ЖЭТФ, 2007, том 131, вып. 6, стр. 963–970

ДИССИПАТИВНАЯ СВЕТОВАЯ МАСКА ДЛЯ АТОМНОЙ ЛИТОГРАФИИ, СОЗДАННАЯ НЕОДНОРОДНО ПОЛЯРИЗОВАННЫМ ПОЛЕМ

О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин

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

Поступила в редакцию 16 октября 2006 г.

Проведен анализ локализации атомов в глубоком оптическом потенциале на основе полностью квантового описания движения атомов в рамках кинетического уравнения для матрицы плотности. Показано, что лазерное охлаждение нейтральных атомов в глубоком оптическом потенциале при относительно большой отстройке светового поля от резонанса может быть использовано как альтернативный недиссипативным световым маскам метод формирования пространственно-локализованных атомных структур с высоким контрастом для целей атомной литографии.

PACS: 32.80.Pj, 42.50.Vk

1. ВВЕДЕНИЕ

Лазерное охлаждение и фокусировка пучков нейтральных атомов являются одними из приоритетных направлений исследования в атомной оптике. Значительное развитие в последнее время получила литография атомных пучков с использованием световых полей в качестве нематериальных оптических масок [1, 2]. В большинстве экспериментов атомные структуры были получены посредством далеко отстроенных от резонанса периодических недиссипативных оптических потенциалов. Данная схема имеет классический аналог с тем лишь отличием, что материальный атомный пучок фокусируется на поверхность нематериальным массивом линз, созданным интенсивным световым полем. Влиянием спонтанной эмиссии атомов на фокусировку атомного пучка в этих условиях можно пренебречь в связи с большой отстройкой частоты светового поля от атомного резонанса и малым временем взаимодействия атомов со светом. Траектория атомов изменяется под действием консервативной дипольной силы без диссипации энергии атомного пучка, и фокусировка атомов может быть описана по аналогии с фокусировкой в классической оптике [3]. Для недиссипативной оптической маски минимальный размер получаемых структур ограничен в основном хроматической аберрацией, вызванной разбросом поперечных скоростей атомов в пучке. Для уменьшения вредного влияния хроматической аберрации необходимо дополнительное световое поле, которое посредством лазерного охлаждения атомов в поперечном направлении обеспечивает предварительную коллимацию атомного пучка. Кроме того, имеют место эффекты сферической аберрации, приводящие к тому, что часть атомов недостаточно хорошо фокусируется, уменьшая контраст локализованных атомных структур. Эти факторы доминируют и не позволяют достичь минимально возможного теоретического дифракционного предела, определяемого длиной волны де Бройля, который для атомов в пучке может составлять несколько пикометров. Поэтому ведется интенсивный поиск новых альтернативных методов для атомной литографии.

Идея использовать комбинацию фокусировки и коллимации (за счет лазерного охлаждения) атомного пучка для достижения узких пространственных структур при взаимодействии с сильным полем, отстроенным от резонанса в синюю сторону, была впервые высказана Казанцевым с соавторами (см. монографию [4] и приведенные там ссыл-

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

ки). Недавно эта идея получила дальнейшее развитие в работах [5, 6] в связи с возможными приложениями в атомной литографии. В этих работах интенсивное поле в основном используется для фокусировки атомного пучка посредством глубокого оптического потенциала. Дополнительно в таком поле возникает диссипативная добавка к силе (сила трения), охлаждающая атомы при положительной (синей) отстройке частоты поля от резонанса, что приводит к локализации атомов в минимумах оптического потенциала. Характерное время взаимодействия, на котором проявляются диссипативные процессы, составляет несколько обратных частот отдачи ω_R^{-1} (где $\hbar\omega_R = \hbar^2 k^2/2M$ — энергия отдачи, получаемая атомом с массой M в покое при излучении или поглощении фотона с импульсом $\hbar k$). Это время для большинства атомов с оптическими переходами, пригодными для лазерного охлаждения, составляет десятки микросекунд. Однако для атомных пучков с тепловыми продольными скоростями достаточно сложно экспериментально реализовать данный тип диссипативной оптической маски из-за ограниченной мощности используемых лазеров.

В настоящей работе рассматривается альтернативный режим диссипативной световой маски, созданной неоднородно поляризованным полем с отрицательной (красной) отстройкой частоты и малой интенсивностью. Хорошо известно, что в таких полях имеет место субдоплеровское охлаждение нейтральных атомов. Механизм лазерного охлаждения данного типа хорошо изучен и рассмотрен во множестве работ [7–11] в основном по отношению к температуре атомного ансамбля и импульсному распределению атомов, а также к пространственной локализации [12, 13], которая измерялась косвенно спектроскопическими методами [14, 15]. Следует отметить, что в общем случае условия для глубокого субдоплеровского лазерного охлаждения не совпадают с условиями, необходимыми для сильной пространственной локализации атомов. При этом использование более глубоких оптических потенциалов для лазерного охлаждения, как правило, приводит к более высоким температурам атомного ансамбля.

Вследствие большой сложности квантового кинетического уравнения для матрицы плотности атомов в световом поле широкое распространение получило так называемое секулярное приближение [10, 11, 16–18], применимое в пределе [16]

$$\sqrt{U_0/\hbar\omega_R} \ll |\delta|/\gamma. \tag{1}$$

Данное приближение предполагает, что расстояние между энергетическими зонами в оптическом потенциале больше их ширины, обусловленной оптической накачкой и туннелированием. Световой сдвиг U_0 определяет глубину оптического потенциала. Здесь $\delta = \omega - \omega_0$ — отстройка частоты светового поля ω от частоты атомного перехода ω_0, а γ — скорость спонтанного излучения. При фиксированной глубине оптического потенциала данное приближение справедливо в пределе больших отстроек. И наоборот, как легко заметить, при заданной отстройке оно нарушается в глубоком оптическом потенциале. Более того, даже при выполнении условия (1) секулярное приближение справедливо лишь для нижних колебательных уровней оптического потенциала и нарушается для более высоких, где расстояние между колебательными уровнями становится меньшим вследствие эффектов ангармонизма, и особенно для атомов, совершающих надбарьерное движение.

В настоящей работе рассматривается возможность применения методов лазерного охлаждения нейтральных атомов в глубоком оптическом потенциале, созданном световым полем с неоднородной поляризацией, с целью создания пространственно-локализованных атомных структур с высоким контрастом для атомной литографии. Исследуются режимы, отличные от условий глубокого субдоплеровского лазерного охлаждения. Для корректного описания пространственного распределения атомов, в том числе для корректного учета атомов, совершающих надбарьерное движение и дающих вклад в подложку, мы не ограничиваемся рамками секулярного приближения. Напротив, предложен полностью квантовый численный анализ кинетического уравнения для атомной матрицы плотности, позволяющий точно учесть поступательное движение атомов и эффекты отдачи. В частности, нами рассмотрены условия, выходящие за рамки секулярного приближения. Дополнительно проведен анализ важных для приложений в атомной литографии параметров: ширины и контраста локализованных атомных структур, достижимых при использовании предлагаемой диссипативной маски.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим одномерное движение атомов (вдоль оси z), имеющих полные угловые моменты в основном j_g и возбужденном j_e состояниях, в поле, образованном встречными световыми волнами равной частоты и интенсивности

$$\mathbf{E}(z,t) = E_0\left(\mathbf{e}_1\,e^{ikz} + \mathbf{e}_2\,e^{-ikz}\right)e^{-i\omega t} + \text{c.c.},$$
$$\mathbf{e}_n = \sum_{q=0,\pm1} e_n^q \mathbf{e}_q, \quad n = 1, 2. \tag{2}$$

Здесь E_0 — амплитуда каждой из встречных волн. Единичные векторы $\mathbf{e}_1$ и $\mathbf{e}_2$ с компонентами e_n^q в циклическом базисе

$$\left\{\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z, \quad \mathbf{e}_{\pm1} = \mp\frac{\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y}{\sqrt{2}}\right\}$$

определяют поляризацию встречных волн. В данной работе мы ограничимся приближением, соответствующим малому параметру насыщения:

$$S = \frac{\Omega^2}{\delta^2 + \gamma^2/4} \ll 1, \tag{3}$$

где $\Omega = E_0 d/\hbar$ — частота Раби для каждой из встречных волн, d — дипольный момент оптического перехода. В пределе малого насыщения (3) элементы атомной матрицы плотности, отвечающие возбужденному состоянию, могут быть адиабатически исключены и уравнение, описывающее эволюцию атомной матрицы плотности известной процедурой, может быть сведено к уравнению для эволюции элементов матрицы плотности основного состояния [10, 11]:

$$\frac{d}{dt}\hat{\rho} = -\frac{i}{\hbar}\left[\hat{H}, \hat{\rho}\right] + \hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}, \tag{4}$$

где гамильтониан $\hat{H}$ определяется как

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2M} + \hbar\delta S\,\hat{V}^\dagger\hat{V}. \tag{5}$$

Последнее слагаемое в выражении (5) описывает когерентное взаимодействие атома с резонансным световым полем, где

$$\hat{V} = \hat{V}_1\,e^{ik\hat{z}} + \hat{V}_2\,e^{-ik\hat{z}} =$$
$$= \sum_q \hat{T}_q\,e_1^q\,e^{ik\hat{z}} + \sum_q \hat{T}_q\,e_2^q\,e^{-ik\hat{z}}. \tag{6}$$

Оператор $\hat{T}_q$ может быть выражен через коэффициенты Клебша–Гордана в базисе волновых функций подуровней возбужденного $|j_e, \mu_e\rangle$ и основного $|j_g, \mu_g\rangle$ состояний:

$$\hat{T}_q = \sum_{\mu_e,\mu_g} C^{j_e,\mu_e}_{1,q;\,j_g,\mu_g}|j_e, \mu_e\rangle\langle j_g, \mu_g|, \tag{7}$$

где μ_e и μ_g — проекции угловых моментов возбужденного и основного состояний.

Последний член $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$ кинетического уравнения (4) описывает релаксацию атомной матрицы плотности и имеет вид

$$\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\} = -\frac{\gamma S}{2}\left\{\hat{V}^\dagger\hat{V}, \hat{\rho}\right\} +$$
$$+\gamma S \sum_{q=0,\pm1}\int_{-1}^{1} \hat{T}_q^\dagger e^{-iks\hat{z}}\hat{V}\hat{\rho}\hat{V}^\dagger e^{iks\hat{z}}\hat{T}_q K_q(s)\,ds, \tag{8}$$

где $\{\hat{a}, \hat{c}\} = \hat{a}\hat{c} + \hat{c}\hat{a}$ — стандартное обозначение для антикоммутатора, а $\hat{z}$ — оператор положения. Функции

$$K_{\pm1}(s) = \frac{3}{8}(1 + s^2), \quad K_0(s) = \frac{3}{4}(1 - s^2)$$

определяются вероятностью спонтанной эмиссии фотона с поляризацией $q = \pm1, 0$ в направлении $s = \cos\theta$ по отношении к оси z.

3. СТАЦИОНАРНОЕ РЕШЕНИЕ ДЛЯ АТОМНОЙ МАТРИЦЫ ПЛОТНОСТИ

Существует множество подходов к описанию эволюции атомной матрицы плотности. Отметим, что квантовая постановка задачи весьма трудоемка, поскольку включает в себя описание эволюции как внутренних, так и поступательных степеней свободы атомов. Поэтому в большинстве работ, посвященных квантованному движению атомов в оптических решетках, используется упрощенный подход, основанный на секулярном приближении [10, 11, 18]. Он заключается в следующем. Во-первых, необходимо решить задачу о поиске собственных значений и функций гамильтониана $\hat{H}$. В дальнейшем, пренебрегая недиагональными элементами, кинетическое уравнение сводится к балансному виду лишь для диагональных элементов матрицы плотности в собственном базисе. При этом скорости перехода между состояниями характеризуются релаксационной частью $\hat{\Gamma}\{\hat{\rho}\}$. Секулярное приближение для кинетического уравнения (4) хорошо выполняется для нижних энергетических уровней, когда энергетическое расщепление между соседними колебательными состояниями много меньше ширины уровней вследствие эффектов оптической накачки и туннелирования. Эти условия подразумевают достаточно большую отстройку светового поля. Несмотря на это, плотность колебательных состояний для верхних уровней возрастает. Также для них возрастет влияние эффектов туннелирования [11]. Это приводит к нарушению условий секулярного приближения, особенно для верхних колебательных уровней атомов и тем более для атомов, совершающих надбарьерное движение.

Для корректного одновременного описания эффектов локализации и нелокализованной фракции атомов будем использовать альтернативный подход для квантового расчета стационарной матрицы плотности. В вигнеровском представлении квантовое кинетическое уравнение (4) для матрицы плотности атомов $\hat{\rho}(x,p)$ может быть записано как

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\frac{p}{M}\frac{\partial}{\partial z}\right)\hat{\rho}(z,p)=-i\delta\, S\left[\hat{V}^{\dagger}\hat{V},\hat{\rho}\right]^{(W)}-\\ -\frac{\gamma\, S}{2}\left\{\hat{V}^{\dagger}\hat{V},\hat{\rho}\right\}^{(W)}+\hat{\gamma}\{\hat{\rho}\}. \quad (9)$$

Часть, описывающая взаимодействие с полем, имеет лишь нулевую и вторую пространственные гармоники:

$$\hat{V}^{\dagger}\hat{V}=\hat{W}_0+\hat{W}_+e^{2ikz}+\hat{W}_-e^{-2ikz}. \quad (10)$$

Поэтому коммутатор $[\ \ldots,\ \ldots\ ]^{(W)}$ и антикоммутатор $\{\ \ldots,\ \ldots\ \}^{(W)}$ в (9) в вигнеровском представлении имеют вид

$$\left(\hat{V}^{\dagger}\hat{V}\,\hat{\rho}\mp\hat{\rho}\hat{V}^{\dagger}\hat{V}\right)^{(W)}=\hat{W}_0\,\hat{\rho}(z,p)\mp\hat{\rho}(z,p)\hat{W}_0+\\ +\left(\hat{W}_-\hat{\rho}(z,p+\hbar k)\mp\hat{\rho}(z,p-\hbar k)\hat{W}_-\right)e^{-2ikz}+\\ +\left(\hat{W}_+\hat{\rho}(z,p-\hbar k)\mp\hat{\rho}(z,p+\hbar k)\hat{W}_+\right)e^{2ikz}. \quad (11)$$

Последнее слагаемое в уравнении (9), описывающее релаксацию матрицы плотности в результате спонтанной эмиссии фотонов, имеет известный вид:

$$\hat{\gamma}\{\hat{\rho}(z,p)\}=\gamma S\sum_{q=0,\pm1}\int\limits_{-\hbar k}^{\hbar k}\frac{dp'}{\hbar k}K_q\left(\frac{p'}{\hbar k}\right)\hat{T}_q^{\dagger}\times\\ \times\left[\hat{V}_1\hat{\rho}(z,p+p')\hat{V}_2^{\dagger}e^{2ikz}+\hat{V}_2\hat{\rho}(z,p+p')\hat{V}_1^{\dagger}e^{-2ikz}+\\ +\hat{V}_1\hat{\rho}(z,p+p'-\hbar k)\hat{V}_1^{\dagger}+\hat{V}_2\hat{\rho}(z,p+p'+\hbar k)\hat{V}_2^{\dagger}\right]\hat{T}_q.$$

Уравнение (9) допускает пространственно-периодическое решение для матрицы плотности в виде ряда:

$$\hat{\rho}(z,p)=\sum_n\hat{\rho}^{(n)}(p)\,e^{2inkz}. \quad (12)$$

Соответственно, уравнение для компонент $\hat{\rho}^{(n)}$ может быть записано в виде

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+2ni\,\frac{p}{M}\right)\hat{\rho}^{(n)}=\\ =\mathcal{L}_0\left\{\hat{\rho}^{(n)}\right\}+\mathcal{L}_+\left\{\hat{\rho}^{(n-1)}\right\}+\mathcal{L}_-\left\{\hat{\rho}^{(n+1)}\right\}, \quad (13)$$

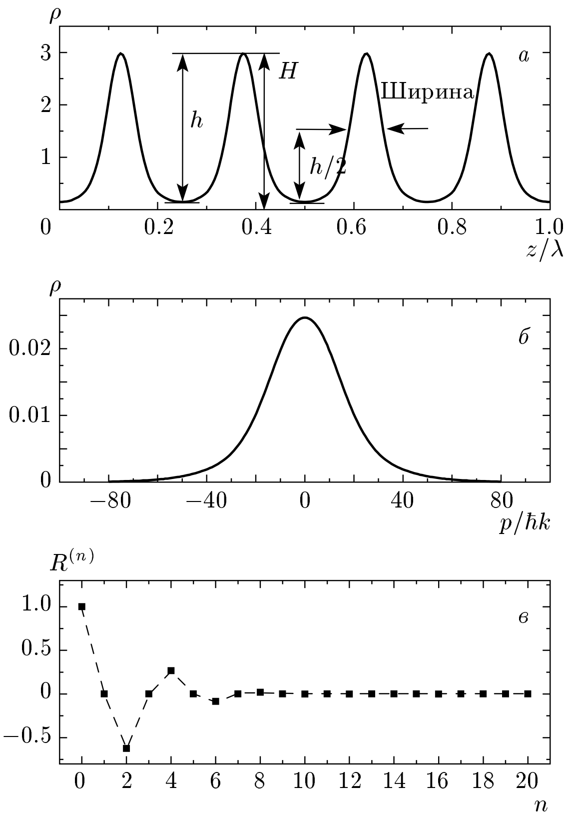

Рис. 1. Стационарные пространственное (a) и импульсное ($б$) распределения атомов, амплитуды пространственных гармоник матрицы плотности ($в$) для атомов с оптическим переходом $j_g=1\to j_e=2$ и массой, соответствующей атому Cr, при отстройке светового поля $\delta=-40\gamma$ и параметре насыщения $S=0.5$

где $\mathcal{L}_0,\mathcal{L}_+,\mathcal{L}_-$ — лиувиллианы, соответствующие нулевой и второй пространственным гармоникам уравнения (9).

В задаче о поиске стационарного решения ($\partial\hat{\rho}/\partial t=0$) подобная рекурсия может быть решена методом цепных дробей. Данный подход часто использовался для анализа оптического уравнения Блоха в различных спектроскопических задачах [19–21], а также для поиска силы, действующей на атомы в световых полях (см., например, [22, 23]). Основное отличие нашего рассмотрения заключается в том, что уравнение (13) более сложное и содержит эффект отдачи. Отметим, что подобная задача для описания лазерного охлаждения с учетом эффектов отдачи, но без учета пространственной локализации была рассмотрена в работе [24]. В этой работе использовалась простейшая модель двухуровневого атома и рассматривалось лишь

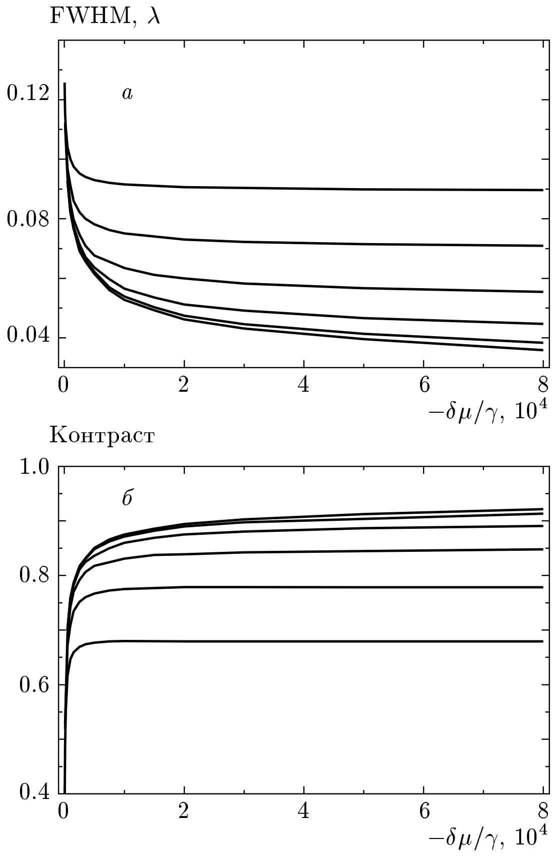

Рис. 2. FWHM пространственно-локализованных атомных структур (a) и величина контраста ($б$) как функции параметра $\delta\mu$ при различных отстройках светового поля ($\delta/\gamma = -5, -10, -20, -40, -80, -160$ сверху вниз на рис. a и снизу вверх на рис. $б$) для модели атома с замкнутым оптическим переходом $j_g = 1/2 \to j_e = 3/2$

распределение атомов по скоростям. Кроме того, кинетическое уравнение было записано в упрощенной форме только для низших пространственных гармоник. В рассматриваемом случае полное число пространственных гармоник, удерживаемых при расчетах, определяется сходимостью решения уравнения (13) в виде цепных дробей и зависит от параметров светового поля. В наших вычислениях это число не превышало 30. В качестве примера на рис. 1 приведены стационарные пространственное и импульсное распределения для атомов с оптическим переходом $j_g = 1 \to j_e = 2$ при отстройке $\delta = -40\gamma$ и параметре насыщения $S = 0.5$ в поле $lin \perp lin$-конфигурации. Амплитуды пространственных гармоник атомной матрицы плотности

$$R^{(n)} = \int \mathrm{Tr}\{\hat{\rho}^{(n)}(p)\}\, dp$$

показаны на рис. 1*в*. Равенство нулевой гармоники единице определяется условием нормировки. Как видно на рис. 1*в*, амплитуды высших гармоник быстро уменьшаются с ростом n.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном разделе мы рассмотрим стационарное пространственное распределение атомов, имеющих вырожденные по проекции углового момента уровни в оптическом потенциале, созданном световым полем $lin \perp lin$-конфигурации. Мы выбрали данную конфигурацию в качестве простого примера поля с неоднородной пространственной поляризацией, в котором варьируется лишь эллиптичность вектора поляризации, в то время как другие параметры светового поля (интенсивность, фаза и ориентация вектора поляризации) остаются неизменными в пространстве. Оптический потенциал в таком поле имеет пространственный период $\lambda/4$, что делает его наиболее привлекательным для создания атомных структур с высокой пространственной периодичностью.

Имеется несколько параметров, необходимых для описания лазерного охлаждения нейтральных атомов: атомная масса M, естественная ширина возбужденного уровня γ, длина волны λ, отстройка от атомного резонанса δ и параметр насыщения S. Для анализа кинетики удобно выбрать безразмерную систему единиц ($\hbar = 1$, $k = 1$, $\gamma = 1$), в которой безразмерный параметр массы $\tilde{M}$ можно определить из соотношения $\gamma/\omega_R = 2\tilde{M}$ [6]. Это так называемый параметр квазиклассичности, характеризующий кинетическую энергию атомов в световом поле по отношению к энергии отдачи. Он удобен, поскольку задает соотношение между скоростью атома, обычно измеряемой в единицах γ/k, определяющей доплеровское уширение, и импульсом, измеряемым в единицах $\hbar k$. Так, например, доплеровской скорости $kv = \gamma$ соответствует импульс атома Cr, равный $p = 115\hbar k$. В частности, параметр $2\tilde{M}$ определяет отношение скорости эволюции атомной функции распределения в импульсном пространстве к скорости упорядочения по внутренним степеням свободы. При этом характерное время лазерного охлаждения по порядку величины равно $\tau = \omega_R/\gamma S$.

Мы провели анализ эффектов локализации атомов в оптическом потенциале. Величина контраста локализованных атомных структур может быть

Безразмерный параметр массы $\tilde{M}$, соответствующий замкнутому оптическому переходу, пригодному для лазерного охлаждения, для различных элементов. Дополнительно указаны длина волны λ и интенсивность насыщения ($I_S = 2\pi^2\hbar c/\lambda^3$) оптических переходов

Элемент	Переход	I_S, мВт/см^2	λ, нм	$\tilde{M}$
^{7}Li	$2\,^2S_{1/2} \to 2\,^2P_{3/2}$	2.56	671	46
^{23}Na	$3\,^2S_{1/2} \to 3\,^2P_{3/2}$	6.34	589	198
^{39}K	$4\,^2S_{1/2} \to 4\,^2P_{3/2}$	1.81	766	358
^{85}Rb	$5\,^2S_{1/2} \to 5\,^2P_{3/2}$	1.63	780	770
^{133}Cs	$6\,^2S_{1/2} \to 6\,^2P_{3/2}$	1.06	852.3	1270
^{52}Cr	$4\,^7S_3 \to 4\,^7P_4$	8.49	425.6	115
^{27}Al	$3p\,^2P_{3/2} \to 3d\,^2D_{5/2}$	57	309.4	85
^{69}Ga	$4p\,^2P_{3/2} \to 4d\,^2D_{5/2}$	127	294.4	382
^{115}In	$5p\,^2P_{3/2} \to 5d\,^2D_{5/2}$	78	325.7	634
^{107}Ag	$5\,^2S_{1/2} \to 5\,^2P_{3/2}$	76.8	328	601

определена как $C = h/H$ (рис. 1*а*) подобно [1]. Исходя из уравнения (9), можно показать, что остаются только два параметра, характеризующих стационарное решение для атомной матрицы плотности. Это отстройка, измеряемая в единицах естественной ширины, $\tilde{\delta} = \delta/\gamma$, и безразмерный параметр μ:

$$\mu = S\tilde{M}. \tag{14}$$

Данный масштабный параметр позволяет обобщить результаты для элементов с различными оптическими переходами и массами (таблица).

Отметим также, что в секулярном приближении [16] стационарное решение зависит лишь от отношения глубины оптического потенциала к энергии отдачи $U_0/\hbar\omega_R$, что пропорционально $\tilde{\delta}\mu$ в наших обозначениях. Поэтому сначала приведем зависимости результатов нашего анализа от параметра $\tilde{\delta}\mu$ при различных отстройках $\tilde{\delta}$. Как видно из рис. 2, имеется различие между кривыми, соответствующими разным отстройкам. Это различие возрастает с ростом глубины оптического потенциала, что соответствует выходу за рамки секулярного приближения. Ширина локализованных атомных структур FWHM (полная ширина на полувысоте) и контраст асимптотически стремятся к постоянным значениям с ростом интенсивности светового поля. Асимптотические значения FWHM в зависимости от $\tilde{\delta}$ представлены на рис. 3.

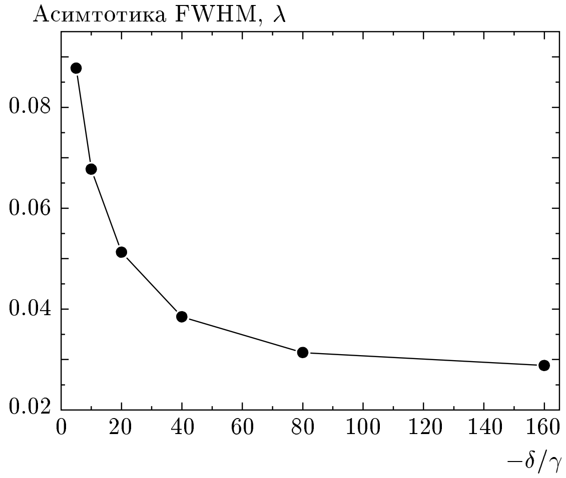

Рис. 3. Асимптотика FWHM пространственно-локализованных атомных структур как функция отстройки светового поля для модели атома с замкнутым оптическим переходом $j_g = 1/2 \to j_e = 3/2$

На рис. 4 представлены FWHM и контраст локализованных атомных структур как функции параметра μ при различных отстройках, полученные для модели атомов с оптическим переходом $j_g = 1/2 \to j_e = 3/2$. FWHM пространственных структур монотонно убывает с ростом параметра μ. Несмотря на то что стационарная температура атомного ансамбля возрастает с ростом глубины оптического потенциала, локализация атомов становится все более значительной. Дополнительно увеличивается контраст локализованных структур (рис. 4*б*). Штриховые вертикальные линии на рис. 4 качественно задают область ограничения применения приближения малого насыщения для различных элементов таблицы в предположении, что

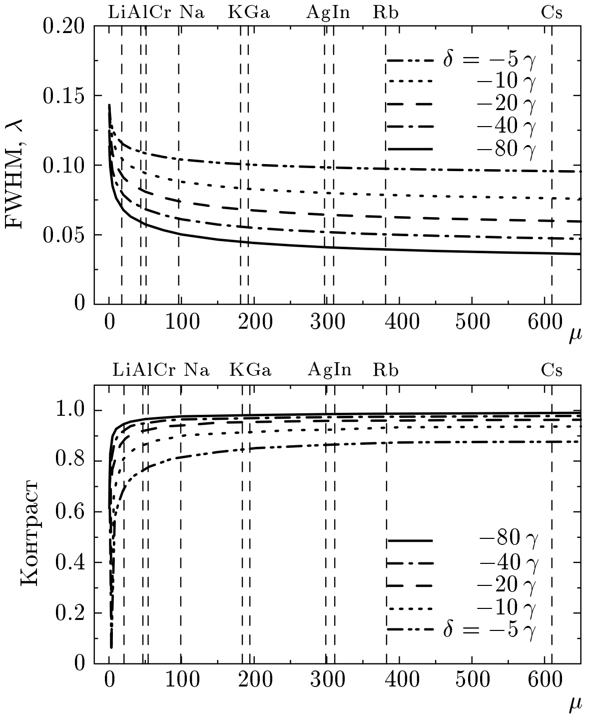

Рис. 4. FWHM пространственно-локализованных атомных структур (a) и величина контраста ($б$) как функции параметра μ при различных отстройках светового поля для модели атома с замкнутым оптическим переходом $j_g = 1/2 \to j_e = 3/2$

$S < 0.5$. Для детального анализа применимости приближения слабого поля необходим выход за его рамки, т. е. исследование решений уравнения для полной матрицы плотности с учетом эффектов насыщения. Однако данные кривые (рис. 4) имеют сильную зависимость от параметра μ, и эффект локализации остается значительным при малых насыщениях, особенно для «тяжелых» атомов (таблица).

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы провели исследование локализации атомов в глубоком оптическом потенциале на основе полностью квантового подхода. В общем случае условия, требуемые для сверхглубокого лазерного охлаждения, не соответствуют условиям, необходимым для значительной локализации атомов в оптической решетке. Более того, с ростом глубины оптического потенциала секулярное приближение (1) становится неприменимым. Предлагаемый подход не имеет подобных ограничений, что позволяет более корректно описать пространственное распределение атомов, включая эффекты локализации и надбарьерного движения атомов. Стационарное решение для матрицы плотности атомов является функцией двух параметров: отстройки δ и параметра μ (14). Мы провели анализ контраста и ширины локализованных атомных структур как функций данных параметров. Показано, что ширина и контраст локализованных атомных структур имеют сильную зависимость от параметра μ и стремятся к постоянным значениям, зависящим от отстройки светового поля, с ростом глубины оптического потенциала.

Таким образом, лазерное охлаждение нейтральных атомов в глубоком оптических потенциале, созданном неоднородно поляризованным полем, может быть использовано в качестве диссипативной оптической маски для целей атомной литографии при формировании периодических пространственно-локализованных атомных структур с высоким контрастом. Отличительной особенностью рассмотренной диссипативной оптической маски по отношению к исследованным ранее недиссипативным маскам является то, что она не чувствительна к различным аберрационным эффектам, т. е. к начальному разбросу по скоростям в атомном пучке. Проведен анализ возможных достижимых параметров контраста и локализации атомных структур.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 07-02-01230, 05-02-17086, 07-02-01028, 05-08-01389), INTAS–СО РАН (грант № 06-1000013-9427), президиума СО РАН, а также гранта МК-1438.2005.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. Meschede and H. Metcalf, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, R17 (2003).
2. M. K. Oberthaler and T. Pfau, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R233 (2003).
3. J. J. McClelland and M. R. Scheinfein, J. Opt. Soc. Amer. B **8**, 1974 (1991).
4. A. P. Kazantsev, G. I. Surdutovich, and V. P. Yakovlev, *Mechanical Action of Light on Atoms*, World Sci., Singapore (1990).
5. R. Stutzle, D. Jurgens, A. Habenicht, and M. K. Oberthaler, J. Opt. B.: Quantum Semiclass. Opt. **5**, S164 (2003).
6. O. N. Prudnikov and E. Arimondo, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **6**, 336 (2004).

7. D. J. Wineland and Wayne M. Itano, Phys. Rev. A **20**, 1521 (1979).

8. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Amer. B **6**, 2023 (1989).

9. S. M. Yoo and J. Javanainen, Phys. Rev. A **45**, 3071 (1992).

10. Y. Castin and J. Dalibard, Europhys. Lett. **14**, 761 (1991).

11. K. Berg-Sorensen, Y. Castin, K. Molmer, and J. Dalibard, Europhys. Lett. **22**, 663 (1993).

12. J. Guo and P. Berman, Phys. Rev. A **48**, 3225 (1993).

13. Y. Castin, K. Berg-Sorensen, J. Dalibard, and K. Molmer, Phys. Rev. A **50**, 5092 (1994).

14. I. H. Deutsch, J. Grondalski, and P. M. Alsing, Phys. Rev. A **56**, R1705 (1997).

15. M. Gatzke, G. Birkl, P. S. Jessen, A. Kastberg, S. L. Rolston, and W. D. Phillips, Phys. Rev. A **55**, R3987 (1997).

16. S. Marksteiner, R. Walser, P. Marte, and P. Zoller, Appl. Phys. B **60**, 145 (1995).

17. P. S. Jessen, C. Gerz, P. D. Lett, W. D. Phillips, S. L. Rolston, R. J. C. Spreeuw, and C. I. Westbrook, Phys. Rev. Lett. **69**, 49 (1992).

18. G. Raithel, G. Birkl, A. Kastberg, W. D. Phillips, and S. L. Rolston, Phys. Rev. Lett. **78**, 630 (1997).

19. B. J. Feldman and M. S. Feld, Phys. Rev. A **5**, 899 (1972).

20. S. Stenholm, Phys. Rep. **43**, 151 (1978).

21. S. A. Babin, D. V. Churkin, E. V. Podivilov, V. V. Potapov, and D. A. Shapiro, Phys. Rev. A **67**, 043808 (2003).

22. V. G. Minogin and O. T. Serimaa, Opt. Comm. **3**, 373 (1979).

23. S. M. Tan, J. Opt. B: Quantum Semiclass. Opt. **1**, 424 (1999).

24. S. M. Yoo and J. Javanainen, J. Opt. Soc. Amer. B **8**, 1341 (1991).