

## Аномальная пространственная концентрация атомов в поле стоячей световой волны

Д. В. Бражников<sup>+</sup>\*, Р. Я. Ильенков<sup>+</sup>\*, О. Н. Прудников\*, А. В. Тайченачев<sup>+</sup>\*, А. М. Тумайкин<sup>+</sup>, В. И. Юдин<sup>+</sup>\*,  
А. Н. Гончаров<sup>+</sup>\*, А. С. Зибров<sup>°</sup>

<sup>+</sup>Институт лазерной физики<sup>1)</sup> СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

\*Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск, Россия

×Новосибирский государственный технический университет, 630092 Новосибирск, Россия

° Гарвардский университет, Кембридж, 02138 Массачусетс, США

Поступила в редакцию 13 февраля 2012 г.

В работе исследуются стационарные распределения двухуровневых атомов по импульсам и координатам в поле одномерной стоячей световой волны. В режиме умеренного насыщения атомного перехода и красной отстройки частоты обнаружен качественно новый эффект – концентрация атомов не в минимумах оптического потенциала. Дана качественная интерпретация нового эффекта. Расчеты производились на основе квантового кинетического уравнения для атомной матрицы плотности с полным учетом эффектов отдачи и локализации в световом поле произвольной интенсивности. Помимо теоретической значимости, результаты работы могут быть полезны для атомной нанолитографии и стандартов частоты на основе оптических решеток.

1. Лазерное излучение является уникальным инструментом, позволяющим эффективно управлять как внутренним квантовым состоянием атомов, так и их внешними степенями свободы. Последнее лежит в основе лазерного охлаждения нейтральных атомов и ионов – современного направления квантовой физики, располагающегося на стыке атомной оптики и лазерной физики (см., например, [1–5]). Постоянно растущий интерес к этой области исследований вызван прежде всего множеством тех разнообразных и поистине захватывающих применений, которые уже нашло лазерное охлаждение и пленение атомов. Особенно стоит указать на широкие перспективы его применения в области фундаментальной квантовой метрологии, где охлажденные с помощью лазера атомы являются основными кандидатами для создания оптических стандартов частоты и времени [6] нового поколения с беспрецедентной точностью (относительная погрешность вплоть до  $10^{-17}$ – $10^{-18}$  [7–9]). Также лазерное охлаждение находит важные применения в атомной интерферометрии, при получении конденсации Бозе–Эйнштейна, в квантовой информатике и атомной нанолитографии.

На сегодняшний день разработаны различные методы лазерного охлаждения и локализации атомов (магнитооптическая ловушка, оптическая решетка, дипольные ловушки различных конфигураций

и т.д.), позволяющие охлаждать атомы до ультранизких температур (вплоть до сотен нК). При этом теоретическое описание кинетики холодных атомов в лазерных полях является достаточно сложной задачей. Поэтому часто используются те или иные приближения. Так, например, основные механизмы лазерного охлаждения и захвата были поняты на основе двухуровневой модели атома с невырожденными энергетическими уровнями [1, 2]. Эта модель при определенных условиях отвечает реальным атомам с переходом  $F_g = 0 \rightarrow F_e = 1$ . Несмотря на то что двухуровневая модель считается хорошо изученной, некоторые аспекты остались без внимания. Действительно, даже в этой простейшей системе прибегают к дополнительным упрощениям, полагая дисперсию атомных импульсов значительно превышающей импульс фотона, т.е.  $\hbar k / \Delta p_a \ll 1$  (так называемое квазиклассическое приближение [2, 10]). Затем, пренебрегая пространственной локализацией атомов в оптическом потенциале (на масштабах длины волны света), приходят к приближенному уравнению типа Фоккера–Планка на функцию распределения атомов по импульсам вместо рассмотрения точного уравнения для матрицы плотности.

Что касается пространственной концентрации атомов в поле стоячей световой волны, то хорошо известно, что в слабых полях атомы собираются около минимумов оптического потенциала [1, 2]. При красной отстройке частоты (когда частота лазера

<sup>1)</sup> e-mail: LLF@laser.nsc.ru

меньше частоты атомного перехода) положения минимумов оптического потенциала совпадают с пучностями поля, а при синей – с узлами. Однако режим умеренного светового поля и красной отстройки частоты ранее не был исследован с этой точки зрения. Так, в данной работе мы обнаружили новый эффект – аномальную концентрацию атомов в точках, не совпадающих с минимумами оптического потенциала, и, более того, в максимумах потенциала. Как оказалось, такое контринтуитивное поведение атомов связано с особенностями импульсного распределения в поле стоячей волны.

**2.** Рассмотрим взаимодействие двухуровневых атомов с полем одномерной стоячей монохроматической световой волны (см. рис. 1):

$$E(x, t) = E_0 e^{-i\omega t} \cos kx + \text{к.с.} \quad (1)$$

Частоту Раби, характеризующую силу взаимодействия атома с полем, определим как  $R = E_0 d / \hbar$  (где  $d$  – матричный элемент оператора дипольного момента атомного перехода).

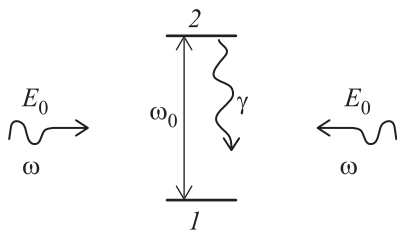


Рис. 1. Двухуровневый атом в поле стоячей световой волны

В настоящей работе для численных расчетов используется недавно разработанный нами метод анализа кинетики холодных атомов с полным учетом эффектов отдачи [11]. Этот метод позволяет исследовать стационарные распределения атомов как в импульсном, так и в координатном пространствах для произвольных интенсивности светового поля и отстройки частоты. Здесь мы не будем вдаваться в подробности этого метода расчета и ограничимся лишь результатами его применения к исследованию стационарных распределений двухуровневых атомов в режимах слабого и умеренного световых полей. Частоту отдачи мы полагаем малой ( $\omega_r \ll \gamma$ ). В частности, положим  $\omega_r = \hbar k^2 / 2M = 1.2 \cdot 10^{-3} \gamma$ , где  $M$  – масса атома,  $k$  – волновое число, а  $\gamma$  – константа затухания возбужденного уровня. Такая частота отдачи соответствует, например, сильному дипольному переходу  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$  в атоме  $^{24}\text{Mg}$  ( $\lambda = 285$  нм,  $\gamma = 2\pi \cdot 80$  МГц). Отметим, что хотя условие “квазиклассичности”,  $\omega_r \ll \gamma$ , и выполняется, оказалось

гораздо удобнее решать точную квантовую задачу, т.е. использовать квантовое кинетическое уравнение для двухточечной матрицы плотности вместо приближенного уравнения Фоккера–Планка. Это связано с тем, что базовые квантовые уравнения удается свести к трехчленной матричной рекуррентии (к матричным цепным дробям).

Рассмотрим сначала режим слабого поля, при котором параметр насыщения  $S = R^2 / (\delta^2 + \gamma^2 / 4) \ll 1$ . Например, полагаем  $R = 0.1\gamma$  и отстройку частоты лазера от частоты перехода  $\delta = -2\gamma$ . Как видно из рис. 2 (штриховая кривая), импульсное рас-

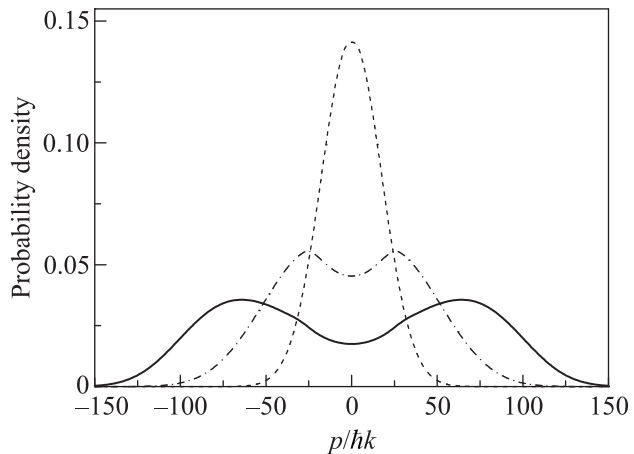


Рис. 2. Распределение атомов по импульсам в режимах слабого поля с  $R = 0.1\gamma$  (штриховая кривая), а также умеренного поля с  $R = 0.8\gamma$  (штрихпунктирная кривая) и  $R = \gamma$  (сплошная кривая) при  $\delta = -2\gamma$

пределение атомов в этом режиме имеет простой куполообразный вид. Аппроксимируя эту кривую максвелловской функцией распределения,  $f(p) \sim \exp(-p^2 / 2Mk_B T)$ , приходим к полуширине  $\Delta p = \sqrt{2Mk_B T} \approx 24\hbar k$ , что соответствует температуре  $T \sim \hbar\gamma / k_B$  (доплеровский предел охлаждения [1, 2]).

На рис. 3 изображены распределения атомов по координате. Как видно из рисунка, в режиме слабого поля (штриховая кривая) концентрация атомов повышается в пучностях стоячей волны, которые соответствуют минимумам оптического потенциала при отрицательной отстройке частоты:

$$U(x) = \frac{\hbar\delta}{2} \ln(1 + 4S \cos^2 kx) \approx 2\hbar\delta S \cos^2 kx. \quad (2)$$

Эти результаты являются хорошо известными. Они представлены в научной литературе (см., например, монографии [1, 2]).

**3.** Рассмотрим теперь режим умеренного насыщения атомного перехода ( $S \lesssim 1$ ) с частотами Раби

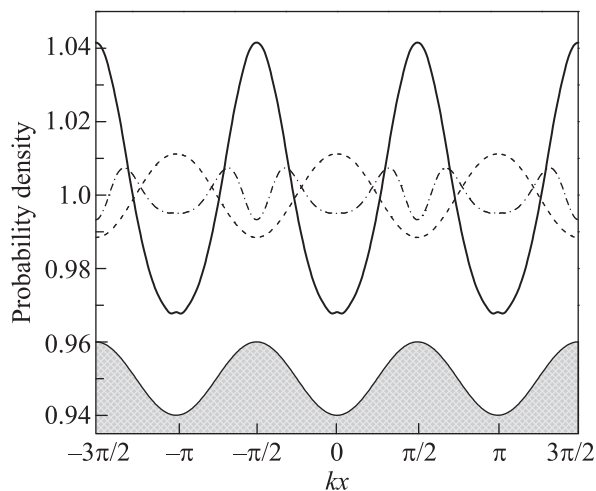


Рис. 3. Распределение атомов по координате в режимах слабого поля с  $R = 0.1\gamma$  (штриховая кривая), а также умеренного поля с  $R = 0.8\gamma$  (штрихпунктирная кривая) и  $R = \gamma$  (сплошная кривая) при  $\delta = -2\gamma$ . Внизу рисунка схематически показано поведение квазиклассического оптического потенциала

$R = 0.5\gamma$  и  $\gamma$ . Как видно из рис. 2, при увеличении интенсивности поля импульсное распределение качественно изменяется, причем наиболее вероятный импульс атома теперь отличен от нуля. Такое поведение атомов также является известным. Оно связывается с нелинейными по импульсу эффектами в силе светового давления (см., например, [1, 2, 12, 13]).

Однако хотя двугорбое импульсное распределение двухуровневых атомов было известно ранее, пространственное распределение атомов в этом режиме не исследовалось. На рис. 3 изображены координатные распределения атомов в умеренном световом поле. Оказывается, что в этом режиме атомы более не концентрируются в точках, где оптический потенциал принимает минимальные значения (в пучностях стоячей волны в нашем случае красной отстройки). Области повышенной концентрации, наоборот, смещаются к максимумам потенциала (к узлам одномерной решетки, где световое поле близко к нулю). Такое аномальное поведение атомов не было известно ранее.

Обнаруженному новому эффекту можно дать качественную физическую интерпретацию. При слабом поле, как это следует из рис. 2, большая часть атомов располагается около точки  $p = 0$ . Очевидно, что при этом распределении наиболее вероятная полная энергия атомов находится около дна потенциальных ям, создаваемых периодическим световым полем. Поэтому в режиме слабого насыщения атомного перехода атомы локализируются в точках максималь-

ной интенсивности поля (в пучностях), где оптический потенциал имеет минимум (см. штриховую кривую на рис. 3). При увеличении интенсивности поля из-за нелинейных (“разогревающих”) эффектов атомы в импульсном пространстве начинают собираться по большей части в симметричных относительно нуля точках  $p \neq 0$  (см. рис. 2, штрихпунктирная и сплошная кривые). Это приводит к увеличению наиболее вероятной полной энергии атомов. Если атомам все еще не хватает энергии на преодоление потенциального барьера, то их концентрация повышается вблизи классических точек поворота (на склонах потенциала), где они замедляются и поэтому проводят большую часть времени (см. рис. 3, штрихпунктирная кривая). При дальнейшем увеличении интенсивности поля стоячей волны значительная часть атомов оказывается уже достаточно энергии для совершения надбарьерного движения. При этом они замедляют ход вблизи вершин оптического потенциала. Такое динамическое поведение приводит к повышению концентрации атомов в точках максимумов потенциала, т.е. в узлах оптической решетки (см. сплошную кривую на рис. 3).

Отметим, что при дальнейшем увеличении интенсивности стоячей световой волны (при  $S \gg 1$ ) эффект аномальной концентрации может исчезнуть и повышенная концентрация атомов снова будет наблюдаться в точках минимумов оптического потенциала. Это связано с тем, что при увеличении интенсивности поля максимумы в импульсном распределении перестают расходиться. Следовательно, наиболее вероятная полная энергия атомов перестает расти. В свою очередь, глубина потенциала при увеличении интенсивности поля монотонно возрастает по логарифмическому закону (2). Таким образом, в режиме сильного поля атомам вновь не хватает энергии на преодоление потенциальной ямы и они концентрируются вблизи ее дна.

4. В заключение отметим основной результат работы. Применяя ранее разработанный нами метод поиска решения точного квантового кинетического уравнения для матрицы плотности, представленный в работе [11], мы рассмотрели стационарные распределения двухуровневых атомов по координатам и импульсам в одномерной оптической решетке с полным учетом эффектов отдачи. В режиме умеренного светового поля и малой энергии отдачи были обнаружены аномальные особенности в пространственном распределении атомов: при красной отстройке частоты концентрация атомов повышается не в минимумах оптического потенциала, а на склонах или даже в максимумах. Этому явления ранее не наблюда-

лось. Обнаруженный эффект имеет небольшую относительную величину (не более 10 %, см. рис. 3). Однако, основываясь на результатах качественного анализа, мы ожидаем, что при добавлении дополнительного потенциального поля (например, оптического поля с “магической” длиной волны) эффект аномальной концентрации может быть усилен. Исследования в данном направлении будут представлены в одной из следующих работ.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России 2009–2013” (ГК # 14.740.11.0887 и 16.740.11.0466), РФФИ (проекты # 12-02-00454, 12-02-00403, 11-02-00775, 11-02-01240, 10-02-00406), РАН и Президиума Сибирского отделения РАН. Д.В.Б. был также поддержан грантами Минобрнауки РФ в рамках АВЦП “Развитие научного потенциала высшей школы 2009–2011” (проект # 15071), Президента РФ (проект # МК-3372.2012.2).

1. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, М.: Наука, 1986.

2. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, М.: Наука, 1991.
3. C. Cohen-Tannoudji, *Atomic motion in laser light*, Elsevier Science Publishers, Paris, 1992.
4. C. S. Adams and E. Riis, *Prog. Quant. Electr.* **21**(1), 1 (1997).
5. H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser cooling and trapping*, Springer-Verlag, N.Y., 2002.
6. Ф. Рили, *Стандарты частоты. Принципы и приложения*, М.: Физматлит, 2009 [F. Riehle, *Frequency Standards. Basics and Applications*, Weinheim, Wiley-VCH, 2004].
7. M. Takamoto, F.-L. Hong, R. Higashi, and N. Katori, *Nature* **435**, 321 (2005).
8. A. V. Taichenachev, V. I. Yudin, C. W. Oates et al., *Phys. Rev. Lett.* **96**, 083001 (2006).
9. N. Katori, *Nature Photonics* **5**, 203 (2011).
10. В. Г. Миногин, *ЖЭТФ* **79**, 2044 (1980).
11. О. Н. Прудников, Р. Я. Ильенков, А. В. Тайченачев и др., *ЖЭТФ* **139**(6), 1074 (2011).
12. A. Aspect, J. Dalibard, A. Heidmann et al., *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1688 (1986).
13. M. R. Doery, E. J. D. Vredenburg, and T. Bergeman, *Phys. Rev. A* **51**, 4881 (1995).