

ОХЛАЖДЕНИЕ АТОМОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ ПОВЕРХНОСТНОЙ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Ю.Б.Овчинников, Д.В.Ларюшин, В.И.Балькин, В.С.Летохов

Институт спектроскопии РАН

142092 Троицк, Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 14 июня 1995 г.

Наблюдается уменьшение кинетической энергии поперечного движения пучка атомов натрия при его отражении от поверхностной световой волны, связанное с оптической накачкой между подуровнями сверхтонкой структуры основного состояния атомов. Начальный поперечный импульс величиной $42\hbar k$ за одно отражение уменьшен до значения $28\hbar k$.

Зеркало для нейтральных атомов, основанное на поверхностной световой волне, которая образуется при полном внутреннем отражении лазерного луча от границы раздела "вакуум – диэлектрик", было предложено R.Cook [1]. Эффективное отражение атомов от такого зеркала наблюдалось как для теплового пучка, падающего на зеркало под скользящим углом [2], так и для холодных атомов [3].

Недавно на основе поверхностной волны была предложена [4] и реализована [5] новая ловушка для нейтральных атомов – *gravitational cavity*. В этой ловушке пространственная локализация атомов Cs, падающих в поле тяжести, достигается их периодическим отражением от поверхностной световой волны, распространяющейся вдоль диэлектрической подложки.

Однако отсутствие охлаждения в такой ловушке существенно ограничивает ее стабильность. Нагрев атома при поглощении всего нескольких фотонов рассеянного света приводит к потере атомов из ловушки через время порядка 100 мс.

В работах [6,7] рассмотрен механизм охлаждения щелочных атомов при их отражении от поверхностной световой волны, связанный с оптической

накачкой атома между подуровнями сверхтонкой структуры его основного состояния. Интерес к данному механизму обусловлен возможностью достижения на его основе сочетания низких температур и высоких плотностей атомов, необходимых для наблюдения новых физических эффектов и, возможно, бозе-эйнштейновской конденсации [7].

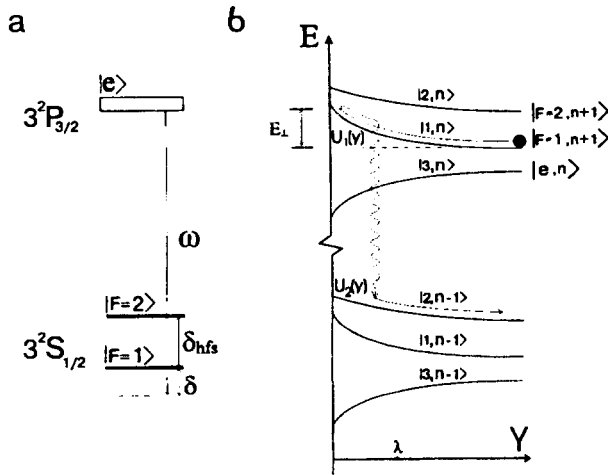


Рис.1. а) – Схема уровней D_2 -линии атома Na и положение частоты поверхностной световой волны; б) – пространственная зависимость энергии "одетых состояний" атома в поверхностной волне и механизм отбора его кинетической энергии

Напомним сначала основную идею охлаждения в поверхностной световой волне. Интенсивность поля имеет вид $I_{ev}(y) = I_{ev}(0) \exp(-2y/\Lambda)$, где y есть координата, перпендикулярная к поверхности, а $\Lambda = \lambda/2\pi(n^2 \sin^2 \theta - 1)^{-1/2}$ – характерная длина затухания, зависящая от угла падения θ и индекса преломления n . На рис.1а представлена схема уровней D_2 -линии атома натрия и показано положение частоты излучения поверхностной волны ω , отстроенной в голубую сторону на величину $\delta = \omega - \omega_0$ по отношению к частоте ω_0 перехода между $|F=1\rangle$ подуровнем основного состояния и возбужденным состоянием $|e\rangle$ атома. Главным упрощением данной схемы уровней является то, что в ней опускается наличие сверхтонкой структуры возбужденного уровня с характерным расстоянием между подуровнями $\delta_e/2\pi \cong 50$ МГц, что оправдано при $\delta \gg \delta_e$. Взаимодействие атомов с полем поверхностной волны удобно рассматривать в базисе "одетых состояний" [8]. Зависимость энергии триплетов одетых состояний трехуровневого атома, являющихся суперпозицией комбинированных состояний $|F=1, n+1\rangle$, $|F=2, n+1\rangle$ и $|e, n\rangle$, где n и $n+1$ – число фотонов светового поля, от его положения в поле поверхностной волны показаны на рис.1б. При малом насыщении перехода

$$s = \omega_R^2(y)/2\delta^2 \ll 1 \quad (1)$$

энергия одетых состояний 1 и 2 для линейной поляризации светового поля определяется следующими выражениями [7]:

$$U_1(y) = \frac{2}{3} \frac{\hbar \omega_R^2(y)}{4\delta}, \quad (2a)$$

$$U_2(y) = \frac{2}{3} \frac{\hbar \omega_R^2(y)}{4(\delta + \delta_{hf s})}, \quad (2b)$$

где ω_R – резонансная частота Раби, причем $\omega_R^2(y) = \omega_R^2(0) \exp(-2y/\Lambda)$. На атом, находящийся в одетом состоянии $|i\rangle$, действует градиентная сила $F_{dip} = -\nabla U_i$.

Положим, что атом начально находится на $|F = 1\rangle$ подуровне и имеет кинетическую энергию $E_{\perp} = Mv_{\perp}^2/2 < U_1(0), U_2(0)$. В отсутствие спонтанных распадов такой атом упруго отражается от потенциала $U_1(y)$. При наличии спонтанных распадов атом из одетого состояния $|1, n\rangle$ может перейти в одно из состояний $|i, n-1\rangle$ со скоростями распада, которые в случае больших отстроек (1) имеют вид $\Gamma_{11} \cong q\Gamma s/3, \Gamma_{12} \cong (1-q)\Gamma s/3, \Gamma_{13} \cong \Gamma(s/3)^2$, где $q = 0,72$ – коэффициент связи возбужденного состояния с подуровнем $|F = 1\rangle$ [7].

Согласно формулам (2), амплитуды потенциалов состояний $|1, n\rangle$ и $|2, n-1\rangle$ могут существенно отличаться из-за разной отстройки поля по отношению к переходам $|F = 1\rangle \rightarrow |e\rangle$ и $|F = 2\rangle \rightarrow |e\rangle$. Поэтому спонтанный переход $|1, n\rangle \rightarrow |2, n-1\rangle$ в точке y из более глубокого потенциала в менее глубокий сопровождается отбором у атома кинетической энергии $\Delta E_{\perp} = U_1(y) - U_2(y)$. Зная зависимость скорости распада атома Γ_{12} от положения атома в поверхностной волне, можно вычислить среднюю энергию, теряемую атомом при одном акте отражения:

$$\langle \Delta E_{\perp} \rangle = - \int_{-\infty}^{\infty} (U_1(y) - U_2(y)) \Gamma_{12}(y) dt = - \frac{2}{3} \frac{\delta_{hfs}}{\delta + \delta_{hfs}} E_{\perp} (1-q) n_{sp}, \quad (3)$$

где

$$n_{sp} = \int_{-\infty}^{\infty} (\Gamma_{11} + \Gamma_{12}) dt = (2\Lambda\Gamma/v_{\perp})(E_{\perp}/\hbar\delta)$$

– полное число спонтанных распадов за одно отражение при малом насыщении перехода (1).

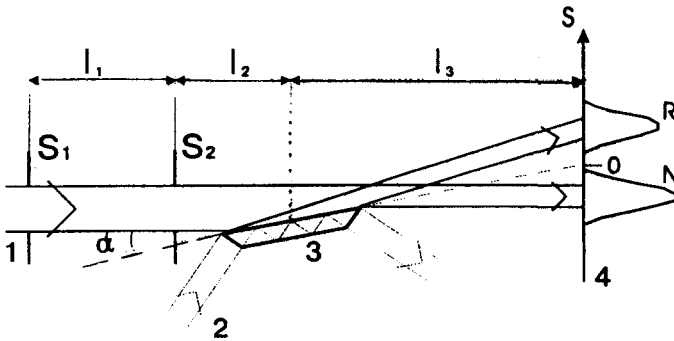


Рис.2. Схема эксперимента: 1 – атомный пучок; 2 – лазерный луч; 3 – кварцевая пластинка; 4 – плоскость регистрации; R – пик отраженных атомов; N – пик атомов, прошедших мимо "атомного зеркала"

Схема эксперимента по наблюдению охлаждения атомов при отражении от поверхностной световой волны представлена на рис.2. Пучок атомов Na формировался круговой диафрагмой S_1 диаметром 0,14 мм, расположенной на источнике атомов, и коллимирующей диафрагмой S_2 с вертикальным размером 0,5 мм и шириной 0,24 мм с расстоянием $l_1 = 250$ мм между ними. На расстоянии $l_2 = 33$ мм от коллимирующей диафрагмы в пучок была вертикально введена кварцевая пластинка длиной 25 мм. Толщина пластинки составляла 0,5 мм, а ее входная и выходная грани имели скос под углом 45° , позволявший заводить в нее под этим углом лазерный луч, который посредством

многократного отражения внутри пластинки создавал на ее поверхности проникающую поверхностную волну. Мощность излучения в лазерном луче составляла $P = 40$ мВт, а его радиус по уровню спада интенсивности в $1/e$ раз был равен $\omega = 0,4$ мм. Амплитуда частоты Раби при этом в поверхностной волне составляет $\omega_R(0)/2\pi = (P\beta^2/2n\pi\omega^2 I_s)^{1/2}(\Gamma/2\pi) = 560$ МГц, где $I_s = 6$ мВт/см² – интенсивность насыщения перехода, $\Gamma/2\pi = 10$ МГц – однородная ширина перехода, $\beta^2 = 6,9$ – коэффициент Френеля [9], связывающий интенсивность поля в поверхностной волне с его интенсивностью внутри пластинки с $n = 1,45$ при угле падения $\theta = 45^\circ$ и поляризации параллельной плоскости падения.

Зондирование пространственного распределения отраженного от поверхностной световой волны атомного пучка осуществлялось по сигналу его флуоресценции на расстоянии $l_3 = 322$ мм от центра пластинки. Для этого атомный пучок пересекался под углом 73° дополнительным пробным лазерным лучом, сфокусированным в пятно с размерами: $0,5$ мм – вдоль атомного пучка и $0,2$ мм – поперек, который горизонтально сканировался перпендикулярно пучку. Малая ширина линии генерации пробного лазера ~ 10 МГц позволяла перестраивать его частоту внутри доплеровского контура атомного перехода и осуществлять селективное по скоростям возбуждение атомов. Регистрация флуоресценции производилась с помощью ФЭУ. Кроме того, данный метод позволяет выборочно детектировать атомы либо на $F = 1$, либо $F = 2$.

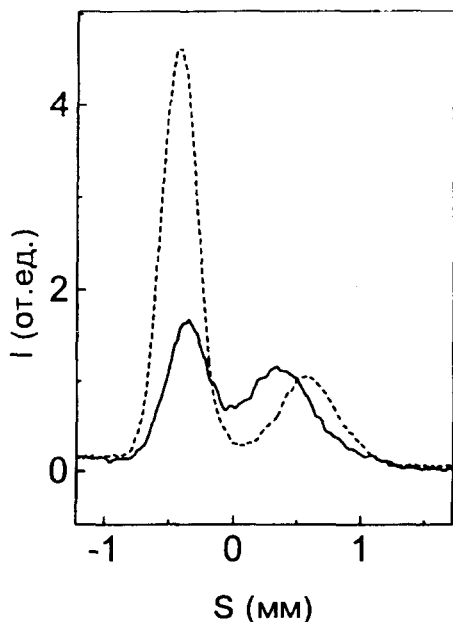


Рис.3. Профили поперечного распределения атомов пучка в плоскости регистрации: пунктирный профиль – зеркальное отражение, сплошной профиль – отражение с охлаждением

Измеренные профили пространственного распределения атомного пучка приведены на рис.3. Для обоих профилей регистрируемая скорость атомов была равной $v = 700$ м/с, а угол наклона пластинки составлял $\alpha = 1,8$ мрад. Штриховой профиль соответствует случаю, когда частота поля поверхностной волны была отстроена по отношению к переходу $|F = 2\rangle \rightarrow |e\rangle$ на величину $\delta_2/2\pi = (\omega - (\omega_0 - \delta_{hf_s} + kv))/2\pi = 600$ МГц, где k – волновой вектор в поверхностной волне, $|k| = (\omega n/c) \sin \theta$. Пробный луч зондировал лишь ато-

мы на подуровне $F = 2$. В этом случае наблюдалось нормальное зеркальное отражение атомов [2]. Правый пик в распределении соответствует отраженным атомам, а левый – части начального пучка, прошедшей мимо пластинки (рис.2).

Для наблюдения охлаждения атомов частота поля поверхностной волны перестраивалась в голубую сторону относительно перехода $|F = 1\rangle \rightarrow |e\rangle$ на величину $\delta_1/2\pi = (\omega - (\omega_0 + kv))/2\pi = 400$ МГц, а регистрация атомов по-прежнему производилась на подуровне $F = 2$. Для увеличения полезного эффекта часть излучения пробного лазера была использована для того, чтобы предварительно накачать все падающие на поверхностную волну атомы на подуровень $F = 1$. Таким образом, в области регистрации детектировались только атомы, испытавшие спонтанный распад $|1, n\rangle \rightarrow |2, n - 1\rangle$, который приводит к переходу атома с $F = 1$ на $F = 2$ подуровень основного состояния. Соответствующий профиль распределения атомов в области регистрации представлен на рис.3 сплошной кривой. Левый пик соответствует атомам начального пучка, прошедшим мимо пластинки. Присутствие этого пика объясняется тем, что при пролете рядом с пластинкой атомы частично накачиваются рассеянным светом поверхностной волны на регистрируемый подуровень $F = 2$. Небольшой сдвиг и деформация этого пика объясняются световым давлением со стороны луча накачки. При сравнении этого профиля со штриховым явно виден сдвиг пика отраженных атомов в сторону меньших углов. Измерение смещения центра тяжести пика отраженных атомов относительно нулевой точки, соответствующей пересечению плоскости атомного зеркала с плоскостью регистрации, дает величину $\Delta s_c = 0,385$ мм. Такому смещению соответствует угол отражения $\varphi_c = \Delta s_c/l_3 \approx 1,2$ мрад. Аналогичное измерение для зеркально отраженных атомов дает угол $\varphi_s = 1,8$ мрад. Таким образом, уменьшение средней поперечной скорости атомов при охлаждении составляет $v_c/v_s = \varphi_c/\varphi_s = 0,66$. В абсолютных единицах это соответствует уменьшению поперечного импульса от начального значения $p_{\perp} \approx 42\hbar k$ до величины $p_{\perp} \approx 28\hbar k$. Относительная потеря энергии отраженных атомов при этом составляет $\Delta E^c/E_{\perp} = 1 - (v_c/v_{\perp})^2 = 0,56$. Для вывода теоретического значения этого отношения заметим, что фактор $(1 - q)n_{sp}$ в выражении (3) учитывает вероятность перехода между одетыми состояниями $|1, n\rangle \rightarrow |2, n - 1\rangle$, поэтому при анализе энергетического распределения атомов, уже совершивших переход, этот фактор должен быть положен равным единице. Учитывая это, получаем $\Delta E^t/E_{\perp} = 2\delta_{hfs}/3(\delta_{hfs} + \delta_1) = 0,54$. Как видно, измеренная величина охлаждения хорошо согласуется с ее теоретическим значением.

Наблюдаемый эффект охлаждения атомов был максимальным вблизи выбранной отстройки $\delta_1/2\pi = 400$ МГц. Зная поперечную скорость отраженных атомов $v_{\perp} = \alpha v \approx 126$ см/с и полагая справедливой формулу (2a), можно определить максимальную глубину проникновения атома в поверхностную волну и соответствующее ей максимальное значение частоты Раби $\omega_R^{max}/2\pi = \delta_1(3Mv_{\perp}^2/\hbar\delta_1)^{1/2}/2\pi \approx 330$ МГц. Таким образом, при выбранной отстройке приближение слабого насыщения (1) перехода является справедливым. При увеличении отстройки эффект оставался наблюдаем вплоть до отстроек $\leq 1,0$ ГГц. В полном соответствии с теорией при этом наблюдалось уменьшение величины ΔE_{\perp} , а также сокращение числа атомов в охлажденном пике из-за уменьшения вероятности оптической накачки атомов, пропорциональной n_{sp} .

С уменьшением отстройки наблюдалось резкое исчезновение эффекта охлаждения и появление побочных эффектов, связанных с резонансным отклонением атомов рассеянным лазерным светом. При насыщении атомного перехода рассмотренный эффект охлаждения становится менее действенным по двум причинам. Во-первых, из-за насыщения перехода атомы в среднем совершают переход $|1, n\rangle \rightarrow |2, n-1\rangle$ на больших расстояниях от поверхности, где потенциалы (2) имеют меньшую глубину и величина отбираемого у атома импульса падает. Во-вторых, при увеличении вероятности возбуждения атома значительно возрастает вынужденный нагрев импульса атома за счет увеличения скорости Γ_{13} .

Заметим, что полный цикл охлаждения атомов должен включать последующую накачку на исходный подуровень $F=1$. Эта накачка позволяет замкнуть цикл охлаждения, после чего он может быть многократно повторен [8]. Для того чтобы вернуть атом на исходный подуровень $F=1$, после отражения от поверхностной волны можно подействовать слабым полем, настроенным в резонанс с $|F=2\rangle \rightarrow |e\rangle$ переходом. Оценка показывает: чтобы накачать атом на подуровень $F=1$, он должен поглотить ≈ 3 фотона, при этом импульсная диффузия составит $\Delta p_d \approx \sqrt{3}\hbar k$, что значительно меньше экспериментально измеренного уменьшения импульса за одно отражение атома $14\hbar k$.

По сравнению с известными методами охлаждения в стоячих световых волнах [8,10] уникальность охлаждения атомов циклическим отражением от поверхностной волны заключается в том, что оно позволяет охладить атомы от энергий $\sim \hbar\omega_R^2/\delta$ до $\sim \hbar^2 k^2/M$. При этом параметры волны остаются фиксированными. Это происходит потому, что по мере охлаждения атома уменьшается глубина его проникновения в поверхностную волну и соответственно уменьшается характерный квант $\sim \hbar\omega_R^2(v_\perp)/\delta$ его обмена энергией со световым полем.

В заключение мы хотим выразить благодарность Рудольфу Гримму и Йоханнесу Седингу за исключительно полезные обсуждения результатов.

Данная работа выполнена при частичной поддержке International Science Foundation, грант NKY000 и Российского фонда фундаментальных исследований, грант 95-02-05350.

-
1. R.J.Cook and R.K.Hill, *Opt. Comm.* **43**, 258 (1982).
 2. В.И.Балыкин, В.С.Летохов, Ю.Б.Овчинников, А.И.Сидоров, Письма в ЖЭТФ **45**, 282 (1987).
 3. M.A.Kasevich, D.S.Weiss and S.Chu, *Opt. Lett.* **15**, 607 (1990).
 4. H.Wallis, J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji, *Appl. Phys.* **B54**, 407 (1992).
 5. C.G.Aminoff, A.M.Steane, P.Bouer et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 3083 (1993).
 6. Yu.B.Ovchinnikov, J.Soding, and R.Grimm, *Pisma v ZhETPF* **61**, 23 (1995).
 7. J.Soding, R.Grimm, and Yu.B.Ovchinnikov, *Opt. Comm.* (in press).
 8. J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B2**, 1707 (1985).
 9. M.Born and E.Wolf, *Principles of Optics*, Pergamon press, Oxford, 1964.
 10. J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji, *J. Opt. Soc. Am.* **B6**, 2023 (1989).