

Светоиндуцированный атомный лифт в оптических решетках

С.В. Пранц

Лаборатория нелинейных динамических систем,
Тихоокеанский океанологический институт Дальневосточного отделения
РАН, Владивосток, URL: dynamlab.poi.dvo.ru

Физика ультрахолодных атомов, 19–21 декабря, 2016,
Новосибирск



Уравнения движения

Охлажденные атомы из ловушки падают вдоль оси вертикальной оптической 1D решетки. Гамильтониан 2х-уровневого атома в системе отсчета, вращающейся с частотой ω_f

$$\hat{H} = \frac{P^2}{2m_a} + \frac{\hbar}{2}(\omega_a - \omega_f)\hat{\sigma}_z - \hbar\Omega(\hat{\sigma}_- + \hat{\sigma}_+)\cos k_f X + FX - \frac{i\hbar\Gamma}{2}\hat{\sigma}_+\hat{\sigma}_+, \quad (1)$$

где $\hat{\sigma}_{\pm,z}$ – операторы Паули для электронной степени свободы атома, X и P – его положение и импульс, ω_a и Ω – частота рабочего перехода атома и амплитудное значение частоты Раби, F – гравитационная сила, Γ – коэффициент релаксации. Движение не слишком холодных атомов можно рассматривать в полуклассическом приближении, в котором квантуется электронная степень свободы атома, а его движение считается классическим.

Волновая функция элект. ст. свю имеет вид $|\Psi(t)\rangle = a(t)|2\rangle + b(t)|1\rangle$, где $a \equiv A + i\alpha$ и $b \equiv B + i\beta$ – амплитуды вероятности обнаружить атом в возбужденном, $|2\rangle$, и основном, $|1\rangle$, состояниях.
Уравнения движения

$$\begin{aligned}
 \dot{x} &= \omega_r p, & \dot{p} &= -2(AB + \alpha\beta) \sin x - \kappa, \\
 \dot{A} &= \frac{1}{2}(\omega_r p^2 - \Delta)\alpha - \frac{1}{2}\gamma A - \beta \cos x, \\
 \dot{\alpha} &= -\frac{1}{2}(\omega_r p^2 - \Delta)A - \frac{1}{2}\gamma\alpha + B \cos x, & (2) \\
 \dot{B} &= \frac{1}{2}(\omega_r p^2 + \Delta)\beta - \alpha \cos x, \\
 \dot{\beta} &= -\frac{1}{2}(\omega_r p^2 + \Delta)B + A \cos x,
 \end{aligned}$$

$x \equiv k_f X$, $p \equiv P/\hbar k_f$, безразмерное время $\tau \equiv \Omega t$. Управляющие параметры: $\omega_r \equiv \hbar k_f^2/m_a \Omega$ – частота отдачи атома, $\kappa \equiv F/\hbar k_f \Omega$ – сила тяжести, $\Delta \equiv (\omega_f - \omega_a)/\Omega$ – расстройка резонанса, $\gamma = \Gamma/\Omega$ – скорость спонтанного распада.

Сила тяжести κ ускоряет атомы. Градиентная сила $2(AB + \alpha\beta) \sin x$ меняется по мере движения атома сквозь решетку. Эти изменения обусловлены не только градиентом поля стоячей волны, но и поведением компоненты электрического дипольного момента атома $u \equiv 2(AB + \alpha\beta)$, которая зависит от остальных переменных.

Численное решение осуществляется методом стохастической волновой функции. N двухуровневых атомов с гауссовым начальным распределением $\rho(x, p) = (2\pi\sigma_x\sigma_p)^{-1} \exp[-|x - x_0|^2/2\sigma_x^2 - |p - p_0|^2/2\sigma_p^2]$ ($x_0 = 0$, $p_0 = -10$, $\sigma_x = \sigma_p = 2$) приготавливаются в основном состоянии. Вычисляются положения и импульсы всех атомов в некоторый фиксированный момент времени. Выбраны следующие значения управляющих параметров: $\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$, $\omega_r = 10^{-3}$ и $\kappa = 10^{-3}$, соответствующие обычным атомам в лазерном поле оптического диапазона с частотой Раби порядка десятка мГц, с характерным временем СИ порядка 10^{-8} сек и частотой отдачи порядка десятка кГц.

Большая часть атомов начального распределения находилась сразу после включения лазера в двух первых ямах оптического потенциала относительно $x = 0$. Их последующее движение существенно зависит от величины расстройки резонанса Δ . Особая ситуация возникает при сравнительно малых расстройках, когда нелинейное взаимодействие электронных и механических степеней свободы атома порождает сложную динамику, позволяя части атомов начального облака продвигаться против силы тяжести на значительные расстояния.

В работе Argonov и SP. Phys.Rev.A **75**, 063428 (2007) было показано, что в отсутствие потерь ($\gamma = 0$) при малых расстройках компонента вектора Блоха u и, следовательно, градиентная сила в оптической решетке без какой либо модуляции скачкообразно изменяется при пересечении узлов стоячей волны. Такое поведение приближенно описывается стохастическим отображением

$$u_m = \sin(\Theta \sin \phi_m + \arcsin u_{m-1}), \quad (3)$$

где $\Theta \equiv |\Delta| \sqrt{\pi/\omega_r p_{\text{node}}}$ – угловая амплитуда “скачка”, u_m – значение u сразу после пересечения m -го узла, $p_{\text{node}} = \sqrt{2H/\omega_r}$ – значение атомного импульса при пересечении узлов, ϕ_m – случайные фазы из интервала $[0, 2\pi]$. Эти “скачки” при определенных условиях порождают хаотическое движение атомов в абсолютно детерминированной оптической решетке, напоминающее случайное блуждание.

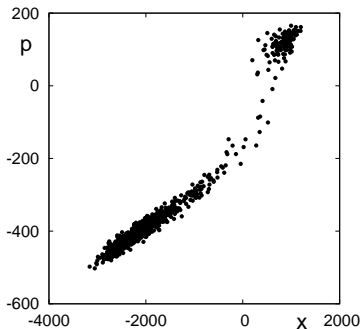


Рис.1. Светоиндуцированный атомный лифт в жесткой вертикальной оптической решетке. Показано распределение 10^3 атомов на фазовой плоскости $x - p$ в момент времени $\tau = 10^4$. Параметры: $\kappa = 10^{-3}$, $\Delta = 0.15$, $\gamma = 5 \cdot 10^{-2}$, $\omega_r = 10^{-3}$. Точки с $x > 0$ и $p > 0$ – атомы, изменившие направление своего движения на противоположное в результате нелинейного взаимодействия со стоячей световой волной и движущиеся против действия силы тяжести.

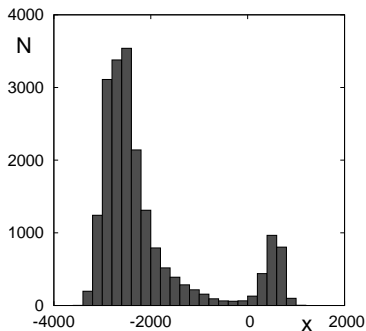


Рис.2. Гистограмма распределения $2 \cdot 10^4$ атомов по координатам в момент времени $\tau = 10^4$. К $\tau = 10^4$ примерно 12.5 % атомов из начального облака поднялись на “лифте”.

Из выражения для энергии атома ($z \equiv |a|^2 - |b|^2$ – инверсия заселенности атома)

$$H \equiv \frac{\omega_r}{2} p^2 + \kappa x - u \cos x - \frac{\Delta}{2} z \quad (4)$$

найдем условие, при котором атом в процессе когерентной эволюции продолжит падать после пересечения узла стоячей волны с отрицательным значением импульса p или изменит знак p .

Атомный лифт возможен только в режиме хаотического блуждания, а именно если нормированная энергия атома находится в диапазоне $0 < H < 1$. При $H < 0$ атомы не достигают даже ближайшего узла стоячей волны и захватываются ямой оптического потенциала, а при $H > 1$ значения u всегда соответствуют падению атомов. Итак, если $|u| < H$, то атомы продолжают движение в том же направлении, а если $|u| > H$, то в зависимости от знака $\cos x$ на данном промежутке времени они либо продолжат движение в том же направлении, либо поменяют его на противоположное.

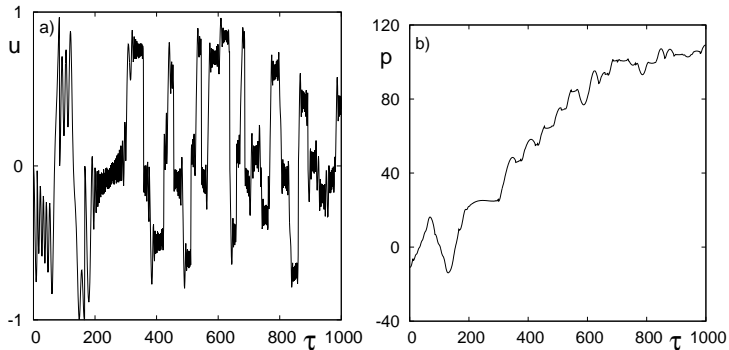


Рис.3 а) Типичная эволюция компоненты электрического дипольного момента атома u в режиме хаотического блуждания. Когерентная эволюция со “скачками” при пересечении узлов стоячей волны прерывается актами СИ в случайные моменты времени. б) Хаотическое изменение импульса того же атома с течением времени. Этот атом вначале трижды меняет направление своего движения, а затем устремляется вверх по оптической решетке с хаотическими изменениями импульса.

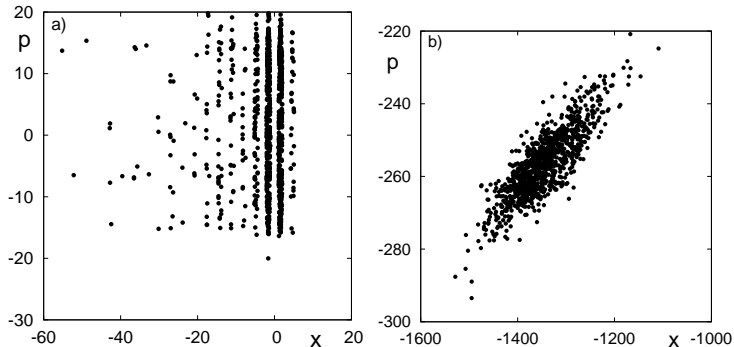


Рис.4. Распределение атомов на фазовой плоскости а) вдали от резонанса ($\Delta = 1$) и б) при точном резонансе $\Delta = 0$. Остальные параметры и условия те же, что и для рис.1. Вдали от резонанса, $|\Delta| \gtrsim 1$, атомы неэффективно поглощают фотоны. Большая их часть осциллирует в ямах оптического потенциала (эффект левитации), а меньшая – медленно падает. При точном резонансе отсутствует оптический потенциал, и атомы просто падают под действием силы тяжести.

Хаотическое блуждание атомов и, следовательно, светоиндуцированный атомный лифт возможны только в диапазоне расстройки резонанса $|\Delta| < 0.5$. Детектирование атомов с положительными значениями импульса в реальном эксперименте означает не просто реализацию светоиндуцированного атомного лифта, а проявление эффекта хаотического блуждания атомов в жесткой оптической решетке, поскольку именно специфическое нелинейное взаимодействие электронных и механических степеней свободы атома вблизи резонанса является единственной причиной транспорта части атомов вверх по решетке. Варьируя фактически только напряженность электрической компоненты лазерного поля, входящей в определение частоты Раби Ω , можно кардинально изменять режимы движения атомов, заставляя их подниматься на “лифте” или левитировать.

С.В. Пранц. Светоиндуцированный атомный лифт в оптических решетках. Письма в ЖЭТФ Т.104, вып.11, с.769-773 (2016).