

ОХЛАЖДЕНИЕ НИЖЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ОТДАЧИ АТОМОВ С НЕВЫРОЖДЕННЫМ ОСНОВНЫМ СОСТОЯНИЕМ

Б.Г.Матисов, И.А.Григоренко, И.Е.Мазец

*Физико-технический институт им.А.Ф.Иоффе
194021 Санкт-Петербург, Россия*

Поступила в редакцию 16 августа 1995 г.

Предложена новая (двойная каскадная) схема лазерного охлаждения атомов методом селективного по скорости когерентного пленения населенностей. Она позволяет охлаждать ниже предела отдачи четно-четные изотопы ряда элементов. На атомы действует сила радиационного давления, обеспечивающая предохлаждение атомного ансамбля и удержание его охлажденной фракции. Показано существование режима, в котором с ростом времени взаимодействия эффективность охлаждения стремится к постоянной ненулевой величине.

Метод лазерного охлаждения, основанный на селективном по скорости когерентном пленении населенностей (СС КПН), позволяет достичь температур ниже предела отдачи в случае атомов, обладающих Λ -схемой уровней (в эксперименте [1] – это метастабильный ^4He в триплетном состоянии). Главным недостатком указанной схемы охлаждения является отсутствие в ней силы радиационного давления, предварительно охлаждающей атомный ансамбль и впоследствии удерживающей охлажденную фракцию атомов от ухода за счет диффузии в область больших импульсов. В связи с этим предлагаются различные усовершенствованные схемы с предохлаждением, например, с использованием стоячих волн [2], где вспомогательным по отношению к СС КПН является поляризационно-градиентный механизм, или с включением доплеровского механизма предохлаждения [3]. Все перечисленные методы основаны на захвате атомов ^4He в когерентную суперпозицию различных магнитных подуровней долгоживущего метастабильного состояния 2^3S^1 .

В данной работе мы предлагаем новую схему лазерного охлаждения ниже температуры отдачи атомов с невырожденным (полный угловой момент $F_g = 0$) основным состоянием $|g\rangle$. Возбужденные состояния $|e\rangle$ и $|e'\rangle$ характеризуются угловыми моментами $F_e = 1$ и $F_{e'} = 2$ и энергиями возбуждения $E_e - E_g < E_{e'} - E_g$, соответственно. Ансамбль таких атомов помещается в поле двух встречных бегущих волн с противоположными круговыми поляризациями. Каждая из волн состоит из двух компонент с частотами ω и ω' (волновые числа равны $k = \omega/c$ и $q = \omega'/c$). Первая компонента резонансна переходу $|g\rangle - |e\rangle$, вторая – переходу $|e\rangle - |e'\rangle$. Отстройки от резонанса определяем с учетом эффекта отдачи:

$$\Omega = \omega - \frac{E_e - E_g}{\hbar} - \frac{\hbar k^2}{2M},$$

$$\Omega' = \omega' - \frac{E_{e'} - E_e}{\hbar} - \frac{\hbar q^2}{2M} - \frac{\hbar kq}{M}, \quad (1)$$

где M – масса атома.

Таким образом, пять состояний $|0, p\rangle = |g, p_x = 0\rangle$, $|1, p\rangle = |e, p_x = p + \hbar k, m_x = 1\rangle$, $|1', p\rangle = |e', p_x = p + \hbar(k+q), m_x = 2\rangle$, $|2, p\rangle = |e, p_x = p - \hbar k, m_x = -1\rangle$

и $|2', p\rangle = |e', p_z = p - \hbar(k+q), m_z = -2\rangle$ образуют замкнутое семейство (p_z и m_z суть проекции на ось луча импульса и полного углового момента атома, соответственно).

Уравнение эволюции атомной матрицы плотности $\hat{\rho}$ имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} \hat{\rho} = \frac{i}{\hbar} (\hat{\rho} \hat{H} - \hat{H} \hat{\rho}) - (\hat{R} \hat{\rho} + \hat{\rho} \hat{R}) + \hat{\Pi}(\hat{\rho}), \quad (2)$$

где гамильтониан $\hat{H} = \hat{H}_{at} + \hat{K} + \hat{H}_{int}$ представляет собой сумму невозмущенного гамильтониана, описывающего внутренние степени свободы атома ($\hat{H}_{at}|s\rangle = E_s|s\rangle$, где $s = g, e, e'$), оператора \hat{K} кинетической энергии поступательного движения атома и оператора взаимодействия атома с полем, который в базисе замкнутых семейств состояний выражается наиболее компактно:

$$\begin{aligned} \hat{H}_{int} = & \int_{-\infty}^{\infty} dp [\hbar V \exp(-i\omega t) (|1, p\rangle\langle 0, p| + |2, p\rangle\langle 0, p|) + \\ & + \hbar u \exp(-i\omega' t) (|1', p\rangle\langle 1, p| + |2', p\rangle\langle 2, p|)] + \text{э.с.} \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь V и u - частоты Раби для соответствующих переходов.

Экспоненциальный распад элементов матрицы плотности описывается с помощью оператора

$$\hat{R} = \sum_{\mu} A_{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} dp |\mu, p\rangle\langle \mu, p|, \quad (4)$$

где релаксационная константа равна

$$A_{\mu} = \begin{cases} 0, & \mu = 0, \\ \gamma, & \mu = 1, 2, \\ \Gamma, & \mu = 1', 2'. \end{cases} \quad (5)$$

Предполагаем, что между скоростями релаксации существует соотношение $\Gamma \ll \gamma$. Учет флуктуаций лазерного излучения [4] приводит к перенормированию релаксационных констант, входящих в уравнения для недиагональных элементов $\hat{\rho}$. В частности, необходимо заменить в этих уравнениях Γ на $\Gamma' > \Gamma$. Лазерное излучение должно быть достаточно узкополосным, чтобы выполнялось неравенство $\Gamma' \ll \gamma$, то есть чтобы было возможно СС КПН в состояниях $|0, p\rangle$, $|1', p\rangle$ и $|2', p\rangle$ с $p \approx 0$.

Последнее слагаемое в уравнении (2) описывает приход атомов на нижележащие уровни при релаксации верхних состояний:

$$\begin{aligned} \langle 0, p | \hat{\Pi} | 0, p \rangle = & 2\gamma \int_{-1}^1 d\zeta \Phi(\zeta) (\langle 1, p - \hbar k + \zeta \hbar k | \hat{\rho} | 1, p - \hbar k + \zeta \hbar k \rangle + \\ & + \langle 2, p + \hbar k + \zeta \hbar k | \hat{\rho} | 2, p + \hbar k + \zeta \hbar k \rangle), \\ \langle 1, p | \hat{\Pi} | 1, p \rangle = & 2\Gamma \int_{-1}^1 d\zeta \Phi(\zeta) \langle 1', p - \hbar q + \zeta \hbar q | \hat{\rho} | 1', p - \hbar q + \zeta \hbar q \rangle, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\langle 2, p | \hat{\Pi} | 2, p \rangle = 2\Gamma \int_{-1}^1 d\zeta \Phi(\zeta) \langle 2', p + \hbar q + \zeta \hbar q | \hat{\rho} | 2', p + \hbar q + \zeta \hbar q \rangle.$$

Остальные матричные элементы оператора $\hat{\Pi}$ равны нулю. Здесь мы пренебрегаем отличием волновых чисел k и q от точных резонансных значений. Ядро интегрального оператора в (6) обладает свойствами $\Phi(-\zeta) = \Phi(\zeta)$ и $\int_{-1}^1 \Phi(\zeta) d\zeta = 1$. Явный вид $\Phi(\zeta)$ приведен, например, в [5].

Таким образом, рассматриваемая нами пятиуровневая схема представляет собой две каскадные [6] с одним общим нижним уровнем. Ее особенностью, в отличие от [6], является включение атомных когерентностей, соответствующих трех- и четырехфотонным переходам.

Для решения уравнения (2) на больших временах применим метод, аналогичный развитому в [7]. Он основан на том, что характерное время трансляционной динамики атомов существенно больше характерного времени динамики их внутренних степеней свободы. Введем функцию $w(p, t)$ распределения атомов по замкнутым семействам:

$$w(p, t) = \sum_{\mu} \langle \mu, p | \hat{\rho} | \mu, p \rangle,$$

где суммирование ведется по всем значениям $\mu = 0, 1, 1', 2, 2'$. Пренебрегая, как и в [7], неадиабатическими эффектами [5], выражаем населенности $\langle \mu, p | \hat{\rho} | \mu, p \rangle$ через функцию $w(p, t)$ следующим образом:

$$\langle \mu, p | \hat{\rho} | \mu, p \rangle = P_{\mu\mu}(p) w(p), \quad (7)$$

где коэффициенты $P_{\mu\mu}$ находятся из алгебраической системы, в которую в указанном приближении переходит (2). Далее временной аргумент функции w для краткости опускаем. Истинная функция $f(p)$ распределения атомов по импульсу выражается через $w(p)$ как

$$f(p) = P_{00}(p)w(p) + P_{11}(p - \hbar k)w(p - \hbar k) + P_{22}(p + \hbar k)w(p + \hbar k) + P_{1'1'}(p - \hbar(k + q))w(p - \hbar(k + q)) + P_{2'2'}(p + \hbar(k + q))w(p + \hbar(k + q)). \quad (8)$$

Тогда квантовое кинетическое уравнение для $w(p)$ имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} w(p) = & -2\gamma(P_{11}(p) + P_{22}(p))w(p) - 2\Gamma(P_{1'1'}(p) + P_{2'2'}(p))w(p) + \\ & + 2\gamma \int_{-1}^1 d\zeta \Phi(\zeta) (P_{11}(p - \hbar k + \zeta \hbar k)w(p - \hbar k + \zeta \hbar k) + P_{22}(p + \hbar k + \zeta \hbar k)w(p + \hbar k + \zeta \hbar k)) + \\ & + 2\Gamma \int_{-1}^1 d\zeta \Phi(\zeta) (P_{1'1'}(p - \hbar q + \zeta \hbar q)w(p - \hbar q + \zeta \hbar q) + P_{2'2'}(p + \hbar q + \zeta \hbar q)w(p + \hbar q + \zeta \hbar q)). \quad (9) \end{aligned}$$

Состояние СС КПН при $p = 0$ имеет место, если выполняется условие

$$\Omega + \Omega' = 0. \quad (10)$$

Далее мы будем рассматривать именно этот случай.

Введем величины $F(p)$ и $D(p)$ согласно соотношениям

$$F(p) = 2\gamma\hbar k(P_{11}(p) - P_{22}(p)) + 2\Gamma\hbar q(P_{1'1'}(p) - P_{2'2'}(p)), \quad (11)$$

$$D(p) = (1 + \int_{-1}^1 \zeta^2 \Phi(\zeta) d\zeta) [\gamma(\hbar k)^2 (P_{11}(p) - P_{22}(p)) + \Gamma(\hbar q)^2 (P_{1'1'}(p) - P_{2'2'}(p))].$$

При $|p| \gg \hbar k$ они представляют собой коэффициенты силы и диффузии в уравнении Фоккера–Планка, в которое переходит квантовое кинетическое уравнение (9) в квазиклассическом пределе. Ввиду симметрии рассматриваемой двойной каскадной схемы $F(p) = -F(-p)$. В то же время $D(p) = D(-p)$ и $D(p) > 0$ для любых p . Следует отметить, что $D(p)$ пропорционален скорости вынужденных оптических переходов в атоме при данном значении p не только в области квазиклассичности, но и вблизи $p = 0$, где функция распределения существенно меняется на масштабах, много меньших $\hbar k$.

Уравнение (9) на больших временах решается методом сшивания асимптотик во внешней (квазиклассической) внутренней (квантовой) областях импульсного пространства [7]. Особенно простой вид принимает решение в случае, когда переход $|g\rangle \rightarrow |e\rangle$ принадлежит видимому или ультрафиолетовому, а $|e'\rangle \rightarrow |e\rangle$ — инфракрасному или микроволновому диапазонам, то есть при $q \ll k$. Поскольку отношение $\Gamma P_{\mu'\mu}(p)/\gamma P_{\mu\mu}(p)$, где $\mu = 1, 2$, всегда по порядку величины не превосходит единицу, при $q \ll k$ слагаемые, связанные с возбуждением атомов в состояния $|1'\rangle$ и $|2'\rangle$, дают пренебрежимо малый вклад в F и D , а в уравнении (9) второе и четвертое слагаемые взаимно сокращаются. Иными словами, переходы под действием фотонов с волновым числом q принципиально важны для внутренней когерентной динамики атома, но практически не влияют на его трансляционное движение. Тогда стационарное решение уравнения (9) имеет вид

$$w(p) = \frac{C_0}{D(p)} \exp\left(\int_0^p \frac{F(p') dp'}{D(p')}\right), \quad (12)$$

где C_0 — нормировочная константа. Разумеется, данное решение физично, если интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} w(p) dp$ сходится. Если интеграл $\int_{-\infty}^{\infty} p^2 w(p) dp$ расходится, это означает, что (12) представляет собой лишь предел, к которому стремится функция распределения при $t \rightarrow \infty$ и который не может быть достигнут за конечное время.

При $|p| \rightarrow \infty$ асимптотические значения коэффициентов силы и диффузии (11) равны, соответственно,

$$F(p) \approx \frac{4\gamma\hbar k|V|^2\Omega}{(2\omega_{Rp}/\hbar k)^3}, \quad D(p) \approx \frac{14\gamma(\hbar k)^2|V|^2}{5(2\omega_{Rp}/\hbar k)^2},$$

где $\omega_R = \hbar k^2/2M$ — частота отдачи. Условие сходимости нормировочного интеграла требует, чтобы лазерная частота ω была сдвинута относительно резонанса на величину (с учетом эффекта отдачи)

$$\Omega < -\frac{21}{5}\omega_R, \quad (13)$$

то есть в красную сторону. Согласно (10), на такую же по модулю величину, но в синюю сторону, должна быть сдвинута от резонанса частота ω' .

В то время как экспонента в (12) обуславливает спадание крыльев функции распределения, предэкспоненциальный фактор $1/D(p)$ определяет эффективную температуру T охлажденной фракции атомов: $T = \delta p^2 / k_B M$, где k_B – постоянная Больцмана, δp – полуширина на половине высоты пика функции $1/D(p)$ вблизи $p = 0$. Анализ показывает, что как и в случае Λ -схемы [7], при $\Gamma' < \omega_R$ возможно получение температур ниже предела отдачи $T_R = 2\hbar\omega_R/k_B$. Условие $\Gamma' < \omega_R$ накладывает ограничение на шумы двух независимых лазеров, возбуждающих переходы $|g\rangle \rightarrow -|e\rangle$ и $|e\rangle \rightarrow -|e'\rangle$. Однако нам представляется, что современная техника эксперимента [8] позволяет преодолеть подобные трудности.

Важнейшей чертой рассмотренной нами двойной каскадной схемы является то, что в этом случае можно получать на больших временах взаимодействия неубывающую эффективность, то есть долю охлажденных атомов относительно к их общему числу, несмотря на конечную скорость Γ' релаксации атомных когерентностей, соответствующих четырех- и двухфотонным переходам. Это связано с наличием доплеровского механизма предохлаждения в рассматриваемой ситуации. Необходимо отметить, что в схеме двумерного охлаждения [3] доплеровская сила не является удерживающей во всем диапазоне направлений импульса атома.

Наконец, следует отметить работу [9], где также предложена, применительно к охлаждению ^{23}Na , пятиуровневая схема, однако иного, инвертированного W -типа, с использованием сверхтонкой структуры основного состояния. В этой схеме заселение магнитных подуровней с $m_z = \pm 2$ сверхтонкой компоненты с полным угловым моментом, равным 2, основного состояния приводит к существенному уменьшению максимального значения силы светового давления и, вследствие этого, к резкому снижению предельного значения эффективности охлаждения.

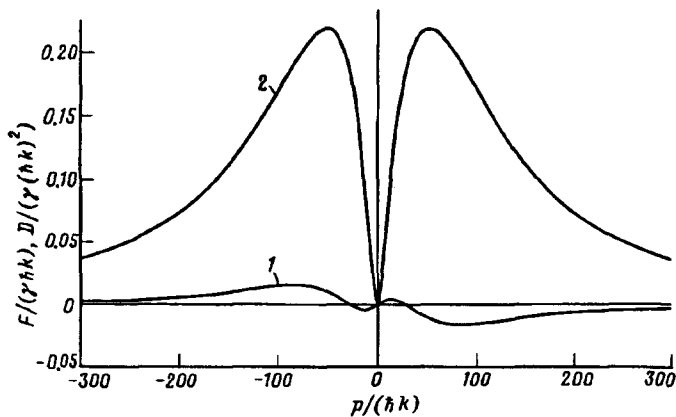


Рис.1. Коэффициенты $F(p)$ и $D(p)$ для атомов ^{200}Hg , охлаждаемых при следующих параметрах взаимодействия: $V = 0.15 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $u = 0.15 \cdot 10^7 \text{ c}^{-1}$, $\Omega = -\Omega' = -0.5 \cdot 10^6 \text{ c}^{-1}$

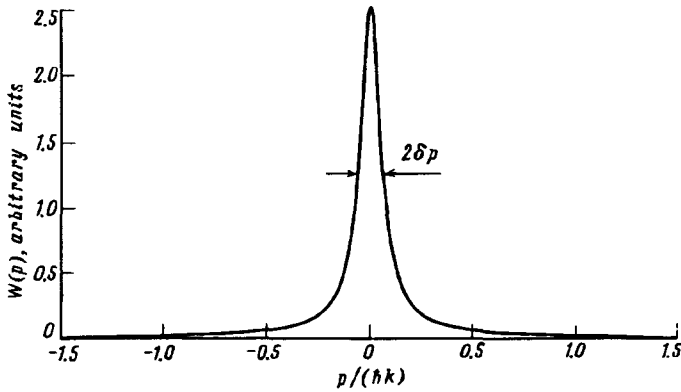


Рис.2. Стационарное распределение $w(p)$ атомов ^{200}Hg по замкнутым семействам при параметрах взаимодействия, приведенных на рис.1. Отмечена величина $2\delta p$ полной ширины, определяющая эффективную температуру

На рис.1 приведены импульсные зависимости коэффициентов F и D для случая охлаждения атомов ^{200}Hg . Отличие $F(p)$ от обычной доплеровской силы при малых p обусловлено наведением долгоживущих атомных когерентностей. Здесь двойная каскадная схема реализуется на состояниях 6^1S_0 , 6^3P_1^0 и 6^3P_2^0 . Спектроскопические параметры ртути приведены, например, в [10]. Следует отметить весьма малое (около 10^{-7} с) время жизни состояния 6^3P_1^0 , распадающегося в основное невырожденное состояние путем интеркомбинационного перехода. На рис.2 приведено соответствующее распределение $w(p)$ атомов по замкнутым семействам. Эффективная температура, соответствующая найденному значению δp разброса импульса, составляет $\sim 10^{-2}T_R \approx 10^{-8}$ К. Также оценки дают типичные значения эффективности охлаждения атомов предложенным в настоящей работе способом на уровне 10 – 20%.

1. A.Aspect, E.Arimondo, R.Kaiser et al., Phys. Rev. Lett. **61**, 826 (1988); F.Bardou, B.Saubamea, J.Lawall et al., C.R.Acad. Sci. Paris, Ser.II, **318**, 877 (1994); J.Lawall, F.Bardou, B.Saubamea et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 1915 (1994).
2. M.S.Shahriar, P.R.Hemmer, M.G.Prentiss et al., Phys. Rev. **A48**, R4035 (1993); P.Marte, R.Dum, R.Taieb et al., Phys. Rev. **A49**, 4826 (1994); M.S.Shahriar, D.P.Katz, A.Chu et al., Laser Physics **4**, 848 (1994); M.Weidemüller, T.Esslinger, M.A.Ol'shanii et al., Europhys. Lett. **27**, 109 (1994).
3. F.Mauri and E.Arimondo, Europhys. Lett. **16**, 717 (1991).
4. B.J.Dalton and P.L.Knight, Opt. Commun. **42**, 411 (1982); B.J.Dalton and P.L.Knight, J. Phys. **B15**, 3997 (1982).
5. В.Г.Миногин, В.С.Летохов, Давление лазерного излучения на атомы, М.: Наука, 1986.
6. В.Матисов, В.Гордиенко, Е.Корсунский et al., ЖЭТФ **107**, 680 (1995).
7. И.Е.Мазец, Б.Г.Матисов, Письма в ЖЭТФ **60**, 686 (1994).
8. А.М.Акулшин, А.А.Селиков, and V.L.Velichansky, Opt. Commun. **84**, 139 (1991).
9. M.R.Doery, R.Gupta, T.Bergeman et al., Phys. Rev. **A51**, 2334 (1995).
10. А.Ф.Радциг, Б.М.Смирнов, Параметры атомов и атомных ионов: Справочник, М.: Энергоатомиздат, 1986.