

## УВЕЛИЧЕНИЕ АТОМНОЙ ФАЗОВОЙ ПЛОТНОСТИ В ПОЛОМ ЛАЗЕРНОМ ВОЛНОВОДЕ

*В.И.Балькин, Д.В.Ларюшин, М.В.Субботин, В.С.Летохов<sup>1)</sup>*

*Институт спектроскопии РАН*

*142092 г. Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 19 апреля 1996 г.

Проведено исследование каналирования атомов в полом сужающемся волноводе, на внутренней поверхности которого создана поверхностная волна с положительной отстройкой для линии поглощения атома. Использование неупругого отражения атомов от поверхностной световой волны и сужающейся геометрии волновода позволяет уменьшить температуру и увеличить фазовую плотность ансамбля атомов, непрерывно вводимых в полой сужающийся волновод из магнитооптической ловушки, в  $10^5$  раз. Предложено использовать рассматриваемый волновод для изучения коллективных явлений в квантовомеханических системах с большой плотностью (бозе-эйнштейновский конденсат), а также в качестве яркого когерентного источника холодных атомов.

PACS: 32.80.Pj

К настоящему времени предложены и осуществлены две схемы каналирования атомов по оптическому волноводу. В работе [1] предложено использование основной оптической моды цилиндрического полого волновода, содержащего лазерный свет с отрицательной отстройкой, для каналирования по ней атомов, стягиваемых к оси волновода градиентной силой. Это предложение было успешно реализовано в [2]. В работе [3] предложено для создания волновода для атомов использовать поверхностную световую волну внутри полого цилиндрического волновода. В таком волноводе, атомы отражаясь от поверхностной световой волны с положительной отстройкой, каналируют вдоль волновода [4].

Эффект упругого отражения атомов от поверхностной световой волны хорошо изучен как теоретически [5, 6], так и экспериментально [7–9]. В случае отражения атома, система уровней которого хорошо описывается  $\Lambda$ -схемой (щелочные элементы), экспериментально наблюдалось [10] предсказанное в [11] неупругое отражение атомов с потерей кинетической энергии за счет спонтанных переходов между подуровнями сверхтонкой структуры в процессе взаимодействия с поверхностной волной. Существование эффекта неупругого отражения атомов было предложено использовать для охлаждения и локализации атомов в гравитационной ловушке [12]. В данной работе предлагается использовать этот эффект для создания яркого когерентного источника холодных атомов, охлаждения и драматического увеличения фазовой плотности ансамбля атомов с помощью полого сужающегося волновода.

Рассмотрим для простоты поведение атома в плоском полом волноводе. Плоский волновод образован двумя параллельными диэлектрическими плоскостями, на внутренних поверхностях которых созданы поверхностные световые волны с положительной отстройкой для перехода между нижним подуровнем сверхтонкой структуры  $|F = 1\rangle$  и возбужденным состоянием атома натрия  $|P\rangle$ . Будем считать, что внутри волновод заполнен светом с частотой, резонансной

<sup>1)</sup>e-mail: IIs@isan.msk.su

для перехода  $|F = 2\rangle \leftarrow |P\rangle$  ("перекачивающий" свет). Поверхностная волна обеспечивает отражение атома при его каналировании вдоль волновода. Отражение может носить как упругий характер (атом остается в состоянии  $|F = 1\rangle$ ), так и неупругий (с переходом атома в  $|F = 2\rangle$  с уменьшением кинетической энергии). Атом, находящийся вне поверхностной волны в состоянии  $|F = 2\rangle$ , переводится на подуровень  $|F = 1\rangle$  "перекачивающим" лазером.

Простая оценка, не учитывающая импульс отдачи, приобретаемый атомом при квантовых переходах, дает зависимость поперечной кинетической энергии атома от продольной координаты  $z$ :

$$E_{\perp}(z) = \frac{1}{\frac{Cz}{v_z} + \frac{1}{E_{\perp 0}}}, \quad (1)$$

где  $E_{\perp 0}$  - начальное значение поперечной кинетической энергии атома,  $v_z$  - продольная скорость и  $C$  - константа, зависящая от системы уровней атома и параметров лазерного света. Выражение (1) справедливо, когда поперечная кинетическая энергия значительно больше энергии отдачи. Неучет импульса отдачи, приобретаемого атомом при каждом из квантовых переходов приводит к неверной зависимости  $E_{\perp}(z)$  при больших  $z$ :  $E_{\perp}(z) \xrightarrow{z \rightarrow \infty} 0$ . Для выяснения зависимости  $E_{\perp}(z)$ , было проведено численное интегрирование уравнений движения:

$$m\ddot{r} = -\nabla U_{1,2,3}(r) + f(t), \quad (2)$$

где  $f(t)$  - член, учитывающий изменение импульса атома при изменении квантового состояния,  $U_{1,2,3}(r)$  - потенциальная энергия атома в одном из "одетых" состояний (dressed state) [13]  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$ , соответствующих уровням  $|F = 1\rangle, |F = 2\rangle, |P\rangle$ :

$$\begin{aligned} U_1(r) &= \frac{\hbar}{2}(\sqrt{\delta^2 + \Omega_R^2} - \delta) \\ U_2(r) &= \frac{\hbar}{2}(\sqrt{(\delta + \delta_{HFS})^2 + \Omega_R^2} - \delta), \\ U_3(r) &= -\frac{\hbar}{2}(\sqrt{\delta^2 + \Omega_R^2} - \delta) \end{aligned} \quad (2a)$$

где  $\hbar$  - постоянная Планка,  $\Omega_R(r)$  - частота Раби,  $\delta$  - отстройка лазерной частоты от частоты атомного перехода и  $\delta_{HFS}$  - величина сверхтонкого расщепления. Для учета импульсной диффузии, в процессе численного решения уравнений движения, на каждом шаге интегрирования вблизи поверхности диэлектрика вычислялась вероятность перехода  $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ , которая сравнивалась со случайной величиной с равноплотным распределением от 0 до 1. В соответствии со стандартной процедурой моделирования случайных процессов методом Монте-Карло, изменялось квантовое состояние атома, и ему сообщался импульс

$$p_{recoil} = \hbar \cdot k = \hbar \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \xi,$$

где  $\lambda$  - длина волны испущенного спонтанного фотона и  $\xi$  - единичный случайный вектор.

Как показывают результаты моделирования, выражение (1) удовлетворительно описывает изменение энергии атома до значения, сравнимого с энергией отдачи, но  $E_{\perp}(t) \xrightarrow{t \rightarrow \infty} E_{min} \neq 0$ . В рассматриваемом случае  $E_{min}$  порядка кинетической энергии атома, соответствующей двум импульсам отдачи.

При каналировании атомов вдоль волновода, образованного поверхностной световой волной с положительной отстройкой, возможны их потери, связанные с 1) спонтанными распадами и 2) эффектом подбарьерного туннелирования. Первый механизм учитывается в модели исключением из дальнейшего рассмотрения атомов, достигших поверхности диэлектрика в процессе отражения. Для учета туннелирования, при каждом акте отражения от поверхностной волны вычислялась вероятность  $p_{tun}$  туннельного проникновения атома через потенциальный барьер, образованный поверхностной волной:

$$p_{tun} = \frac{1}{1 + e^{2D}}; \quad D = \frac{1}{2\pi} \frac{\Lambda}{\lambda} \frac{(v_{\perp max}^2 - v_{\perp}^2)^{3/2}}{v_{recoil} v_{\perp max}^2}, \quad (3)$$

где  $v_{recoil}$  – скорость отдачи атома,  $v_{\perp max}$  – максимальная скорость классического движения атома, при которой он еще отражается от поверхностной волны,  $\Lambda$  – характерная длина затухания поверхностной волны. Атом считался севшим на стенку и выбывшим из ансамбля или успешно отразившимся в зависимости от соотношения между  $p_{tun}$  и случайным числом. Таким образом, два основных механизма потерь атомов были учтены.

Рассмотрим теперь поведение ансамбля атомов в полном сходящемся искривленном волноводе, схематично представленном на рис.1. Предположим, что атомы из магнитооптической ловушки (МОЛ) непрерывно вводятся в полость волновода и их скоростное распределение соответствует максвелловскому с температурой  $T = \hbar\Gamma/k_B$  ( $k_B$  – постоянная Больцмана), легко достижимой в МОЛ. Пусть, для определенности, атомы натрия в начале находятся в состоянии  $|F = 1\rangle$ . Рассмотренное выше поведение атомов при их каналировании вдоль плоского волновода указывает на то, что должно происходить увеличение фазовой плотности ансамбля атомов. Это увеличение обусловлено тремя факторами: 1) сужением волновода; 2) уменьшением ширины скоростного распределения за счет неупругих отражений от поверхностной волны; а также 3) большим временем каналирования атома  $\tau$  ( $\sim 1$  с) за счет медленного изменения проекции углового момента атома на ось волновода (эффект накопления атомов). В нескольких плоскостях, параллельных  $YX$ , вычислялась фазовая плотность ансамбля атомов. График зависимости фазовой плотности  $\rho_{ph}(z)/\rho_{ph_0}$ , нормированной на начальное значение, представлен на рис.2. На рисунке видно, что при каналировании атомов по волноводу длиной  $L \cong 1$  см происходит увеличение фазовой плотности на пять порядков. На выходе из волновода средняя скорость поперечного движения в ансамбле составляет  $\approx 10$  см/с, в то время, как средний модуль скорости –  $\approx 20$  см/с. Однако при больших плотностях, которые предполагается получать в таком волноводе, за счет столкновений и большого времени каналирования будет происходить равномерное распределение кинетической энергии атомов по степеням свободы. Можно, поэтому, предположить, что средняя скорость атомов будет около 10 см/с, что соответствует температуре  $T = 1.5 \cdot 10^{-5}$  К.

Рассмотрим случай, когда сужающийся волновод заканчивается горизонтальным участком цилиндрического волновода с внутренним диаметром  $d = 4$  мкм. Определим картину заселения его мод, воспользовавшись результатами [3].

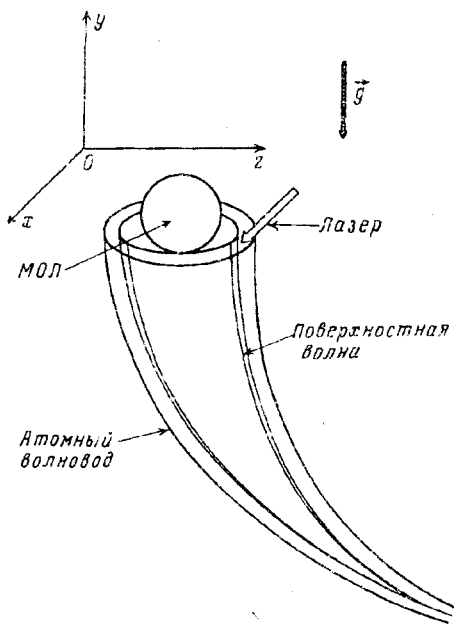


Рис.1. Схема использования полого сужающегося искривленного оптического волновода для охлаждения и увеличения фазовой плотности ансамбля атомов натрия, непрерывно вводимых в полость волновода из магнитооптической ловушки

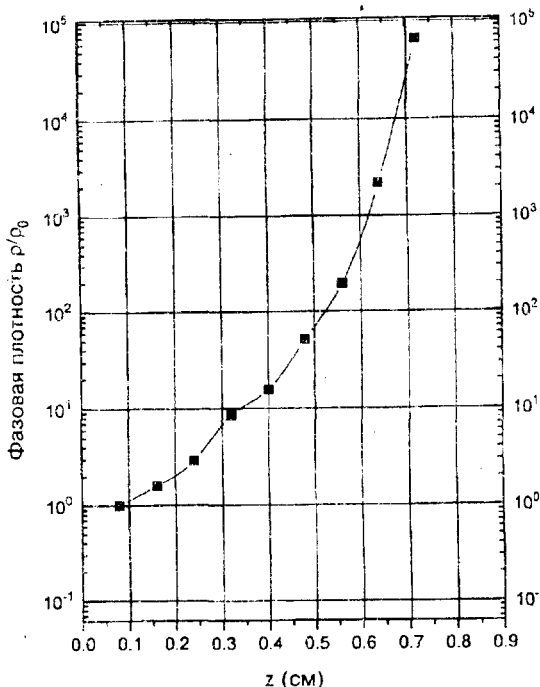


Рис.2. Зависимость фазовой плотности ансамбля атомов натрия при каналировании в полой сужающемся искривленном оптическом волноводе (компьютерное моделирование). Фазовая плотность  $\rho_{ph}$  нормирована на свое начальное значение. Увеличение фазовой плотности обусловлено тремя факторами: сужением волновода, уменьшением ширины скоростного распределения за счет неупругих отражений от поверхностной волны, а также большим временем каналирования

Пусть в полость волновода каждую секунду поступает 10% от общего количества атомов  $N_M$ , плененных в МОЛ ( $N_M \approx 10^{10}$  ат.), что соответствует потоку  $j = 10^9$  ат./с. Поскольку  $j$  приблизительно остается постоянным (потери малы), плотность ансамбля в цилиндрической части волновода  $\rho = j/vS = 4j\tau/\pi Ld^2 \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , где  $v$  – скорость коллективного движения атомов вдоль волновода,  $S$  – сечение. На рис.3 приведена зависимость относительной заселенности основной моды волновода  $G \equiv N_0/N$ , где  $N$  – число атомов в волноводе, от количества атомов, плененных в МОЛ. Видно, что при легко достижимых значениях  $N_M$ , в основной моде скапливается заметная доля атомов, что означает переход системы в квантовый режим и появление бозе-эйнштейновского конденсата.

Отметим также возможность использования предложенной схемы в качестве яркого когерентного источника медленных атомов, необходимого в экспериментах по атомной оптике.

Авторы благодарят Ю.Е.Лозовика за полезное обсуждение результатов. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект

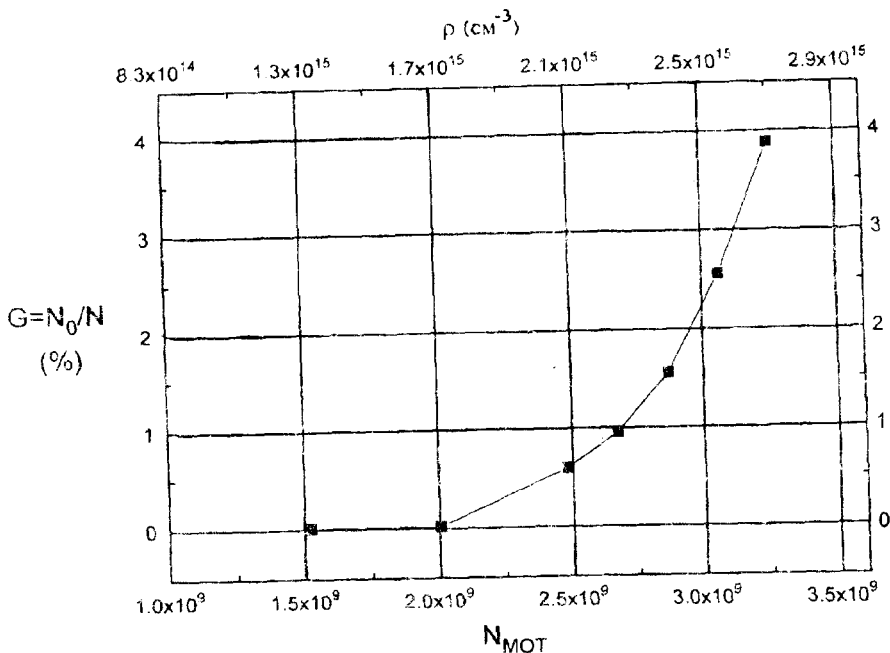


Рис.3. Зависимость относительной заселенности  $G$  основной моды цилиндрического волновода от количества  $N_M$  атомов, плененных в МОЛ. Входной поток атомов в полость волновода соответствует ежесекундному введению 10% от  $N_M$ . При этом на выходе из волновода достигается плотность  $\rho \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , что означает скопление в основной моде цилиндрического волновода с диаметром  $d \approx 4 \text{ мкм}$  нескольких процентов от общего числа атомов, т.е. появление бозе-эйнштейновского конденсата

95-02-05350), Государственной научно-технической программой России "Фундаментальная метрология" (проект 272 Атом), Университетом Аризоны (США) и Министерством Энергетики США.

1. M.A.Ol'shanii, Yu.B.Ovchinnikov, and V.S.Letokhov. Opt. Commun. **98**, 77 (1993).
2. M.J.Renn, D.Montgomery, O.Vdolin et al., Phys. Rev. Lett. **75**, 3253 (1995).
3. S.Marksteiner, C.M.Savage, S.L.Rolston et al., Phys. Rev. **A50**, 2680 (1994).
4. M.J.Renn, E.A.Donley, E.A.Cornell et al., Phys. Rev. **A53**, 1 (1996).
5. R.J.Cook and R.K.Hill, Opt. Comm. **43**, 258 (1982).
6. S.M.Тан and D.F.Walls. Phys. Rev., **A50**, 1561 (1994).
7. В.И.Балыкин, В.С.Летохов, Ю.Б.Овчинников и др., Письма в ЖЭТФ **45**, 282 (1987).
8. M.Kazevich, P.S.Weiss, and Chu, Opt. Lett., **15**, 607 (1990).
9. C.G.Aminoff, A.M.Steane, P.Bouyer et al., Phys. Rev. Lett., **71**, 3083 (1993).
10. Ю.Б.Овчинников, Д.В.Ларюшин, В.И.Балыкин и др., Письма в ЖЭТФ **62**, 102 (1995).
11. Yu.B.Ovchinnikov, J.Soding, and R.Grimm. Письма в ЖЭТФ, **61**, 23 (1995).
12. J.Soling, R.Grimm, and Yu.B.Ovchinnikov, Opt. Comm. **119**, 652 (1995).
13. J.Dalibard and C.Cohen-Tannoudji, JOSA **B6**, 2023 (1989).