^{-1} \int \mathbf{F} d\mathbf{l}.$$

Как правило, средняя дипольная сила  $\langle \mathbf{F}_{dip} \rangle_l$  исчезает в периодических и квазипериодических симметричных полевых конфигурациях в пределе  $l \gg \lambda$ . Наоборот, вклад средней силы светового давления, как правило, имеет тенденцию к росту с ростом  $l$ , например, в полевых конфигурациях с дисбалансом интенсивностей у образующих световую маску световых пучков (простым одномерным примером является случай плоской бегущей волны). Этот исчезающий вклад приводит к направленному дрейфу атомов из области взаимодействия их с полем. Вихревая компонента в  $\mathbf{F}_{scatt}^{pot}$  также ведет к направленным потокам в пространственных масштабах  $l \gg \lambda$ . Следует также отметить, что в определенных полевых конфигурациях, как правило, не использующихся в качестве световых масок, также возможен эффект «выпрямления» дипольной силы ( $\langle \mathbf{F}_{dip} \rangle_l \neq 0$ ). Пример такой одномерной полевой конфигурации приведен в работе [15].

### 5.2. Переходы $J \rightarrow J + 1$

Для этих переходов сила светового давления имеет вид

$$\mathbf{F}_{scatt} = -\frac{\hbar\gamma\pi_1}{\alpha_1\mathcal{E}^2} \left( A\mathbf{G} + \frac{P_{2J}^l(\ell^{-1}) \mathbf{H}}{4(2J+1)(\mathcal{E}\ell)^2} \right), \quad (12)$$

$$(\mathbf{G})_i = \operatorname{Im} \sum_j (\mathbf{E})_j \partial_{r_i} (\mathbf{E}^*)_j.$$

Здесь вектор  $\mathbf{G}$  является вихревым:

$$\partial_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{G} = 0.$$

Таким образом, возникает дополнительный к ранее рассмотренным вклад в вихревую компоненту  $\mathbf{F}_{scatt}$ . Он становится заметным в окрестности точек конфигурации с циркулярной поляризацией поля.

## 6. ОДНОМЕРНЫЕ ПОЛЕВЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

Рассмотрим симметричные одномерные полевые конфигурации, формирующие светоиндуцированную силу с периодическим потенциалом, что представляет особый интерес для целей атомной литографии. Все приведенные конфигурации образуются двумя встречными световыми пучками (вдоль оси  $z$ ) с одинаковыми амплитудами  $\mathcal{E}_s$ . Их можно классифицировать тремя параметрами: углом  $\theta$  между большими полуосями эллипсов поляризации волн и двумя углами эллиптичности  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  этих волн. Здесь угол эллиптичности определен

так, что  $|\operatorname{tg}\varepsilon|$  равен отношению малой и большой полуосей эллипса поляризации, а знак  $\varepsilon$  определяется направлением вращения вектора напряженности поля волны. Таким образом, в данном разделе рассматриваются конфигурации  $\varepsilon_1 - \theta - \varepsilon_2$  при некоторых частных соотношениях между параметрами конфигурации. В данном классе возможен широкий спектр одномерных потенциалов в зависимости от поляризаций световых пучков и типа атомарного перехода. Выделим закономерности, общие для всех этих конфигураций: во-первых, точки равновесия соответствуют максимумам либо минимумам рассмотренной выше функции  $\Psi$ ; во-вторых, при больших отстройках  $\delta > 0$  ( $\delta < 0$ ) атомы притягиваются к минимумам (максимумам) квазипотенциала  $\Psi$ .

### 6.1. Простые одномерные конфигурации

#### 6.1.1. Стоячая световая волна с эллиптической поляризацией

В этом случае общая фаза суммарного поля и поляризация являются пространственно однородными и

$$S(z) = 2S_0[1 + \cos(2kz)],$$

где  $S_0$  — параметр насыщения для одного светового пучка. Сила светового давления имеет вид

$$\begin{aligned} F(z) &= -\partial_z U(z), \\ U(z) &= \frac{\hbar\delta}{2} \ln \left[ 1 + \frac{2\alpha_1}{\alpha_0} S(z) \right]. \end{aligned} \quad (13)$$

Выражение для оптического потенциала в этом случае сходно с выражением для потенциала для двухуровневого невырожденного атома в поле стоячей волны [9]. Однако эффективный параметр насыщения  $S_{eff} = S\alpha_1/\alpha_0$  зависит от типа перехода и поляризации поля (рис. 2). Фокусирующие свойства стоячей волны хорошо известны. При положительных (отрицательных) отстройках атомы притягиваются к узлам поля (пучностям).

#### 6.1.2. Конфигурация $\operatorname{lin}\perp\operatorname{lin}$

Так называемая  $\operatorname{lin}\perp\operatorname{lin}$ -конфигурация светового поля образована при суперпозиции двух встречных плоских бегущих волн с ортогональными линейными поляризациями. В этом случае градиенты фазы и интенсивности поля отсутствуют, ориентация главных осей эллипса поляризации неизменна, а эллип-

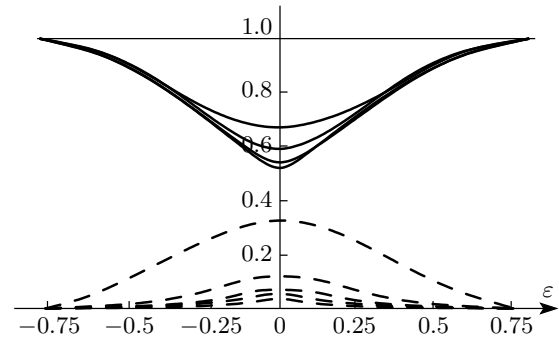


Рис. 2. Зависимости эффективного параметра насыщения (в произвольном масштабе) в стоячей волне от угла эллиптичности  $\varepsilon$ . Сплошные линии соответствуют переходам  $J \rightarrow J + 1$ ,  $J = 0, 1, 2, 3, 4$  (от верхней кривой к нижней). Штриховые линии соответствуют переходам  $J \rightarrow J$ ,  $J = 1/2, 3/2, \dots, 9/2$  (от верхней кривой к нижней)

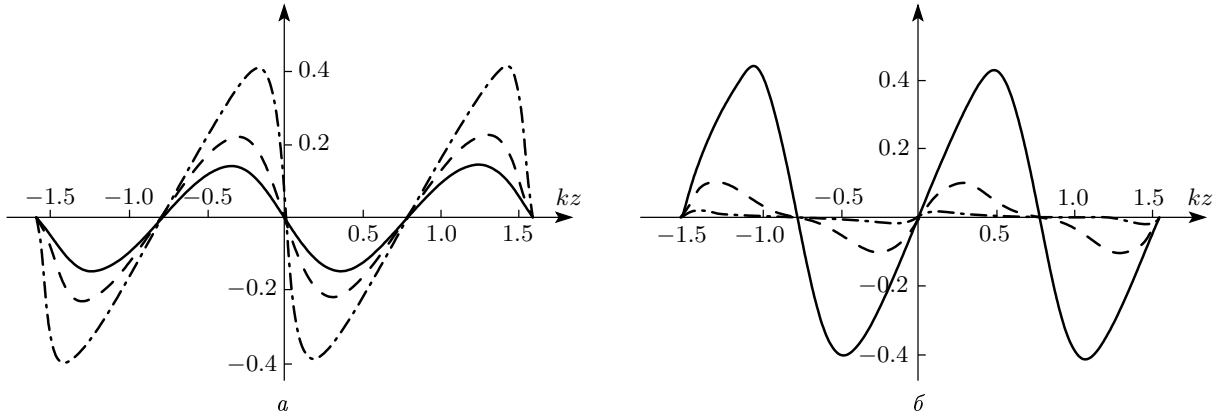
тичность изменяется по закону  $\ell = \cos(2kz)$ . Дипольная сила имеет вид

$$\begin{aligned} F(z) &= -\partial_z V(\cos 2kz), \\ V(\ell) &= \hbar\delta \int \frac{\pi_1(1 - A/\alpha_1)}{\ell} d\ell. \end{aligned} \quad (14)$$

Данные расчетов в соответствии с (14) показаны на рис. 3 для нескольких атомарных переходов. Как видно, пространственная зависимость силы качественно различна для двух типов переходов. Во-первых, сила имеет разные знаки для  $J \rightarrow J + 1$  и  $J \rightarrow J$  ( $J$  — полуцелые). Далее, в случае  $J \rightarrow J$  с полуцелыми  $J$  в окрестностях равновесных точек (с циркулярной поляризацией, где  $\ell = \cos 2\varepsilon \rightarrow 0$ ) эта сила ангармонична, за исключением случая  $J = 1/2$ , так как, в соответствии с (9), зависимость силы будет  $\propto \ell^{2J}$ . Для переходов  $J \rightarrow J + 1$  ситуация другая. Здесь с ростом  $J$  форма пространственной зависимости силы стремится к треугольному виду, то есть протяженность областей с линейной (гармонической) зависимостью силы около точек равновесия с  $\ell = 0$  возрастает. Этот эффект особенно заметен при больших насыщениях  $S \gg 1$ , где  $\pi_1 \approx 1/2$ , а потенциал может быть аппроксимирован зависимостью

$$V(\ell) \approx \frac{\hbar\delta}{2(2J+1)} \ln [\ell^{2J+1} P_{2J+1}(\ell^{-1})].$$

Можно ожидать существенного понижения сферических aberrаций в случае переходов  $J \rightarrow J + 1$  с большими значениями  $J$ , когда атомы будут фокусироваться в точках с циркулярной поляризацией при



**Рис. 3.** Зависимости дипольной силы (в единицах  $\hbar k \delta$ ) от  $kz$  в конфигурации  $\text{lin} \perp \text{lin}$ . *a* — Переходы  $J \rightarrow J + 1$  с  $J = 1/2$  (сплошная кривая), 1 (штрихи), 4 (штрих-пунктир). *б* — Переходы  $J \rightarrow J$  с  $J = 1/2$  (сплошная кривая),  $3/2$  (штрихи),  $9/2$  (штрих-пунктир). Параметр насыщения для одного пучка  $S_0 = 1$

$\delta < 0$ , в сравнении со случаем малых  $J$  или со случаем оптического потенциала в стоячей волне. Другое различие между двумя типами переходов проявляется в глубине потенциалов при  $S \gg 1$ . В случае  $J \rightarrow J + 1$  она достигает предела, не превышающего величину  $\hbar \delta \ln 2/2$ , тогда как в случае  $J \rightarrow J$  она растет как  $\ln S$  (например, она равна  $\hbar \delta \ln(1 + 3S/2)/4$  в случае перехода  $1/2 \rightarrow 1/2$ ).

**6.2. Одномерные полевые конфигурации, формируемые эллиптически поляризованными волнами**

Рассмотрим более сложные конфигурации, в которых два либо четыре полевых градиента  $\mathbf{g}_i$  отличны от нуля. Среди класса  $\varepsilon_1 - \theta - \varepsilon_2$ -конфигураций выделим три симметричных класса, в которых оптические потенциалы периодичны и, соответственно, светоиндуцированная сила на неподвижный атом при усреднении по периоду поля  $\lambda$  исчезает.

Первый класс соответствует выбору  $\varepsilon_1 = -\varepsilon_2 = \varepsilon$  и далее обозначен как  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ . Второй класс  $\varepsilon \perp \varepsilon$  — однопараметрический, где  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$  и  $\theta = \pi/2$ . Третий класс формируется эллиптически поляризованными стоячими волнами, так что  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon$  и  $\theta = 0$ .

**6.2.1. Конфигурация поля  $\varepsilon \perp \varepsilon$**

В этом случае скалярные полевые инварианты имеют вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^2 &= 2 \mathcal{E}_s^2 [1 - \sin 2\varepsilon \sin 2kz], \\ \mathcal{I} &= 2 \mathcal{E}_s^2 \cos 2\varepsilon \cos 2kz. \end{aligned} \tag{15}$$

Градиенты фазы и угла  $\phi$  отсутствуют. Следовательно, в данном классе сила светового давления отсутствует. Если  $\varepsilon \neq 0$ , то интенсивность и эллиптичность суммарного поля пространственно неоднородны. Уравнение (15) показывает, что экстремальные точки интенсивности  $I \sim \mathcal{E}^2$  коррелируют с точками циркулярной поляризации, где

$$\ell = \cos 2\varepsilon \cos 2kz / [1 - \sin 2\varepsilon \sin 2kz] = 0.$$

В этих точках,  $2kz = \pi/2(2n + 1)$ , функция  $\Psi$ , в соответствии с (8), (10), максимальна для переходов  $J \rightarrow J + 1$  и минимальна для переходов  $J \rightarrow J$ . Пространственная зависимость дипольной силы показана на рис. 4. Структуры потенциалов имеют два типа минимумов. Подобные структуры возникают при положительных отстройках для переходов  $J \rightarrow J + 1$  в окрестности минимумов интенсивности. В случае переходов  $J \rightarrow J$  аналогичная структура потенциалов формируется при отрицательных отстройках в окрестностях максимумов интенсивности.

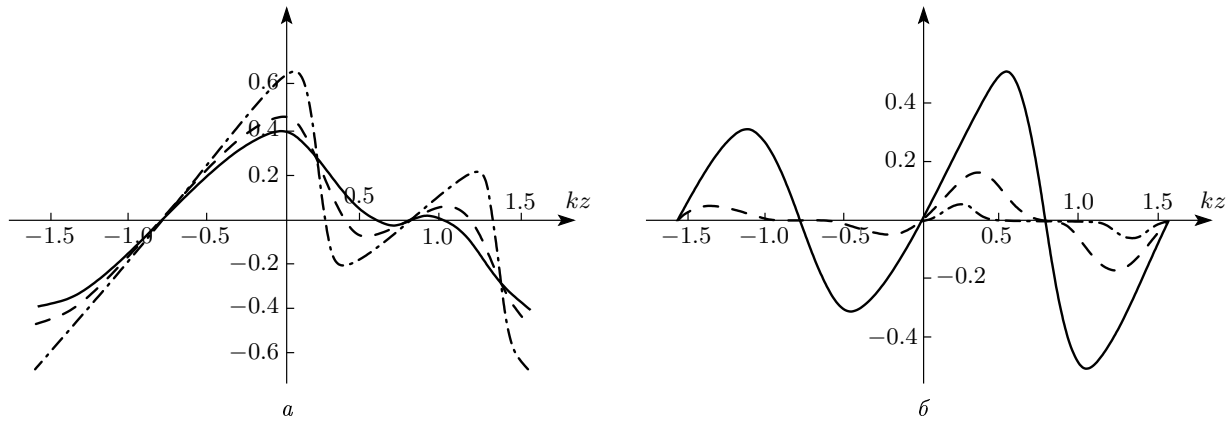
**6.2.2. Конфигурация поля  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$**

В этом случае полевые инварианты имеют вид

$$\begin{aligned} \mathcal{E}^2 &= 2 \mathcal{E}_s^2 [1 + \cos \theta \cos 2\varepsilon \cos 2kz], \\ \mathcal{I} &= 4 \mathcal{E}_s^2 [\cos \theta + \cos 2\varepsilon \cos 2kz + i \sin \theta \sin 2\varepsilon]. \end{aligned} \tag{16}$$

Таким образом, в общем случае все четыре градиента  $\mathbf{g}_\kappa$  (где  $\kappa = 1, \dots, 4$ ) не равны нулю. Экстремумы интенсивности коррелируют с точками линейной поляризации поля, где  $\ell = 1$ . В этих точках функция  $\Psi$  имеет максимум для переходов  $J \rightarrow J$ . Для переходов  $J \rightarrow J + 1$  в минимумах интенсивности  $I$





**Рис. 4.** Зависимости дипольной силы (в единицах  $\hbar k \delta$ ) от  $kz$  в конфигурации  $\varepsilon \perp \varepsilon$ . *а* — Переходы  $J \rightarrow J + 1$  с  $J = 1/2$  (сплошная линия), 1 (штрихи), 4 (штрих-пунктир). *б* — Переходы  $J \rightarrow J$  с  $J = 1/2$  (сплошная линия),  $3/2$  (штрихи),  $9/2$  (штрих-пунктир). Параметр насыщения для одиночного светового пучка  $S_0 = 1$ , угол эллиптичности  $\varepsilon = \pi/16$

функция  $\Psi$  также минимальна. Однако в максимумах  $I$  функция  $\Psi$  достигает минимумов либо максимумов, в зависимости от значения углового момента, а также параметров  $\theta$  и  $\varepsilon$ . При малых углах эллиптичности и углах  $\theta \approx \pi/2$  возникают потенциальные структуры с двумя типами минимумов (рис. 5). Эти особые точки находятся в максимумах интенсивности для переходов  $J \rightarrow J + 1$  при  $\delta < 0$  и в минимумах интенсивности в случае  $J \rightarrow J$  при  $\delta > 0$ . Поскольку градиенты фазы и угла  $\phi$  в общем случае отличны от нуля ( $\varepsilon \neq 0, \pm\pi/4$  и  $\theta \neq 0$ ), сила светового давления дает вклад в оптический потенциал. Она исчезает в точках с линейной поляризацией поля. При малых отстройках  $|\delta| \approx \gamma$  сила светового давления существенно модифицирует итоговый оптический потенциал.

### 6.3. Численное моделирование

Рассмотрим результаты численного моделирования по фокусировке атомарных пучков в  $\text{lin-lin}$ -конфигурации. Метод моделирования основан на квазиклассическом стохастическом подходе, введенном в теорию лазерного охлаждения в работе [17]. Как отмечено ранее, дипольная сила  $F_0$ , действующая на неподвижный атом в переходах  $J \rightarrow J + 1$ , при больших значениях  $J$  хорошо аппроксимируется треугольной пространственной зависимостью (рис. 3*а*). То есть область, в которой оптический потенциал имеет параболическую зависимость, расширяется с ростом  $J$ , и, как ожидается,

это может привести к существенному снижению сферических aberrаций.

Наряду с силой  $\mathbf{F}_0$  мы также учтем силу радиационного трения (первая поправка по скорости к светоиндуцированной силе) и вклад случайной силы, соответствующий коэффициенту диффузии в импульсном пространстве. Следует подчеркнуть, что относительное влияние диссипативной и случайной сил на пространственное распределение атомов после взаимодействия со световой маской в сравнении с основным вкладом за счет  $\mathbf{F}_0$  зависит от ряда параметров задачи (отстройки, интенсивности, времени взаимодействия атомов с полем, начальной расходимости атомарного пучка и т. д.), полевой конфигурации и типа атомных переходов. В большинстве случаев, как показывают результаты моделирования, их влияние пренебрежимо мало.

Рассмотрим эффект фокусировки для переходов  $1/2 \rightarrow 3/2$  и  $4 \rightarrow 5$ . Другие параметры подобраны в пучке из атомов Cs. На рис. 6 приведена пространственная структура оптического потенциала  $V(z)$ , коэффициентов трения  $\xi(z)$  и диффузии  $D(z)$ . Наличие больших пространственных градиентов в зависимостях  $\xi(z)$  и  $D(z)$  имеет место при большом значении углового момента ( $4 \rightarrow 5$ ). Отметим, эти коэффициенты малы в окрестностях потенциальных минимумов, где фокусируются атомы, так что их влияние на пространственное распределение атомов в этих областях оказывается несущественным.

При моделировании мы предполагали, что начальное импульсное распределение в атомарном пучке имеет гауссовский профиль с  $\Delta p_{\perp} = 10\hbar k$ .

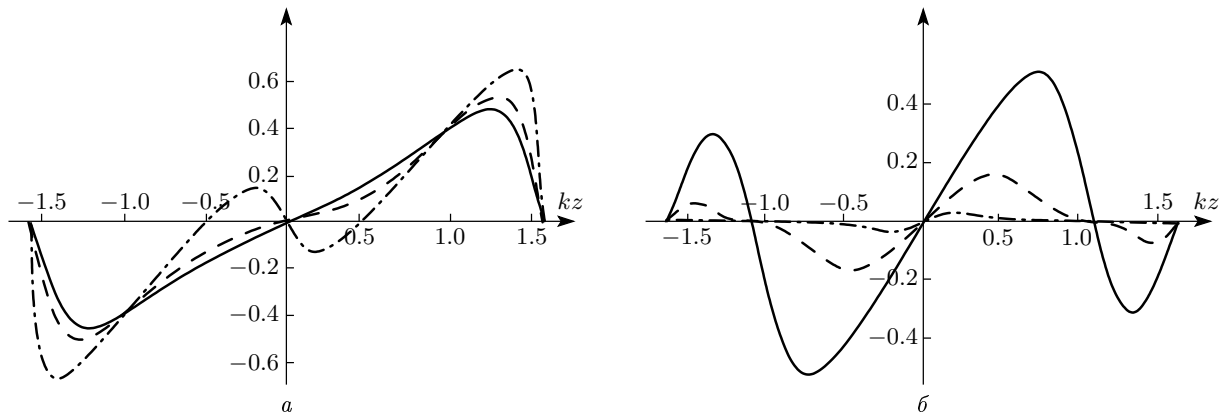


Рис. 5. Зависимости дипольной силы (в единицах  $\hbar k \delta$ ) от  $kz$  в конфигурации  $\varepsilon - \theta - \bar{\varepsilon}$ . *a* — Переходы  $J \rightarrow J + 1$  с  $J = 1/2$  (сплошная линия), 1 (штрихи), 4 (штрих-пунктир). *б* — Переходы  $J \rightarrow J$  с  $J = 1/2$  (сплошная линия),  $3/2$  (штрихи),  $9/2$  (штрих-пунктир). Параметр насыщения для одиночного светового пучка  $S_0 = 1$ , угловые параметры  $\theta = \pi/3$  и  $\varepsilon = \pi/32$

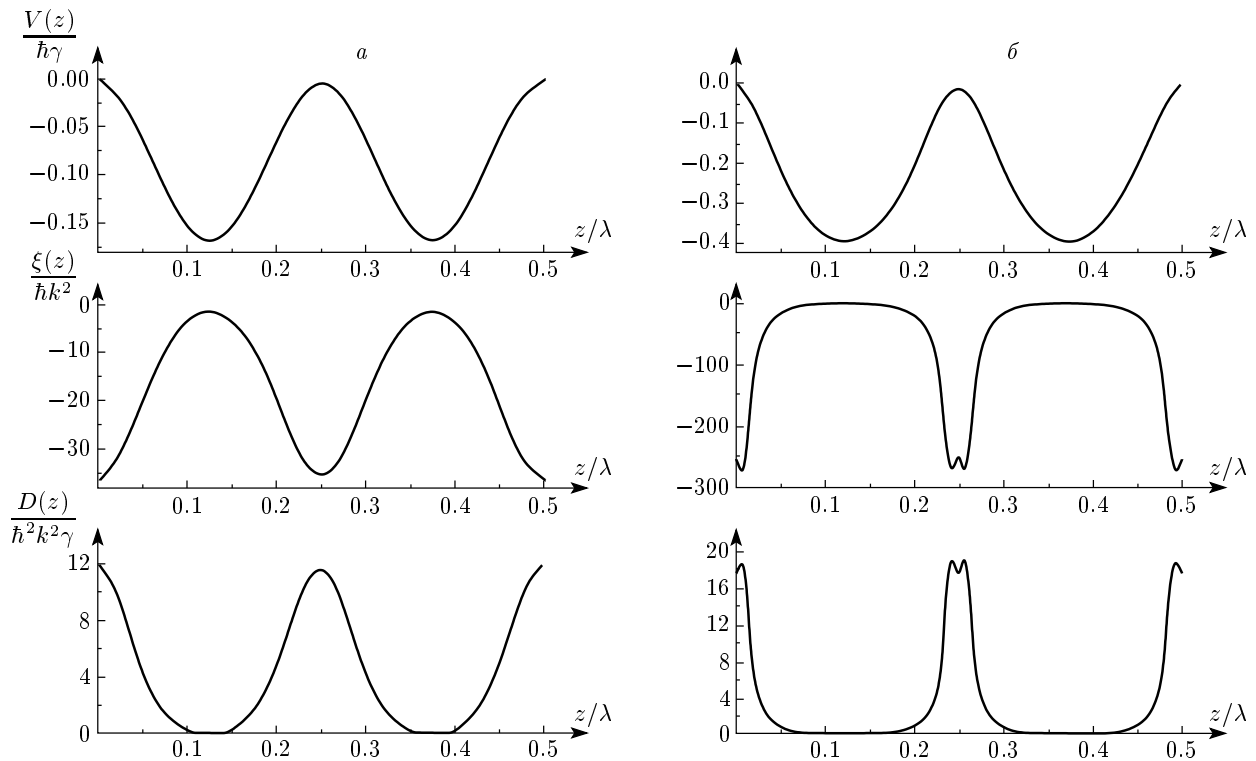
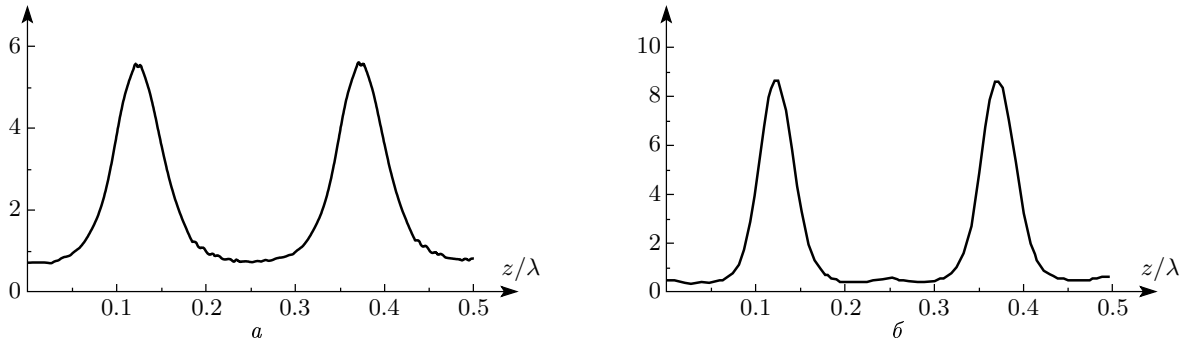


Рис. 6. Пространственная структура оптического потенциала  $V(z)$ , коэффициентов трения  $\xi(z)$  и диффузии  $D(z)$  для атомов с переходами  $1/2 \rightarrow 3/2$  (*a*) и  $4 \rightarrow 5$  (*б*) в полевой конфигурации  $\text{lin} \perp \text{lin}$  с параметром насыщения для одного светового пучка  $S_0 = 0.158$  и отстройкой  $\delta = -5\gamma$

Пространственное распределение атомов после взаимодействия с маской показано на рис. 7. Следует отметить возникающие узкие пространственные структуры: ширина профиля пиков на уровне

половины максимума составляет  $\Delta x = 0.051\lambda$  на рис. 7*a* и  $\Delta x = 0.038\lambda$  на рис. 7*б* и соответствует фокусировке в режиме толстых линз. Время взаимодействия здесь выбиралось равным четверти от

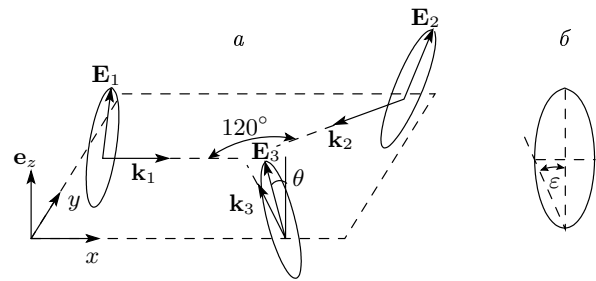


**Рис. 7.** Пространственные распределения в сфокусированном на подложку атомарном пучке после взаимодействия с полевой конфигурацией  $\text{lin}\perp\text{lin}$ , где параметр насыщения для одного светового пучка  $S_0 = 0.158$ , отстройка  $\delta = -5\gamma$ . Случай  $1/2 \rightarrow 3/2$  (а) и случай перехода  $4 \rightarrow 5$  (б). Время взаимодействия атомов с полем в обоих случаях соответствует четверти периода осцилляции в оптическом потенциале

осцилляционного периода в минимуме потенциала  $V(z)$  ( $t_{\text{int}} = 49.16\gamma^{-1}$  и  $t_{\text{int}} = 41.37\gamma^{-1}$  в случаях переходов  $1/2 \rightarrow 3/2$  и  $4 \rightarrow 5$ , соответственно). Разница в размерах  $\Delta x$  в данных случаях обусловлена прежде всего различием пространственных структур диссипативных и случайных сил для данных типов переходов (рис. 6). Как видно на рис. 7, в случае перехода  $4 \rightarrow 5$  высота пьедестала существенно меньше (отношение высоты пьедестала к начальному значению до взаимодействия с маской  $\mathcal{R} = 0.19$ ) в сравнении с переходом  $1/2 \rightarrow 3/2$  ( $\mathcal{R} = 0.35$ ), что соответствует предположениям о существенном снижении сферических аберраций в случае перехода  $4 \rightarrow 5$ .

### 7. ДВУМЕРНЫЕ ПОЛЕВЫЕ КОНФИГУРАЦИИ

Мы рассматривали также некоторые двумерные полевые конфигурации, формируемые тремя и четырьмя световыми лучами. В общем случае наблюдается широкий спектр зависимостей между пространственными распределениями функций  $I$ ,  $\ell$  и  $\Psi$ . Таким образом, с целью предварительного определения возможной пространственной структуры атомов на подложке после их взаимодействия с маской требуется детальный анализ возникающих интерференционных картин для функций  $I(\mathbf{r})$  и  $\ell(\mathbf{r})$  в случае переходов  $J \rightarrow J$  ( $J$  – полуцелые) и более сложной функции  $\Psi(\mathbf{r})$  в случае переходов  $J \rightarrow J + 1$ . В качестве демонстрации рассмотрим трехлучевую полевую симметричную конфигурацию [12] из полей с одинаковыми эллиптичностью  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = \varepsilon_3 = \varepsilon$  и амплитудами  $\mathcal{E}_s$  (рис. 8).



**Рис. 8.** Трехлучевая конфигурация (а) и эллипс поляризации одиночного луча (б), где  $\varepsilon$  – угол эллиптичности

В этой конфигурации полевые инварианты имеют вид

$$\mathcal{E}^2 = \mathcal{E}_s^2 [3 + C(Z^*Z - 3)], \quad Z = \sum_{n=1}^3 \exp(i\mathbf{k}_n \cdot \mathbf{r}),$$

$$\mathcal{I} = \mathcal{E}_s^2 [(1 + 2C)(Z^2 - 2Z^*) - 2D(Z^2 - 3Z^*)],$$

$$C = (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j^*)_{i \neq j}, \quad D = (\mathbf{e}_i \cdot \mathbf{e}_j)_{i \neq j},$$

где

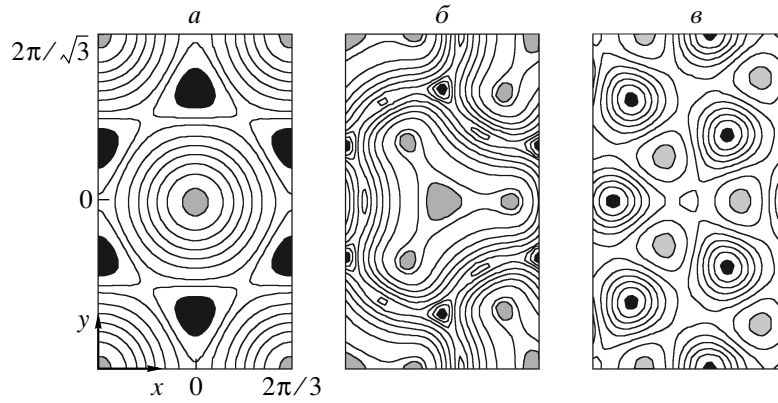
$$\mathbf{e}_i = \frac{\mathbf{e}_z + \epsilon \mathbf{k}_i \times \mathbf{e}_z}{\sqrt{1 + |\epsilon|^2}}$$

— вектор поляризации  $i$ -го луча, параметр

$$\epsilon = \frac{\text{tg } \theta + i \text{tg } \varepsilon}{1 - i \text{tg } \theta \text{tg } \varepsilon}$$

определен через угол эллиптичности  $\varepsilon$  и угол ориентации  $\theta$  между перпендикуляром  $\mathbf{e}_z$  к плоскости конфигурации и большой осью эллипса поляризации отдельного луча. Отметим, что при условии

$$\text{tg}^2 \varepsilon_0 = \frac{3 \cos 2\theta_0 + 1}{3 \cos 2\theta_0 - 1}$$



**Рис. 9.** Контурные графики пространственных распределений интенсивности  $I(\mathbf{r})$  (а), параметра эллиптичности  $\ell(\mathbf{r})$  (б) и квазипотенциала  $\Psi(\mathbf{r})$  (в): серые (черные) области соответствуют окрестностям максимумов (минимумов) этих функций

параметр  $C = 0$  и распределение суммарной интенсивности поля становится однородным. Следовательно, когда параметры конфигурации близки к  $\{\varepsilon_0, \theta_0\}$ , распределения  $\Psi(\mathbf{r})$  и  $I(\mathbf{r})$  существенно различаются и имеет место сильная корреляция между  $\Psi(\mathbf{r})$  и  $\ell(\mathbf{r})$ . В обратном случае, например, при значениях параметров  $\varepsilon \rightarrow 0, \theta \rightarrow 0$ , имеет место сильная корреляция между интенсивностью поля  $I$  и  $\Psi$ . Однако, как правило, в промежуточных случаях существуют значительные отличия в распределении экстремумов функций  $I, \ell$  и  $\Psi$ .

На рис. 9 представлены варианты  $I$  (а),  $\ell$  (б) и  $\Psi$  (в) для промежуточного выбора параметров  $\text{tg} \varepsilon = 2, \text{tg} \theta = 1/\sqrt{2}$ , где распределение  $\Psi$  приведено для перехода  $1 \rightarrow 2$ . Следует отметить, что данное распределение слабо зависит от величины  $J$ . Пространственные границы представленных графиков

$$|kx| \leq 2\pi/3, \quad |ky| \leq 2\pi/\sqrt{3}$$

соответствуют элементарной ячейке для данной полевой конфигурации. На рис. 9 видно, что области максимумов для  $\Psi$  расположены в промежуточных положениях между экстремумами функций  $I$  и  $\ell$ , тогда как минимумы  $\Psi$  коррелируют с максимумами  $\ell$ .

### 7.1. Численное моделирование

В этом разделе представлены результаты численного моделирования по формированию периодических тонких структур на подложке в рассмотренной выше трехлучевой конфигурации. Как и в ранее рассмотренном одномерном случае, метод моделирова-

ния основан на квазиклассическом стохастическом подходе [17], где наряду с силой  $\mathbf{F}_0$ , действующей на неподвижный атом, учитывалось также действие радиационной силы трения

$$\mathbf{F}_{diss} = \hat{\chi}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{v}$$

и случайного вклада  $\mathbf{F}_{rand}$ , соответствующего диффузии в импульсном пространстве. В итоге возникает безразмерное уравнение Ланжевена вида

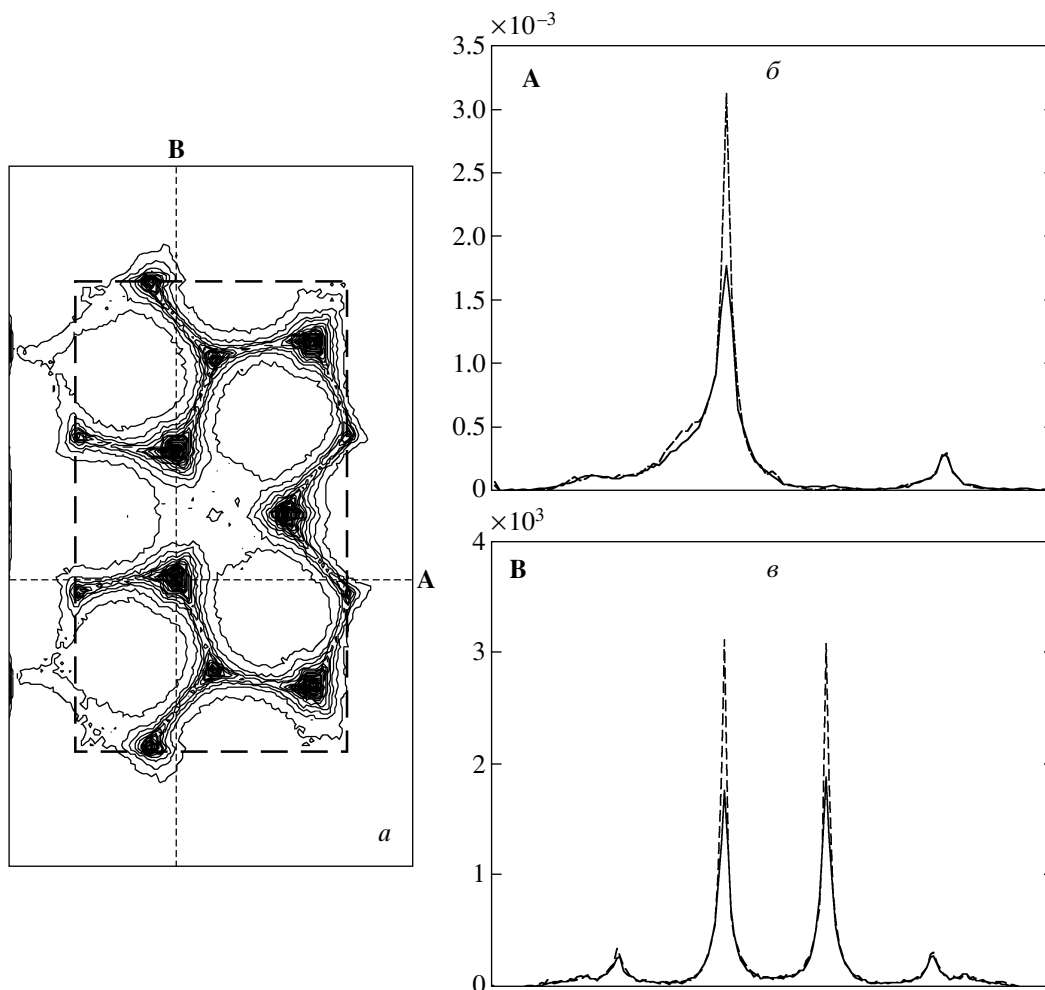
$$\frac{d\mathbf{P}}{d\tau} = \mathbf{f}_0 + \mathbf{f}_{diss} + \mathbf{f}_{rand}, \quad (17)$$

где безразмерные время  $\tau = t/t_{trans}$ , импульс  $\mathbf{P} = \mathbf{p}/p_0$ , сила  $\mathbf{f}_0 = \mathbf{F}_0 t_{trans}/p_0$  и другие характеристики определены в масштабах характерных величин для импульса  $p_0 = \sqrt{\hbar\gamma m}$  и времени  $t_{trans} = 1/\sqrt{2\omega_{rec}\gamma}$ . Здесь

$$\hbar\omega_{rec} = \frac{(\hbar k)^2}{2m}$$

— энергия отдачи, так что характерное время  $t_{trans} \gg 1/\gamma$  существенно больше времени радиационной релаксации возбужденного состояния, и оно определяет масштаб эволюции атомарного ансамбля по поступательным степеням свободы.

Для сравнения полевых (рис. 9) и возникающих атомарных распределений выбраны ранее рассмотренные полевые параметры ( $\text{tg} \varepsilon = 2, \text{tg} \theta = 1/\sqrt{2}$  и переход  $1 \rightarrow 2$ ). Предположим, что в поперечном сечении исходный атомарный пучок имеет однородное пространственное распределение в масштабах ранее рассмотренной элементарной ячейки. Значения остальных атомарных параметров: параметр



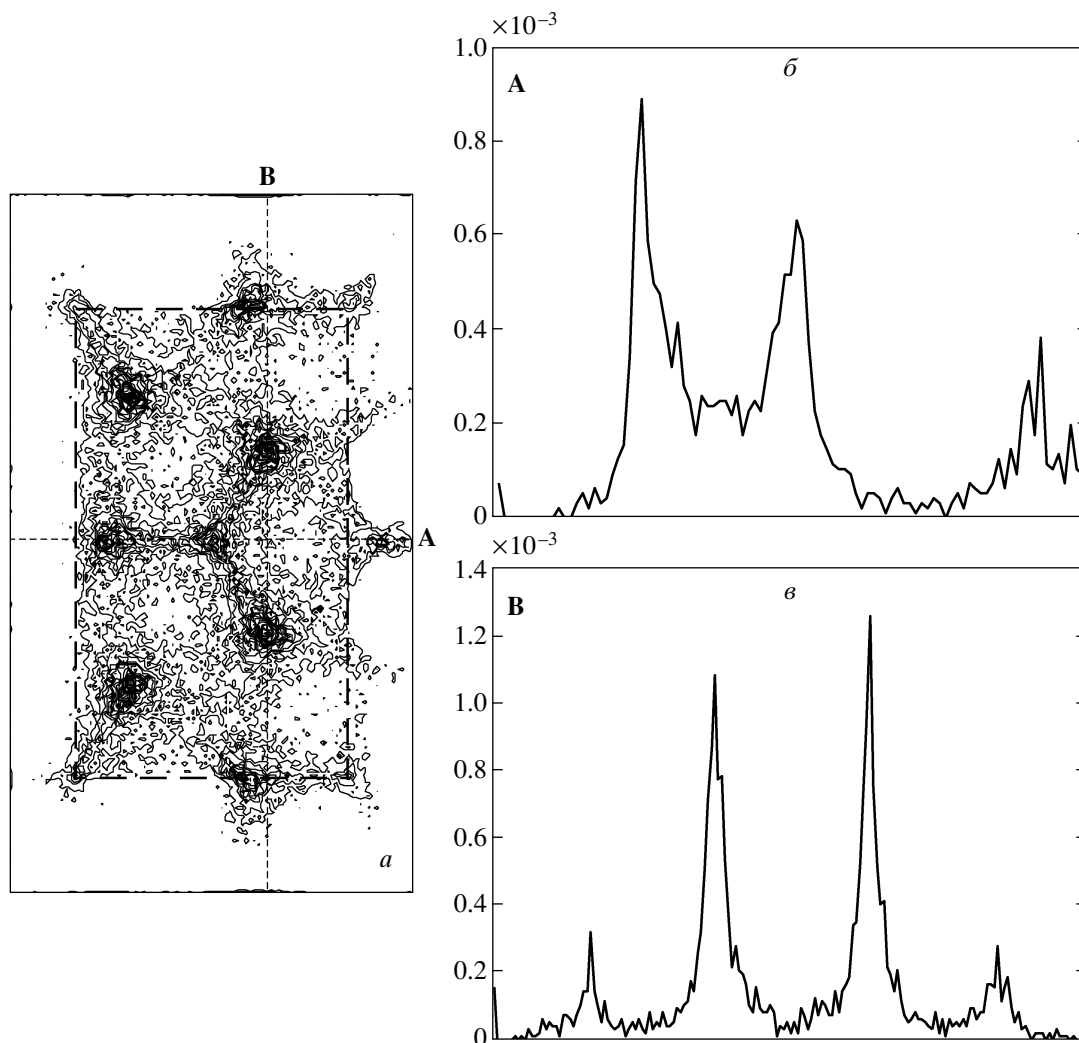
**Рис. 10.** *a* — Контурный график пространственных распределений атомов на субстрате для перехода  $1 \rightarrow 2$  при насыщении  $S_0 = 0.25$ , среднем времени взаимодействия  $t_{int} = 0.6 t_{trans}$ , отстройке  $\delta = -10\gamma$ . *б* — Нормированный профиль распределения в выбранном направлении **A**. *в* — нормированный профиль распределения в выбранном направлении **B**

насыщения для одного светового пучка  $S_0 = 0.25$ ; относительные отстройки  $\tilde{\delta} = -10$  либо  $\tilde{\delta} = 10$ ; дисперсия распределения атомарного пучка по поперечным скоростям

$$\langle (\Delta v_{\perp})^2 \rangle = 0.1 \hbar \gamma / m,$$

что предполагает предварительное субдоплеровское охлаждение пучка до взаимодействия с маской. Отношение средней продольной скорости  $\langle v_z \rangle$  в пучке к эффективному радиусу отдельного светового пучка  $r_0$  определяет среднее время взаимодействия (пролета)  $t_{int} = r_0 / \langle v_z \rangle$  атомов с маской и является важным параметром в проведении модельных расчетов. Мы также учитывали максвелловский характер распределения в ансамбле по продольным скоро-

стям  $v_z$ . Среднее пролетное время выбиралось равным  $t_{int} = 0.6 t_{trans}$ . Следует отметить, что данный выбор  $t_{int}$  вполне реализуем в экспериментах, и при таких значениях именно эффект воздействия силы  $\mathbf{F}_0$  на поперечное распределение атомов в пучке будет определяющим и заметным. Как показывают результаты моделирования, при  $t_{int} \sim 0.1 t_{trans}$  это влияние весьма незначительно, а распределение атомов в поперечном сечении пучка остается практически однородным после пролета через маску. В обратном предельном случае  $t_{int} \gg t_{trans}$  формируются так называемые диссипативные оптические решетки [18], где поперечное распределение атомов в пучке становится (квази)стационарным. В этом случае влияние остальных сил ( $\mathbf{F}_{diss}$  и  $\mathbf{F}_{rand}$ ) также прин-



**Рис. 11.** *a* — Контурный график пространственных распределений атомов на субстрате для перехода  $1 \rightarrow 2$  при насыщении  $S_0 = 0.25$ , среднем времени взаимодействия  $t_{int} = 0.6 t_{trans}$ , отстройке  $\delta = 10\gamma$ . *б* — Нормированный профиль распределения в выбранном направлении **A**. *в* — Нормированный профиль распределения в выбранном направлении **B**

ципально важно и должно быть учтено.

На рис. 10 и рис. 11 представлены результаты численного моделирования тонких пленок из осажденных на подложку атомов: для отрицательных относительных отстроек  $\tilde{\delta} = -10$  (рис. 10) и положительных отстроек  $\tilde{\delta} = 10$  (рис. 11).

Образцы атомарных распределений на подложке представлены на контурных графиках в расширенной по сравнению с элементарной ячейкой области размерами  $|kx| \leq 1.5 \cdot 2\pi/3$  и  $|ky| \leq 1.5 \cdot 2\pi/\sqrt{3}$ . Эти распределения возникают в результате взаимодействия со световой маской, где атомы до взаимодействия распределены однородно и лишь в грани-

цах одной элементарной ячейки, отмеченной пунктирным прямоугольником на рис. 10 и рис. 11. Расширенная область (прямоугольник) разбивалась на  $100 \times 173$  малых ячеек, а итоговые атомные распределения формировались в результате подсчета чисел атомов, попадающих в эти ячейки на конечной стадии их взаимодействия с маской. Общее число атомов составляло  $10^6$  и  $10^5$  соответственно для рис. 10 и рис. 11. На рис. 10 и рис. 11 представлены также сечения атомарных образцов вдоль выбранных взаимно перпендикулярных направлений **A** и **B**. Сплошные линии на этих профилях нормированных распределений соответствуют результатам мо-

делирования с учетом сил  $\mathbf{f}_{diss}$  и  $\mathbf{f}_{rand}$ , штриховые линии на рис. 10 — результатам моделирования только с учетом действия силы  $\mathbf{f}_0$ . Можно видеть, что вклад диссипативной и случайной сил незначителен для формирующейся в целом картины атомарного распределения для рассматриваемых здесь времен взаимодействия атомов с полем. Однако в деталях такое влияние вполне заметно: максимальные значения в пиках распределений уменьшаются примерно в два раза за счет действия силы  $\mathbf{f}_{rand}$ , однако ширины пиков и уровни пьедестала остаются практически неизменными. В то же время роль светоиндуцированной силы  $\mathbf{f}_0$  имеет определяющее значение, поскольку именно за счет нее происходит перераспределение атомов в области максимумов функции  $\Psi$  при отстройках  $\tilde{\delta} < 0$  (рис. 10) либо минимумов  $\Psi$  при  $\tilde{\delta} > 0$  (рис. 11).

Мы рассматривали также вариации параметров полевой конфигурации  $\tilde{\delta}$ ,  $S_0$ ,  $t_0$ , а также вариации параметров отдельных световых лучей  $\mathcal{E}_{s,i}$ ,  $\tilde{\varepsilon}_i$ . Следует подчеркнуть, что в случае малых отстроек  $|\tilde{\delta}| < 1$  распределения атомов после взаимодействия с полем при моделировании не демонстрировали каких-либо пространственно упорядоченных структур. Этот факт показывает, что сила светового давления не годится для целей формирования упорядоченных наноструктур в двумерных полевых конфигурациях. Однако действие этой силы (а также «выпрямленной» компоненты дипольной силы) проявляется в случаях нарушения симметрии в полевых конфигурациях. Например, при дисбалансе величин  $\tilde{\mathcal{E}}_i$  либо  $\tilde{\varepsilon}_i$ , когда в результате взаимодействия с маской атомный образец испытывает поперечное смещение в целом в определенных направлениях. Варьирование величин  $S$  и  $t_0 > 0.5t_0$  не приводит к появлению (либо исчезновению) дополнительных областей локализации атомов, но может существенно модифицировать уровни локализации в отмеченных выше центрах локализации.

## 8. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В данной работе получены и проанализированы явные выражения для светоиндуцированной силы, действующей на неподвижные атомы в монохроматических полевых конфигурациях в режиме стационарной оптической накачки атомов. Проведенный анализ позволяет определить области преимущественной локализации атомов на субстрате после взаимодействия со световой маской с произвольны-

ми пространственной конфигурацией и интенсивностями образующих ее световых лучей.

Все результаты относятся к замкнутым циклическим дипольным атомарным переходам с произвольными значениями угловых моментов  $J$  для широкого диапазона параметров световых масок (отстройки  $\delta$ , насыщения  $S$ , поперечного размера световой маски  $r_0$  и т. д.). Отметим, что наши результаты применимы не только к рассмотренным в работе одномерным и двумерным полевым конфигурациям, но и окажутся полезными в трехмерных конфигурациях [19].

Данная работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 04-02-16488, 05-02-17086), гранта INTAS-01-0855 и гранта Президента РФ для поддержки ведущих научных школ (проект НШ-1743.2003.2).

## ЛИТЕРАТУРА

1. M. K. Oberthaler and T. Pfau, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R233 (2003).
2. D. Meschede and H. Metcalf, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R17 (2003).
3. J. J. McClelland, R. E. Scholten, E. C. Palm, and R. Celotta, Science **262**, 87 (1993).
4. R. Gupta, J. J. McClelland, Z. J. Jabbour, and R. Celotta, Appl. Phys. Lett. **67**, 1378(1995).
5. U. Drodofsky, J. Stuhler, T. Schulze, M. Drewsen, B. Brezger, T. Pfau, and J. Mlynek, Appl. Phys. B **65**, 755 (1997).
6. B. Brezger, Th. Schulze, P. O. Schmidt, R. Mertens, T. Pfau, and J. Mlynek, Europhys. Lett. **46**, 148 (1999).
7. R. Stutzle, D. Jurgens, A. Habenicht, and M. K. Oberthaler, J. Opt. B.: Quantum Semiclass. Opt. **5**, S164 (2003).
8. O. N. Prudnikov and E. Arimondo, J. Opt. B.: Quantum Semiclass. Opt. **6**, 336 (2004).
9. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).
10. А. П. Казанцев, УФН **124**, 113 (1978); R. J. Cook, Phys. Rev. A **22**, 1078 (1980); В. Г. Миногин, ЖЭТФ **79**, 2044 (1980); J. P. Gordon and A. Ashkin, Phys. Rev. A **21**, 1606 (1980); J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Phys. B **18**, 1661

- (1985); J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Amer. B* **6**, 2023 (1989); Y. Castin and K. Mølmer, *J. Phys. B* **23**, 4101 (1990); G. Nienhuis, P. van der Straten, and S.-Q. Shang, *Phys. Rev. A* **44**, 462 (1991); J. Javanainen, *Phys. Rev. A* **44**, 5857 (1991).
11. А. В. Безвербный, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **123**, 437 (2003).
12. А. В. Безвербный, *ЖЭТФ* **124**, 981 (2003).
13. A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, and G. Nienhuis, *Phys. Rev. A* **69**, 033410 (2004).
14. C. S. Adams and E. Riis, *Prog. Quant. Electr.* **21**, 1 (1997).
15. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, *ЖЭТФ* **120**, 76 (2001).
16. A. V. Bezverbny, G. Nienhuis, and A. M. Tumaikin, *Opt. Commun.* **148**, 151 (1998).
17. J. Javanainen, *Phys. Rev. A* **46**, 5819 (1992).
18. G. Grynberg and C. Robilliard, *Phys. Reports* **355**, 335 (2001).
19. Th. Schulze, T. Mütther, D. Jürgens, B. Brezger, M. K. Oberthaler, T. Pfau, and J. Mlynek, *Appl. Phys. Lett.* **78**, 1781 (2001).