

# Охлаждение атомов ниже энергии отдачи при многозонном рамановском возбуждении

Ю. В. Рождественский<sup>1)</sup>, Ю. Д. Селищева

ФГУП НПК ГОИ им. С.И. Вавилова, 199034 Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 27 января 2006 г.

Представлено охлаждение атомов ниже температуры, определяемой энергией отдачи, которое основано 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, используемых для переноса населенности при рамановском возбуждении. Показано, что эффективность такого охлаждения резко увеличивается при использовании многозонного возбуждения и уже нескольких областей взаимодействия достаточно для глубокого поперечного охлаждения атомного пучка до температуры существенно ниже энергии отдачи.

PACS: 32.80.Vx, 33.80.Be, 42.50.-p

В настоящее время существует только два механизма лазерного охлаждения, такие, как селективное по скорости атома когерентное пленение населенностей [1] и рамановское охлаждение атомов [2], которые, используя оптическое излучение, позволяют получать температуру атомных ансамблей существенно ниже однофотонного предела  $T_R = R/k_B \approx 10^{-6}$  К, определяемого энергией отдачи атома  $R = \hbar^2 k^2 / 2M$  ( $k_B$  – постоянная Больцмана,  $M$  – масса атома). Общим для этих механизмов глубокого лазерного охлаждения является использование оптической накачки трехуровневой системы в  $\Lambda$ -конфигурации [1, 2]. Так, в случае селективного по скорости атома когерентного пленения населенностей посредством оптической накачки происходит накопление атомов в специфическом суперпозиционном состоянии с фиксированным значением атомного импульса. В случае же рамановского охлаждения оптическая накачка обеспечивает перенос населенности в начальное состояние для реализации цикличности взаимодействия с одновременным излучением спонтанного фотона, в результате чего, собственно говоря, и происходит сам процесс охлаждения.

Отметим, что как охлаждение вследствие селективного по скорости атома когерентного пленения населенностей [1], так и рамановское охлаждение атомов [2] 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 значение 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<sup>2)</sup>, что является существенным для практического использования техники холодных атомных пучков.

В настоящей работе мы представляем новую реализацию идеи метода рамановского охлаждения, которая 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 эффектив-

<sup>2)</sup> 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.

<sup>1)</sup> e-mail: rozd-yu@mail.ru

но 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  $\pi$ -импульсов между нижними состояниями трехуровневого  $\Lambda$ -атома в отличие от обычного метода рамановского охлаждения [2]. 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.

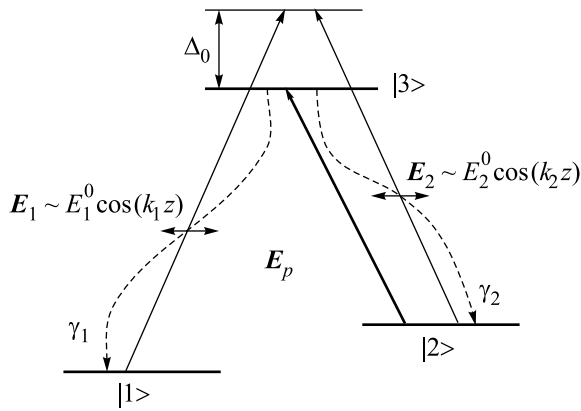


Рис.1. Схема рамановского взаимодействия трехуровневого атома. На первом этапе происходит перенос населенности с уровня  $|1\rangle$  на уровень  $|2\rangle$  в поле стоячих волн  $E_1 = E_1^0 \cos(\omega_1 t) \cos(k_1 z)$ , которое действует на переходе  $|1\rangle-|3\rangle$ , и  $E_2 = E_2^0 \cos(\omega_2 t) \sin(k_2 z)$ , которое действует на переходе  $|2\rangle-|3\rangle$  трехуровневого  $\Lambda$ -атома, а  $\Delta_0$  – 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

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 распростра-

нения пучка трехуровневых атомов. Поле  $E_1 = E_1^0 \cos(\omega_1 t) \cos(k_1 z)$  действует на переходе  $|1\rangle-|3\rangle$ , а поле  $E_2 = E_2^0 \cos(\omega_2 t) \sin(k_2 z)$  – на переходе  $|2\rangle-|3\rangle$  трехуровневого  $\Lambda$ -атома (рис.1). Нижние состояния  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  считаются долгоживущими (переход  $|1\rangle-|2\rangle$  запрещен в дипольном приближении), а состояние  $|3\rangle$  спонтанно распадается со скоростью  $2\gamma = \gamma_1 + \gamma_2$ . Мы полагаем, что  $\Delta_{1,2} = \omega_{1,2} - \omega_{13,23} = \Lambda_0$  определяет расстройку стоячих волн, которая одинакова для обоих переходов трехуровневого атома, а  $\omega_{13,23}$  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  $|\Lambda| \gg 2\gamma$ . Тогда уравнения для нестационарных амплитуд вероятностей  $a_i(z, t)$  обнаружить атомы в соответствующих состояниях, в резонансном приближении и приближении вращающейся волны, могут быть записаны в виде

$$\left( i \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar}{2M} \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) \begin{bmatrix} a_1 \\ a_3 \\ a_2 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 0 & \Omega \cos(kz) & 0 \\ \Omega \cos(kz) & \Lambda_0 & -\Omega \sin(kz) \\ 0 & -\Omega \sin(kz) & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_3 \\ a_2 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где  $\Omega_{1,2} = dE_{1,2}^0/2\hbar$  – частоты Раби с матричным элементом дипольного взаимодействия  $d$ , которые мы считаем равными  $\Omega$  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 [3, 4]. В случае рамановского возбуждения, то есть 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, 6]. 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

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

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  $\delta p$  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 обнаружить атом в одном из нижних состояний для малых времен взаимодействия  $\tau \ll 1$  принимают вид

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

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.

Рассмотрим теперь реализацию механизма рамановского охлаждения при многозонном взаимодействии с полем стоячих световых волн с пространственным сдвигом. На рис.2 представлена схема такого

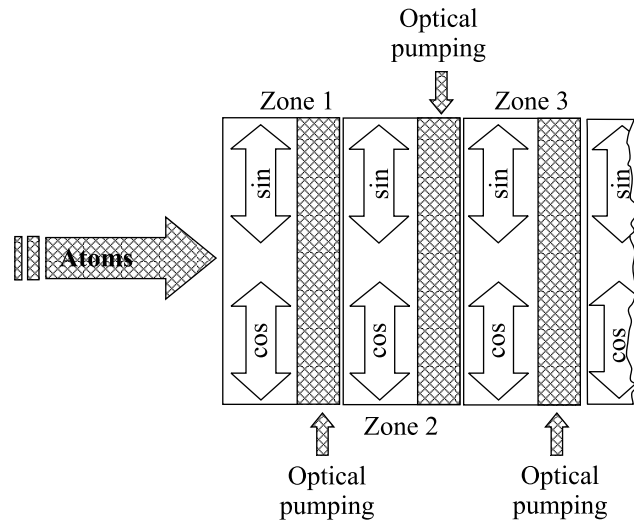


Рис.2. Принципиальная схема многозонного охладителя на основе рамановского возбуждения трехуровневого А-атома в поле стоячих волн

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  $\tau_1$  происходит распределение населенностей между нижними состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  трехуровневого атома при взаимодействии с полем сдвинутых стоячих волн

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

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  $\pm 1$  в зависимости от направления импульса оптической накачки) на переходе  $|2\rangle - |3\rangle$ , так и вследствие импульса отдачи от

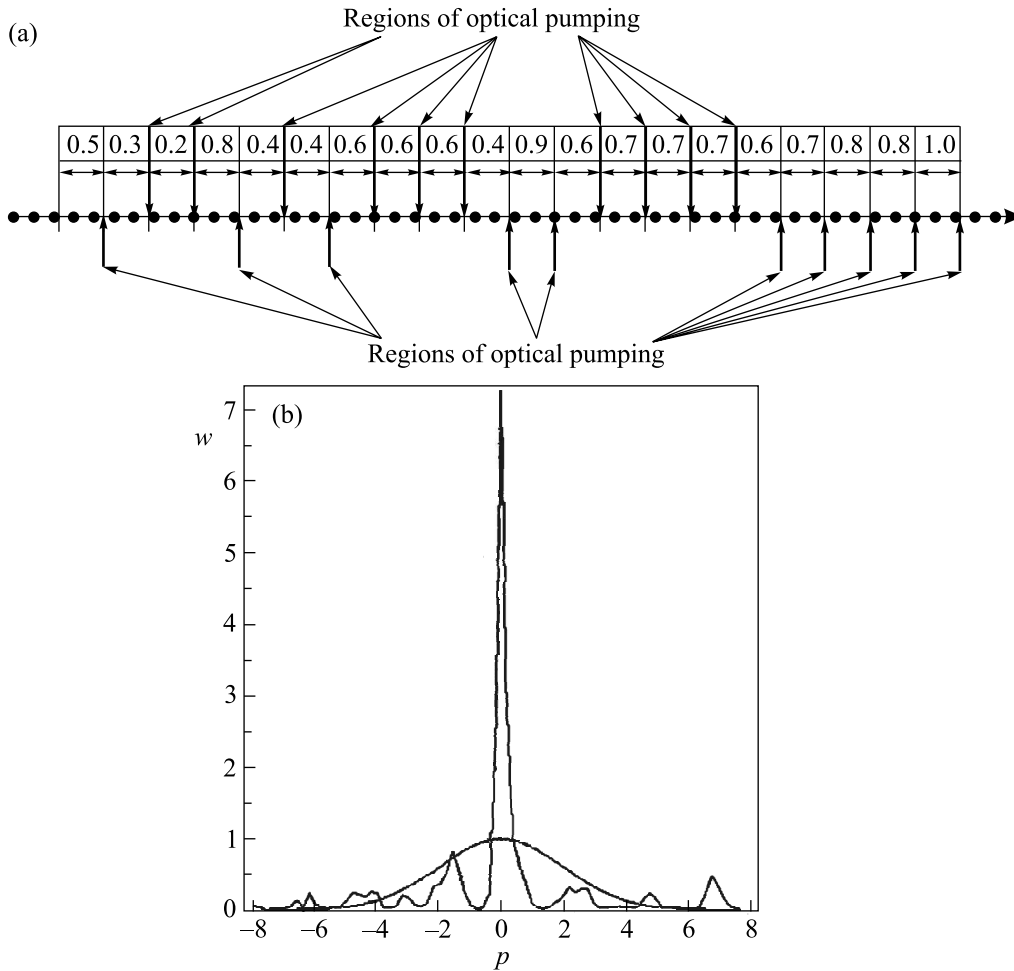


Рис.3. (а) Практическая реализация многозонного охладителя трехуровневых атомов. Пучок атомов, распространяющийся вдоль оси  $z$ , последовательно пересекает 20 зон взаимодействия. В каждой зоне происходит как перенос населенности с одного нижнего уровня на другой посредством рамановского возбуждения, 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 зон с шириной  $\delta p_{\text{final}} = 0.36\hbar k$

спонтанно испущенного фотона на переходе  $|3\rangle - |1\rangle$ . 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

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

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

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

Как видно из (8), количество атомов в области нулевых скоростей не изменяется, только если направление вылета спонтанно излученного фотона строго определено, то есть если проекция случайного импульса  $p_{z,1}$  на направление распространения световых лучей равна  $p_{z,1} = 1$ . 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 (то есть 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.3 представлено усредненное (по случай-

ным реализациям) импульсное распределение после 20 зон взаимодействия. В рассмотренной нами схеме многозонного охладителя времена взаимодействия в каждой зоне  $\tau_{вз}$  удовлетворяют условию  $0.2 \leq \tau_{вз} \leq 1$  (рис.3а). Причем конкретные значения  $\tau_{вз}$  выбраны с тенденцией к увеличению при повышении порядкового номера зоны, то есть с уменьшением ширины импульсного распределения населенности на уровне [1]. Направления импульсов оптической накачки выбраны как показано на рис.3а. При этом в представленной схеме многозонного охладителя направления бегущих световых 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.3б пунктирной линией показано начальное распределение с шириной  $\delta p_z \simeq 4.4\hbar k$ , а сплошной – 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.4 представлены импульсные распределения при уменьшении всех времен взаимодействия одновременно на величину 0.2 (рис.4а) и при их же увеличении на 0.6 (рис.4б). Как видно из рисунка, данный механизм охлаждения по-прежнему весьма эффективен и значительная часть атомов находится в узком центральном пике. Это означает, что, фиксируя времена пролета, для какой-либо средней продольной скорости атомного пучка  $v_{\parallel}^0$ , мы одновременно эффективно охлаждаем атомы как с большей, чем  $v_{\parallel}^0$  ( $v_{\parallel} \geq v_{\parallel}^0$ ), так и с меньшей, чем  $v_{\parallel}^0$  ( $v_{\parallel} \leq v_{\parallel}^0$ ), продольной скоростью.

В заключение отметим, что предложенный нами новый оптический охлаждающий элемент, состоящий из 20 зон взаимодействия, относительно малогабарит-

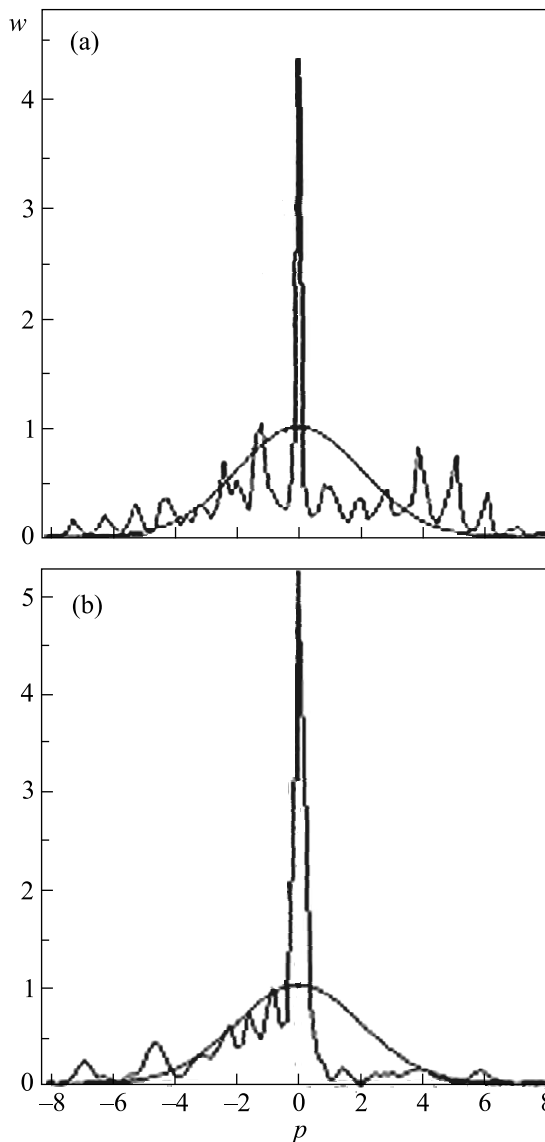


Рис.4. Импульсные распределения при уменьшении времен для всех 20 зон взаимодействия на величину 0.2 (а) и при их же увеличении на 0.6 (б)

тен и даже в случае настройки на среднюю тепловую скорость пучка атомов с  $v_{\parallel}^0 \approx 5 \cdot 10^4$  см/с длина такого устройства составляет  $l \approx 30$  см при частоте отдачи  $\omega_R \simeq 20$  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. При этом такие пучки холодных атомов могут найти применение и в нано-литографии, поскольку, обладая крайне низкой поперечной температурой, такие пучки могут быть помещены в поперечное потенциальное поле (магнитное поле, поле

нерезонансной стоячей световой волны), что приведет к пространственной локализации атомов в минимуме потенциала  $U_0$  с характерным размером  $\delta x \simeq \sqrt{T_k/U_0}(\lambda/2\pi)$ . Тогда даже для относительно слабого потенциала  $U_0 \simeq 10^3 T_R$  использование 20-зонного охладителя ведет к поперечной локализации атомного пучка в область с  $\delta x \simeq (\lambda/2\pi)10^{-2} \approx 1$  нм, что потенциально может представлять и практический интерес.

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

1. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988).
2. M. Kasevich and S. Chu, Phys. Rev. Lett. **69**, 1741 (1992).
3. Е. А. Корсунский, Д. В. Косачев, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, Письма в ЖЭТФ **55**, 313 (1992).
4. Е. А. Корсунский, Д. В. Косачев, Б. Г. Матисов, Ю. В. Рождественский, ЖЭТФ **103**, 396 (1993).
5. K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, Phys. Rev. A **45**, 342 (1992).
6. Ю. Д. Селищева, Ю. В. Рождественский, Оптика и спектроскопия **98**, 657 (2005).