

УДК 535.214

Д. В. Бражников<sup>1,2</sup>, А. Э. Бонерт<sup>1</sup>, А. Н. Гончаров<sup>1,2,3</sup>, А. В. Тайченачев<sup>1,2</sup>  
А. М. Тумайкин<sup>1</sup>, В. И. Юдин<sup>1,2,3</sup>, М. Ю. Басалаев<sup>3</sup>  
Р. Я. Ильенков<sup>1</sup>, А. М. Шилов<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup> Институт лазерной физики СО РАН  
пр. Акад. Лаврентьева, 13/3, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>2</sup> Новосибирский государственный университет  
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия

<sup>3</sup> Новосибирский государственный технический университет  
пр. Карла Маркса, 20, Новосибирск, 630092, Россия

E-mail: LLF@laser.nsc.ru

## ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ ГЛУБОКОГО ЛАЗЕРНОГО ОХЛАЖДЕНИЯ АТОМОВ МАГНИЯ ДЛЯ СОЗДАНИЯ СТАНДАРТА ЧАСТОТЫ НОВОГО ПОКОЛЕНИЯ \*

Представлен теоретический анализ субдоплеровского лазерного охлаждения атомов  $^{24}\text{Mg}$  на переходе  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_3$  в поле двух встречных световых волн, имеющих противоположные циркулярные поляризации. Для численного моделирования лазерного охлаждения использовался стандартный квазиклассический подход на основе уравнения Фоккера – Планка. Задача была решена вне рамок приближения медленных атомов и для произвольной интенсивности лазерного поля. В ходе исследований проанализированы зависимости силы светового давления и диффузии от скорости атома при различных отстройках частоты и частотах Раби. Для расчета оптимальных параметров лазерного охлаждения исследованы распределения атомов по скоростям и рассчитана зависимость средней кинетической энергии атомов от интенсивности поля и отстройки частоты в различных режимах. В режиме сильного поля был получен многопиковый профиль скоростного распределения, что является следствием различных нелинейных эффектов при поглощении атомами фотонов лазерного поля. Даны дополнительные рекомендации для увеличения времени жизни атомов в метастабильном состоянии  $3^3\text{P}_2$ , что необходимо для эффективного лазерного охлаждения.

*Ключевые слова:* лазерное охлаждение атомов, стандарты частоты и времени.

### Введение

Прогресс в фундаментальных и прикладных исследованиях невозможен без точных измерений различных физических величин. Наиболее прецизионные измерения в настоящее время возможны для таких величин, как частота и время, что связано с на-

личием для этих величин особо точных эталонов (стандартов), на несколько порядков превосходящих по точности эталоны других физических величин. Точность измерения времени в значительной степени определяется точностью стандарта частоты.

Стандарты частоты находят многочисленные важные применения, например в си-

\* Работа выполнена при поддержке Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009–2013 гг. (ГК 16.740.11.0466), РФФИ (гранты № 12-02-00454, 12-02-00403, 11-02-00775, 11-02-01240, 10-02-00406), РАН и Президиума Сибирского отделения РАН.

Исследования М. Ю. Басалаева, Д. В. Бражникова, Р. Я. Ильенкова, А. М. Шилова были поддержаны также грантом Президента РФ (МК-3372.2012.2) и грантом РФФИ (№ 12-02-31208-«мол\_а»).

стемах локального и глобального позиционирования, спутниковой и мобильной связи, в системах синхронизации передачи больших потоков данных, информационных технологиях и для решения множества других как прикладных, так и фундаментальных задач. Стандарты частоты могут быть использованы не только как основа для эталона времени, но и для измерения других физических величин и констант, например для прецизионного измерения длины, электрического напряжения и тока, магнитного поля, постоянной Ридберга и постоянной тонкой структуры (см., например, монографию [1] и ссылки в ней).

Используемый в настоящее время эталон секунды основан на микроволновом переходе между двумя сверхтонкими уровнями основного состояния в атоме  $^{133}\text{Cs}$  (цезиевый стандарт). Относительная погрешность этого стандарта находится на уровне  $4 \times 10^{-16}$  [2]. В настоящее время цезиевые стандарты частоты практически достигли предела точности, и существенный прогресс в данном направлении маловероятен. Основные надежды на улучшение метрологических характеристик квантовых стандартов частоты связывают с оптической областью спектра [3] и использованием фемтосекундного синтезатора оптических частот для создания оптических часов [4–6]. В этом направлении в последние несколько лет повышенное внимание уделяется созданию оптических часов на лазерно охлажденных одиночных ионах в электромагнитных ловушках [7] и атомах, захваченных в оптическую решетку [8; 9]. Как ожидается, относительная неопределенность частоты в таких часах достигнет беспрецедентных значений  $10^{-17}$ – $10^{-18}$ .

Стандарты частоты «решеточного» типа имеют ряд потенциальных преимуществ по сравнению с «ионными» стандартами. Особую роль в пользу стандартов «решеточного» типа сыграли недавние исследования по наблюдению сверхузких спектральных линий в атомах стронция [10; 11], иттербия [12] и ртути [13]. Кроме того, в последние годы были созданы революционные методы компенсации световых и тепловых сдвигов частоты реперных переходов [14–16].

Одними из основных кандидатов для создания стандарта частоты нового поколения являются щелочно-земельные и им подобные атомы: Yb, Ca, Sr, Hg и Mg [13; 17]. Эти атомы удобны наличием сильно запре-

щенного перехода  $^1S_0 \rightarrow ^3P_0$ , с использованием которого можно наблюдать узкие спектральные линии (например, методом магнитоиндуцированной спектроскопии [12; 17]). Кроме того, принципиальным является то обстоятельство, что для этого перехода существует так называемая «магическая» длина волны [14], при которой световые сдвиги от поля оптической решетки исчезают в первом порядке по интенсивности.

К настоящему времени атомы первых четырех кандидатов (Yb, Ca, Sr и Hg) удается эффективно охлаждать до нужных сверхнизких температур, приблизившись к пределу отдачи (порядка нескольких мкК) [18–24] и даже ниже это предела, для получения бозе-эйнштейновского конденсата [25; 26]. В охлаждении атомов магния-24 до сих пор не удалось достичь удовлетворительных результатов. Например, как метод двухфотонного охлаждения [27], так и метод «тушительного» охлаждения с использованием узких линий запрещенных переходов [28], которые хорошо показали себя для других щелочно-земельных атомов, оказались неэффективными в случае с  $^{24}\text{Mg}$  (минимальная достигнутая температура облака охлажденных атомов составила около 500 мкК).

Вместе с тем атом магния имеет преимущества по сравнению с другими элементами-кандидатами для стандартов частоты. В частности, сдвиг частоты часового перехода  $3^1S_0 \rightarrow 3^3P_0$  за счет теплового излучения на порядок меньше аналогичного сдвига для атомов стронция. Сильный дипольный переход  $3^1S_0 \rightarrow 3^1P_1$  со временем жизни возбужденного уровня всего 2 нс и отсутствие оптической накачки атомов на нерезонансный уровень  $3^1D_2$  (как, например, в Ca и Sr) позволяют легко организовать первую стадию охлаждения атомов магния до температуры в несколько милликельвин (доплеровский предел составляет 2 мК) [29–32]. Наиболее простая, по сравнению с остальными атомами-кандидатами, электронная конфигурация магния позволяет производить более точные расчеты (столкновительного сдвига, сдвига за счет теплового излучения и др.).

Настоящая работа посвящена теоретическому исследованию возможности глубокого лазерного охлаждения атомов  $^{24}\text{Mg}$  (до температур ниже 100 мкК) с использованием циклического дипольного перехода  $3^3P_2 \rightarrow 3^3D_3$  (ис. 1). Энергетические уровни

данного перехода обладают вырождением по проекции полного углового момента атома, что позволяет осуществлять субдоплеровское лазерное охлаждение в полях с градиентом поляризации [33].

Для проведения теоретических исследований в нашей работе используется стандартный квазиклассический подход, основанный на решении уравнения Фоккера – Планка для стационарной функции распределения атомов в импульсном пространстве. Причем, поставленная задача рассматривается нами вне рамок часто используемого приближения медленных атомов [32–37]. Отсутствие этого ограничения позволяет исследовать кинетические характеристики

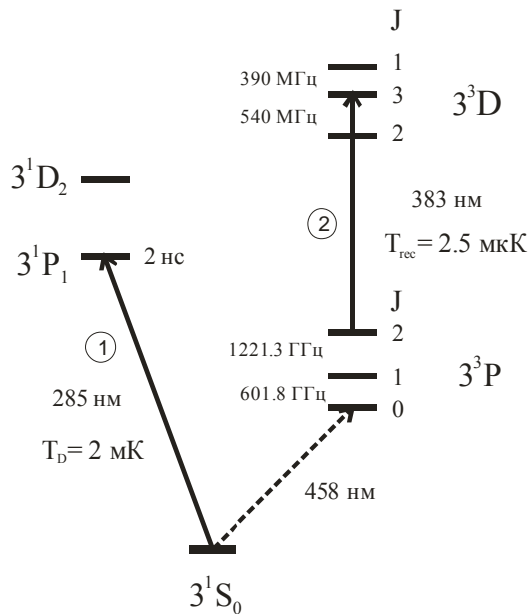


Рис. 1. Схема уровней энергии в атоме  $^{24}\text{Mg}$ . Сплошными линиями показаны переходы, используемые для лазерного охлаждения (1-я и 2-я стадии с соответствующими предельными температурами), штриховой линией – сильно запрещенный переход, который может быть использован для стабилизации частоты лазера («часовой» переход)

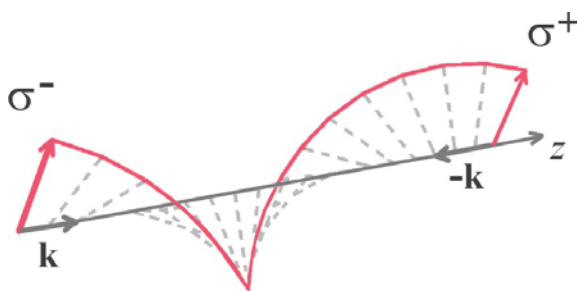


Рис. 2. Конфигурация поля, образованного встречными световыми волнами с противоположными циркулярными поляризациями

атомного облака в широких пределах по интенсивности и отстройке частоты светового поля и определить оптимальные параметры охлаждения.

### Формализм матрицы плотности

Опишем известный квазиклассический формализм, позволяющий рассчитывать распределение атомов по импульсам. Это распределение используется затем для исследования средней кинетической энергии атомного облака как функции интенсивности и отстройки частоты лазерного поля.

В нашей работе мы будем рассматривать одномерную задачу, полагая лазерное поле зависящим только от одной координаты  $z$ . Кроме того, мы будем рассматривать конфигурацию поля, составленного из встречных плоских световых волн с ортогональными циркулярными поляризациями ( $\sigma^+ \sigma^-$ -конфигурация, см. рис. 2), которая используется в магнитооптической ловушке. Тогда лазерное поле может быть записано в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t) &= \\ &= E_0 \mathbf{e}_{-1} e^{i(kz - \omega t)} - E_0 \mathbf{e}_{+1} e^{-i(kz + \omega t)} + \text{к.с.} = \\ &= E_0 \mathbf{e}(z) e^{-i\omega t} + \text{к.с.}, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\mathbf{e}_{\pm 1}$  – орты циклического базиса, связанные с декартовыми соотношениями:

$$\mathbf{e}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) / \sqrt{2}.$$

В формуле (1) введен комплексный единичный вектор локальной поляризации поля  $\mathbf{e}(z)$ , который есть

$$\mathbf{e}(z) = \mathbf{e}_{-1} e^{ikz} - \mathbf{e}_{+1} e^{-ikz}. \quad (2)$$

Как видно из (1) и (2), рассматриваемое электромагнитное поле поляризовано линейно, причем угол поворота поляризации относительно оси  $x$  зависит от координаты  $\varphi(z) = kz$  (см. рис. 2).

Далее мы будем полагать, что характерная ширина  $\Delta p$  распределения атомов по импульсам много больше импульса отдачи  $\hbar k$  от поглощения или испускания фотона. Поэтому в задаче возникает малый параметр  $\hbar k / \Delta p \ll 1$ , который позволяет отделить быстрые процессы упорядочения по внутренним степеням свободы от медленных, связанных с поступательным движением. Кроме того, мы будем рассматривать кинетический этап эволюции атомного облака, когда состояние атома по отношению к внутренним степеням свободы можно счи-

тать стационарным. Установление этого состояния происходит за времена порядка

$$t \gg \max\{(\gamma)^{-1}, (\gamma S)^{-1}\},$$

где  $\gamma$  – скорость релаксации возбужденного уровня;  $S$  – параметр насыщения. Мы также полагаем справедливым условие

$$\omega_r \ll \min\{\gamma, \gamma S\},$$

где  $\omega_r$  – частота отдачи. Использование выписанных условий составляет суть квазиклассического приближения. В этом подходе производится разложение матрицы плотности по малому параметру  $\hbar k/\Delta p \ll 1$  с ограничением первыми двумя слагаемыми (нулевой и первый порядки), что приводит к уравнению типа Фоккера – Планка [34; 35; 38] на вигнеровскую функцию распределения атомов в фазовом пространстве  $f(z, p)$ . Это уравнение в стационарном режиме имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{p}{M} \frac{\partial}{\partial z} f(z, p) = \\ = \left[ -\frac{\partial}{\partial p} F(z, p) + \frac{\partial^2}{\partial p^2} D(z, p) \right] f(z, p). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $M$  – масса атома, а  $F(z, p)$  – сила светового давления, действующего на атом с импульсом  $p$  в точке  $z$ . Эта сила есть квантово-механическое среднее от соответствующего оператора силы:

$$F = \text{Tr} \left\{ \hat{F}(z) \hat{\rho}^{(0)}(z, p) \right\}, \quad (4)$$

где по определению

$$\hat{F}(z) = -\frac{\partial}{\partial z} \hat{V}(z). \quad (5)$$

Индекс «0» у матрицы плотности в выражении (4) означает порядок разложения по малому параметру  $\hbar k/\Delta p$ . Оператор

$$\hat{V} = -(\mathbf{d} \cdot \mathbf{E})$$

в (5) характеризует дипольное взаимодействие атома с лазерным полем, которое мы полагаем классическим. В резонансном приближении оператор  $\hat{V}$  не содержит зависимости от  $t$  и может быть представлен в виде

$$\hat{V} = -\hbar R \hat{V}^{eg}(z) + h.c.,$$

где  $R = dE_0/\hbar$  – частота Раби ( $d$  – приведенный матричный элемент оператора дипольного момента атома),  $h.c.$  означает эрмитово-сопряженное слагаемое, а безразмерный оператор  $\hat{V}^{eg}$  выражается через коэффициенты Клебша – Гордана:

$$\begin{aligned} \hat{V}^{eg} = \sum_{q, m_g, m_e} e_q(z) C_{F_g, m_g, 1, q}^{F_e, m_e} |F_e, m_e\rangle \langle F_g, m_g|; \\ q = \pm 1; m_a = -F_a, \dots, F_a. \end{aligned}$$

В этом выражении  $F_g, F_e$  – полные угловые моменты атома в основном и возбужденном состояниях, а компоненты  $e_q(z)$ , согласно (2), есть  $e_{\pm 1}(z) = \mp e^{\mp ikz}$ .

Функция  $D(z, p)$  в уравнении (3) отвечает за диффузию атома в световом поле и может быть разделена на спонтанную ( $s$ ) и вынужденную ( $i$ ) составляющие:

$$D(z, p) = D^{(s)}(z, p) + D^{(i)}(z, p). \quad (6)$$

Первое слагаемое в этой сумме связано с флуктуациями направления вылета спонтанно испущенных фотонов, тогда как второе слагаемое отвечает за флуктуации силы светового давления (см., например, [36]).

$$\begin{aligned} D^{(s)} = \\ = \frac{\gamma(\hbar k)^2}{5} \text{Tr} \left\{ \left( \hat{P}^e - \frac{1}{2} \hat{T}_0 \hat{T}_0^\dagger \right) \hat{\rho}^{(0)}(z, p) \right\}, \quad (7) \\ D^{(i)} = -\text{Tr} \left\{ \hat{F}(z) \hat{\rho}^{(1)}(z, p) \right\}. \end{aligned}$$

Здесь индекс «1» у матрицы плотности означает первый порядок разложения по малому параметру  $\hbar k/\Delta p$ ,  $\hat{P}^e = |F_e, m_e\rangle \langle F_e, m_e|$  – оператор проекции на возбужденное состояние атома, а  $\hat{T}_0$  есть  $z$ -компонента векторного оператора Вигнера:

$$\begin{aligned} \hat{T} = \sum_{q, m_g, m_e} \mathbf{e}_q C_{F_g, m_g, 1, q}^{F_e, m_e} |F_e, m_e\rangle \langle F_g, m_g|, \\ q = 0, \pm 1. \end{aligned}$$

Стационарное уравнение на атомную матрицу плотности  $\hat{\rho}^{(0)}$ , которая фигурирует в формулах (4) и (7), имеет вид [39]

$$\begin{aligned} \frac{p}{M} \frac{\partial}{\partial z} \hat{\rho}^{(0)} + \frac{i}{\hbar} \left[ (\hat{H}_0 + \hat{V}), \hat{\rho}^{(0)} \right] + \\ + \hat{\Gamma} \left\{ \hat{\rho}^{(0)} \right\} = 0, \end{aligned} \quad (8)$$

где  $\hat{H}_0$  – гамильтониан атома в отсутствие поля, описывающий внутренние степени свободы, который в резонансном приближении может быть записан простым образом:

$$\hat{H}_0 = -\hbar \delta \hat{P}^e.$$

Здесь введена отстройка частоты лазера от частоты атомного перехода  $\delta = \omega - \omega_0$ . Оператор  $\hat{\Gamma} \left\{ \hat{\rho}^{(0)} \right\}$  описывает процессы, связанные со спонтанной релаксацией с возбужденного уровня:

$$\widehat{\Gamma}\{\widehat{\rho}^{(0)}\} = \frac{\gamma}{2}\{\widehat{P}^e, \widehat{\rho}^{(0)}\} - \gamma \sum_{q=0, \pm 1} \widehat{T}_q^\dagger \widehat{\rho}^{(0)} \widehat{T}_q.$$

Система дифференциальных уравнений (8) на элементы матрицы плотности является линейной и однородной. Она должна быть дополнена условием нормировки:

$$\text{Tr}\{\widehat{\rho}^{(0)}\} = 1.$$

Уравнение на матрицу плотности  $\widehat{\rho}^{(1)}$  имеет вид, аналогичный (8), но с особым источником (см., например, [40]):

$$\begin{aligned} \frac{p}{M} \frac{\partial}{\partial z} \widehat{\rho}^{(1)} + \frac{i}{\hbar} \left[ (\widehat{H}_0 + \widehat{V}), \widehat{\rho}^{(1)} \right] + \\ + \widehat{\Gamma}\{\widehat{\rho}^{(1)}\} = -\frac{1}{2} \left\{ \delta \widehat{F}(z), \widehat{\rho}^{(0)}(z, p) \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь введен оператор флуктуации силы светового давления  $\delta \widehat{F} = \widehat{F} - F$  (см. определения (4) и (5)).

Для расчета температуры облака охлажденных атомов, а также скорости охлаждения часто от уравнения (3) переходят к уравнению с усредненными по пространству функциями

$$F(p) = \langle F(z, p) \rangle_z \quad \text{и} \quad D(p) = \langle D(z, p) \rangle_z,$$

тогда из уравнения (3) исчезает зависимость от координаты  $z$ . Кроме того, широко используемым является приближение медленных атомов [32–37], при котором полагается, что атомы смещаются на малое расстояние (по сравнению с длиной волны  $\lambda$ ) за характерное время упорядочения по внутренним степеням свободы. Иными словами,

$$\frac{v}{\lambda} \ll \min\{\gamma, \gamma S\}, \quad (10)$$

где  $v$  – скорость атома, а параметр насыщения  $S$  определяется формулой

$$S = \frac{R^2}{(\gamma/2)^2 + \delta^2}. \quad (11)$$

При выполнении условия (10) достаточно ограничиться линейной зависимостью силы от скорости, а диффузию считать независимой от скорости атома:

$$F(v) \approx -\alpha v, \quad (12)$$

$$D(v) \approx D_0.$$

Сила (12) имеет вид силы трения, поэтому параметр  $\alpha$  называют коэффициентом трения. С учетом вышесказанного, уравнение (3) можно представить в виде

$$\left[ \frac{\alpha}{M} p + D_0 \frac{d}{dp} \right] f(p) = 0,$$

решение которого есть обычное куполообразное максвелловское распределение

$$f(p) \propto \exp\left[-\frac{p^2}{2M k_B T}\right] \quad (13)$$

с известным выражением для температуры

$$k_B T = D_0 / \alpha.$$

В своей работе мы не будем пользоваться приближением (10), считая скорость атома произвольной. Это позволит исследовать кинетические характеристики атомного облака при любом параметре  $S$  (т. е. при любой интенсивности света и отстройке частоты). Причем в этом случае импульсное распределение может существенно отличаться от (13).

Уравнения на матрицу плотности (8) и (9), а вместе с ними и уравнение Фоккера – Планка (3) можно существенно упростить для рассматриваемой  $\sigma^+ \sigma^-$ -конфигурации поля. Действительно, из рис. 2 видно, что если перейти в новую систему координат, которая получится вращением старой на угол  $\varphi(z) = kz$  вокруг оси  $z$ , то для атома поляризация поля будет оставаться неизменной (линейной вдоль новой оси  $x$ ) в любой точке  $z$  (см., например, [33; 41]). Таким образом, в новом базисе исчезнет зависимость от координаты в операторе взаимодействия  $\widehat{V}$ , а вместе с этим и в матрицах плотности  $\widehat{\rho}^{(0)}$  и  $\widehat{\rho}^{(1)}$ , световой силе (4), диффузии (6) и в уравнении Фоккера – Планка (3). Для получения уравнений в новом (вращающемся) базисе удобно воспользоваться матрицей поворота Вигнера [42], которая является представлением оператора поворота на угол  $-\varphi$  вокруг оси  $z$ :

$$\widehat{R}_z(-\varphi) |F, m\rangle = \sum_{m'} D_{m'm}(-\varphi) |F, m'\rangle.$$

В нашем случае матрица поворота имеет простой диагональный вид

$$\langle F, m | \widehat{D} | F', m' \rangle = e^{imkz} \delta_{mm'} \delta_{FF'}.$$

После перехода в новый базис с помощью формулы

$$\widehat{\rho}_{\text{нов.}} = \widehat{D} \widehat{\rho}_{\text{стар.}} \widehat{D}^*$$

мы видим, что элементы матрицы плотности в новом базисе отличаются от соответствующих элементов в старом базисе лишь локальной фазой:

$$(\widehat{\rho}_{\text{нов.}})_{m_a m_b}^{F_a F_b} = (\widehat{\rho}_{\text{стар.}})_{m_a m_b}^{F_a F_b} e^{i(m_a - m_b)kz}.$$

В новом базисе дифференциальные уравнения (8) и (9) становятся алгебраиче-

скими (подпись «нов.» не пишем для удобства):

$$i \left[ \left( \hbar k v \hat{F}_z + \hat{H}_0 + \hat{V}_0 \right), \hat{\rho}^{(0)} \right] + \hbar \hat{\Gamma} \left\{ \hat{\rho}^{(0)} \right\} = 0, \quad (14)$$

$$i \left[ \left( \hbar k v \hat{F}_z + \hat{H}_0 + \hat{V}_0 \right), \hat{\rho}^{(1)} \right] + \hbar \hat{\Gamma} \left\{ \hat{\rho}^{(1)} \right\} = -\frac{\hbar}{2} \left\{ \delta \hat{F}_0, \hat{\rho}^{(0)} \right\}. \quad (15)$$

Здесь  $\hat{F}_z$  – оператор проекции полного углового момента на ось квантования, а оператор взаимодействия атома с полем более не зависит от координаты:

$$\hat{V}_0 = -\hbar R \left( \hat{T}_{-1} - \hat{T}_{+1} \right) + h.c.$$

Оператор силы светового давления в новой системе координат также является однородным:

$$\hat{F}_0 = -ik\hbar R \left( \hat{T}_{-1} + \hat{T}_{+1} \right) + h.c.$$

Очевидно, что и сила светового давления (4) в новом базисе не зависит от координаты  $z$ , причем в силу инвариантности следа относительно поворотов системы координат сила является однородной и в старой (неповорнутой) системе координат. Этим, в частности,  $\sigma^+ \sigma^-$ -конфигурация поля отличается от конфигурации с ортогональными линейными поляризациями пучков ( $\text{lin} \perp \text{lin}$ -конфигурация), где также имеет место субдоплеровское (так называемое «сизифово») охлаждение атомов.

## Результаты и обсуждение

### Сила и диффузия

Исследуем световую силу, диффузию и среднюю кинетическую энергию атомов в их зависимости от отстройки частоты и интенсивности поля. Эти исследования будут базироваться на численном решении уравнений (14) и (15). На рис. 3 представлена зависимость силы светового давления от скорости атома (доплеровского сдвига  $kv$ ) в разных по интенсивности режимах светового поля, взаимодействующего с циклическим дипольным переходом  $3^3P_2 \rightarrow 3^3D_3$  (см. рис. 1).

Как видно из рис. 3, *a*, сила светового давления имеет характерные резонансные всплески вблизи значений  $kv = \pm\delta$ . Вдали от нулевой скоростной группы ( $kv > \gamma$ ) встречные волны действуют почти независимо на

атомы. Поэтому, в резонансных скоростных группах  $kv = \pm\delta$  в стационарном режиме атомы (за счет оптической накачки) сконцентрированы, по большей части, на одном из крайних магнитных подуровней основного состояния  $|F_g = 2, m_g = \pm 2\rangle$ . Такая ситуация близка к двухуровневой системе, и величину резонансного пика можно оценить из простого соотношения для силы, действующей со стороны бегущей волны малой интенсивности на двухуровневый атом [36; 37]:

$$F_{\max} \approx \hbar k \gamma S(\delta = \mathbf{k} \cdot \mathbf{v}) = \hbar k \gamma \frac{R^2}{\gamma^2/4} = 0,04 \hbar k \gamma.$$

Это значение близко к тому, что получается при точном численном расчете (см. рис. 3, *a*). В центре графика видна острая дисперсионная структура, обусловленная действием субдоплеровского механизма охлаждения в поле с градиентом поляризации [33]. Наличие такой структуры приводит к наблюдению температур облака атомов, меньших доплеровского предела.

При увеличении интенсивности поля (см. рис. 3, *b*) сила приобретает дополнительные «волнообразные» резонансные структуры. Эти резонансы возникают вследствие нелинейного взаимодействия атомов с лазерным полем, когда становятся заметными многофотонные процессы вынужденного переизлучения фотонов из одной волны в другую (см., например, [36; 37]). Кроме того, сила светового давления при данных параметрах может пересекать ось абсцисс в нескольких точках, что, как мы увидим далее, может привести к локализации атомов в скоростном пространстве около точек с  $kv \neq 0$ .

На рис. 4 приведена спонтанная диффузия атомов в слабом и сильном световых полях, связанная с флуктуациями направления вылета спонтанно излученных фотонов. Как и следовало ожидать, только при малой отстройке частоты  $\delta = -0,5\gamma$  встречные слабые волны оказывают совместное действие на диффузию атомов, в то время как сильные волны, вследствие полевого уширения резонансного взаимодействия, оказывают совместное влияние на атомную диффузию и при отстройке  $\delta = -2\gamma$ .

На рис. 5 приведены графики индуцированной диффузии, связанной с флуктуациями силы светового давления. В режиме сильного поля, как видно из рис. 5, *a*, инду-

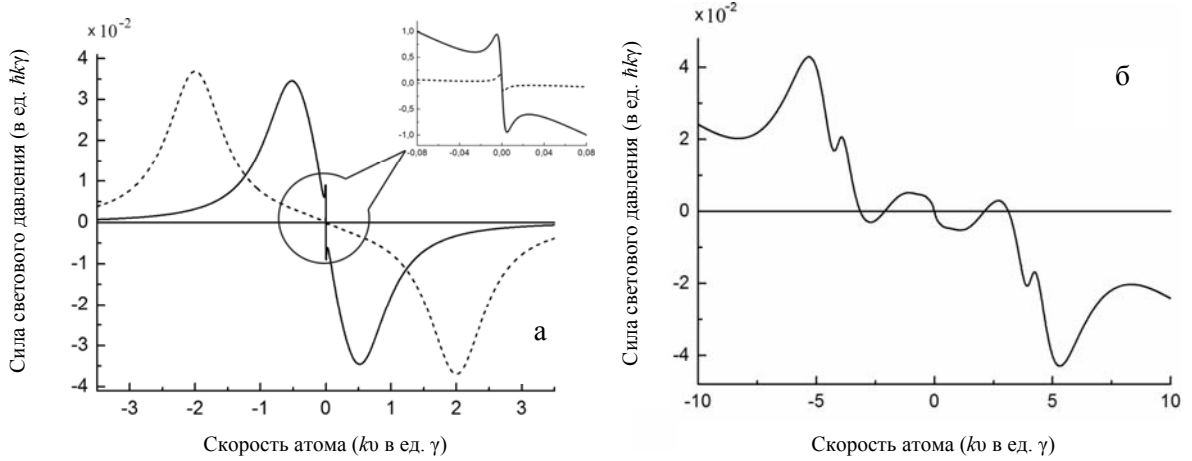


Рис. 3. Сила светового давления: *a* – в режиме слабого поля,  $R = 0,1\gamma$ , отстройка  $\delta = -0,5\gamma$  (сплошная линия) и  $\delta = -2\gamma$  (штриховая линия); *б* – в режиме сильного поля,  $R = 10\gamma$ ,  $\delta = -0,5\gamma$

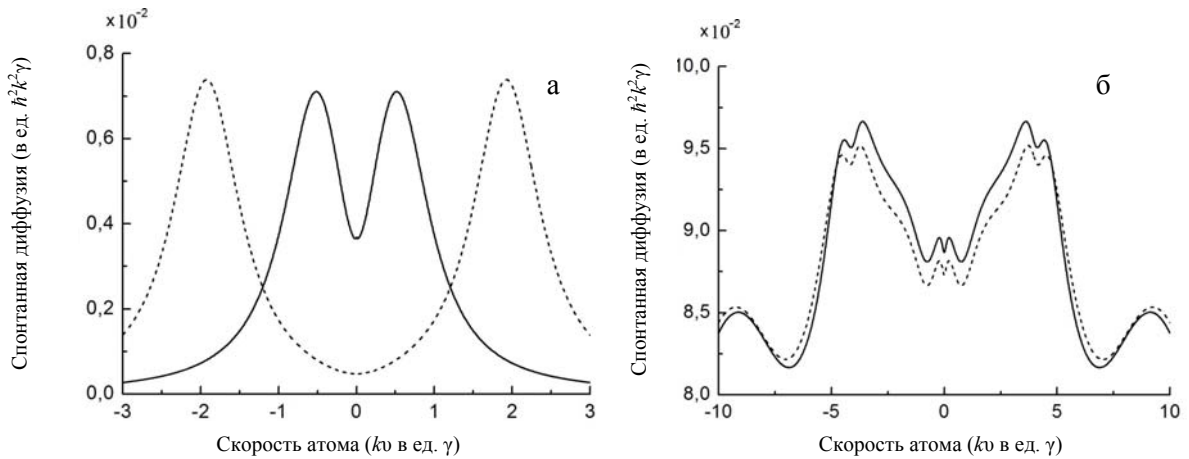


Рис. 4. Спонтанная диффузия атомов: *a* – в режиме слабого поля,  $R = 0,1\gamma$ ; *б* – в режиме сильного поля,  $R = 10\gamma$ . Отстройка  $\delta = -0,5\gamma$  (сплошная линия) и  $\delta = -2\gamma$  (штриховая линия)

цированная диффузия приобретает сложный вид вследствие многорезонансных нелинейных процессов (эти же процессы приводят к сложному виду силы светового давления, см. рис. 3, б).

*Скоростное распределение  
и средняя кинетическая энергия  
атомов*

В рассматриваемой конфигурации поля кинетические коэффициенты, как это было продемонстрировано выше, не зависят от координаты. Естественно, что вместе с этим

не зависит от координаты и функция распределения  $f(z, p) = f(p)$ . Поэтому в стационарном режиме уравнению Фоккера – Планка (3) можно придать вид

$$2\omega_r D(u) f'_u(u) + [2\omega_r D'_u(u) - F(u)] f(u) = 0. \quad (16)$$

При выводе этого уравнения мы приняли физически значимые граничные условия  $f(\pm\infty) = 0$ . Все величины в уравнении (16) выражены в безразмерных единицах: доплеровский сдвиг  $u = kv/\gamma$ , частота отдачи  $\omega_r = \hbar k^2/2M\gamma$ , сила светового давления записана в единицах  $\hbar k\gamma$ , а диффузия в единицах

$(\hbar k)^2 \gamma$ . Решение уравнения (16) может быть записано в виде квадратуры:

$$f(u) = C \cdot \text{Exp} \left[ \int \frac{F(u) - 2\omega_r D'_u(u)}{2\omega_r D(u)} du \right].$$

Константа в этом выражении выбирается исходя из условия нормировки функции распределения:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(u) du = 1.$$

Далее представлены графики скоростного распределения атомов, полученные численным решением уравнения (16). Из рис. 6 видно, что в режиме слабого поля распределение может иметь выраженный «немаксвелловский» вид, в отличие от той картины, которая описывается в рамках приближения медленных атомов (см. формулу (13)). Широкая подложка связана с доплеровским механизмом охлаждения, тогда как узкая часть – с субдоплеровской частью силы (центральный резонанс на рис. 3, а). При увеличении интенсивности поля атомы разогреваются (скоростное распределение уширяется), и могут появляться дополнительные точки локализации в импульсном пространстве, как это происходит на рис. 6, б. Эти пики связаны, очевидно, с особенностями силы светового давления, обсуждавшимися в связи с рис. 3, б.

Поскольку скоростное распределение в общем случае имеет немаксвелловский вид,

то, строго говоря, облаку атомов нельзя сопоставить некоторую эффективную температуру (в отличие от приближения медленных атомов (10), когда функция распределения имеет максвелловский вид). Поэтому ансамбль атомов можно характеризовать средней кинетической энергией вместо температуры.

На рис. 7, а, б приведены зависимости средней кинетической энергии от интенсивности ( $R^2$ ) и отстройки частоты соответственно. Подчеркнем, что для получения таких зависимостей, содержащих минимум, принципиально рассмотрение кинетики атомов вне рамок приближения медленных атомов. В противном случае в области больших отстроек (рис. 7, б) и в области малых интенсивностей (рис. 7, а) график бы монотонно убывал, не позволяя тем самым определить оптимальные параметры охлаждения.

Положение минимума на рис. 7, а зависит от отстройки частоты, и, аналогично, положение минимума на рис. 7, б зависит от интенсивности поля. Для выбора оптимальных параметров удобно воспользоваться графиком, приведенным на рис. 8. К примеру, если необходимо охладить облако атомов до средней кинетической энергии  $30 \times E_{\text{гес}}$ , то для этого нам необходимо задать отстройку частоты, равную примерно  $-50$  МГц, и интенсивность лазерного пучка,

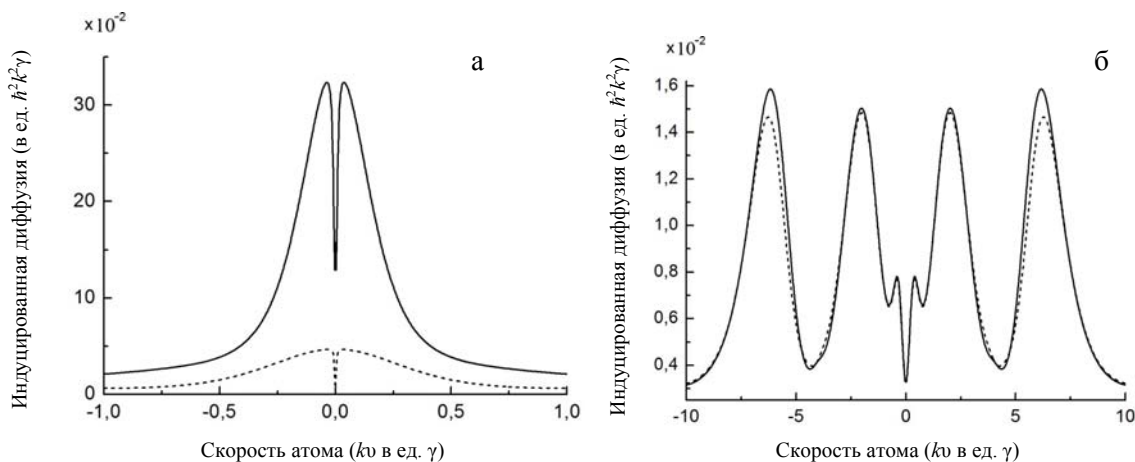


Рис. 5. Индуцированная диффузия атомов:

а – в режиме слабого поля,  $R = 0,1\gamma$ ; б – в режиме сильного поля,  $R = 10\gamma$ .

Отстройка  $\delta = -0,5\gamma$  (сплошная линия) и  $\delta = -2\gamma$  (штриховая линия)



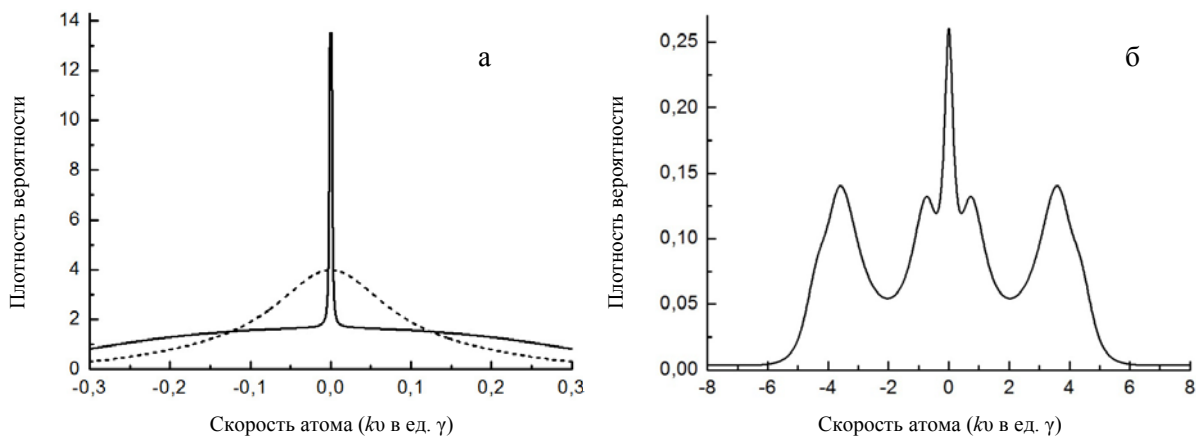


Рис. 6. Скоростное распределение атомов:  
 а – при  $R = 0,1\gamma$  (сплошная линия) и  $R = 4\gamma$  (штриховая линия), отстройка  $\delta = -2\gamma$ ;  
 б – при  $R = 10\gamma$ ,  $\delta = -0,1\gamma$

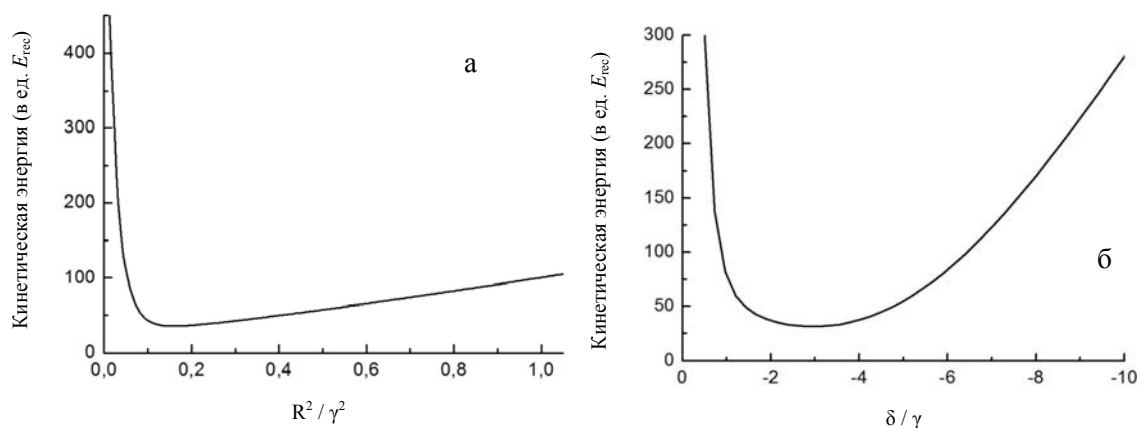


Рис. 7. Зависимость средней по ансамблю атомов кинетической энергии:  
 а – от интенсивности поля (частота Раби в квадрате в ед.  $\gamma^2$ ) при отстройке  $\delta = -\gamma$ ;  
 б – от отстройки частоты (в ед.  $\gamma$ ) при частоте Раби  $R = \gamma$

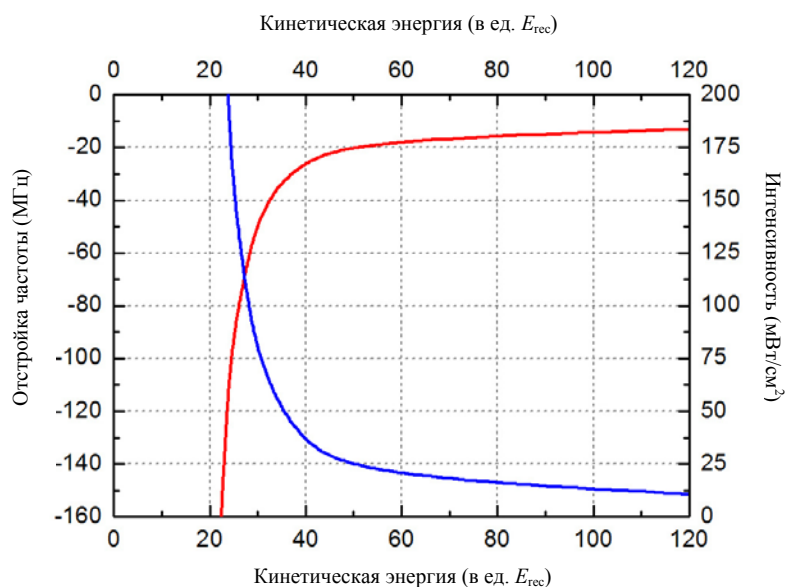


Рис. 8. К выбору оптимальных параметров охлаждения: красная кривая и левая ось ординат – для выбора оптимальной отстройки (минимум на графике рис. 7, б), синяя кривая и правая ось ординат – для выбора оптимальной интенсивности лазерного пучка (минимум на графике рис. 7, а)

равную  $75 \text{ мВт/см}^2$  (это соответствует эффективной температуре примерно  $30 \times 2,5 \text{ мК}$ ). Следует отметить, что после охлаждения атомы магния могут быть помещены в ловушку (например, магнитную). При этом можно создать такие условия, чтобы «горячие» атомы, составляющие широкую подложку в функции распределения (сплошная кривая на рис. 6, а) покинули ловушку («испарились»). Тогда температура оставшихся атомов будет определяться узким центральным пиком в скоростном распределении и может составлять всего несколько  $T_{\text{теп}}$ .

### Заключение

Обсудим ряд дополнительных мер, необходимых для эффективного охлаждения и удержания холодных атомов магния в МОЛ. Ранее мы рассматривали дипольный переход между двумя уровнями в триплетном спектре  $3^3\text{P}_2$  и  $3^3\text{D}_3$ . Несмотря на то, что данный разрешенный переход является циклическим (т. е. спонтанная релаксация с уровня  $3^3\text{D}_3$  происходит лишь на метастабильный уровень  $3^3\text{P}_2$ ), тем не менее вероятность индуцированной заселенности соседних возбужденных уровней  $3^3\text{D}_1$  и  $3^3\text{D}_2$  отлична от единицы.

Действительно, расстояние между тонкими компонентами в возбужденном уровне составляет всего несколько сотен мегагерц (см. рис. 1). Оказавшись на одном из смежных возбужденных уровней, атом магния имеет уже несколько возможных каналов для спонтанного распада. Например, рассмотрим наиболее близкий уровень  $3^3\text{D}_1$ , отстоящий от уровня  $3^3\text{D}_3$  на  $390 \text{ МГц}$ . Атом, возбужденный на уровень  $3^3\text{D}_1$ , может спонтанно распасться по трем каналам:  $3^3\text{D}_1 \rightarrow 3^3\text{P}_0$ ,  $3^3\text{D}_1 \rightarrow 3^3\text{P}_1$  и  $3^3\text{D}_1 \rightarrow 3^3\text{P}_2$ . Лишь последний канал распада не приведет к выходу атомов из резонанса с лазерным полем МОЛ, но, оказавшись на двух других уровнях ( $3^3\text{P}_0$  и  $3^3\text{P}_1$ ), атом перестает охлаждаться и удерживаться в ловушке. Таким образом, существует конечное время, в течение которого атомы будут «жить» в резонансе с лазерным полем МОЛ. Оценим это время исходя из простых качественных соображений. В условиях малого насыщения перехода  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_1$ , вероятность заселения уровня  $3^3\text{D}_1$  пропорциональна параметру насыщения (11):

$$S_{21} = \frac{R_{21}^2}{(\gamma_1/2)^2 + \delta_{21}^2},$$

где  $R_{21}$  и  $\gamma_1$  – частота Раби перехода  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_1$  и скорость релаксации возбужденного уровня  $3^3\text{D}_1$  соответственно, а  $\delta_{21}$  – отстройка частоты лазерного поля МОЛ от частоты перехода  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_1$ . В силу того что приведенные матричные элементы дипольных моментов переходов между тонкими компонентами примерно равны, можно полагать  $\gamma_1 = \gamma$ ,  $R_{21} = R$  – соответствующие значения для перехода  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_3$ . Положим для примера  $R = \gamma = 2\pi \times 14 \text{ МГц}$ ,  $\delta_{21} = 2\pi \times 420 \text{ МГц}$  (с учетом того, что лазерное поле в МОЛ отстроено от перехода  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_1$  в красную сторону на  $30 \text{ МГц}$ ). Процесс ухода атомов из резонанса можно описать простым выражением:

$$N(t) \approx N_0 e^{-(1-\beta)\gamma S_{21} t}.$$

Здесь коэффициент ветвления  $\beta = 1/3$  учитывает, что часть атомов после распада с уровня  $3^3\text{D}_1$  возвращаются обратно на уровень  $3^3\text{P}_2$  и остается в резонансе с лазерным полем.  $N_0$  – количество атомов на уровне  $3^3\text{P}_2$  до включения охлаждающего поля МОЛ. Таким образом с учетом выбранных значений величин время жизни атомов в МОЛ, связанное с откачкой из резонанса через уровень  $3^3\text{D}_1$ , по порядку величины равно

$$\tau \sim [(1-\beta)\gamma S_{21}]^{-1} \approx 10 \text{ мкс}.$$

Такое малое время жизни атомов в резонансе с лазерным полем МОЛ не позволяет, в частности, использовать переход  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_3$  в качестве первой стадии охлаждения (т. е. без использования предохлаждения до  $3 \text{ мК}$  с использованием перехода  $3^1\text{S}_0 \rightarrow 3^1\text{P}_1$ , либо необходимо использовать дополнительное излучение на переходах  $3^3\text{P}_1 \rightarrow 3^3\text{D}_2$  и  $3^3\text{P}_0 \rightarrow 3^3\text{D}_1$ ). Кроме того, для дальнейшего проведения спектроскопических исследований с использованием охлажденных атомов также необходимо увеличить время жизни атомов в МОЛ. Для достижения этой цели можно воспользоваться известным методом: использование дополнительных лазерных полей, которые накачивают атомы с нерезонансных уровней  $3^3\text{P}_0$  и  $3^3\text{P}_1$  обратно на рабочий уровень  $3^3\text{P}_2$ . Эти лазеры должны быть настроены в резонанс с переходами  $3^3\text{P}_0 \rightarrow 3^3\text{D}_1$  и  $3^3\text{P}_1 \rightarrow 3^3\text{D}_2$ .

Итак, отметим основные результаты работы. Нами был детально изучен дипольный переход  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_3$  ( $\lambda = 383 \text{ нм}$ ) для ис-

пользования его в лазерном охлаждении атомов магния. Исследована температура (средняя кинетическая энергия) атомов в ее зависимости от отстройки частоты и интенсивности лазерного поля, составленного из двух встречных световых волн с противоположными циркулярными поляризациями. Расчеты проводились вне рамок приближения медленных атомов, что позволило наилучшим образом определить оптимальные параметры для охлаждения. Теоретический анализ показал перспективность использования данного атомного перехода для глубокого охлаждения атомов магния до субдоплеровских температур порядка нескольких десятков мкК. Также нами были даны рекомендации по увеличению времени жизни атомов в МОЛ, необходимые для эффективного охлаждения и последующих спектроскопических приложений.

Следует также отметить, что в настоящей работе для упрощения задачи мы ограничились одномерной конфигурацией поля, составленного из встречных плоских волн с  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  поляризациями. Вместе с тем рассмотрение трехмерной задачи (т. е. конфигурации поля, составленной из шести встречных циркулярно поляризованных волн, которая используется в магнитооптической ловушке) может привести к некоторым количественным и качественным изменениям (см., например, [32; 43]). Подробно этот вопрос будет исследован нами в следующих работах.

### Список литературы

1. *Риле Ф.* Стандарты частоты. Принципы и приложения. М.: Физматлит, 2009. 512 с.
2. *Parker T. E.* Long-Term Comparison of Caesium Fountain Primary Frequency Standards // *Metrologia*. 2010. Vol. 47. P. 1–10.
3. *Gill P.* Optical Frequency Standards // *Metrologia*. 2005. Vol. 42. P. S125–S137.
4. *Hall J. L.* Nobel Lecture: Defining and Measuring Optical Frequencies // *Rev. Mod. Phys.* 2006. Vol. 78. P. 1279–1295.
5. *Hansch T. W.* Nobel Lecture: Passion for Precision // *Rev. Mod. Phys.* 2006. Vol. 78. P. 1297–1309.
6. *Hollberg L., Diddams S., Bartels A., Fortier T., Kim K.* The Measurement of Optical Frequencies // *Metrologia*. 2005. Vol. 42. P. S105–S124.
7. *Rosenband T., Hume D. B., Schmidt P. O., Chou C. W., Brusch A., Lorini L., Oskay W. H., Drullinger R. E., Fortier T. M., Stalnaker J. E., Diddams S. A., Swann W. C., Newbury N. R., Itano W. M., Wineland D. J., Bergquist J. C.* Frequency Ratio of  $\text{Al}^+$  and  $\text{Hg}^+$  Single-Ion Optical Clocks. *Metrology at the 17<sup>th</sup> Decimal Place* // *Science*. 2008. Vol. 319. P. 1808–1812.
8. *Takamoto M., Hong F.-L., Higashi R., Katori H.* An Optical Lattice Clock // *Nature*. 2005. Vol. 435. P. 321–324.
9. *Katori H.* Optical Lattice Clocks and Quantum Metrology // *Nature Photonics*. 2011. Vol. 5. P. 203–210.
10. *Takamoto M., Katori H.* Spectroscopy of the  $^1\text{S}_0$ – $^3\text{P}_0$  Clock Transition of  $^{87}\text{Sr}$  in an Optical Lattice // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 91. P. 223001.
11. *Ludlow A. D., Boyd M. M., Zelevinsky T., Foreman S. M., Blatt S., Notcutt M., Ido T., Ye J.* Systematic Study of the  $^{87}\text{Sr}$  Clock Transition in an Optical Lattice // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. P. 033003.
12. *Barber Z., Hoyt C. W., Oates C. W., Hollberg L., Taichenachev A. V., Yudin V. I.* Direct Excitation of the Forbidden Clock Transition in Neutral  $^{174}\text{Yb}$  Atoms Confined to an Optical Lattice // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. P. 083002.
13. *McFerran J. J., Yi L., Mejri S., Di Manno S., Zhang W., Guéna J., Le Coq Y., Bizze S.* Neutral Atom Frequency Reference in the Deep Ultraviolet with Fractional Uncertainty =  $5.7 \times 10^{-15}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 108. P. 183004.
14. *Katori H., Takamoto M., Pal'chikov V. G., Ovsiannikov V. D.* Ultrastable Optical Clock with Neutral Atoms in an Engineered Light Shift Trap // *Phys. Rev. Lett.* 2003. Vol. 91. P. 173005.
15. *Taichenachev A. V., Yudin V. I., Ovsiannikov V. D., Pal'chikov V. G.* Optical Lattice Polarization Effects on Hyperpolarizability of Atomic Clock Transitions // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 97. P. 173601.
16. *Yudin V. I., Taichenachev A. V., Okhapkin M. V., Bagayev S. N., Tamm Chr., Peik E., Huntemann N., Mehlstäubler T. E., Riehle F.* Atomic Clocks with Suppressed Blackbody Radiation Shift // *Phys. Rev. Lett.* 2011. Vol. 107. P. 030801.
17. *Taichenachev A. V., Yudin V. I., Oates C. W., Hoyt C. W., Barber Z. W., Hollberg L.* Magnetic Field-Induced Spectroscopy of Forbidden Optical Transitions with Application to Lattice-

Based Optical Atomic Clocks // *Phys. Rev. Lett.* 2006. Vol. 96. P. 083001.

18. *Binnewies T., Wilpers G., Sterr U., Riehle F., Helmcke J.* Doppler Cooling and Trapping on Forbidden Transitions // *Phys. Rev. Lett.* 2001. Vol. 87. P. 123002.

19. *Curtis E. A., Oates C. W., Hollberg L.* Quenched Narrow-Line Second- and Third-Stage Laser Cooling of  $^{40}\text{Ca}$  // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2003. Vol. 20. No. 5. P. 977–984.

20. *Sterr U., Binnewies T., Degenhardt C., Wilpers G., Helmcke J., Riehle F.* Prospects of Doppler Cooling on Forbidden Lines // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2003. Vol. 20. No. 5. P. 985–993.

21. *Degenhardt C., Stoehr H., Lisdat Ch., Wilpers G., Schnatz H., Lipphardt B., Nazarova T., Pottie P.-E., Sterr U., Helmcke J., Riehle F.* Calcium Optical Frequency Standard with Ultracold Atoms: Approaching  $10^{-15}$  Relative Uncertainty // *Phys. Rev. A.* 2005. Vol. 72. P. 062111.

22. *DeSalvo B. J., Yan M., Mickelson P. G., Martinez de Escobar Y. N., Killian T. C.* Degenerate Fermi Gas of  $^{87}\text{Sr}$  // *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 105. P. 030402.

23. *Mejri S., McFerran J. J., Yi L., Le Coq Y., Bize S.* Ultraviolet Laser Spectroscopy of Neutral Mercury in a One-Dimensional Optical Lattice // *Phys. Rev. A.* 2011. Vol. 84. P. 032507.

24. *Barber Z.* Ytterbium Optical Lattice Clock: PhD Dissertation. University of Colorado at Boulder, USA. 2007. 161 p.

25. *Stellmer S., Tey M. K., Huang Bo, Grimm R., Schreck F.* Bose-Einstein Condensation of Strontium // *Phys. Rev. Lett.* 2009. Vol. 103. P. 200401.

26. *Sugawa S., Yamazaki R., Taie Sh., Takahashi Y.* Bose-Einstein Condensate in Gases of Rare Atomic Species // *Phys. Rev. A.* 2011. Vol. 84. P. 011610.

27. *Mehlstäubler T. E., Moldenhauer K., Riedmann M., Rehbein N., Friebe J., Rasel E. M., Ertmer W.* Observation of sub-Doppler Temperatures in Bosonic Magnesium // *Phys. Rev. A.* 2008. Vol. 77. P. 021402.

28. *Rehbein N., Mehlstäubler T. E., Keupp J., Moldenhauer K., Rasel E. M., Ertmer W.* Optical Quenching of Metastable Magnesium // *Phys. Rev. A.* 2007. Vol. 76. P. 043406.

29. *Keupp J., Douillet A., Mehlstäubler T. E., Rehbein N., Rasel E. M., Ertmer W.* A High-Resolution Ramsey-Bordé Spectrometer for Optical Clocks Based on Cold Mg Atoms // *Eur. Phys. J. D.* 2005. Vol. 36. P. 289–294.

30. *Goncharov A. N., Bonert A. E., Shilov A. M., Tumenev R. E., Bagayev S. N.* Atom Interferometer Based on Cooled and Trapped Mg Atoms: Towards an Optical Frequency Standard: Oral Report No. IWB3 in Technical Digest of the International Conference on Non-linear and Coherent Optics (ICONO/LAT). Kazan, Russia, August 23–27, 2010.

31. *Гончаров А. Н.* Новое время // *Наука из первых рук.* 2009. Т. 3, № 27. С. 10–11.

32. *Choi S.-K., Park S. E., Chen J., Minogin V. G.* Three-Dimensional Analysis of the Magneto-Optical Trap for  $(1 + 3)$ -Level Atoms // *Phys. Rev. A.* 2008. Vol. 77. P. 015405.

33. *Dalibard J., Cohen-Tannoudji C.* Laser Cooling Below the Doppler Limit by Polarization Gradients: Simple Theoretical Models // *J. Opt. Soc. Am. B.* 1989. Vol. 6. No. 11. P. 2023–2045.

34. *Миногоин В. Г.* Кинетическое уравнение для атомов, взаимодействующих с лазерным излучением // *ЖЭТФ.* 1980. Т. 79. С. 2044–2056.

35. *Dalibard J., Cohen-Tannoudji C.* Atomic Motion in Laser Light: Connection between Semiclassical and Quantum Descriptions // *J. Phys. B.* 1985. Vol. 18. P. 1661–1683.

36. *Миногоин В. Г., Летохов В. С.* Давление лазерного излучения на атомы. М.: Наука, 1986. 224 с.

37. *Казанцев А. П., Сурдутович Г. И., Яковлев В. П.* Механическое действие света на атомы. М.: Наука, 1991. 190 с.

38. *Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Теоретическая физика. М.: Физматлит, 2002. Т. 10: Физическая кинетика. 536 с.

39. *Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М.* Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979. 312 с.

40. *Безвербный А. В., Прудников О. Н., Тайченачев А. В., Тумаикин А. М., Юдин В. И.* Сила светового давления, коэффициенты трения и диффузии для атомов в резонансном неоднородно поляризованном поле // *ЖЭТФ.* 2003. Т. 123. В. 3. С. 437–456.

41. *Taichenachev A. V., Tumaikin A. M., Yudin V. I.* On Dynamics of Slow Atoms under Conditions of Coherent Population Trapping in Spatially-Nonuniform Polarized Fields // *Laser Physics.* 1992. Vol. 2. No. 4. P. 575–588.

42. *Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К.* Квантовая теория углового момента. Л.: Наука, 1975. 441 с.

43. Taichenachev A. V., Tarmyshova A. A., Yudin V. I. Three-Dimensional Theory of Magneto-Optical Trap: Oral report No. YSTuA6 in Technical Digest of the International Conference on Nonlinear and Coherent Optics

(ICONO/LAT). Kazan, Russia, August 23–27, 2010.

*Материал поступил в редколлегию 26.06.2012*

**D. V. Brazhnikov, A. E. Bonert, A. N. Goncharov, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin  
V. I. Yudin, M. Yu. Basalaev, R. Ya. Ilenkov, A. M. Shilov**

**STUDY OF A POSSIBILITY OF DEEP LASER COOLING OF MAGNESIUM ATOMS  
FOR DESIGNING THE NEW-GENERATION FREQUENCY STANDARD**

Theoretical analysis of sub-Doppler laser cooling of  $^{24}\text{Mg}$  atoms using  $3^3\text{P}_2 \rightarrow 3^3\text{D}_3$  transition in the field of two counterpropagating light waves with opposite circular polarizations is presented. The standard semi-classical approach based on the Fokker-Plank equation is exploited for numerical modeling of laser cooling. The problem is solved out of limits of slow atom approximation and for arbitrary light intensity. The dependences of light force and diffusion on an atomic velocity are studied for various frequency detuning and Rabi frequency. Also, to obtain optimal parameters of laser cooling, the atomic velocity distributions are investigated for various conditions and the dependence of average atomic kinetic energy on the light field intensity and frequency detuning is calculated. In the case of strong field a multi-spike velocity distribution profile is observed. It results from various nonlinear effects accompany absorption of laser photons by atoms. In conclusion we make additional recommendations to increase atoms in metastable state  $3^3\text{P}_2$ , what is necessary for effective laser cooling.

*Keywords:* laser cooling of atoms, frequency and time standards.