

КВАЗИКЛАССИЧЕСКОЕ РАССМОТРЕНИЕ ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ НЕСВЯЗАННЫХ АТОМОВ В ДАЛЕКОЙ ОТ РЕЗОНАНСА ОПТИЧЕСКОЙ РЕШЕТКЕ *

Квазиклассическая теория лазерного охлаждения применяется для анализа охлаждения несвязанных атомов с моментами основного и возбужденного состояния равными $\frac{1}{2}$ в одномерной недиссипативной оптической решетке. Показано, что в приближении малого насыщения перехода полем накачки интерпретация механизмов охлаждения может быть проведена в рамках рассмотрения эффективной двухуровневой системы подуровней основного состояния. Выяснено, что в пределе слабых рамановских переходов механизм охлаждения несвязанных атомов подобен известному в теории двухуровневого атома доплеровскому механизму, а в пределе сильных – сизифовскому. В приближении медленных атомов найдены аналитические выражения для коэффициентов трения, вынужденной и спонтанной диффузии и дана оценка кинетической температуры.

Ключевые слова: лазерное охлаждение, недиссипативная оптическая решетка, медленные атомы.

Введение

Лазерное охлаждение атомов необходимо в различных задачах фундаментального и прикладного характера, таких как спектроскопия сверхвысокого разрешения [1], атомные стандарты частоты [2–4], конденсация Бозе – Эйнштейна [5], атомная нанолитография [6; 7] и др. Наибольшее развитие в последние 20 лет получили методы охлаждения атомов в магнитооптической ловушке и оптической патоке, дающие температуру ансамбля атомов порядка микрокельвина. Однако для некоторых приложений требуются еще более низкие температуры. В частности, более глубокое поперечное охлаждение атомов позволило бы достичь большей точности и стабильности в современных стандартах частоты на холодных атомах (атомный фонтан [3; 4], атомные часы в условиях микрогравитации [8]).

В настоящее время существует несколько методов лазерного охлаждения, позволяющих получать температуру ансамбля нейтральных атомов ниже микрокельвина: селективное по скорости когерентное пленение населенности [9], охлаждение рамановскими импульсами [10; 11] и вырожденное рамановское бокополосное лазерное охлаждение

(далее ВРБ охлаждение) [12; 13], являющееся адаптацией для нейтральных атомов метода лазерного охлаждения ионов в условиях разрешения боковых колебательных полос [14]. По сравнению с другими методами лазерного охлаждения ВРБ охлаждение имеет ряд преимуществ: высокая эффективность, относительно небольшое время охлаждения (порядка миллисекунд), относительная простота экспериментальной реализации. Этот метод основывается на использовании рамановских двухфотонных переходов между колебательными уровнями зеэмановских подуровней атомов, локализованных в оптической решетке.

В работе [12] сообщается об экспериментах по двумерному охлаждению нейтральных атомов цезия указанным методом до основного состояния далекой от резонанса оптической решетки. В этих экспериментах этапу ВРБ охлаждения предшествовал этап предохлаждения атомов в близкой к резонансу оптической решетке, что обеспечивало высокую эффективность охлаждения (95 % атомов, захваченных в магнитооптическую ловушку охлаждались до основного колебательного состояния решетки), но вносило определенные осложнения в экспериментальную реализацию. Были проведены

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (проекты № 05-02-17086, 05-08-01389, 07-02-01230, 07-02-01028), ИНТАС – СО РАН (проект № 06-1000013-9427) и Президиума СО РАН. Кроме того, работа Н. А. Матвеевой поддержана фондом «Династия».

подобные эксперименты по трехмерному охлаждению атомов цезия в оптической решетке до кинетической температуры 290 нК (при адиабатическом освобождении атомов из решетки) [13]. Отличительной особенностью этой работы от [12] являлось отсутствие этапа предохлаждения. Несмотря на это, 80 % атомов, переведенных в трехмерную решетку, охлаждались до ее основного колебательного состояния. Высокая эффективность охлаждения, полученная в [13], по всей видимости свидетельствует о сосуществовании механизмов охлаждения локализованных и квазисвободных атомов, что кратко обсуждалось в [13].

Позже были проведены эксперименты по лазерной коллимации непрерывного пучка холодных атомов цезия методом ВРБ охлаждения [15] с целью улучшения соответствующего первичного стандарта частоты. В этих исследованиях использовалась схема охлаждения, подобная предложенной в работе [13], но с некоторыми отличиями, которые, в частности, заключались в использовании двумерной оптической решетки оригинальной конфигурации. Однако эффективность поперечного охлаждения (коллимации) атомного пучка в этих экспериментах оказалась недостаточной и существенно более низкой по сравнению с [13]. Причины низкой эффективности охлаждения в [15] не исследовались.

В связи с этим возникла необходимость более детального изучения охлаждения атомов в недиссипативных оптических решетках в частности с целью выяснения условий, при которых имеет место сосуществование механизмов охлаждения квазисвободных и связанных атомов.

В настоящей работе квазиклассическая теория лазерного охлаждения применяется для анализа охлаждения несвязанных атомов в недиссипативной оптической решетке. Этот анализ проводится в рамках про-

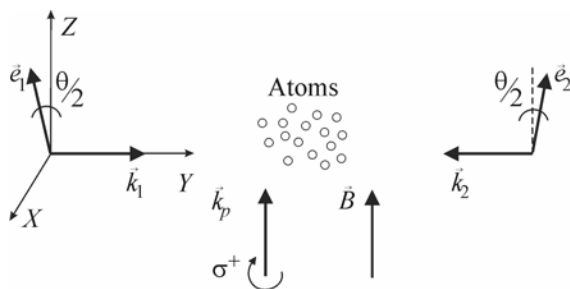


Рис. 1. Геометрия задачи

стейшей модели атома с вырожденным основным состоянием и одномерной конфигурацией поля решетки, которые передают существенные черты экспериментальной схемы [15]. При этом мы рассматриваем одномерное движение атомов, пренебрегая отдачей во всех других направлениях. В результате дана качественная интерпретация механизмов охлаждения, а также получены аналитические выражения для силы, действующей на атом, коэффициентов спонтанной и вынужденной диффузии, позволяющие делать количественные оценки кинетических параметров атомов, в частности температуры.

Постановка задачи

Рассмотрим двухуровневый атом с моментом основного состояния $J_g = 1/2$ и моментом возбужденного состояния $J_e = 1/2$, движущийся в оптической решетке. Поле решетки формируется двумя встречными (распространяющимися вдоль оси y) линейно поляризованными лазерными лучами, вектора поляризации которых \vec{e}_1 и \vec{e}_2 направлены под углом θ друг к другу, образуя $lin - \theta - lin$ конфигурацию (рис. 1). В циклическом базисе поле решетки имеет следующий вид:

$$\vec{E}_L(y) = E_0^L \exp(-i\omega_L t) \sum_{q=0\pm 1} e_L^q(y) \vec{e}_q,$$

где E_0^L – амплитуда одного луча; \vec{e}_q – орты циклического базиса:

$$\vec{e}_{+1} = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x + i\vec{e}_y),$$

$$\vec{e}_{-1} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{e}_x - i\vec{e}_y),$$

$$\vec{e}_0 = \vec{e}_z.$$

Здесь $\vec{e}_x, \vec{e}_y, \vec{e}_z$ – орты декартового базиса.

Пусть вектора поляризации \vec{e}_1 и \vec{e}_2 направлены под углом $\theta/2$ к оси квантования (ось z на рис. 1) тогда контравариантные компоненты $e_L^q(y)$ записываются как

$$e_L^0 = 2 \cos(\theta/2) \cos(ky),$$

$$e_L^{-1} = \sqrt{2}i \sin(\theta/2) \sin(ky),$$

$$e_L^{+1} = -\sqrt{2}i \sin(\theta/2) \sin(ky).$$

Предполагается, что поле решетки достаточно далеко отстроено от резонанса: $|\delta_L| \gg \gamma$, ($\delta_L = \omega_L - \omega_0$ – отстройка частоты

поля решетки ω_L от частоты перехода; ω_0 , γ – скорость релаксации возбужденного состояния), так что можно пренебречь реальными переходами атома из основного состояния в возбужденное под действием поля решетки. Поскольку при этом спонтанное рассеяние фотонов также будет пренебрежимо мало, то такая решетка является недиссипативной. Таким образом, действие решетки сводится к формированию периодического потенциала и индуцированию рамановских двухфотонных переходов между зеемановскими подуровнями основного состояния (на рис. 2 эти переходы обозначены жирной двойной стрелкой). Действия поля решетки на атомы самого по себе недостаточно для их охлаждения, поскольку решетка является недиссипативной, т. е. движение атомов в ней носит консервативный характер. Для осуществления охлаждения в этой системе необходимо присутствие поля накачки, резонансного атомному переходу, и пространственно однородного расщепления зеемановских подуровней. Поле накачки представляет собой циркулярно поляризованный лазерный луч, направленный вдоль оси z:

$$\vec{E}_p(y) = E_0^p \exp(-i\omega_p t) \exp(ikz) \vec{e}_{+1},$$

где E_0^p – амплитуда поля накачки. Резонансная накачка вызывает однофотонные переходы с подуровня основного состояния с проекцией $-\frac{1}{2}$ на подуровень возбужденного состояния с проекцией $\frac{1}{2}$ (тонкая стрелка на рис. 2). Далее происходит спонтанный распад возбужденного состояния (волнистые стрелки на рис. 2). Эффектом отдачи от поля накачки мы пренебрегаем, так как рассматриваем охлаждение только в одном направлении – вдоль оси y.

Таким образом, действие поля накачки (вместе со спонтанным распадом из возбужденного состояния) сводится к эффективной релаксации в системе подуровней основного состояния.

Пространственно однородный сдвиг зеемановских подуровней создается за счет статического магнитного поля (эффект Зеемана), направление которого совпадает с направлением волнового вектора поля накачки (см. рис. 1). Расщепление зеемановских подуровней возбужденного состояния мы не учитываем, считая его много меньше естественной ширины возбужденного состояния. Выбирая определенным образом

значение зеемановского расщепления основного состояния, можно добиться охлаждения в системе.

Эволюция атомной системы описывается квантовым кинетическим уравнением (ККУ) на матрицу плотности атома. В нашем случае ККУ в абстрактной форме, без конкретизации представления, имеет следующий вид:

$$\frac{d\rho}{dt} = -\frac{i}{\hbar} [H_0 + \frac{p_y^2}{2m}, \rho] - \frac{i}{\hbar} [V_L(\mathbf{y}) + V_P + V_B, \rho] - \Gamma\{\rho\}(\mathbf{y}). \quad (1)$$

Здесь p_y – оператор проекции импульса атома на ось y; H_0 – гамильтониан свободного атома в системе центра инерции:

$$H_0 = \hbar\omega_0 \sum_{\mu_e} |J_e \mu_e\rangle \langle J_e \mu_e|,$$

где ω_0 – частота атомного перехода; J_e – угловой момент возбужденного состояния атома; μ_e – его проекция на ось квантования. Оператор взаимодействия атома с полем решетки имеет вид

$$V_L(\mathbf{y}) = \hbar\Omega_L \sum_q T_q e^{iq}(\mathbf{y}) \exp(-i\omega_L t) + h.c.,$$

где $\Omega_L = -\frac{\tilde{d}E_L^0}{\hbar}$ – частота Раби одного луча

поля решетки (\tilde{d} – приведенный матричный элемент оператора дипольного момента). Согласно теореме Вигнера – Экарта [16], зависимость оператора $V_L(\mathbf{y})$ от магнитных квантовых чисел содержится в операторе Вигнера:

$$T_q = \sum_{\mu_e \mu_g} |J_e \mu_e\rangle \langle J_g \mu_g| C_{J_g \mu_g, 1q}^{J_e \mu_e} \langle J_g \mu_g|,$$

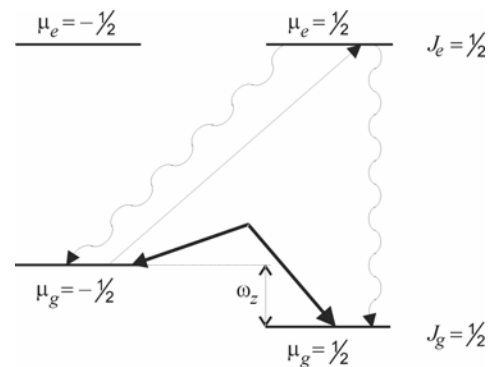


Рис. 2. Схема переходов

где J_g и μ_g – угловой момент основного состояния атома и его проекция; $C_{J_g \mu_g; lq}^{J_e \mu_e}$ – коэффициент Клебша – Гордана. Оператор взаимодействия атома с полем накачки записывается аналогичным образом:

$$V_p = \hbar \Omega_p T_{+1} \exp(ikz) \exp(-i\omega_p t) + h.c.,$$

где Ω_p – частота Раби поля накачки. Оператор взаимодействия атома с магнитным полем запишем, учитывая только линейный эффект Зеемана в основном состоянии:

$$V_B = -\hbar \omega_z J_{gz},$$

где ω_z – зеемановское расщепление подуровней основного состояния; J_{gz} – оператор z -проекции магнитного момента основного состояния. Действие оператора радиационной релаксации атома $\Gamma\{\rho\}(\mathbf{y})$ можно представить следующим образом:

$$\begin{aligned} \Gamma\{\rho\}(\mathbf{y}) = & \frac{\gamma}{2} \{P_e, \rho\} - \\ & - \gamma \frac{3}{2} \left\langle \sum_{s=1,2} (\vec{T} \cdot \vec{e}_s(\vec{k}))^t \exp(-i(k_y \mathbf{y})) \times \right. \\ & \left. \times \text{rexp}(i(k_y \mathbf{y})) (\vec{T} \cdot \vec{e}_s(\vec{k})) \right\rangle_{\Omega_k}, \end{aligned}$$

где $\{, \}$ – обозначает антикоммутатор; P_e – проектор на возбужденное состояние атома:

$$P_e = \sum_{\mu_e} |J_e \mu_e\rangle \langle J_e \mu_e|,$$

\vec{k} – волновой вектор спонтанного фотона; $\vec{e}_s(\vec{k})$ – единичные вектора поляризации спонтанного фотона, ортогональные \vec{k} ; $\langle \dots \rangle_{\Omega_k}$ означает усреднение по направлению вылета спонтанного фотона, $k_y = (\vec{k} \cdot \vec{e}_y)$.

Как известно [17], одним из условий квазиклассичности поступательного движения атомов является малость параметра отдачи – отношения импульса фотона $\hbar k$ к дисперсии атомного импульса Δp :

$$\frac{\hbar k}{\Delta p} \ll 1. \quad (2)$$

Выполнение условия (2) позволяет отделить быстрые процессы упорядочения по внутренним степеням свободы от медленных процессов, связанных с поступательным движением. На кинетическом этапе эволюции (в нашем случае при $t \gg (\gamma S_p)^{-1}$, где S_p – параметр насыщения перехода полем накачки, его определение приводится

ниже), когда устанавливается стационарное распределение по внутренним степеням свободы атома, динамика атомного ансамбля определяется медленными процессами изменения функции распределения по поступательным степеням свободы. Обычно используется вигнеровское представление для трансляционных степеней свободы, тогда исходное ККУ (1) сводится с точностью до второго порядка по параметру отдачи к замкнутому уравнению типа Фоккера – Планка для вигнеровской функции распределения W

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{P_y}{M} \frac{\partial}{\partial y} \right) W(y, p_y) = \\ = \left[- \frac{\partial F(y, p_y)}{\partial p_y} + \frac{\partial^2 D(y, p_y)}{\partial p_y^2} \right] W(y, p_y), \end{aligned}$$

которую в случае положительной определенности можно интерпретировать как плотность вероятности в фазовом пространстве. Коэффициенты $F(y, p_y)$ и $D(y, p_y)$ имеют смысл силы и диффузии в пространстве импульсов соответственно. Коэффициент диффузии $D(y, p_y)$ представляется в следующем виде:

$$D(y, p_y) = D_{sp}(y, p_y) + D_{ind}(y, p_y),$$

где $D_{sp}(y, p_y)$ – коэффициент спонтанной диффузии; $D_{ind}(y, p_y)$ – коэффициент вынужденной диффузии [18].

Эффективная двухуровневая система

Для качественной интерпретации охлаждения в рассматриваемой системе целесообразно использовать приближение малого насыщения перехода полем накачки, что находится в соответствии с экспериментальными условиями [15]. Это приближение имеет вид

$$S_p = \frac{\Omega_p^2}{((\gamma/2)^2 + \delta_p^2)} \ll 1, \quad (3)$$

где δ_p – отстройка поля накачки от резонанса. При выполнении условия (3) рассматриваемая модель атома эквивалентна двухуровневой системе подуровней основного состояния. Действительно, в этом случае в уравнении (1) может быть произведена стандартная процедура редукции к основному состоянию [17]. Получившаяся система уравнений для матрицы плотности основного состояния может быть соотнесена с хорошо известными уравнениями для двух-

уровневого атома [18]. Из этого сравнения видно, что система подуровней основного состояния эквивалентна эффективной двухуровневой системе, где подуровни основного состояния с проекциями момента $\pm 1/2$ играют роль основного и возбужденного состояния соответственно. При этом параметры эффективной двухуровневой системы выражаются через параметры исходной модели следующим образом:

$$\begin{aligned} \Gamma_1 &= \frac{2}{9} \gamma S_p, \\ \Gamma_2 &= 3\Gamma_1, \\ \Delta &= -\frac{2}{3} \delta_p S_p - \omega_z, \\ \chi &= \frac{2\Omega_L^2 \sin(\theta)}{3\delta_L}. \end{aligned}$$

Здесь Γ_1 – эффективная скорость релаксации населенности; Γ_1 – эффективная скорость релаксации когерентности; Δ – эффективная отстройка от резонанса; χ – эффективная частота Раби.

Указанный выше факт соответствия рассматриваемой модели атома в пределе (3) эффективной двухуровневой системе лежит в основе качественной интерпретации механизмов охлаждения.

Качественная интерпретация механизмов охлаждения

Наш анализ механизмов охлаждения в системе подуровней основного состояния опирается на хорошо известные механизмы охлаждения в двухуровневой системе – доплеровский в пределе слабого поля [18] и сизифовский в пределе сильного [19]. При этом вместе с сохранением основных свойств данных механизмов проявляются и некоторые специфические черты, связанные с двухфотонным характером возбуждения и двухступенчатым характером релаксации в эффективной двухуровневой системе.

В пределе слабых рамановских переходов $|\chi| \ll \sqrt{\Gamma_2^2 + 4\Delta^2}$ в рассматриваемой системе механизм охлаждения подобен доплеровскому. Остановимся на нем более подробно. Рамановский двухфотонный переход (жирная стрелка на рис. 2) может происходить двумя способами: с виртуальными поглощением π и виртуальным испусканием σ^+ компонент поля решетки или с поглощением σ^- и испусканием π компонент. Амплитуды вероятности этих процессов равны друг

другу согласно (2) и пропорциональны $\sin(\theta)\sin(2ky)$.

Поскольку $\sin(2ky)$ является суперпозицией двух экспонент $\exp(\pm 2iky)$, то рассматриваемая амплитуда вероятности содержит вклады от двух эффективных бегущих волн (\vec{K}_1 и \vec{K}_2 на рис. 3) с проекциями волновых векторов на ось y $K_1 = 2k$ и $K_2 = -2k$. Пусть эффективная отстройка отрицательна, тогда при движении атома навстречу волне \vec{K}_1 вследствие эффекта Доплера, ее излучение становится ближе к двухфотонному резонансу, а излучение волны \vec{K}_2 , наоборот, дальше от резонанса. Поэтому движущийся атом с большей вероятностью взаимодействует с встречной эффективной волной, и при этом ему передается замедляющий импульс $2\hbar k$. Данный процесс является двухфотонным, что составляет специфику рассматриваемого механизма охлаждения, по отношению к стандартному доплеровскому механизму. Другое отличие заключается в двухступенчатой релаксации возбужденного состояния $\mu_g = -1/2$ которая характеризуется эффективной скоростью релаксации Γ_1 . При сильных рамановских переходах $|\chi| \gg \sqrt{\Gamma_2^2 + 4\Delta^2}$ механизм охлаждения качественно подобен сизифовскому [19], но также имеет две характерные черты: во-первых, в два раза меньший пространственный период адиабатических потенциалов; во-вторых, двухступенчатые переходы между адиабатическими состояниями, обусловленные эффективной релаксацией.

Кинетические коэффициенты в приближении медленных атомов

В общем случае движения атома в неоднородном поле задача нахождения кинетических коэффициентов F и D может быть

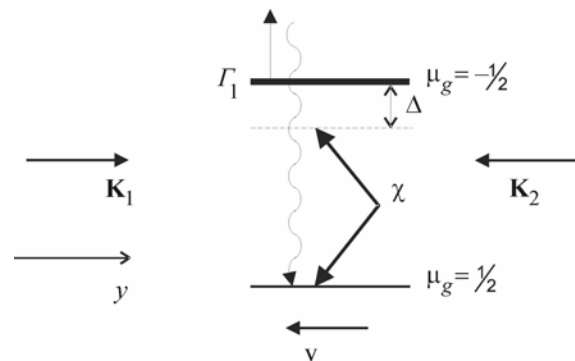


Рис. 3. Доплеровский механизм в эффективной двухуровневой системе

решена численными методами (например, методом цепных дробей [18]). Аналитические выражения для F и D удается получить при использовании тех или иных приближений. Большое практическое значение (в частности, для оценки температуры) имеет приближение медленных атомов, которое в нашем случае можно записать в виде

$$kV \ll \gamma S_p, \quad (4)$$

где V – скорость атомов. Данное условие означает, что за время установления стационарного распределения по внутренним степеням свободы атом смещается на расстояние много меньше длины волны света. В рамках приближения медленных атомов (4) для корректного учета диссипативных процессов в выражении для силы обычно достаточно ограничиться линейным приближением по скорости:

$$F(y, p_y) \approx F_0(y) + \alpha(y)v + \dots,$$

а при вычислении коэффициента диффузии – нулевым:

$$D(y, p_y) = D(y) + D_{ind}(y).$$

Здесь α – коэффициент трения; F_0 – сила в нулевом порядке по скорости. Аналитические выражения для коэффициентов $F_0(y)$, $\alpha(y)$, $D(y)$ были получены по методу, описанному в работе [17].

Обсуждение результатов

Кинетическую температуру атомов оценим стандартным способом [19], пренебре-

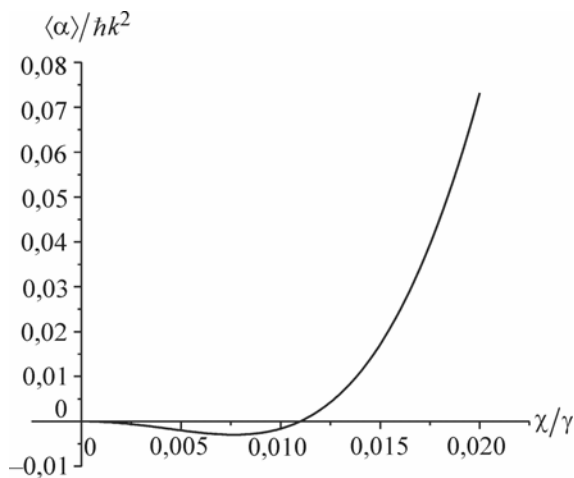


Рис. 4. Зависимость усредненного коэффициента трения от частоты Раби при $\Delta = -0,1\gamma$ ($\delta_p = 0$, $\Omega_p = 0,1\gamma$, $\omega_z = 0,1\gamma$)

гая пространственной локализацией:

$$k_B T = -\frac{\langle D_{ind} \rangle + \langle D_{sp} \rangle}{\langle \alpha \rangle}, \quad (5)$$

где k_B – постоянная Больцмана. В пределе слабых рамановских переходов выражение (5) принимает вид

$$k_B T = -\frac{5\hbar((\Gamma_2/2)^2 + \Delta^2)}{16\Delta}. \quad (6)$$

Минимальная температура в этом пределе достигается при величине эффективной отстройки $\Delta = -\frac{\Gamma_2}{2}$ и равна $k_B T = \frac{5}{16}\hbar\Gamma_2$.

В отличие от обычного доплеровского охлаждения в двухуровневой системе в нашем случае можно менять минимально достижимую температуру, изменяя величину эффективной константы релаксации Γ_2 путем варьирования входящих в нее параметров (например, интенсивность поля накачки).

Далее рассмотрим зависимости усредненного коэффициента трения и температуры атома от эффективной частоты Раби. На рис. 4 представлена зависимость усредненного коэффициента трения от эффективной частоты Раби χ при эффективной отстройке $\Delta = -0,1\gamma$. Видно, что в пределе слабых рамановских переходов (при малых χ) $\langle \alpha \rangle < 0$, т. е. наблюдается охлаждение атомов, а при сильных рамановских переходах (при больших χ) $\langle \alpha \rangle > 0$, т. е. наблюдается нагрев. Такая зависимость направления кинетического процесса от эффективной частоты Раби качественно совпадает с видом аналогичной зависимости в двухуровневой системе.

На рис. 5, а приведена зависимость оценки кинетической температуры (5) от χ при $\Delta = -0,1\gamma$. Данный рисунок иллюстрирует механизм охлаждения при слабых рамановских переходах. При уменьшении χ наблюдается уменьшение кинетической температуры атомов, что соответствует доплеровскому пределу охлаждения в двухуровневой системе.

При положительной эффективной отстройке охлаждение наблюдается при сильных рамановских переходах (рис. 5, б), что в двухуровневой системе соответствует сизифовскому механизму охлаждения.

Итак, приведенные зависимости $\langle \alpha \rangle$ и $\langle k_B T \rangle$ от χ подтверждают качественную интерпретацию механизмов охлаждения: подобный доплеровскому механизму при слабых рамановских переходах и подобный сизифовскому при сильных.

Сравнение с экспериментом

Полученные выше теоретические результаты могут быть сопоставлены с данными эксперимента [15]. Для этого вычислим параметры модели, соответствующие экспериментальным условиям: отстройка поля накачки 2,3 МГц, интенсивность поля накачки $I_p = 0,24$ мВт см⁻²; отстройка поля решетки – 9 ГГц, интенсивность одного луча поля решетки $I_L = 75$ мВт см⁻², угол между векторами поляризации лучей решетки равен 45°; магнитное поле изменялось в интервале от 0 до 200 мГс. Частоты Раби поля накачки и решетки рассчитываются по формуле $\Omega_{p,L} = \gamma \sqrt{I_{p,L}/8I_s}$, где $I_s = 1,1$ мВт см⁻² – интенсивность насыщения для D₂-линии ¹³³Cs, $\gamma = 2\pi \times 5,3$ МГц. При вычислении зеемановского расщепления мы использовали значение g-фактора для нижнего сверхтонкого уровня основного состояния ¹³³Cs: $g = -1/4$, что дает $\omega_z = 2\pi \times 350$ кГц Гс⁻¹ В. В этих условиях эффективная частота Раби $\chi = 2\pi \times 11$ кГц, а эффективные скорости релаксации двухуровневой системы $\Gamma_1 = 2\pi \times 76$ кГц и $\Gamma_2 = 2\pi \times 222$ кГц. Чтобы определить, какой механизм охлаждения доминирует при данных условиях, следует сравнить величины χ и $\sqrt{\Gamma_2^2 + 4\Delta^2}$. При изменении магнитного поля от 0 до 200 мГс (что соответствует экспериментальным условиям) $\sqrt{\Gamma_2^2 + 4\Delta^2}$ изменяется от 0,29 до 0,4 МГц. При этом χ остается меньше этой величины в 26–36 раз. Следовательно, данным условиям соответствует область с преимущественно слабой рамановской связью и подобным доплеровскому механизмом охлаждения. В пределе слабой рамановской связи, согласно (6), минимальная температура достигается при $\Delta = -\frac{\Gamma_2}{2}$ (что соответствует $B_{\min} = 50$ мГс и оценивается как $T_{\min} = 0,3\hbar\Gamma_2/k_B \approx 3,3$ мкК. Эти значения близки к полученным в эксперименте [15] ($B_{\min} = 45$ мГс и $T_{\min} = 1,5$ мкК). Тот факт, что экспериментально наблюдаемая температура более чем в 2 раза меньше теоретического предела, не должен вызывать удивления, так как в нашей модели совершенно не учитывается вклад атомов, локализованных в минимумах оптического потенциала. Одновременное рассмотрение охлаждения квазисвободных и локализованных атомов, необходимое для более детального анализа,

выходит за рамки данной работы и будет являться предметом дальнейших исследований.

Кроме того, нами была построена зависимость кинетической температуры квази-

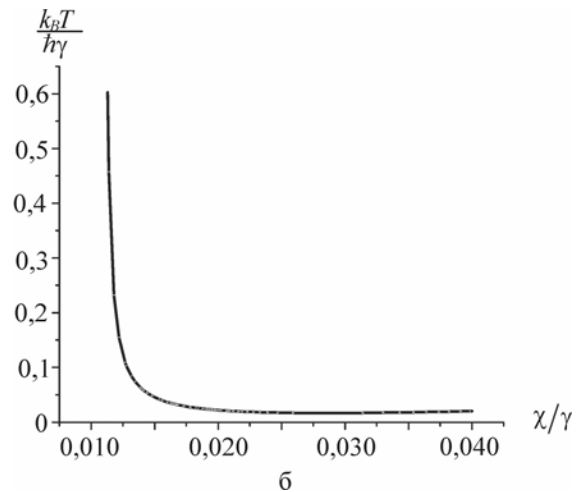
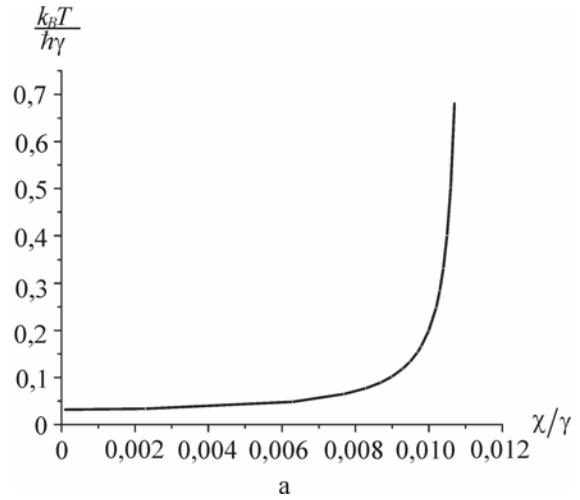


Рис. 5. Зависимость температуры от частоты Раби: а – при $\Delta = -0,1\gamma$; б – при $\Delta = 0,1\gamma$

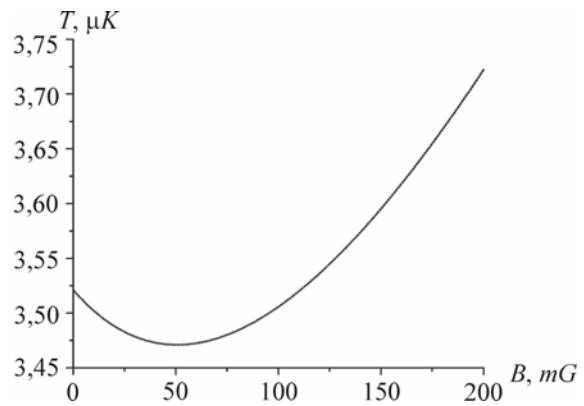


Рис. 6. Зависимость температуры от магнитного поля при $\delta_p = 2\pi \times 2,3$ МГц, $\delta_p = 2\pi \times -9$ ГГц, $I_p = 0,24$ мВт см⁻², $I_L = 75$ мВт см⁻², $\theta = 45^\circ$

свободных атомов, вычисленная по формуле (5) (т. е. с учетом всех порядков по χ), от величины магнитного поля (рис. 6). Наблюдается неплохое качественное согласие между результатами нашей теоретической модели и экспериментальными данными (см. [15]).

Выводы

Подведем некоторые итоги. Нами было рассмотрено лазерное охлаждение квазисвободных атомов с моментами основного и возбужденного состояния J_e и J_g , равными $\frac{1}{2}$ в одномерной $|\text{in} - \theta - \text{in}$ конфигурации поля решетки. Показано, что в пределе малого насыщения по полю накачки (3) качественная интерпретация механизмов охлаждения может быть проведена в рамках рассмотрения эффективной двухуровневой системы, образованной подуровнями основного состояния. Из сравнения уравнений, характеризующих эту эффективную систему, с известными уравнениями для двухуровневой системы найдена зависимость эффективных параметров от параметров модели. Дана качественная интерпретация механизмов охлаждения несвязанных атомов. Показано, что в пределе слабых рамановских переходов наблюдается подобный доплеровскому механизм, а в пределе сильных – подобный сизифовскому. Получены аналитические выражения для силы, действующей на атом, коэффициентов спонтанной и вынужденной диффузии и сделана количественная оценка кинетической температуры атомов. Показано, что зависимость коэффициента трения и температуры от эффективной частоты Раби подтверждает качественную интерпретацию механизмов охлаждения. Проведено сравнение теоретических расчетов температуры с экспериментальными данными работы [15] и обнаружено хорошее качественное согласие. Результаты, полученные в данной работе, могут быть использованы при анализе лазерного охлаждения атомов в недиссипативных оптических решетках.

Список литературы

1. *Tabosa J. W. R., Vianna S. S., de Oliveira F. A. M.* Nonlinear spectroscopy and optical phase conjugation in cold cesium atoms // *Phys. Rev. A.* 1997. Vol. 55. P. 2968–2984.
2. *Berkeland D. J., Miller J. D., Bergquist J. C. et al.* Laser-Cooled Mercury Ion

Frequency Standard // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. P. 2089–2092.

3. *Santarelli G., Laurent Ph., Lemonde P. et al.* Quantum Projection Noise in an Atomic Fountain: A High Stability Cesium Frequency Standard // *Phys. Rev. Lett.* 1999. 82. P. 4619–4622.

4. *Degenhardt C., Stoehr H., Lisdat C. et al.* Calcium optical frequency standard with ultracold atoms: Approaching 10^{-15} relative uncertainty // *Phys. Rev. A.* 2005. Vol. 72. No. 06211. P. 1–16.

5. *Кеммерле В.* Когда атомы ведут себя как волны. Бозе-Эйнштейновская конденсация и атомный лазер // *УФН.* 2003. Т. 173, № 12. С. 1339–1358.

6. *Lison F., Schuh P., Haubrich D.* High-brilliance Zeeman-slowed cesium atomic beam // *Phys. Rev. A.* 2000. Vol. 61. No. 013405. P. 1–9.

7. *Strekalov D. V., Turlapov A., Kumarakrishnan A. et al.* Periodic structure generated in a cloud cold atoms // *Phys. Rev. A.* 2002. Vol. 66. No. 023601. P. 1–11.

8. *Laurent Ph., Lemonde P., Simon E. et al.* A cold atom clock in absence of gravity // *Eur. Phys. J. D.* 1998. Vol. 3. P. 201–214.

9. *Aspect A., Arimondo E., Kaiser R. et al.* Laser Cooling below the One-Photon Recoil Energy by Velocity-Selective Coherent Population Trapping // *Phys. Rev. Lett.* 1988. Vol. 61. P. 826–829.

10. *Kasevich M., Chu S.* Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms // *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 69. P. 1741–1744.

11. *Boyer V., Lising L. J., Rolston S. L. et al.* Deeply subrecoil two-dimensional Raman cooling // *Phys. Rev. A.* 2004. Vol. 70. No. 043405. P. 1–18.

12. *Hamann S. E., Haycock D. L., Klose G. et al.* Resolved-Sideband Raman Cooling to the Ground State of an Optical Lattice // *Phys. Rev. Lett.* 1998. Vol. 80. P. 4149–4152.

13. *Kerman A. J., Vuletic V., Chin C. et al.* Beyond Optical Molasses: 3D Raman Sideband Cooling of Atomic Cesium to High Phase-Space Density // *Phys. Rev. Lett.* 2000. Vol. 84. P. 439–442.

14. *Monroe C., Meekhof D. M., King B. E. et al.* Resolved-Sideband Raman Cooling of a Bound Atom to the 3D Zero-Point Energy // *Phys. Rev. Lett.* 1995. Vol. 75. P. 4011–4014.

15. *Domenico G. Di, Castanga N., Mileti G. et al.* Laser collimation of a continuous beam of a cold atoms using Zeeman-shift degenerate-

Raman-sideband cooling // Phys. Rev. A. 2004. Vol. 69. No. 063403. P. 1–9.

16. *Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К.* Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975.

17. *Безвербный А. В., Прудников О. Н., Тайченачев А. В. и др.* Сила светового давления, коэффициенты трения и диффузии для атомов в резонансном неоднородно поляризованном поле // ЖЭТФ. 2003. Т. 123, № 3. С. 437.

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

19. *Казанцев А. П., Сурдутович Г. И., Яковлев В. П.* Механическое действие света на атомы. М.: Наука, 1991.

20. *Gordon J. P., Ashkin A.* Motion of atoms in a radiation trap // Phys. Rev. A. 1980. Vol. 21. P. 1606–1624.

Материал поступил в редколлегию 24.05.2007