

УДК

ФОРМИРОВАНИЕ НАНОСТРУКТУР ПРИ ФОКУСИРОВКЕ ПРЕДВАРИТЕЛЬНО ОХЛАЖДЕННОГО ПУЧКА АТОМОВ В ПОЛЕ СДВИНУТЫХ СТОЯЧИХ ВОЛН ПРИ РАМАНОВСКОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

© 2007 г. Ю. В. Рождественский; Ю. Д. Анучина

НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”, Санкт-Петербург

E-mail: rozd-yu@mail.ru

В работе рассматривается возможность реализации наноструктур размером порядка 1 нм при фокусировке атомного пучка в поле внешнего потенциала. Показано, что для получения таких значений поперечного размера пучка атомов требуется охлаждение атомов поперек оси распространения существенно ниже температуры определяемой энергией отдачи. Поэтому в данной работе предложен новый механизм глубокого охлаждения атомов, который основан на рамановском возбуждении трехуровневых атомов полем стоячих волн с относительным пространственным сдвигом. Преимуществом рассматриваемого механизма охлаждения является слабая чувствительность к форме и длительности световых импульсов.

Коды OCIS: 140.0140.

Поступила в редакцию 20.02.2007.

1. Введение

Проблема формирования наноструктур при фокусировке предварительно охлажденного, в поперечном направлении давлением резонансного излучения, пучка атомов представляет особый интерес для применения атомной оптики в новейших лазерных технологиях. При этом такие наноструктуры могут быть реализованы на основе различных физических механизмов [1–3]. Одним из них является возможность локализации холодных атомов в периодическом потенциале стоячей световой волны, когда совместное действие силы трения и градиентной силы обеспечивает стабильную локализацию атомов на малых временах (т. е. на временах, значительно меньших времен диффузионного нагрева) [1]. В результате происходит фокусировка атомов в каждой отдельно взятой яме периодического потенциала стоячей волны, т. е. на пространственных масштабах, существенно меньших длины волны оптического излучения $\lambda \approx 0,6$ мкм, которое используется для облучения атомного пучка. Таким методом уже сейчас получены периодические решетки атомов с пространственным периодом $\lambda/2$ и шириной отдельной линии $\delta x \approx 0,1\lambda/2\pi$ (рис. 1).

Другим способом получения наноструктур является метод оптической маски для атомов [2, 3]. Суть данного метода состоит в том, что предварительно охлажденный (или хорошо коллимированный) в поперечном направлении атомный пучок находится в поле сильной стоячей световой волны. Тогда

эффективное возбуждение будут испытывать только те атомы, которые находятся в областях максимума интенсивности стоячей волны, а атомы, находящиеся в области минимума световой волны, практически не переходят в возбужденное состояние. В результате спонтанного распада верхнего состояния большая часть атомов перейдет в ненаблюдаемые состояния (т. е. произойдет пространственно неоднородная оптическая накачка этих состояний), а малая часть атомов остается в основном состоянии и будет пространственно локализована вблизи минимумов поля стоячей волны (рис. 2). Другими словами, в этом случае происходит пространственная селекция атомов в различных внутренних состояниях вследствие пространственно неоднородной оптической накачки. Такой метод получения структур был практически реализован при поперечном облучении пучка атомов аргона, находящихся в метастабильном состоянии, что позволило получить периодические атомные решетки с ширинами отдельных линий $\delta x \sim \lambda/25 \approx 24$ нм [2].

Отметим, что представленные выше методы имеют существенные недостатки: так, например, использование поперечной фокусировки атомного пучка не позволяет получить область локализации атомов менее десятых долей длины волны оптического излучения. Такое ограничение тесно связано как со стохастическим характером атомной динамики в поле резонансного излучения, так и с тем, что световое поле, охлаждая атомы, для них же создает оптический потенциал за счет взаимодействия

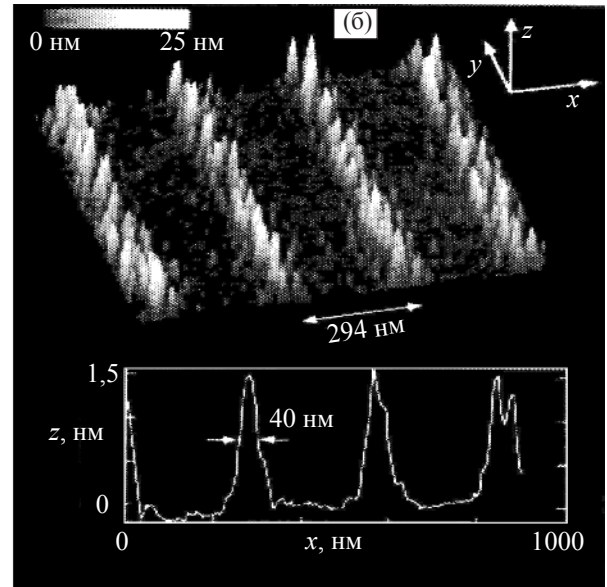
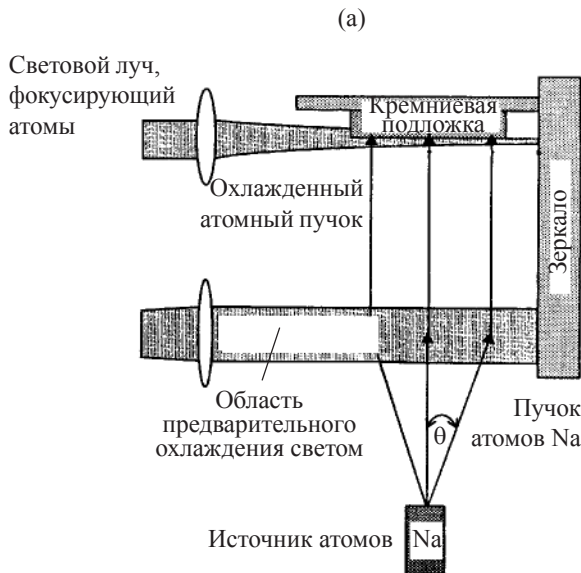


Рис. 1. а – схема экспериментальной установки для наблюдения фокусировки атомов натрия на масштабе длины волны оптического излучения. Пучок атомов натрия выходит из теплового источника и попадает в поле оптического излучения, которое осуществляет предварительное охлаждение атомов с целью сохранения интенсивности атомного пучка. После предварительного охлаждения атомный пучок попадает в область фокусирующего поля, а уже затем происходит осаждение атомов на кремниевой подложке. Следует отметить, что как охлаждающее, так и фокусирующее поля сформированы в данном случае отражением от общего зеркала. б – фотография пространственного распределения, сделанная с помощью электронного микроскопа [1]. Хорошо видна периодическая решетка напыленных атомов. При этом расстояние между линиями составляет половину длины волны фокусирующего излучения, а масштаб одной структуры составляет 45–50 нм.

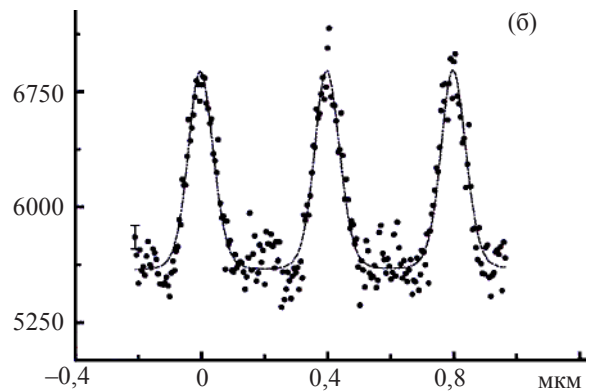
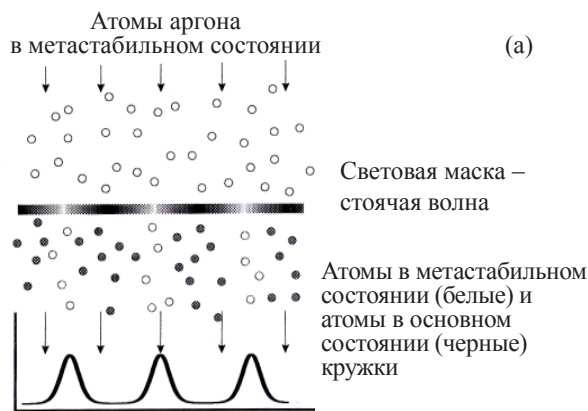


Рис. 2. а – метод световой маски для атомов. Пучок атомов аргона в метастабильном состоянии (○) пересекает стоячую световую волну – световую маску. Знаками (●) обозначены атомы, которые перешли в основное состояние под действием светового поля посредством пространственно неоднородной на длине светового поля оптической накачки. В результате прошедшие через минимумы световой волны метастабильные атомы образуют пространственную решетку плотности (б). По вертикальной оси отложено количество атомов в произвольных единицах.

наведенного полем дипольного момента атома с пространственным градиентом интенсивности стоячей волны.

Поэтому наиболее перспективной является идея получения наноструктур путем фокусировки при взаимодействии предварительно охлажденного в поперечном направлении пучка атомов с полем

дополнительного потенциала, также приложенным поперек распространения атомного пучка. Такой дополнительный потенциал относительно просто может быть реализован, например, с помощью неоднородного магнитного поля. При этом происходит как увеличение полного количества атомов (предварительное поперечное охлаждение), так и простран-

ственная локализация атомов поперек оси атомного пучка в минимуме дополнительного потенциала с характерным размером $\delta x \approx \sqrt{k_B T_k / U_0} (\lambda / 2\pi)$, где $k_B T_k$ есть кинетическая энергия атомов после охлаждения, а U_0 определяет амплитуду внешнего потенциала. Тогда при охлаждении атомов ниже температуры $T_R = R/k_B \approx 10^{-6}$ К (k_B – постоянная Больцмана, M – масса атома) определяемой энергией отдачи атома, $R = \hbar^2 k^2 / 2M$, т. е. для $T_k \approx 0,1 T_R$ и относительно слабого потенциала $U_0 \approx 10^3 k_B T_R$ область локализации атомов δx будет существенно меньше длины волны оптического излучения ($\delta x \approx 10^{-2} \lambda \approx 1$ нм). Таким образом, для того чтобы существенно уменьшить область пространственной локализации атомов необходимо провести глубокое (для получения низкой поперечной температуры) и эффективное (в смысле практической реализации) предварительное поперечное охлаждение атомного пучка.

В настоящее время существуют только два механизма лазерного охлаждения, такие как селективное по скорости атома когерентное пленение населенностей [4] и рамановское охлаждение атомов [5], которые, используя оптическое излучение, позволяют получать температуру атомных ансамблей существенно ниже однофотонного предела, определяемого энергией отдачи атома $T_R = R/k_B$. Общим для этих механизмов глубокого лазерного охлаждения является использование оптической накачки трехуровневой системы в Λ -конфигурации [4–6].

Подчеркнем, что как охлаждение вследствие селективного по скорости атома когерентного пленения населенностей [4], так и рамановское охлаждение атомов [5] имеют весьма ограниченное практическое использование. В первом случае это связано с низкой эффективностью лазерного охлаждения такого типа, а во втором – со сложностью реализации, поскольку в процессе охлаждения необходимо не только непрерывно изменять величину частотной расстройки от двухфотонного резонанса для увеличения количества охлажденных атомов, но и еще менять направления распространения лазерных лучей. Поэтому крайне актуальным представляется поиск новых механизмов лазерного охлаждения, которые позволяют эффективно увеличивать количество атомов в области нулевых скоростей*, что, как показано выше, является принципиальным для

* Подчеркнем, что механизм так называемого испарительного охлаждения, который эффективно используется для получения конденсата Бозе–Эйнштейна в магнитно-оптических ловушках, по сути, является не механизмом охлаждения, а способом выделения из распределения атомов по скоростям низкоэнергетической фракции. Последнее, естественно, хотя и позволяет получить крайне низкую температуру выделенного атомного ансамбля, но в принципе не увеличивает количество атомов при “почти нулевой” температуре.

практического использования техники холодных атомных пучков в атомной нанолитографии.

В настоящей работе мы представляем новый вариант метода рамановского охлаждения, который имеет место при взаимодействии трехуровневых атомов с полем двух стоячих световых волн с относительным пространственным сдвигом. При этом основная идея рамановского охлаждения сохраняется: сначала происходит когерентный перенос населенности с одного из нижних уровней системы на другой, а уже затем осуществляется оптическая накачка начального состояния трехуровневой системы, в процессе которой и происходит потеря кинетической энергии атома посредством излучения спонтанного фотона. Важной особенностью предложенного нами метода является то, что использование уже нескольких зон взаимодействия атомной системы с полем оптического излучения позволяет эффективно охлаждать пучок атомов в поперечном направлении. В этом случае охлаждение происходит в непрерывном режиме вследствие последовательного прохождения пучка атомов определенного количества зон взаимодействия. Преимуществом предложенного метода является то, что данный метод не требует использования техники селективных по скорости π -импульсов между нижними состояниями трехуровневого Λ -атома в отличие от обычного метода рамановского охлаждения [5, 6]. В результате указанный механизм слабо чувствителен к форме и длительности световых импульсов, используемых для переноса населенности при рамановском охлаждении, что существенно упрощает практическую реализацию предложенного метода.

2. Основные уравнения

Так как цикл рамановского охлаждения состоит из двух стадий, то сначала следует рассмотреть трансляционную динамику трехуровневого атома в поле двух сдвинутых стоячих световых волн. Будем считать, что моноэнергетический пучок трехуровневых атомов, распространяющийся вдоль оси X , взаимодействует с полем двух стоячих световых волн, имеющих пространственный сдвиг. При этом ось Z распространения стоячих световых волн перпендикулярна направлению распространения пучка трехуровневых атомов. Поле $E_1 = E_1^0 \cos(\omega_1 t) \cos(k_1 z)$ действует на переходе $|1\rangle \rightarrow |3\rangle$, а поле $E_2 = E_2^0 \cos(\omega_2 t) \sin(k_2 z)$ – на переходе $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$ трехуровневого Λ -атома (рис. 3). Нижние состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ считаются долгоживущими (переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ запрещен в дипольном приближении), а состояние $|3\rangle$ спонтанно распадается со скоростью $2\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$. Мы полагаем, что $\Delta_{1,2} = \omega_{1,2} - \omega_{1,3;2,3} = \Delta_0$ определяет расстройку стоячих волн, которая одинакова для обоих переходов трех-

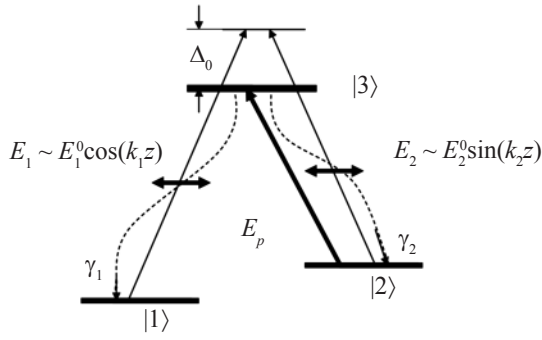


Рис. 3. Схема рамановского взаимодействия трехуровневого атома. На первом этапе происходит перенос населенности с уровня $|1\rangle$ на уровень $|2\rangle$ в поле стоячих волн $E_1 = E_1^0 \cos(\omega_1 t) \cos(k_1 z)$, которое действует на переходе $|1\rangle-|3\rangle$, и $E_2 = E_2^0 \cos(\omega_2 t) \sin(k_2 z)$, которое действует на переходе $|2\rangle-|3\rangle$ трехуровневого Л-атома, а Δ_0 – общая расстройка световых волн от возбужденного уровня $|3\rangle$. На втором этапе поле оптической накачки E_p , резонансной переходу $|2\rangle-|3\rangle$, возвращает населенность на начальный уровень с одновременным излучением спонтанного фотона за время жизни возбужденного состояния $\tau \sim (\gamma_1 + \gamma_2)^{-1}$, где $\gamma_{1,2}$ – парциальные вероятности спонтанных распадов.

уровневого атома, а $\omega_{1,3;2,3}$ определяют частоты атомных переходов. Для того чтобы на первом шаге рамановского охлаждения обеспечить когерентный режим взаимодействия, мы используем двухчастотное оптическое излучение, далеко отстроенное от резонанса с переходами трехуровневого атома $|\Delta| \gg 2\gamma$. Тогда уравнения для нестационарных амплитуд вероятностей $a_i(z, t)$ обнаружения атомов в соответствующих состояниях, в резонансном приближении и приближении вращающейся волны, могут быть записаны в виде

$$\left(i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \begin{bmatrix} a_1 \\ a_3 \\ a_2 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 0 & \Omega \cos(kz) & 0 \\ \Omega \cos(kz) & \Delta_0 & -\Omega \sin(kz) \\ 0 & -\Omega \sin(kz) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_3 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $\Omega_{1,2} = dE_{1,2}^0/2\hbar$ – частоты Раби с матричным элементом дипольного взаимодействия d , которые мы считаем равными Ω для обоих оптических переходов трехуровневого атома, и мы пренебрегли разностью волновых чисел $k_{1,2} \cong k$. Переходя в импульсное представление, введем новые переменные $B_{\pm}(p, t)$ соотношением

$$B_{\pm}(p, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} [a_1(z, t) \pm ia_2(z, t)] e^{\pm i[1 \mp p/\hbar k]kz} dz. \quad (2)$$

Подставляя далее (2) в (1), получим систему уравнений для амплитуд вероятностей в импульсном представлении

$$\begin{aligned} idB_{\pm}(p \pm 1, \tau)/d\tau &= p^2 B_{\pm}(p, \tau) - \tilde{\Omega} \tilde{a}_3(p, \tau), \\ id\tilde{a}_3(p, \tau)/d\tau &= p^2 \tilde{a}_3(p, \tau) - \\ &- \tilde{\Omega}[B_{+}(p+1, \tau) + B_{-}(p-1, \tau)] - \Delta \tilde{a}_3(p, \tau), \end{aligned} \quad (3)$$

где новое значение частоты Раби определено как $\tilde{\Omega} = \Omega/\sqrt{2}\omega_R$, $\Delta = \Delta_0/\omega_R$ и $\tau = t\omega_R$ – безразмерная расстройка и безразмерное время соответственно, $\omega_R = \hbar k^2/2M$ – частота отдачи, а импульс атома p измеряется в единицах $\hbar k$.

Отметим, что уравнения (3) для амплитуд вероятностей $B_{\pm}(p)$, $a_3(p)$ соответствуют уравнениям для трехуровневого атома в поле двух встречных световых волн и могут быть решены без каких-либо дополнительных ограничений [7, 8]. В случае рамановского возбуждения, т. е. в случае значительных значений частотных расстройок $\Delta \gg \tilde{\Omega}$ мы можем пренебречь изменением населенности верхнего уровня и положить $\tilde{a}_3(p) \approx 0$ в правой части уравнения для $\tilde{a}_3(p)$ [5, 9]. После решения уравнений для $B_{\pm}(p \pm 1)$ и перехода к исходным переменным $a_{1,2}(p, t)$, мы получим выражения для амплитуд вероятностей нижних уровней в виде

$$\begin{aligned} a_1(p) &= \frac{1}{2} \left[a_1^{(0)}(p) C_1(p+1) + a_1^{(0)}(p) C_2(p-1) - \right. \\ &- ia_1^{(0)}(p-2) C_3(p-1) - ia_1^{(0)}(p+2) C_3(p+1) \left. \right], \\ a_2(p) &= -\frac{1}{2} \left[ia_1^{(0)}(p) C_1(p+1) - ia_1^{(0)}(p) C_2(p-1) - \right. \\ &- a_1^{(0)}(p-2) C_3(p-1) + a_1^{(0)}(p+2) C_3(p+1) \left. \right], \\ C_1(p) &= \left[\cos(D\tau) + 2i \frac{p}{D} \sin(D\tau) \right] \exp(-i\mu\tau), \\ C_2(p) &= C_1^*(p), \\ C_3(p) &= \frac{\alpha}{D} \sin(D\tau) \exp(-i\mu\tau), \quad \alpha = \tilde{\Omega}^2/\Delta, \\ D &= (4p^2 + \alpha^2)^{1/2}, \quad \mu = p^2 - 1 - \alpha, \end{aligned} \quad (4)$$

где считается, что в начальный момент времени заселено только состояние $|1\rangle$, $a_1^{(0)}(p) = \exp[p^2/(\delta p)^2]$, $a_2^{(0)}(p) = 0$, а δp определяет начальную ширину распределения в пространстве импульсов.

При выполнении в (4) условия $\tilde{\Omega}^2/\Delta \ll 2|\delta p|$, которое означает малость эффективной частоты Раби по сравнению с максимальной величиной доплеровского сдвига, вероятности обнаружения атома в одном из нижних состояний для малых времен взаимодействия $\tau \ll 1$ принимают вид

$$\begin{aligned} w_1(p, \tau) &= |a_1(p, \tau)|^2 = w(p) \cos^2(2p\tau), \\ w_2(p, \tau) &= |a_2(p, \tau)|^2 = w(p) \sin^2(2p\tau), \end{aligned} \quad (5)$$

где $w(p) = |a_1^{(0)}(p)|^2$ определяет начальную населенность первого состояния. Следует особо подчеркнуть, что фактически выражения (5) получены для значений $\alpha \ll 1$, что соответствует импульсной модуляции распределений на нижних уровнях трехуровневой системы. При этом в (5) отсутствует явная зависимость от интенсивности световых волн, что, однако, не означает полного отсутствия взаимодействия. Дело в том, что пренебрежение взаимодействием предполагает не только равенство нулю соответствующих частот Раби, но и нулевые модули волновых векторов стоячих волн. Последнее условие означает пренебрежение в общем выражении (3) сдвигами в пространстве импульсов, что ведет при $\alpha = 0$ к $w_1(p, \tau) = w(p)$, $w_2(p, \tau) = 0$ для любых времен взаимодействия.

3. Многозонное рамановское охлаждение атомов

Рассмотрим теперь реализацию механизма рамановского охлаждения при многозонном взаимодействии с полем стоячих световых волн с пространственным сдвигом. На рис. 4 представлена схема такого многозонного охлаждения. Как видно, в этом случае области, в которых происходит когерентный перенос населенности с вероятностями заселения нижних уровней (5), соседствуют с областями оптической накачки. Тогда сначала в первой зоне взаимодействия за время τ_1 происходит распределение населенностей между нижними состояниями $|1\rangle$ и $|2\rangle$ трехуровневого атома при взаимодействии с полем сдвинутых стоячих волн

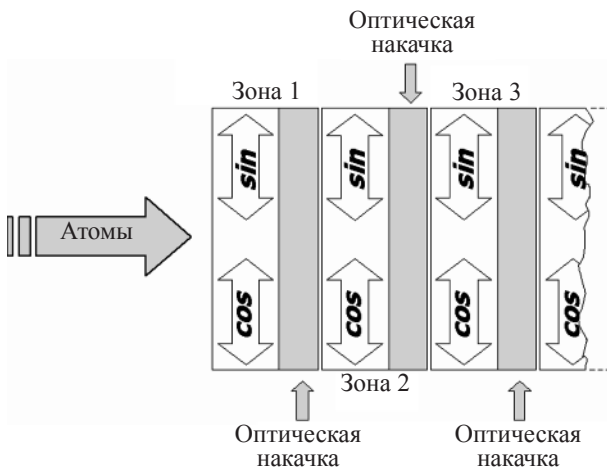


Рис. 4. Принципиальная схема многозонного охладителя на основе рамановского возбуждения трехуровневого Λ -атома в поле стоячих волн.

$$\begin{aligned} w_1(p, \tau_1) &= w(p) \cos^2(2p\tau_1), \\ w_2(p, \tau_1) &= w(p) \sin^2(2p\tau_1), \end{aligned} \quad (6)$$

а уже затем оптическая накачка возвращает населенность со второго уровня $|2\rangle$ в начальное состояние $|1\rangle$ с одновременным смещением в пространстве импульсов как вследствие вынужденного поглощения резонансного фотона (на величину ± 1 в зависимости от направления импульса оптической накачки) на переходе $|2\rangle \rightarrow |3\rangle$, так и вследствие импульса отдачи от спонтанно испущенного фотона на переходе $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$. При этом поскольку направление спонтанно излученного фотона флуктуирует, то проекция p_z на ось распространения световых лучей также изменяется случайным образом в интервале $-1 \leq p_z \leq 1$ и сдвиг импульсного распределения в целом случаен. Тогда конечное распределение в начальном состоянии $|1\rangle$ после первой зоны взаимодействия может быть представлено в виде

$$w_1(p, \tau_1) = w(p) \left[\cos^2(2p\tau_1) + \sin^2(2(p - 1 + p_{z,1})\tau_1) \right], \quad (7)$$

где $p_{z,1}$ – проекция на ось распространения лазерных лучей флуктуирующего направления спонтанного фотона. В области нулевого значения атомных импульсов $p \approx 0$ из (7) получаем

$$w_1(p \approx 0, \tau_1) = \left[1 + 4(p_{z,1} - 1)^2 \tau_1^2 \right] \geq 1. \quad (8)$$

Как видно из (8), количество атомов в области нулевых скоростей не изменяется, только если направление вылета спонтанно излученного фотона строго определено, т. е. если проекция случайного импульса $p_{z,1}$ на направление распространения световых лучей $p_{z,1} = 1$. Для всех остальных значений проекции $p_{z,1}$ количество атомов в области нулевых скоростей возрастает, что означает охлаждение атомного ансамбля. Повторяя этот процесс несколько раз (т. е. переходя к многозонному режиму взаимодействия), можно эффективно охладить весь атомный ансамбль до температуры значительно ниже однофотонного предела отдачи $k_B T_R = \hbar^2 k^2 / 2M$. Так, на рис. 5 представлено усредненное (по случайным реализациям) импульсное распределение после 20 зон взаимодействия. В рассмотренной нами схеме многозонного охладителя времена взаимодействия в каждой зоне τ_{B3} удовлетворяют условию $0,2 \leq \tau_{B3} \leq 1$ (рис. 5а). Причем конкретные значения τ_{B3} выбраны с тенденцией к увеличению при повышении порядкового номера зоны, т. е. с уменьшением ширины импульсного распределения населенности на уровне $|1\rangle$. Направления импульсов оптической накачки выбраны как показано на рис. 5а. При этом в представленной схеме многозонного охладителя направления бегущих световых

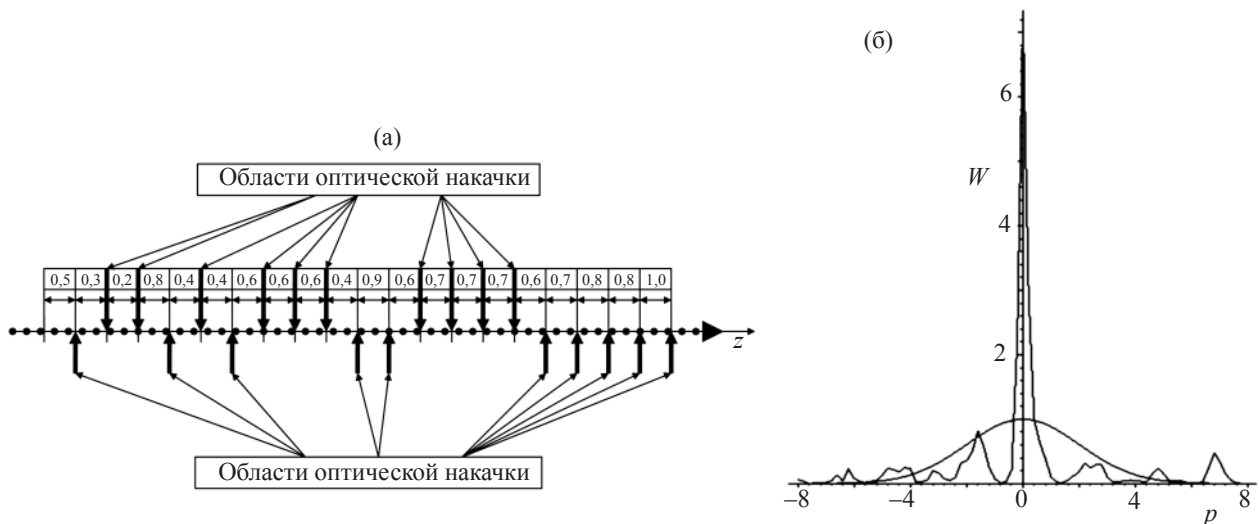


Рис. 5. Практическая реализация многозонного охладителя трехуровневых атомов. а – пучок атомов, распространяющийся вдоль оси z , последовательно пересекает 20 зон взаимодействия. В каждой зоне происходит как перенос населенности с одного нижнего уровня на другой посредством рамановского возбуждения, так и оптическая накачка, которая возвращает населенность в начальное состояние. Для когерентного переноса параметр взаимодействия $\alpha = 0,1$ и считается, что оптическая накачка происходит за время жизни возбужденного состояния; б – импульсное распределение атомов после 20 зон взаимодействия. Данное распределение было получено в результате усреднения по 10 случайным реализациям. Хорошо виден центральный пик холодных атомов с шириной $\delta p_{\text{final}} = 0,36\hbar k$.

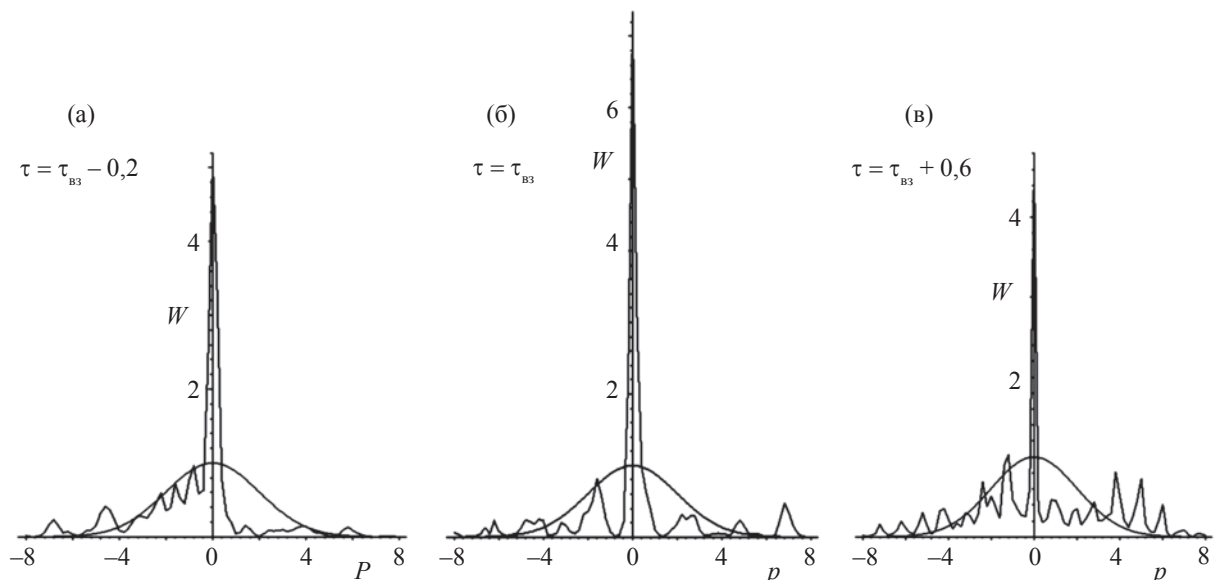


Рис. 6. Импульсные распределения при уменьшении времен для всех 20-ти зон взаимодействия на величину 0,2 – (а) и при их же увеличении на 0,6 – (б).

волн, обеспечивающих оптическую накачку основного состояния, чередуются нерегулярным образом для более эффективно охлаждения. Схема оптической накачки, которая использовалась в данном случае, повышает количество атомов в области нулевых импульсов на 20% по сравнению со строго регулярной последовательностью оптических импульсов, облучающих пучок атомов поочередно то сверху, то снизу. На рис. 5б показано как начальное распределение с шириной $\delta p_z \simeq 4,4\hbar k$, так и конечное распределение атомов после 20 зон взаимодействия. Видно, что при последовательном прохождении атомного пучка через зоны взаимодействия действительно происходит глубокое охлаждение.

Последнее выражается как в увеличении количества атомов в области нулевых скоростей, так и в резком уменьшении ширины импульсного распределения $\delta p_{\text{final}} \simeq 0,36\hbar k$, что соответствует эффективной температуре $T_k \simeq 0,13T_R$. При этом в центральном пике содержится приблизительно половина всех атомов, а общее время взаимодействия составляет $t \simeq 0,6$ мс.

Подчеркнем, что существенным преимуществом такого многозонного взаимодействия является относительно слабая зависимость результата охлаждения от вариации времен взаимодействия в каждой зоне. Например, на рис. 6 представлены импульсные распределения при уменьшении всех времен взаимодействия одновременно на величину 0,2 (а)

и при их же увеличении на 0,6 (в), а рис. 6б соответствует временам взаимодействия, представленным на рис. 5б. Как видно из рисунка, данный механизм охлаждения по-прежнему весьма эффективен и значительная часть атомов находится в узком центральном пике. Это означает, что, фиксируя время пролета для какой-либо средней продольной скорости атомного пучка $v_{\parallel}^0$, мы одновременно эффективно охлаждаем атомы как с большей $v_{\parallel} \geq v_{\parallel}^0$, так и с меньшей $v_{\parallel} \leq v_{\parallel}^0$ продольной скоростью.

4. Заключение

В заключение отметим, что предложенный нами новый оптический охлаждающий элемент, состоящий из 20 зон взаимодействия, относительно малогабаритен и даже в случае настройки на среднюю тепловую скорость пучка атомов $v_{\parallel}^0 \approx 5 \times 10^4$ см/с длина такого устройства составляет всего ≈ 30 см при частоте отдачи $\omega_R \approx 20$ кГц. В результате появляется реальная возможность глубокого поперечного охлаждения пучка атомов непосредственно после цикла зеемановского охлаждения и двумерной поперечной коллимации, что должно позволить получать холодные пучки атомов с яркостью, близкой к максимальному значению.

Подчеркнем, что практическая реализация представленного оптического элемента для глубокого охлаждения атомов – многозонного охладителя, открывает новые возможности для создания наноструктур. Например, для внешнего поперечного потенциала с амплитудой $U_0 \approx 10^3 T_R$, что легко достижимо при использовании магнитного поля, предварительное глубокое охлаждение с помощью многозонного охладителя ведет к поперечной локализации атомного пучка в области с $\delta x \approx (\lambda/2\pi)10^{-2} \approx 1$ нм. При этом подобная установка будет продуцировать пучок атомов с таким поперечным размером в непрерывном режиме, что уже представ-

ляет практический интерес для исследования новых возможностей лазерных технологий в нанoeлектронике.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант 04-02-16175А).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Behringer R.E., Natarajan V., Timp G.* Laser focused atomic deposition: A new lithography tool // *Appl. Phys. Lett.* 1996. V. 68(8). P. 1034.
2. *Abfalterer A., Keller C., Bernert S., Oberhaller M.K., Schmiedmayer J., Zeilinger A.* Nanometer definition of atomic beams with masks of light // *Phys. Rev. A.* 1997. V. 56. P. 4365.
3. *Thywissen J.H., Johnson K.S., Dekker N.H., Chu A.P., Prentiss M.* Using neutral atoms and standing light waves to form a calibration artifact for length metrology // *J. Vac. Sci. Technol. B.* 1998. V. 16. P. 3841.
4. *Aspect A., Arimondo E., Kaiser R., Vansteenkiste N., Cohen-Tannoudji C.* Cooling below one photon recoil limit by velocity selective coherent population trapping // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V. 61. P. 826.
5. *Kasevich M., Chu S.* Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1992. V. 69. P. 1741.
6. *Moler K., Weiss D.S., Kasevich M., Chu S.* Theoretical analysis of velocity-selective Raman transition // *Phys. Rev. A.* 1992. V. 45. P. 342.
7. *Корсунский Е.А., Косачев Д.В., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В.* Рамановская селекция пучка атомов по скоростям // *Письма ЖЭТФ.* 1992. Т. 55. В. 6. С. 313.
8. *Корсунский Е.А., Косачев Д.В., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В.* Скоростная селекция атомов при когерентном рассеянии на бегущих световых волнах // *ЖЭТФ.* 1993. Т. 103. В. 2. С. 396.
9. *Селищева Ю.Д., Рождественский Ю.В.* Когерентный делитель атомного пучка при многозонном рамановском возбуждении в поле стоячих волн // *Опт. и спектр.* 2005. Т. 98. С. 657.