

ОХЛАЖДЕНИЕ МНОГОУРОВНЕВЫХ АТОМОВ НИЖЕ ОДНОФОТОННОГО ПРЕДЕЛА ОТДАЧИ РАМАНОВСКИМИ π -ИМПУЛЬСАМИ

*Ю. Д. Анучина, Ю. В. Рождественский**

*Государственный оптический институт им. С. И. Вавилова
199034, Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 26 марта 2008 г.

Представлен анализ оптического возбуждения двойной Λ -системы с тремя нижними и двумя возбужденными состояниями (так называемого M -атома) полем четырех бегущих световых волн. Показано, что возбуждение такой системы рамановскими π -импульсами может быть использовано для глубокого охлаждения M -атомов до температуры, значительно меньшей температуры, определяемой энергией отдачи. Использование предложенной схемы существенно упрощает практическую реализацию глубокого рамановского охлаждения, что позволит значительно расширить область применения такой техники.

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

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема лазерного охлаждения атомов до температуры, меньшей температуры однофотонного предела отдачи $T_R = E_R/k_B \approx 10^{-6}$ К ($E_R = \hbar\omega_R = \hbar^2 k^2/2M$) традиционно вызывает повышенный интерес [1]. Известно, что реализация такого глубокого охлаждения возможна как при VSCPT-охлаждении трехуровневых Λ -атомов в поле встречных волн [2], так и при рамановском охлаждении [3]¹⁾. Основным недостатком при использовании этих методов является низкая эффективность глубокого охлаждения. При этом механизм рамановского охлаждения трехуровневых Λ -атомов в поле двух встречных волн, в принципе, более эффективен чем селективный по скорости

эффект когерентного пленения населенности, так как не требует накопления атомов в особых суперпозиционных состояниях нижних уровней, которые не взаимодействуют с полем оптического излучения [2]. Поэтому крайне актуальной является задача повышения эффективности именно рамановского охлаждения атомов.

Так, например, в работе [4] для повышения эффективности было предложено использовать многозонное рамановское охлаждение трехуровневых Λ -атомов в поле двух стоячих волн с относительным пространственным сдвигом. Преимуществами данной модификации рамановского охлаждения являются как слабая зависимость эффективности охлаждения от времени пролета атомов через область взаимодействия, так и отсутствие необходимости изменять направления лазерных лучей на противоположные для каждой зоны взаимодействия, что характерно для рамановского охлаждения с помощью π -импульсов. Однако реализация такого охлаждения все же требует изменения направления оптического поля накачки, что несколько уменьшает практическую значимость метода, предложенного в работе [4].

В настоящей работе мы рассмотрим реализа-

*E-mail: rozd-yu@mail.ru

¹⁾ Механизм испарительного охлаждения, который эффективно используется для получения конденсата Бозе–Эйнштейна в магнитно-оптических ловушках, фактически является способом выделения из распределения атомов по скоростям низкоэнергетической фракции. Такая селекция хотя и позволяет получить крайне низкую температуру выделенного атомного ансамбля, но не может увеличить количество атомов при «почти нулевой» температуре.

цию глубокого охлаждения пятиуровневых атомов в M -конфигурации (M -атомов) рамановскими π -импульсами оптического излучения. При этом основная идея метода рамановского охлаждения сохраняется — сначала часть населенности когерентно переносится с центрального состояния системы на крайние нижние состояния, а уже затем с помощью оптической накачки, которая сопровождается испусканием спонтанных фотонов, населенность возвращается в начальное состояние. В результате такого цикла кинетическая энергия атома уменьшается на случайную величину ΔE , равно распределенную в интервале $0 \leq \Delta E \leq 2\hbar^2 k^2 / 2M$. Тогда вблизи нулевого значения атомного импульса после приложения к M -атому последовательности элементарных циклов « π -импульс + оптическая накачка» происходит значительное увеличение количества атомов вместе с уменьшением полной ширины скоростного распределения, что и означает уменьшение эффективной температуры с одновременным увеличением фазовой плотности атомов в области нулевых скоростей.

Подчеркнем, что исследуемая нами схема охлаждения M -атомов имеет два основных преимущества перед рассмотренными ранее в работах [3, 4]. Во-первых, в каждом элементарном цикле сразу происходит уменьшение модуля скорости атома, что является следствием симметрии каналов возбуждения в M -атоме, а во-вторых, практическая реализация такого охлаждения не требует изменения ни направления рамановских π -импульсов, ни направления оптического поля накачки. Все это делает схему рамановского охлаждения M -атомов значительно более эффективной и качественно меняет практическую реализацию глубокого рамановского охлаждения.

2. РАМАНОВСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ ТРЕХУРОВНЕВЫХ АТОМОВ

Ниже мы качественно рассмотрим глубокое охлаждение атомов [3], основанное на рамановском возбуждении трехуровневой Λ -системы π -импульсами двух встречных бегущих световых волн (рис. 1). Состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ считаются долгоживущими (переход $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ запрещен в дипольном приближении), состояние $|3\rangle$ спонтанно распадается на нижние уровни со скоростью γ . Тогда сначала на атом в состоянии $|1\rangle$ действует селективный по скорости π -импульс в поле встречных волн. При этом часть атомной населенности переносится с уровня $|1\rangle$ на второй нижний уровень трехуровневой систе-

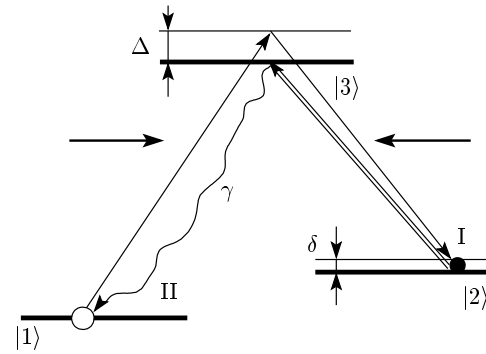


Рис. 1. Схема взаимодействия Λ -атома с полем двух встречных волн. Показаны направления распространения световых волн, а также схема элементарного цикла рамановского охлаждения для Λ -атома: I — первый шаг элементарного цикла, часть населенности с уровня $|1\rangle$ под действием π -импульса переносится на второй уровень $|2\rangle$, сдвигаясь в импульсном пространстве на $2\hbar k$; II — второй шаг, под действием оптической накачки населенность переносится обратно на уровень $|1\rangle$, и такой переход населенности сопровождается испусканием спонтанного фотона

мы, сдвигаясь на величину $2\hbar k$ в пространстве импульсов (рис. 2a). Ширина импульсного распределения, сформированного в состоянии $|2\rangle$, определяется частотой Раби и расстройкой Δ световых волн от возбужденного уровня трехуровневой системы, а положение его на оси импульсов — отстройкой от двухфотонного резонанса δ [3, 5].

Следующий шаг предполагает использование резонансной оптической накачки, когда населенность с уровня $|2\rangle$ под действием оптического поля переходит в возбужденное состояние $|3\rangle$, а уже затем посредством спонтанного распада снова попадает в состояние $|1\rangle$. При переходе с уровня $|2\rangle$ в состояние $|3\rangle$ атомное распределение сдвигается на величину импульса отдачи, а при испускании спонтанного фотона с уровня $|3\rangle$ на уровень $|1\rangle$ происходит дополнительный сдвиг импульсного распределения на величину проекции импульса отдачи атома от спонтанно испущенного фотона на направление распространения световых лучей. Вследствие того, что направление испускания спонтанного фотона флуктуирует, величина проекции импульса отдачи атома также случайным образом меняется в интервале $-\hbar k \leq p_z \leq \hbar k$. В результате пик скоростного распределения населенности с уровня $|2\rangle$ переходит в состояние $|1\rangle$ с некоторым случайным смещени-

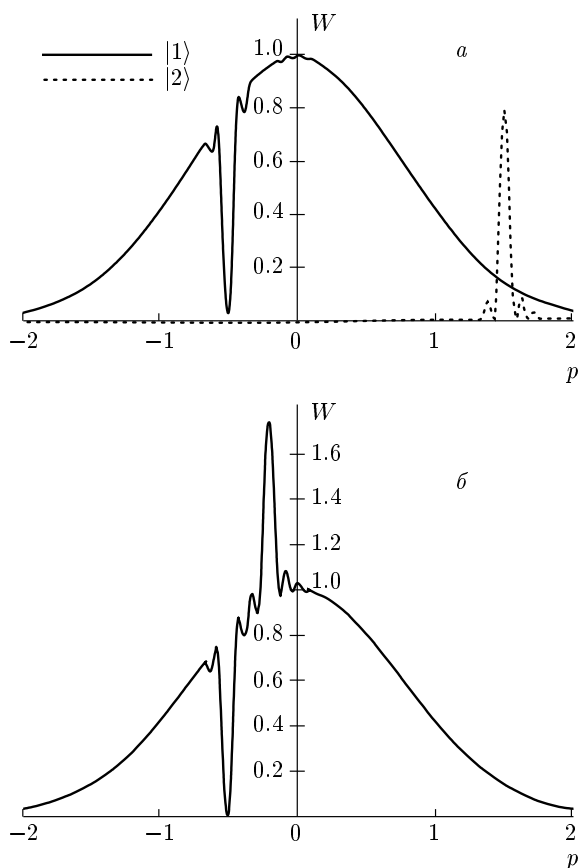


Рис. 2. Рамановское охлаждение трехуровневого Λ -атома: *а*) сплошная линия — распределение населенности уровня $|1\rangle$ после действия π -импульса, пунктирная — часть населенности, перешедшая на уровень $|2\rangle$; *б*) населенность уровня $|1\rangle$ после приложения импульса оптической накачки

ем по импульсу, что ведет к увеличению количества атомов в состоянии $|1\rangle$ для некоторого значения импульса атома в окрестности точки $\hbar k$ (рис. 2б). При этом с помощью отстройки δ можно управлять положением точек на оси импульсов, откуда перенос населенности с уровня $|1\rangle$ в $|2\rangle$ максимален.

3. РАМАНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ АТОМОВ В М-КОНФИГУРАЦИИ

Исследуем теперь рамановское возбуждение атомов в M -конфигурации с целью демонстрации тех

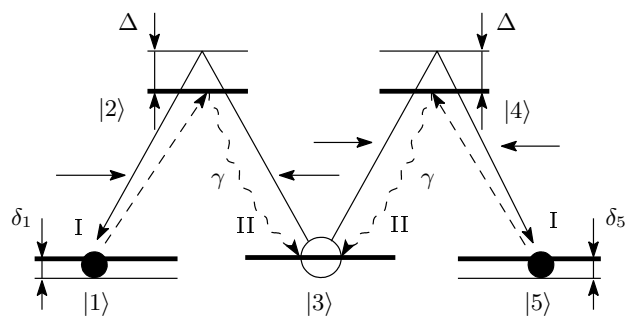


Рис. 3. Схема взаимодействия M -атома с полем четырех бегущих волн. Стрелками показаны направления распространения световых лучей. Схема элементарного цикла рамановского охлаждения M -атома: I — первый шаг, часть населенности со среднего уровня $|3\rangle$ под действием π -импульса переносится на крайние уровни $|1\rangle$ и $|5\rangle$, сдвигаясь в импульсном пространстве соответственно на $-2\hbar k$ и $+2\hbar k$; II — второй шаг, под действием оптической накачки населенности с крайних уровней переходят обратно на уровень $|3\rangle$

преимуществ, которое дает использование такой схемы для глубокого охлаждения. Схема возбуждения атомов в M -конфигурации показана на рис. 3: нижние состояния $|1\rangle$, $|3\rangle$ и $|5\rangle$ считаются долгоживущими, так как переходы $|1\rangle-|3\rangle$ и $|3\rangle-|5\rangle$ запрещены в дипольном приближении, а состояния $|2\rangle$, $|4\rangle$ являются возбужденными с полными скоростями спонтанного распада $\gamma_{2,4}$.

Будем далее считать, что моноэнергетический пучок пятиуровневых M -атомов распространяется вдоль оси x и взаимодействует с полем четырех бегущих световых волн с частотами ω_n и волновыми векторами $|\mathbf{k}_n| = \omega_n/c$. Величины $\Delta = \omega_n - \omega_{n,n+1}$ определяют расстройку бегущих волн, которую будем считать одинаковой для всех четырех оптических переходов пятиуровневого атома. При этом ось z распространения бегущих световых волн перпендикулярна направлению распространения атомного пучка и на переходах $|1\rangle-|2\rangle$, $|3\rangle-|4\rangle$ пятиуровневого атома действуют поля $E_{1,3} = E_{1,3}^0 \exp(-ik_{1,3}z)$, а на переходах $|3\rangle-|2\rangle$ и $|5\rangle-|4\rangle$ действуют поля $E_{2,4} = E_{2,4}^0 \exp(ik_{2,4}z)$.

Уравнения для нестационарных амплитуд вероятностей $a_n(z, t)$ обнаружив атом в состояниях $n = 1-5$ выпишем в резонансном приближении и приближении вращающейся волны:

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\hbar}{2M}\frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \\ a_5 \end{bmatrix} = - \begin{bmatrix} 0 & \Omega e^{-kz} & 0 & 0 & 0 \\ \Omega e^{kz} & \Delta & \Omega e^{-kz-\delta t} & 0 & 0 \\ 0 & \Omega e^{kz+\delta t} & 0 & \Omega e^{-kz+\delta t} & 0 \\ 0 & 0 & \Omega e^{kz-\delta t} & \Delta & \Omega e^{-kz} \\ 0 & 0 & 0 & \Omega e^{kz} & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \\ a_3 \\ a_4 \\ a_5 \end{bmatrix}, \quad (1)$$

где $\Omega_n = dE_n^0/2\hbar$ — частоты Раби с матричным элементом дипольного взаимодействия d , которые мы считаем равными Ω для всех оптических переходов пятиуровневого атома, двухфотонные отстройки равны $\delta_{1,5} = \delta$, и мы пренебрегли разностью волновых чисел: $k_n \approx k$, $n = 1, 2, 3, 4$.

Перейдем в импульсное представление системы (1) посредством преобразования

$$a_n(p, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} a_n(z, t) \times \exp\left\{-i\left[1 - \frac{p}{\hbar k_n}\right] k_n z\right\} dz \quad (2)$$

и получим систему уравнений для нестационарных амплитуд вероятностей пятиуровневого атома в импульсном представлении:

$$\begin{aligned} i\frac{da_1(p-2, \tau)}{d\tau} &= [(p-2)^2 - \delta] \times \\ &\times a_1(p-2, \tau) + \tilde{\Omega} a_2(p-1, \tau), \\ i\frac{da_2(p-1, \tau)}{d\tau} &= [(p-1)^2 - \Delta_0] a_2(p-1, \tau) + \\ &+ \tilde{\Omega} [a_1(p-2, \tau) + a_3(p, \tau)], \\ i\frac{da_3(p, \tau)}{d\tau} &= p^2 a_3(p, \tau) + \\ &+ \tilde{\Omega} [a_2(p-1, \tau) + a_4(p-1, \tau)], \\ i\frac{da_4(p+1, \tau)}{d\tau} &= [(p+1)^2 - \Delta_0] a_4(p-1, \tau) + \\ &+ \tilde{\Omega} [a_3(p, \tau) + a_5(p+2, \tau)], \\ i\frac{da_5(p+2, \tau)}{d\tau} &= [(p+2)^2 - \delta] a_5(p+2, \tau) + \\ &+ \tilde{\Omega} a_4(p+1, \tau), \end{aligned} \quad (3)$$

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

В случае рамановского возбуждения, т. е. в случае значительных частотных расстроек $\Delta_0 \gg \tilde{\Omega}$, мы можем пренебречь изменением населенности верхних возбужденных уровней и положить

$da_{2,4}(p)/d\tau \approx 0$ в правой части уравнений для $a_{2,4}(p)$. Тогда уравнения (3) примут вид

$$\begin{aligned} i\frac{da_1(p-2, \tau)}{d\tau} &= [(p-2)^2 + \alpha - \delta] \times \\ &\times a_1(p-2, \tau) + \alpha a_3(p, \tau), \\ i\frac{da_3(p, \tau)}{d\tau} &= [(p^2 + 2\alpha) a_3(p, \tau) + \\ &+ \alpha [a_1(p-2, \tau) + a_5(p+2, \tau)]], \\ i\frac{da_5(p+2, \tau)}{d\tau} &= [(p+2)^2 + \alpha - \delta] \times \\ &\times a_5(p+2, \tau) + \alpha a_3(p, \tau), \end{aligned} \quad (4)$$

где $\alpha = \tilde{\Omega}^2/\Delta_0$. Отметим, что уравнения (4) являются обобщением ранее рассмотренного случая рамановского возбуждения трехуровневого Λ -атома [5].

4. РАМАНОВСКОЕ ОХЛАЖДЕНИЕ M -АТОМОВ

Решение системы (4) с соответствующими начальными условиями полностью определяет когерентную динамику населенностей M -атома в поле четырех бегущих волн.

Исследуем сначала рамановское охлаждение пятиуровневых M -атомов в случае нулевых значений двухфотонных расстроек $\delta = 0$. Считая, что в начальный момент времени вся населенность находится на среднем уровне $|3\rangle$ с шириной Δp в пространстве импульсов в несколько единиц $\hbar k$,

$$a_3^{(0)}(p) = \exp[p^2/(\Delta p)^2],$$

приложим π -импульс, образованный двумя парами встречных бегущих волн (рис. 3). Тогда части начальной населенности, центрированные на $p = \pm \hbar k$ перейдут на крайние нижние уровни $|1\rangle$ и $|5\rangle$ (рис. 4а), сдвигаясь в импульсном пространстве соответственно на $-2\hbar k$ и $+2\hbar k$ (рис. 4б, в). Далее, под действием оптической накачки населенности снова возвращаются в начальное состояние $|3\rangle$, сдвигаясь ближе к нулевому значению атомного импульса (рис. 4г) на случайную величину проекции скорости

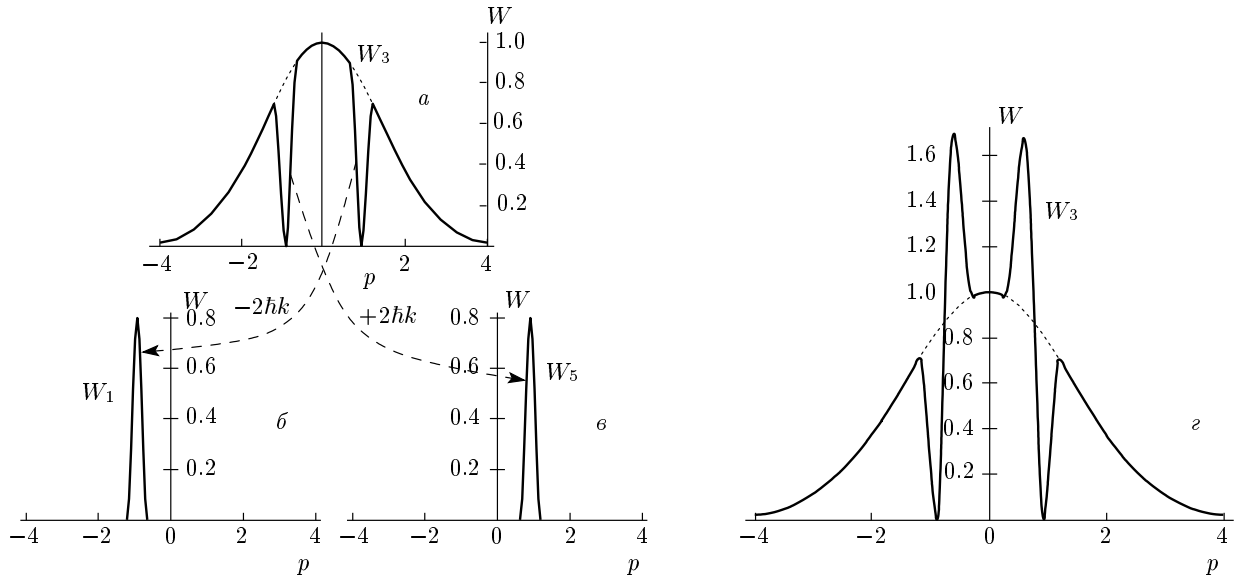


Рис. 4. Схема элементарного цикла охлаждения «рамановский импульс (а,б,в)–оптическая накачка (г)» пятиуровневого M -атома. Показан случай равенства трех параметров возбуждения (частота Раби $\Omega_n = \Omega$, расстройка от верхних уровней $\Delta_n = \Delta$ ($n = 1-4$), отстройки от нижних уровней $\delta_{1,5} = \delta$). а) пунктирная линия — начальная населенность уровня $|3\rangle$, сплошная — распределение населенности после действия π -импульса, часть населенности переходит на крайние уровни $|1\rangle$ и $|5\rangle$; б) под действием π -импульса населенность со среднего уровня $|3\rangle$ перешла на уровень $|1\rangle$, сдвинувшись в импульсном пространстве на $-2\hbar k$; в) под действием π -импульса населенность с уровня $|3\rangle$ переносится на уровень $|5\rangle$, сдвигаясь в импульсном пространстве на $+2\hbar k$; г) населенность уровня $|3\rangle$ после последнего шага элементарного цикла охлаждения, т.е. приложения импульса оптической накачки

Таблица. Параметры для элементарных циклов в случае глубокого охлаждения атомов в M -конфигурации, представленного на рис. 6

| | | | | | | | | | | | | |
|----------|------|------|------|------|------|-----|-----|-----|-----|-----|-----|-----|
| α | 0.73 | 0.76 | 0.80 | 0.89 | 1.00 | 0.6 | 0.4 | 0.5 | 0.4 | 0.3 | 0.9 | 0.7 |
| τ | 2.0 | 2.0 | 1.9 | 1.5 | 1.3 | 2.5 | 3.8 | 3.3 | 3.9 | 4.9 | 1.8 | 2.6 |
| δ | -12 | -11 | -10 | -8 | -6 | -4 | -3 | -2 | -1 | 0 | +1 | +2 |

Примечание. В первой строчке приведены значения α , во второй — соответствующие времена π -импульсов, в третьей — значения двухфотонных расстроек δ , которые следует выбрать для реализации глубокого охлаждения.

отдачи атома при излучении спонтанного фотона на направление распространения световых лучей. Поскольку при испускании спонтанного фотона, сопровождающего оптическую накачку, кинетическая энергия атома уменьшается на случайную величину ΔE , равно распределенную в интервале $0 \leq \Delta E \leq 2\hbar^2 k^2 / 2M$, вблизи нулевого значения атомного импульса в среднем происходит увеличение количества атомов (рис. 4г).

Рассмотрим теперь случай ненулевых двухфотонных расстроек δ (рис. 3). В этом случае, изменяя значение δ , мы можем выбирать различные значения импульсов, откуда перенос населенности с

уровня $|3\rangle$ на крайние уровни $|1\rangle$ и $|5\rangle$ максимален. Для реализации эффективного охлаждения сначала следует выбирать значения $\delta < 0$, для того чтобы задать значения импульсов, откуда будет происходить перенос населенности на крайние уровни, на крыльях импульсного распределения начальной населенности. Тогда для каждого следующего элементарного цикла охлаждения (π -импульс + оптическая накачка) необходимо уменьшать значения $|\delta|$, чтобы сдвигать положения скоростных распределений, сформированных в состояниях $|1\rangle$ и $|5\rangle$, в область нулевых значений атомного импульса. При достижении значения $\delta = 0$ будут возбуждаться ато-

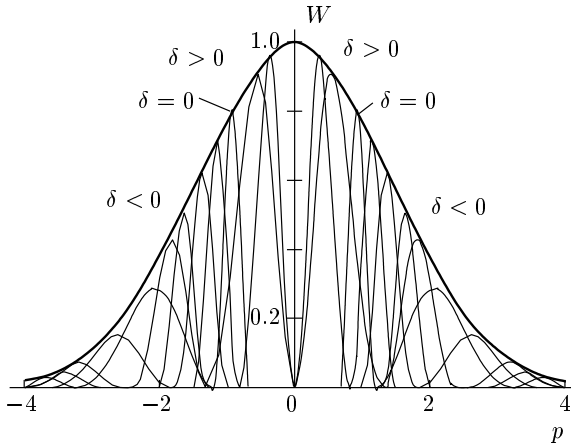


Рис. 5. Последовательность из 12 рамановских импульсов при охлаждении M -атома. В начальных зонах охлаждения выбираем $\delta < 0$, на каждом следующем шаге уменьшаем $|\delta|$. Положения импульсных распределений, сформированных в состояниях $|1\rangle$ и $|5\rangle$, сдвигаются все ближе к нулевому импульсу. Для значения $\delta = 0$ возбуждаются атомы, имеющие значения импульсов $p = \pm \hbar k$. Далее выбираем $\delta > 0$ для задания положения переноса населенности в интервале $0 < |p| < \hbar k$

мы со значениями импульсов $p = \pm \hbar k$. В этом случае уже необходимо выбрать $\delta > 0$ для того, чтобы задать положение точки переноса населенности в интервале $0 < |p| < \hbar k$.

Для выбранного начального распределения с шириной $\Delta p = 4\hbar k$ полный цикл охлаждения будет состоять из последовательности двенадцати элементарных циклов « π -импульс + оптическая накачка» (рис. 5). При этом при больших скоростях (далеких от нулевого значения) используются селективные по скорости рамановские π -импульсы малой длительности при значительных α , так как при этом на уровни $|1\rangle$ и $|5\rangle$ переносятся части атомной населенности с большой шириной импульсного распределения. При приближении к нулевому значению атомного импульса $p = 0$ длительности приложенных рамановских π -импульсов следует увеличить, а значения α уменьшить для того, чтобы сделать уже ширины переносимых пиков импульсного распределения населенности. Однако в области $|p| < \hbar k$ используемые два последних π -импульса излучения должны опять иметь малую длительность и большие значения α для уменьшения вероятности нежелательного возбуждения атомов около нулевого значения импульса (см. таблицу).

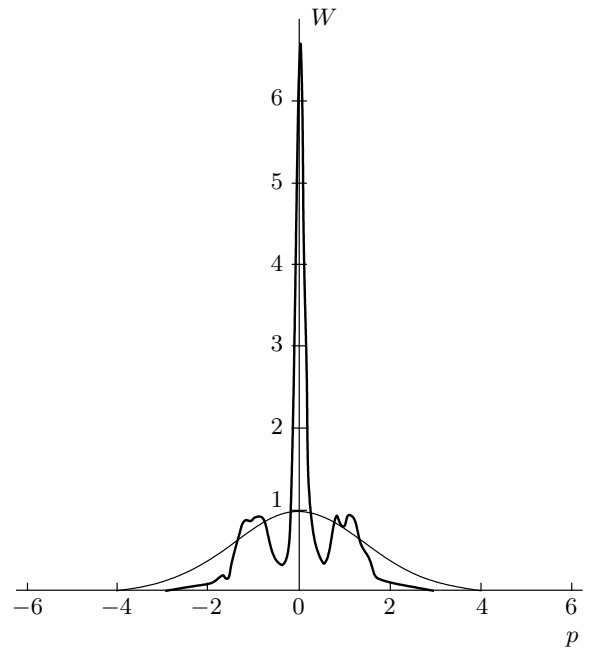


Рис. 6. Реализация глубокого охлаждения M -атомов. Начальное импульсное распределение населенности, сформированное на центральном уровне, имеет ширину $\Delta p = 4\hbar k$. Результатом действия «рамановских импульсов оптического излучения + оптическая накачка» является узкое импульсное распределение, полученное в том же состоянии, с шириной $\Delta p = 0.4\hbar k$. Конечное импульсное распределение населенности было получено усреднением по 30 реализациям двух полных циклов рамановского охлаждения. Полный цикл охлаждения состоит из двух 12-элементарных циклов с параметрами, приведенными в таблице

На рис. 6 приведена реализация глубокого охлаждения для параметров из таблицы. В качестве начального было выбрано распределение с импульсной шириной $\Delta p = 4\hbar k$, которое сформировано в центральном состоянии атомной системы. После двух полных циклов рамановского охлаждения, каждый из которых состоит из двенадцати элементарных с параметрами из таблицы, получена конечная ширина $\Delta p = 0.4\hbar k$, т.е. уменьшение в 10 раз ширины скоростного распределения в том же внутреннем состоянии M -атома. Поскольку процесс охлаждения принципиально стохастический, для демонстрации эффективности такого охлаждения было проведено усреднение конечного импульсного распределения по 30 реализациям с использованием полного цикла охлаждения. Единичная реализация в данном случае — это вычисление конечного распределения

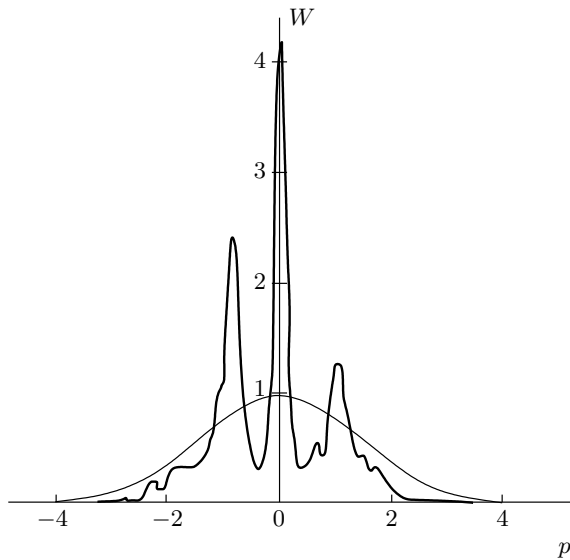


Рис. 7. Результат глубокого охлаждения атомов в M -конфигурации. Показано среднее из 10 реализаций с вариацией длительности полного времени взаимодействия $\pm 0.2T_{opt}, \pm 0.1T_{opt}, T_{opt}$; за T_{opt} выбрано время взаимодействия, полученное суммированием времен отдельных π -импульсов. Остальные параметры те же, что на рис. 6

при взаимодействии с двумя последовательностями, каждая из которых состоит из двенадцати импульсов с параметрами из таблицы.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы показали возможность охлаждения ниже однофотонного предела отдачи пятиуровневых атомов в M -конфигурации. Эффективность такого охлаждения достаточно высока. Например, для пучка атомов щелочных металлов с тепловой скоростью $\bar{v} \approx 8 \cdot 10^4$ см/с, скоростное распределение шириной в несколько $\hbar k$ может быть относительно просто получено при поперечном охлаждении на переходе $3S-3P$ посредством оптической патоки (optical molasses). Тогда полное время взаимодействия пучка составляет $t_{int} \approx 63/\omega_R \approx 2.4 \cdot 10^{-4}$ с, где $\omega_R = 25$ кГц, а расстояние, которое пройдет пучок до изменения поперечной температуры в 100 раз составляет всего порядка 20 см.

Отметим, что рассмотренный выше метод глубокого охлаждения является устойчивым к изменению времени взаимодействия атомного пучка с полем лазерного излучения. На рис. 7 приведено конечное распределение атомов по импульсам после приложе-

ния импульсов оптического излучения для времен пролета, которые отличаются от оптимального времени на $\pm 20\%$. Другими словами, мы взяли время полного взаимодействия из таблицы за оптимальное T_{opt} и вычислили среднее из скоростных распределений, полученных для $\pm 0.2T_{opt}, \pm 0.1T_{opt}, T_{opt}$. Видно, что в целом предложенное многозонное охлаждение по-прежнему является достаточно эффективным. Соответственно степень монохроматизации продольных скоростей атомов в пучке составляет порядка 40%, что относительно просто достижимо на современных установках по лазерному охлаждению.

В заключение еще раз подчеркнем, что предложенная модификация метода рамановского охлаждения не требует ни изменения направления световых лучей для переноса населенности на крайние уровни, ни изменения направления поля оптической накачки, что характерно для традиционного рамановского охлаждения трехуровневых атомов. Соответственно такая схема охлаждения может быть реализована как многозонное взаимодействие: каждая зона отвечает одному элементарному циклу, время пролета соответствует π -импульсу между центральным и крайними состояниями атомной системы и, чем больше количество таких зон, тем меньше конечная ширина скоростного распределения и тем ниже поперечная температура.

Авторы благодарят РФФИ (грант № 06-02-16562-а) и Министерство высшего образования и науки (грант Р.Н.П. 2.1.1.1189) за финансовую поддержку.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, New York (2001).
2. A. Aspect, E. Arimondo, R. Kaiser, N. Vansteenkiste, and C. Cohen-Tannoudji, *Phys. Rev. Lett.* **61**, 826 (1988).
3. M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992).
4. Ю. Д. Анучина, Ю. В. Рождественский, *Письма в ЖЭТФ* **83**, 265 (2006).
5. K. Moler, D. S. Weiss, M. Kasevich, and S. Chu, *Phys. Rev. A* **45**, 342 (1992).