

О возможности наблюдения неадиабатических переходов атомов в лазерном поле и их применения в нанолитографии

С. В. Пранц¹⁾

Тихоокеанский океанологический институт Дальневосточного отд. РАН
690041 Владивосток, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 2010

Предложена схема эксперимента по наблюдению неадиабатических переходов атомов в поле лазерной стоячей волны и вызываемого ими расщепления атомных волновых пакетов на узлах стоячей волны в определенном диапазоне световой расстройки. Этот эффект может быть использован в атомно-оптической нанолитографии для создания пространственных атомных структур с периодом, значительно меньшим длины волны света.

Дифракция холодных атомов в поле стоячей волны (СВ) лазера хорошо изучена теоретически и экспериментально [1, 2]. Оптический эффект Штерна–Герлаха – расщепление атомного пучка на СВ – наблюдался еще в 1992 г. [3], подтвердив тем самым волновую природу материи. Отклонение атомного пучка, падающего на СВ, объясняется, как известно, дипольной силой, действующей на атомы в поле оптического потенциала [4, 5]. Интерпретация особенно наглядна в базисе одетых состояний атома. Эти эффекты практически применяются в атомно-оптической нанолитографии [6–10]. СВ является световой маской, на которую падает атомный пучок. В результате на подложке, помещенной в ближней или дальней зонах, формируется пространственно периодический атомный рельеф с вершинами в узлах (голубая расстройка резонанса) или пучностях (красная расстройка) СВ.

Задача формулируется следующим образом. Тепловой атомный пучок распространяется вдоль оси z и пересекает лазерный пучок с гауссовым профилем вдоль z и СВ вдоль оси x (рис.1). Движение вдоль оси z считается классическим, а движение вдоль x квантуется. Атомы попадают в лазерный пучок, вообще говоря, с некоторым распределением по поперечным (квантованным) импульсам, которое в результате взаимодействия с СВ трансформируется определенным образом. В нашей недавней работе [11] было показано, что характер эволюции атомного волнового пакета (АВП) существенным образом зависит от соотношения двух параметров: квадрата расстройки резонанса и доплеровского сдвига. Если это величина одного порядка, то происходит расщепление АВП на узлах СВ. Этот эффект пролиферации АВП на узлах порождает неадиабатический квантовый ха-

ос [11], возникающий в том же диапазоне расстроек, что и полуклассический хаос с холодными атомами в поле СВ [12–15]. Насколько нам известно, до сих пор не имеется прямых наблюдений расщепления атомных волн материи на узлах СВ.

В данной работе показывается: 1) как можно экспериментально наблюдать неадиабатические переходы атомов из одного оптического потенциала в другой и вызываемое ими расщепление АВП на узлах СВ в определенном диапазоне расстроек и 2) как использовать этот эффект в атомно-оптической нанолитографии для создания пространственных атомных структур с периодом, значительно меньшим длины волны света.

Двухуровневые атомы пересекают под углом, близким к прямому, лазерный пучок с гауссовым профилем $\exp[-(z-z_0)^2/r^2]$, где r – радиус пучка на уровне e^{-2} доли максимальной интенсивности света. СВ создается вдоль оси x (рис.1). Будем считать, что взаимодействие атомов с полем СВ происходит на длине пролета $3r$, так как на расстоянии $\pm 1,5r$ от центра лазерного пучка интенсивность света падает на два порядка. Продольная скорость атомов v_z достаточно велика и считается постоянной. Гамильтониан атома в поле СВ запишем в системе отсчета, вращающейся с частотой поля ω_f

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}^2}{2m_a} + \frac{\hbar}{2}(\omega_a - \omega_f)\hat{\sigma}_z - \hbar\Omega_0 \exp[-(v_z t - \frac{3}{2}r)^2/r^2](\hat{\sigma}_- + \hat{\sigma}_+) \cos k_f \hat{X}, \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}_{\pm,z}$ – операторы Паули для внутренней степени свободы, \hat{X} и \hat{P} – операторы положения и импульса атома, ω_a и Ω_0 – частота атомного перехода и максимальное значение частоты Раби, соответственно. В импульсном представлении уравнение Шредингера для амплитуд вероятности обнаружить атом с им-

¹⁾ e-mail: prants@poi.dvo.ru

пульсом $p \equiv P/\hbar k_f$ в возбужденном, $a(p)$, и основном, $b(p)$, состояниях, имеет вид

$$\begin{aligned} i\dot{a}(p) &= \frac{1}{2}(\omega_r p^2 - \Delta)a(p) - \\ &- \frac{1}{2} \exp[-(\tau - \frac{3}{2}\sigma_\tau)^2/\sigma_\tau^2][b(p+1) + b(p-1)], \quad (2) \\ i\dot{b}(p) &= \frac{1}{2}(\omega_r p^2 + \Delta)b(p) - \\ &- \frac{1}{2} \exp[-(\tau - \frac{3}{2}\sigma_\tau)^2/\sigma_\tau^2][a(p+1) + a(p-1)], \end{aligned}$$

где точка означает дифференцирование по безразмерному времени $\tau \equiv \Omega_0 t$. Нормированная частота отдачи, $\omega_r \equiv \hbar k_f^2/m_a \Omega_0 \ll 1$, расстройка резонанса, $\Delta \equiv (\omega_f - \omega_a)/\Omega_0$, и характерное время пересечения атомами лазерного пучка, $\sigma_\tau \equiv r\Omega_0/v_z$, являются управляющими параметрами. Взаимодействие атомов с СВ приводит к появлению новых значений поперечного импульса атома и отклонению атомного пучка.

В базисе одетых состояний [1, 16]

$$|+\rangle_\Delta = \sin \Theta |2\rangle + \cos \Theta |1\rangle, \quad |-\rangle_\Delta = \cos \Theta |2\rangle - \sin \Theta |1\rangle, \quad (3)$$

которые являются собственными состояниями покоящегося атома в лазерном поле, движение АВП вдоль оси СВ интерпретируется как движение одновременно в двух оптических потенциалах:

$$\begin{aligned} E_\Delta^{(\pm)} &= \pm \sqrt{\frac{\Delta^2}{4} + \cos^2 x}, \\ \tan \Theta &\equiv \frac{\Delta}{2 \cos x} - \sqrt{\left(\frac{\Delta}{2 \cos x}\right)^2 + 1}, \end{aligned} \quad (4)$$

где $x = k_f x$. При прохождении узла СВ, где расстояние по энергии между потенциалами минимально, каждый из одетых АВП либо продолжит движение в своем потенциале, либо совершит неадиабатический переход в другой потенциал. Асимптотическая вероятность этого перехода определяется выражением

$$W = \exp\left(-\pi \frac{\Delta^2}{\omega_D}\right), \quad (5)$$

где параметр $\omega_D = k_f v_x/\Omega_0$ имеет смысл нормированного доплеровского сдвига. Если $\pi\Delta^2 \gg \omega_D$, то вероятность неадиабатического перехода экспоненциально мала и АВП адиабатически эволюционирует, вообще говоря, в двух нерезонансных потенциалах. Если $\pi\Delta^2 \ll \omega_D$, то наблюдается адиабатическая эволюция в (почти) резонансных потенциалах. Если $\pi\Delta^2 \simeq \omega_D$, то происходит неадиабатический переход и расщепление каждого атомного субпакета на

каждом узле СВ. Такая пролиферация АВП на узлах значительно усложняет атомную волновую функцию как в импульсном, так и в координатном пространствах.

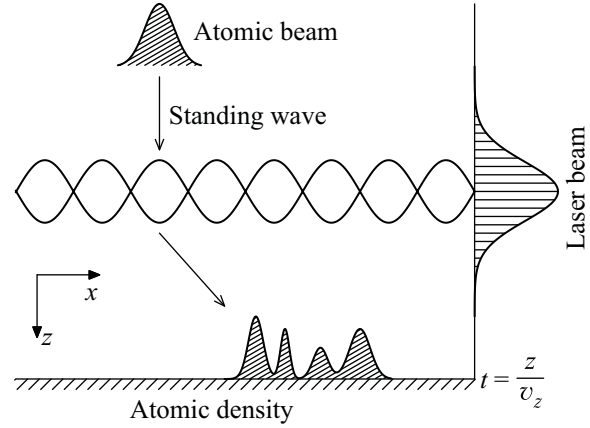


Рис.1. Схема предлагаемого эксперимента по наблюдению неадиабатических переходов атомов на узлах стоячей волны при пересечении ими лазерного пучка с гауссовым профилем

Для определенности будем работать с атомами кальция (масса $m_a = 40$ а.е., длина волны интеркомбинационного перехода $4^1S_0 - 4^3P_1$ равна $\lambda_a = 657.5$ нм, частота отдачи $\nu_{rec} \simeq 10$ КГц, время жизни возбужденного уровня $T_{sp} = 0.4$ мкс). Пусть максимальная частота Раби равна $\Omega_0 = 10$ ГГц, а радиус лазерного пучка $r = 20$ микрон. Тогда атомы со средней продольной скоростью $v_z = 10^3$ м/с взаимодействуют с полем в течение примерно $6 \cdot 10^{-8}$ с, что много меньше времени спонтанного излучения для этого перехода. С выбранной нормировкой получаем для безразмерной частоты отдачи величину $\omega_r = 4\pi\nu_{rec}/\Omega_0 = 10^{-5}$, а для характерного времени взаимодействия атомов с полем – величину $\sigma_\tau = 200$.

Пусть атом приготовлен в основном состоянии $|1\rangle$ с начальным гауссовым распределением по поперечным импульсам

$$\begin{aligned} b_0(p) &= \frac{1}{\sqrt{\sqrt{2\pi}\Delta p}} \exp\left[-\frac{(p-p_0)^2}{4(\Delta p)^2} - i(p-p_0)x_0\right], \\ a_0(p) &= 0, \end{aligned} \quad (6)$$

с начальным средним поперечным импульсом $p_0 = 1000$ (что соответствует $v_x \simeq 10$ м/с), шириной $\Delta p = \sqrt{50}$ и центром тяжести в пучности СВ, $x_0 \equiv k_f X = 0$. Гауссовы АВП можно приготовить, предварительно пропуская однородный атомный пучок сквозь СВ с красной расстройкой, фокусируя их в

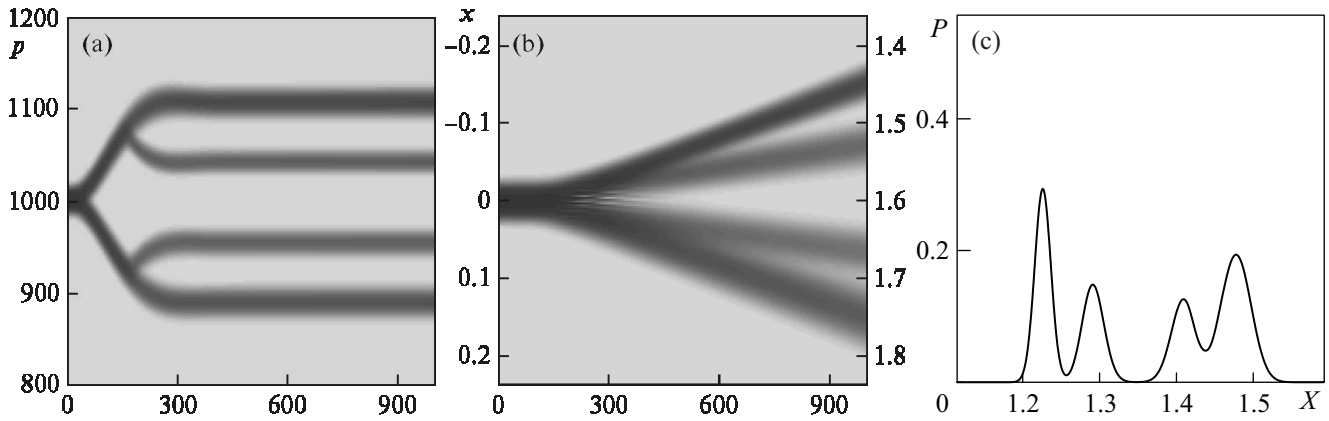


Рис.2. Расщепление АВП, вызванное неадиабатическими переходами на узлах СВ при $\Delta = 0.056$ для атомов, приготовленных в основном состоянии. Зависимость от времени функции распределения вероятности по поперечным (а) импульсам и (б) координатам в системе отсчета, движущейся с нормированной скоростью $\omega_r p_0$. Цвет кодирует значения соответствующей вероятности. (с) Атомная плотность в момент времени $\tau = 850$. Импульс атома нормирован на величину импульса фотона, а его координата – на длину СВ

пучностях на некотором расстоянии от центра лазерного пучка. Вычисляются функции распределения вероятности данного значения поперечного импульса $P(p, \tau) = |a(p, \tau)|^2 + |b(p, \tau)|^2$ и координаты вдоль оси x , $P(x, \tau) = |C_+(x, \tau)|^2 + |C_-(x, \tau)|^2$, где $C_+(x)$ и $C_-(x)$ – амплитуды вероятности обнаружить атом в точке x в момент времени τ в потенциале $E_{\Delta}^{(+)}$ и $E_{\Delta}^{(-)}$, соответственно:

$$\begin{aligned} C_+(x) &= a(x) \sin \Theta + b(x) \cos \Theta, \\ C_-(x) &= a(x) \cos \Theta - b(x) \sin \Theta. \end{aligned} \quad (7)$$

Переходя из импульсного в координатное представление с помощью преобразования Фурье, вычисляем соответствующие амплитуды вероятности.

В соответствие с (3) и (4) невозбужденный атом оказывается одновременно в двух потенциалах: на вершине потенциала $E_{\Delta}^{(+)}$ и на дне потенциала $E_{\Delta}^{(-)}$. В результате сразу начинается расщепление начального АВП. В соответствии с (5) дальнейшая эволюция одетых АВП зависит от соотношения величин доплеровского сдвига $\omega_D = \omega_r p_{\text{node}} \simeq 0.01$ и расстройки Δ , где p_{node} – средний поперечный импульс АВП вблизи узла СВ. Если выбрать $\Delta = 0.056$, то $\pi \Delta^2 \simeq \omega_D$ и, как следует из (5), должны возникать неадиабатические переходы на узлах СВ. На рис.2 эти рассуждения подтверждаются численным интегрированием уравнения Шредингера в импульсном представлении (2). В импульсном пространстве АВП, приготовленный в основном состоянии $|1\rangle$, расщепляется на два пакета. При этом один из пакетов ускоряется в потенциале $E_{\Delta}^{(+)}$, а другой замедляется в потенциале $E_{\Delta}^{(-)}$. При пересечении первого узла СВ ($x = \pi/2$) сначала

более быстрый пакет испытывает неадиабатический переход и расщепляется на два субпакета, а немного погодя то же происходит с более медленным пакетом (рис.2а). В реальном пространстве также происходит расщепление АВП в результате неадиабатических переходов. На рис.2б показана зависимость от времени функции распределения вероятности по поперечным координатам АВП в системе отсчета, движущейся с нормированной скоростью $\omega_r p_0 = 0.01$. Для того чтобы это зафиксировать в реальном эксперименте, нужно поместить подложку в том месте, где атомная плотность имеет максимальную контрастность. На рис.2с показано распределение атомной плотности по x в момент нормированного времени $\tau = 850$, что соответствует при выбранной тепловой скорости атомов $z = 85$ мк.

Изменяя величину расстройки, можно управлять вероятностью неадиабатических переходов. Выбрав, например, $\Delta = 0.3$, получим в соответствии с формулой (5) экспоненциально малую вероятность неадиабатического перехода, так как $\pi \Delta^2 \gg \omega_D$. В этом случае помимо начального расщепления АВП, вызванного оптическим эффектом Штерна–Герлаха, никакого расщепления на узлах СВ не будет, что и подтверждает рис.3, полученный при тех же значениях параметров и начальных условиях, что и рис.2, за исключением величины расстройки Δ .

В зависимости от способа включения поля атомы можно приготовить в одном из одетых состояний. Пусть атомы приготовлены в суперпозиционном состоянии $|-\rangle = (|1\rangle - |2\rangle)/\sqrt{2}$, то есть при пересечении лазерного пучка они попадают в оптический потенциал $E_{\Delta}^{(-)}$. В этом случае АВП вначале не рас-

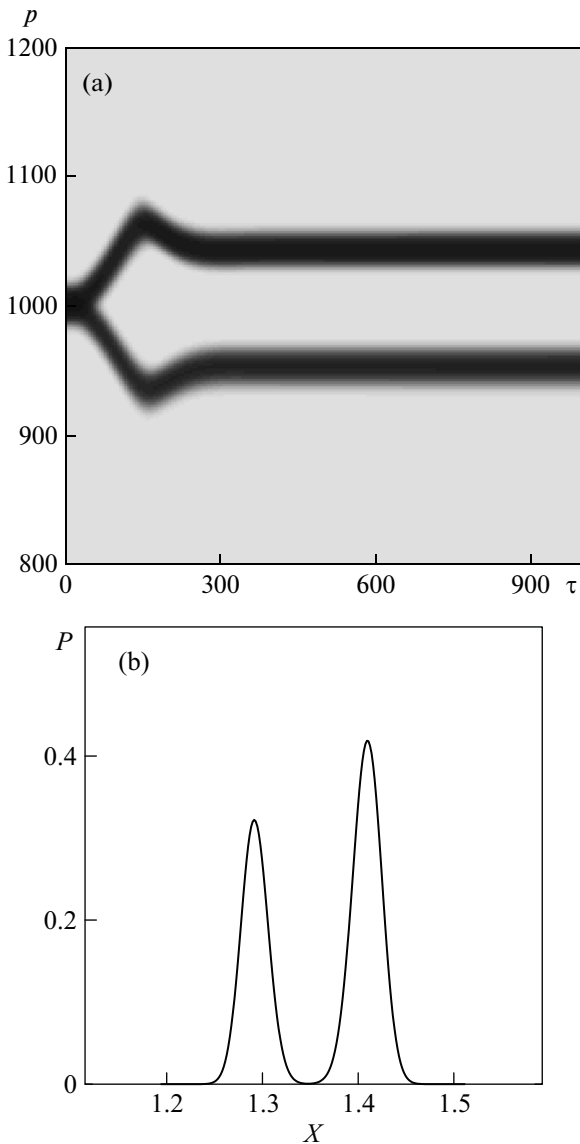


Рис.3. Адиабатическая эволюция АВП при тех же значениях параметров и начальных условиях, что и на рис.2, кроме $\Delta = 0.3$. (а) Функции распределения вероятности по поперечным импульсам. (б) Атомная плотность в момент времени $\tau = 750$

щепляется, но при выполнении условия $\pi\Delta^2 \simeq \omega_D$ расщепление происходит на узлах СВ благодаря неадиабатическим переходам. На рис.4 приведены результаты численного эксперимента с АВП, приготовленном в состоянии $|-\rangle$. При расстройке $\Delta = 0.056$ происходит расщепление в импульсном пространстве, вызванное неадиабатическим переходом (рис.4а). Для этой расстройки атомная плотность на рис.4б (сплошная линия) демонстрирует двугорбое распределение в момент времени $\tau = 750$ ($z = 75$ мк). В отсутствие неадиабатических переходов при расстрой-

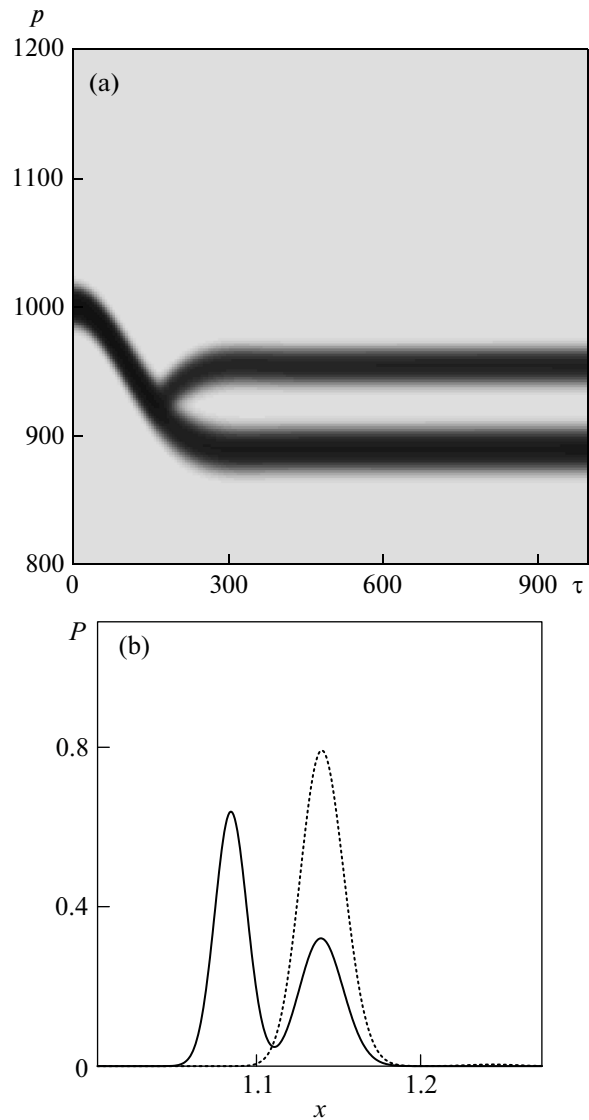


Рис.4. Эволюция АВП, приготовленного в одетом состоянии $|-\rangle$. (а) Функции распределения вероятности по поперечным импульсам с расщеплением на узле, $\Delta = 0.056$. (б) Атомная плотность с расщеплением на узле ($\Delta = 0.056$, сплошная линия) и без расщепления ($\Delta = 0.3$, пунктирная линия)

ке $\Delta = 0.3$ никакого расщепления АВП для начального одетого состояния не происходит (пунктирная линия на рис.4б).

Эффект расщепления АВП на узлах СВ можно наблюдать и на атомных переходах с коротким временем жизни. Выберем для численного эксперимента атомы лития (длина волны перехода $2S_{1/2} - 2P_{3/2}$ равна $\lambda_a = 670.7$ нм, частота отдачи $\nu_{rec} = 63$ кГц, время жизни возбужденного уровня $T_{sp} = 2.73 \cdot 10^{-8}$ с). Пусть максимальная частота Раби равна $\Omega_0 = 8 \cdot 10^8$ Гц, а радиус лазерного пучка $r = 50$ мк. С

выбранной нормировкой получаем для безразмерной частоты отдачи величину $\omega_r = 10^{-3}$, а для характерного времени взаимодействия атомов с полем величину $\sigma_r = 40$. Для атомов со средним начальным поперечным импульсом $p_0 = 55$ ($v_x = 4.7$ м/с) получаем значение расстройки $\Delta = 0.13$, для которой максимальна вероятность неадиабатических переходов атомов лития на узлах СВ. Если центр АВП находится в пучности поля ($x_0 = 0$), то первое расщепление АВП на узле происходит на расстоянии $r = 40$ мк. Прямое интегрирование уравнения Шредингера методом квантовых траекторий [17–19] с учетом спонтанного излучения по схеме [20] для АВП, узких в импульсном пространстве ($\Delta p = 1/\sqrt{2}$), показывает, что это случается раньше первого акта спонтанного излучения. Время расщепления еще более сокращается, если центры АВП направляются близко к узлам СВ.

Варьируя величину расстройки и частоту Раби, можно управлять волнами атомной материи и создавать на подложках атомные структуры с периодами, значительно меньшими длины волны света (см. рис.2–4). Это представляет практический интерес в атомно-оптической нанолитографии для манипуляции процессом напыления с помощью эффекта неадиабатических переходов. Обычно работают в адиабатическом режиме, то есть с лазерными пучками, далеко отстроенными от частоты атомного перехода (так создаются структуры с периодом $\lambda_f/2$) [7–9], или точно в резонансе, создавая атомные структуры с периодом $\lambda_f/4$ [10]. Таким образом, работа с атомными пучками в неадиабатическом режиме создает дополнительные возможности для получения атомных наноструктур со световыми масками.

Мы теоретически и численно исследовали когерентную эволюцию атомных волн материи в поле СВ, созданной лазером. Тепловой атомный пучок пересекает лазерный пучок с некоторым малым средним импульсом вдоль оси СВ. В течение малого времени взаимодействия с СВ происходит трансформация АВП, которая определяется соотношением квадрата расстройки резонанса и доплеровского сдвига. Если это величины одного порядка, то происходит расщепление АВП на узлах СВ. Была предложена схема эксперимента по наблюдению неадиабатических переходов и вызываемого ими расщепления АВП на узлах СВ. Этот эффект может быть использован в атомно-оптической нанолитографии для создания простран-

ственных атомных структур с периодом, значительно меньшим длины волны света.

Автор благодарен В.О. Витковскому и М.Ю. Улейскому за помощь в приготовлении некоторых рисунков. Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (# 09-02-00358) и Программы Президиума РАН “Фундаментальные проблемы нелинейной динамики”.

1. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, М.: Наука, 1991. [A. P. Kazantsev, G. I. Surdutovich, and V. P. Yakovlev, *Mechanical Action of Light on Atoms*, Singapore: World Scientific, 1990].
2. P. Meystre, *Atom Optics*, New York: Springer-Verlag, 2001.
3. T. Sleator et al, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 1996 (1992).
4. Г. А. Аскарьян, *ЖЭТФ* **42**, 1567 (1962) [G. A. Askaryan, *Sov. Phys. JETP* **15**, 1088 (1962)].
5. В. С. Летохов, *Письма в ЖЭТФ* **7**, 348 (1968) [V. S. Letokhov, *JETP Lett.* **7**, 272 (1968)].
6. В. И. Балькин, *УФН* **179**, 297 (2009) [V. I. Balykin, *Phys. Usp.* **52**, 275 (2009)].
7. M. Prentiss et al, *Appl. Phys. Lett.* **60**, 1027 (1992).
8. G. Timp et al, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1636 (1992).
9. J. J. McClelland et al, *Science* **262**, 877 (1993).
10. D. Jurgens et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 237402 (2004).
11. С. В. Пранц, *ЖЭТФ* **136**, 872 (2009) [S. V. Prants, *JETP* **109**, 751 (2009)].
12. S. V. Prants, M. Edelmam, and G. M. Zaslavsky. *Phys. Rev. E* **66**, 046222 (2002).
13. В. Ю. Аргонов, С. В. Пранц, *ЖЭТФ* **123**, 946 (2003) [V. Yu. Argonov and S. V. Prants, *JETP* **96**, 832 (2003)].
14. V. Yu. Argonov and S. V. Prants, *Phys. Rev. A* **75**, 063428 (2007).
15. V. Yu. Argonov and S. V. Prants, *Phys. Rev. A* **78**, 043413 (2008).
16. C. Cohen-Tannoudji, J. Dupon-Roc, and G. Grynberg, *Atom-Photon Interaction*, Weinheim: Wiley, 1998.
17. H. J. Carmichael, *An open systems approach to quantum optics*, Berlin: Springer, 1993.
18. J. Dalibard, Y. Castin, and K. Mølmer, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 580 (1992).
19. R. Dum, P. Zoller, and H. Ritsch, *Phys. Rev. A* **45**, 4879 (1992).
20. V. Yu. Argonov and S. V. Prants, *Europhys. Lett.* **81**, 24003 (2008).