ЖЭТФ, 2008, том 133, вып. 5, стр. 963–969

МАГНИТООПТИЧЕСКАЯ СИЛА В РЕЗОНАНСНОМ ПОЛЕ, ОБРАЗОВАННОМ СВЕТОВЫМИ ВОЛНАМИ С ЭЛЛИПТИЧЕСКОЙ ПОЛЯРИЗАЦИЕЙ

О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин

Новосибирский государственный университет,
*Институт лазерной физики Сибирского отделения Российской академии наук**
630090, Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 17 октября 2007 г.

В рамках одномерной модели исследуется зависимость магнитооптической силы от эллиптичности поляризации световых пучков для замкнутых оптических переходов $J_g \to J_e$. В линейном приближении по скорости и магнитному полю для ряда переходов найдены аналитические выражения для магнитооптической силы. Показано, что в световых полях, образованных волнами с эллиптической поляризацией возникают качественно новые вклады, имеющие четную зависимость от отстройки светового поля и неисчезающие даже в случае точного резонанса. На основе анализа этих результатов сделан вывод о принципиальной возможности устойчивой работы магнитооптической ловушки при нулевой отстройке поля. С использованием численных методов также изучена нелинейная зависимость силы от скорости и магнитного поля и получены оценки для характерной скорости захвата атомов и числа атомов в ловушке.

PACS: 32.60.+i, 37.10.Vz, 39.10.+j

1. ВВЕДЕНИЕ

Механическое действие резонансного лазерного излучения на атомы является важным направлением исследований в современной атомной и лазерной физике. В настоящее время одним из основных источников холодных атомов (с температурой порядка 10–100 мкК) являются магнитооптические ловушки (МОЛ) различных конструкций. Удачное сочетание эффективного лазерного охлаждения с большой глубиной (порядка нескольких К) магнитооптического потенциала, образованного действием сил резонансного светового давления в присутствии неоднородного магнитного поля, приводит к надежной работе МОЛ при не очень жестких требованиях к параметрам установки (вакуум, градиент магнитного поля, интенсивность и размер лазерных пучков и т. п.). Холодные атомы, приготовленные в МОЛ, находят широкое применение в различных областях физических исследований, например, в нелинейной спектроскопии сверхвысокого разрешения, при исследовании охлаждения и динамики атомов в оптических решетках, в области фундаментальной метрологии при создании первичных стандартов частоты нового поколения, для достижения бозе-эйнштейновской конденсации и других.

Теория МОЛ, так же как и теория лазерного охлаждения и захвата нейтральных атомов в целом [1–3], развивалась, по преимуществу, применительно к обычно используемым в экспериментах полям, образованным циркулярно или линейно поляризованными лазерными пучками. Недавно на примере одномерной оптической решетки в отсутствие магнитного поля нами было показано [4, 5], что кинетика атомов в полях, образованных волнами с эллиптической поляризацией, имеет ряд качественных отличий по сравнению со случаями линейной и циркулярной поляризаций. Так, использование волн с эллиптическими поляризациями приводит к новым особенностям в зависимости силы, действующей на атом, от частоты (отстройки) светового поля. В результате появляется принципиальная возможность

*E-mail: llf@laser.nsc.ru

лазерного охлаждения даже в условиях точного резонанса и, более того, в некоторой «аномальной» области голубых отстроек [6]. Другой интересный эффект, имеющий место в эллиптически поляризованных полях — это «выпрямление» дипольной силы в отсутствие магнитного поля [7].

В настоящей работе исследуются поляризационные особенности магнитооптической силы, действующей на атомы в полях, образованных эллиптически поляризованными волнами в присутствии магнитного поля. Рассмотрение ведется в рамках стандартной одномерной модели МОЛ, но без ограничений на поляризацию световых волн, которая в общем случае является эллиптической. В линейном приближении по скорости и магнитному полю найдены коэффициент трения и коэффициент упругости возвращающей магнитооптической силы (коэффициент кривизны магнитооптического потенциала). Особое внимание уделено условиям, при которых возможна устойчивая работа МОЛ при точном резонансе частоты излучения с частотой атомного перехода, поскольку в этом случае наиболее ярко проявляются качественные отличия кинетики атомов, связанные с эллиптичностью поляризации волн. Кроме того, с использованием численных методов изучена нелинейная зависимость магнитооптической силы от скорости и магнитного поля и получены оценки для числа атомов, захваченных в ловушку в различных режимах. Такая постановка задачи и полученные результаты могут быть полезны при теоретическом описании магнитооптической ловушки, использующей световые волны с эллиптической поляризацией.

Дополнительно отметим, что, как было замечено в работе [8], данный режим работы МОЛ может иметь ряд преимуществ по сравнению с обычной МОЛ. В частности, обычная МОЛ, радикально подавляя доплеровское уширение, приводит к уширению атомных линий из-за пространственно-неоднородных зеемановских и световых сдвигов. Зеемановские сдвиги уровней существенны для периферийной области атомного ансамбля. В условиях вязкого конфайнмента (в оптическом молассисе) магнитное поле можно сделать малым, но оптические сдвиги будут ощутимы при размерах атомного облака, сравнимых с размерами охлаждающих световых пучков. В МОЛ, образованной волнами с эллиптической поляризацией, в условиях точного резонанса зеемановские и оптические сдвиги могут быть подавлены, что облегчит спектроскопические исследования в стационарном режиме при однородных условиях для всего ансамбля атомов.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим одномерную модель магнитооптической ловушки. Атом с оптическим переходом $J_g \to J_e$ (где J_g, J_e — угловые моменты основного и возбужденного уровней) движется в световом поле, образованном встречными эллиптически поляризованными волнами, в присутствии магнитного поля. Волновые векторы и магнитное поле параллельны оси z. Гамильтониан рассматриваемой системы может быть записан в виде

$$\widehat{H} = \widehat{H}_0 - \widehat{\mu}\mathbf{B} - \widehat{d}\mathbf{E}. \tag{1}$$

Здесь $\widehat{H}_0$ — гамильтониан свободного атома во вращающемся (в пространстве энергетического псевдоспина) базисе:

$$\widehat{H}_0 = \frac{\widehat{p}^2}{2M} - \hbar\delta\widehat{\Pi}_e\,, \tag{2}$$

где $\delta = (\omega - \omega_0)$ — отстройка частоты поля от частоты атомного перехода ω_0, M — масса атома, проекционный оператор

$$\widehat{\Pi}_e = \sum_{\mu_e} |J_e, \mu_e\rangle\langle J_e, \mu_e| \tag{3}$$

построен из волновых функций зеемановских подуровней возбужденного состояния $|J_e, \mu_e\rangle$. Два последних члена в формуле (1) описывают взаимодействие атома с внешним магнитным полем $\mathbf{B}$ и резонансным монохроматическим лазерным полем $\mathbf{E}(z,t) = \mathbf{E}(z)e^{-i\omega t}$ + c.c., пространственно-неоднородную векторную амплитуду которого запишем в виде

$$\mathbf{E}(z) = E(z)\mathbf{e}(z)e^{i\Phi(z)}\,, \tag{4}$$

где $E(z)$ — вещественная амплитуда, $\mathbf{e}(z)$ — единичный комплексный вектор поляризации. Фаза поля $\Phi(z)$ задается таким образом, что величина $\mathbf{e}(z)\cdot\mathbf{e}(z) = \cos(2\varepsilon(z))$ является вещественной и определяет локальную эллиптичность светового поля ($\varepsilon(z)$ — параметр (угол) эллиптичности, $|\operatorname{tg}\varepsilon|$ равен отношению длин малой полуоси эллипса поляризации к большой). В дипольном приближении оператор резонансного взаимодействия с полем (4) записывается следующим образом:

$$\widehat{V}(z) = \hbar\Omega(z) \sum_{q=0,\pm1} \widehat{D}_q e^q(z) + \text{H.c.} \tag{5}$$

Здесь $\Omega = -dE/\hbar$ — частота Раби, d — приведенный матричный элемент, $e^q(z)$ — контрвариантные компоненты вектора поляризации в циклическом базисе

$$\left\{\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z, \mathbf{e}_{\pm1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}\right\}.$$

Оператор $\widehat{D}_q$ выражается через коэффициенты Клебша – Гордана:

$$\widehat{D}_q = \sum_{\mu_e,\mu_g} |J_e,\mu_e\rangle\, C^{J_e\mu_e}_{J_g\mu_g,1q} \langle J_g,\mu_g|. \tag{6}$$

Добавка к гамильтониану, описывающая линейное зеемановское расщепление магнитных подуровней, может быть записана в следующей форме:

$$\widehat{H}_B = \hbar\,\Omega_Z \left(\hat{\mathbf{J}}_g + \frac{g^{(e)}}{g^{(g)}}\hat{\mathbf{J}}_e\right)\cdot \mathbf{b}\,, \tag{7}$$

где $\hat{\mathbf{J}}_g$ и $\hat{\mathbf{J}}_e$ — операторы полного углового момента основного и возбужденного состояний, Ω_Z — зеемановское расщепление основного состояния, $g^{(e,g)}$ — гиромагнитные факторы Ланде возбужденного и основного состояний, $\mathbf{b} = \mathbf{B}/B$ — единичный вектор в направлении магнитного поля.

В стационарных условиях сила, действующая на атом, определяется средним значением оператора силы (см., например, [1]):

$$F(z,v) = \mathrm{Tr}\{\widehat{F}(z)\widehat{\rho}(z,v)\}, \quad \widehat{F}(z) = -\nabla_z \widehat{V}(z)\,, \tag{8}$$

где атомная матрица плотности в вигнеровском представлении $\widehat{\rho}(z,v)$ удовлетворяет в квазиклассическом приближении [1, 2] обобщенным оптическим уравнениям Блоха:

$$\begin{aligned} v\nabla_z\widehat{\rho}(z,v) = &-\frac{i}{\hbar}\left[\widehat{V}(z)+\widehat{H}_B,\widehat{\rho}(z,v)\right] - \\ &-\left[\left(\frac{\gamma}{2}-i\delta\right)\widehat{\Pi}_e\,\widehat{\rho}(z,v) + \left(\frac{\gamma}{2}+i\delta\right)\widehat{\rho}(z,v)\,\widehat{\Pi}_e\right] + \\ &+\gamma\sum_q \widehat{D}_q^\dagger\,\widehat{\rho}(z,v)\,\widehat{D}_q\,. \end{aligned} \tag{9}$$

Здесь γ — скорость радиационной релаксации возбужденного состояния, а $[\ldots,\ldots]$ — стандартное обозначение для коммутатора операторов.

3. ЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК

Нахождение решения уравнения (9) в аналитическом виде в случае неоднородного по интенсивности и поляризации поля возможно только в различных предельных ситуациях. Применительно к задачам лазерного охлаждения и захвата в магнитооптической ловушке особый интерес представляет рассмотрение медленных атомов и слабых магнитных полей, когда соответствующие доплеровский сдвиг и зеемановское расщепление много меньше скорости релаксации по внутренним степеням свободы. При выполнении этих условий в выражении для силы достаточно ограничиться линейным приближением по скорости и амплитуде магнитного поля:

$$F(z,v) \approx F^{(0)}(z) + v\,\xi(z) + \Omega_Z\,f(z)\,, \tag{10}$$

где $F^{(0)}(z)$ представляет силу светового давления на неподвижный атом в точке z в нулевом магнитном поле, второе слагаемое является силой трения, а третье соответствует магнитооптической силе первого порядка по Ω_Z. В среднем по пространственному периоду поля сила нулевого порядка обычно обращается в нуль. Сила трения и магнитооптическая сила в среднем не исчезают, приводя к формированию потенциала ловушки и захвату атомов в нее. Далее, как обычно, предполагается медленная (по отношению к длине волны) линейная зависимость зеемановского расщепления от координаты $\Omega_Z = \alpha z$, тогда $\kappa = \alpha\langle f(z)\rangle_z$ имеет смысл коэффициента упругости или кривизны магнитооптического потенциала вблизи точки экстремума $z = 0$.

Можно показать, что кинетические коэффициенты могут быть выражены единым образом через матрицу «первых поправок» $\widehat{\varphi}$ [5, 6, 9], которая удовлетворяет неоднородному уравнению

$$\begin{aligned} &\left[\left(\frac{\gamma}{2}+i\delta\right)\widehat{\Pi}_e\widehat{\varphi} + \left(\frac{\gamma}{2}-i\delta\right)\widehat{\varphi}\widehat{\Pi}_e\right] - \\ &\qquad -\gamma\sum_q \widehat{D}_q\widehat{\varphi}\widehat{D}_q^\dagger - \frac{i}{\hbar}\left[\widehat{V},\widehat{\varphi}\right] = \frac{\widehat{\delta F}}{\hbar k}, \end{aligned} \tag{11}$$

источником в котором является оператор флуктуации силы:

$$\widehat{\delta F}(z) = \widehat{F}(z) - F^{(0)}(z). \tag{12}$$

При этом выражение для коэффициента трения определяется сверткой матрицы $\widehat{\varphi}$ и градиента матрицы плотности атомов:

$$\xi(z) = -\hbar k\,\mathrm{Tr}\left\{\widehat{\varphi}(z)\,\nabla_z\,\widehat{\rho}\,(z,v=0)\right\}\,, \tag{13}$$

а линейная магнитооптическая сила записывается в виде

$$\Omega_Z\,f(z) = -i\,\mathrm{Tr}\left\{\widehat{\varphi}\,\left[\widehat{H}_B,\widehat{\rho}(z,v=0)\right]\right\}\,. \tag{14}$$

В общем случае коэффициенты f и ξ можно представить в виде разложения по локальным градиентам параметров светового поля [5, 6]:

$$f = \hbar\sum_k \psi_k\;g^{(k)}\,,\quad \xi = \hbar\sum_{kk'}\chi_{kk'}\;g^{(k)}g^{(k')}\,,$$

где $g^{(k)}$ определены следующим образом:

$$g^{(1)} = \nabla_z \ln E, \quad g^{(2)} = \nabla_z \Phi,$$
$$g^{(3)} = \nabla_z \varepsilon, \quad g^{(4)} = \nabla_z \phi,$$

т. е. это градиенты логарифма амплитуды светового поля, фазы, параметра эллиптичности и угла поворота, задающего ориентацию эллипса поляризации светового поля. Таким образом, задача сводится к поиску коэффициентов χ и ψ, которые зависят от локальных интенсивности и эллиптичности светового поля и типа оптического перехода.

Следует отметить, что в тех случаях, когда оператор $\widehat{H}_B$, описывающий линейное зеемановское расщепление, пропорционален (точно либо приближенно, например, в полях малой интенсивности) полному угловому моменту $\hat{\mathbf{J}}_g + \hat{\mathbf{J}}_e$, существует простая связь между коэффициентами χ и ψ, а именно

$$\psi_k = -\chi_{k4}\,. \tag{15}$$

4. АНАЛИТИЧЕСКИЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для ряда оптических переходов явные аналитические выражения для коэффициентов χ были получены нами в работах [5, 6]. Так, например, в пределе малых насыщений, когда населенностью возбужденного состояния можно пренебречь, приближенно выполняются условия применимости формулы (15). Соответствующие аналитические выражения для ψ_k для оптического перехода $1 \to 2$ имеют вид

$$\begin{gathered}
\psi_1 = 320\frac{\delta^2}{\gamma^2}\cos^2(2\varepsilon)\sin(2\varepsilon)\frac{4\cos^2(2\varepsilon)+5}{D},\\
\psi_2 = -160\frac{\delta}{\gamma}\cos^2(2\varepsilon)\sin(2\varepsilon)\frac{4\cos^2(2\varepsilon)+5}{D},\\
\psi_3 = \frac{1}{D}\left\{40\frac{\delta^2}{\gamma^2}\cos(2\varepsilon)[25+28\cos^2(2\varepsilon)+\right.\\
\left.+\,32\cos^4(2\varepsilon)]+80\cos^3(2\varepsilon)-250\cos(2\varepsilon)\right\},\\
\psi_4 = 120\frac{\delta}{\gamma}\cos^2(2\varepsilon)\frac{2\cos^2(2\varepsilon)+15}{D},\\
D = \left[4(4\cos^2(2\varepsilon)-5)\frac{\delta^2}{\gamma^2}-5\right]\left[25-\cos^2(2\varepsilon)\right]^2.
\end{gathered} \tag{16}$$

Отметим, что для σ_+–σ_--конфигурации светового поля, образованной встречными волнами с противоположными круговыми поляризациями, имеется лишь один пространственный градиент, отличный от нуля, — это градиент угла поворота вектора поляризации $\nabla\phi = -k$. Соответственно магнитооптическая сила принимает простой вид:

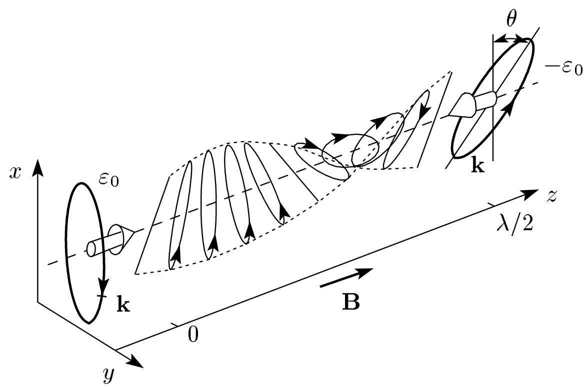

Рис. 1. Пространственная конфигурация светового поля ε–θ–$\overline{\varepsilon}$. Поле образовано встречными волнами эллиптической поляризации с параметрами эллиптичности ε_0 и $-\varepsilon_0$. Магнитное поле направлено вдоль оси z

$$f = \hbar k\frac{120}{17}\frac{\delta\gamma}{4\,\delta^2+5\gamma^2}. \tag{17}$$

Глубина магнитооптического потенциала зависит от величины магнитного поля и отстройки. В частности, в точном резонансе ($\delta = 0$) магнитооптический потенциал исчезает.

В поле, созданном встречными волнами с эллиптическими поляризациями, одновременно отличны от нуля градиенты амплитуды, эллиптичности, фазы и угла поворота. Простейшим примером такого поля является ε–θ–$\overline{\varepsilon}$-конфигурация, образованная встречными волнами с противоположными эллиптическими поляризациями ε_0 и $-\varepsilon_0$ и углом θ между осями эллипсов поляризации (рис. 1). В таких полях, как видно из формул (16), возникают вклады, имеющие четную зависимость от отстройки (ψ_1 и ψ_3). В частности, в точном резонансе при $\delta = 0$ коэффициент ψ_3, возникающий от градиента эллиптичности, отличен от нуля. Легко показать, что для одномерных конфигураций светового поля этот вклад в нулевом порядке по интенсивности светового поля исчезает в среднем по пространственному периоду.

Тем не менее, учет конечного насыщения приводит к тому, что четная по отстройке составляющая магнитооптической силы в среднем по пространственному периоду поля отлична от нуля. В качестве примера приведем здесь результаты для перехода $1/2 \to 1/2$:

$$\psi_1 = -\left(1 + \frac{g^{(e)}}{g^{(g)}}\right) \frac{S_\varepsilon \sin(2\varepsilon)}{(1+S_\varepsilon)^2} \frac{\delta^2}{\gamma^2/4+\delta^2},$$

$$\psi_2 = \frac{1 + g^{(e)}/g^{(g)}}{2} \frac{S_\varepsilon \sin(2\varepsilon)}{(1+S_\varepsilon)^2} \frac{\delta\gamma}{\gamma^2/4+\delta^2},$$

$$\psi_3 = -\frac{1 + g^{(e)}/g^{(g)}}{2\cos(2\varepsilon)} \frac{S_\varepsilon}{(1+S_\varepsilon)^2} \times \frac{(1+S_\varepsilon)\gamma^2/4 + \delta^2(S_\varepsilon - 1) + 2\delta^2\cos^2(2\varepsilon)}{\gamma^2/4+\delta^2}, \tag{18}$$

$$\psi_4 = 0,$$

где

$$S_\varepsilon = \frac{2}{3}\cos^2(2\varepsilon)\frac{\Omega^2}{\gamma^2/4+\delta^2}$$

— эффективный параметр насыщения.

В общем случае сила трения и магнитооптическая сила содержат как нечетные, так и четные по отстройке вклады, которые не исчезают при усреднении по пространственному периоду даже в случае точного резонанса. Это обстоятельство является принципиальным, приводя к возможности захвата атомов в МОЛ в условиях точного резонанса с излучением.

Для данного перехода в поле ε–θ–$\overline{\varepsilon}$-конфигурации, в условиях малого насыщения перехода в низших порядках по S можно провести усреднение по координате z в аналитическом виде. В этом случае неисчезающий при нулевой отстройке член имеет вид

$$\langle f \rangle_z = \hbar k \frac{2S_0}{3}\left(1 + \frac{g^{(e)}}{g^{(g)}}\right) \times \operatorname{tg}\theta\left(\sqrt{1-\cos^2(2\varepsilon_0)\cos^2\theta} - 1\right), \tag{19}$$

где S_0 — параметр насыщения в расчете на одну волну. Из выражения (19), в частности, видно, что магнитооптическая сила в случае точного резонанса является четной функцией параметра эллиптичности встречных волн ε_0 и нечетной функцией угла θ. Коэффициент трения для рассматриваемого случая был найден нами в работе [5]:

$$\langle \xi \rangle_z = \hbar k^2 \frac{3}{8} \frac{\sin(2\theta)\cos(2\varepsilon_0)\sin(4\varepsilon_0)}{(1-\cos^2(2\varepsilon_0)\cos^2\theta)^{3/2}}. \tag{20}$$

Он имеет нечетную зависимость как от параметра эллиптичности встречных волн ε_0, так и от угла θ. Пусть гиромагнитные факторы основного и возбужденного состояний положительны и градиент магнитного поля больше нуля, т. е. $\nabla_z \Omega_Z > 0$, тогда устойчивый захват атомов в точном резонансе будет иметь место при $-\pi/2 < \theta < 0$ и $0 < \varepsilon_0 < \pi/4$.

5. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Для переходов с угловыми моментами уровней, большими 1/2, аналогичные результаты могут быть получены на основе численного решения системы алгебраических уравнений для элементов матрицы первых поправок, выведенной в работе [5]. На рис. 2 приведена зависимость линейной магнитооптической силы для оптического перехода $2 \to 3$ (например, один из замкнутых переходов D_2-линии ^{87}Rb) и коэффициента трения в поле ε–θ–$\overline{\varepsilon}$ для $\varepsilon_0 = -\pi/8$, $\theta = -\pi/4$ и амплитуд встречных волн, соответствующих частоте Раби $\Omega = 0.5\gamma$. Гиромагнитные множители основного и возбужденного состояний выбраны равными $g^{(g)} = 1/2$ и $g^{(e)} = 2/3$. Отметим, что в отличие от рассмотренного ранее оптического перехода $1/2 \to 1/2$ для оптических пере-

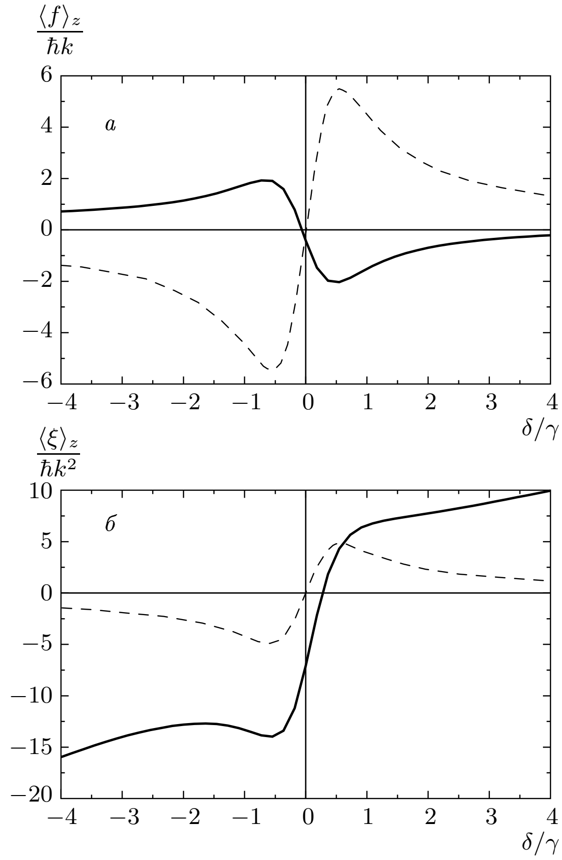

Рис. 2. Магнитооптическая сила (*а*) и коэффициент трения (*б*) как функции отстройки. Штриховые линии — конфигурация σ_+–σ_- светового поля, сплошные линии — конфигурация ε–θ–$\overline{\varepsilon}$ светового поля с $\varepsilon = -\pi/8$, $\theta = -\pi/4$. Амплитуда встречных волн соответствует частоте Раби $\Omega = 0.5\gamma$

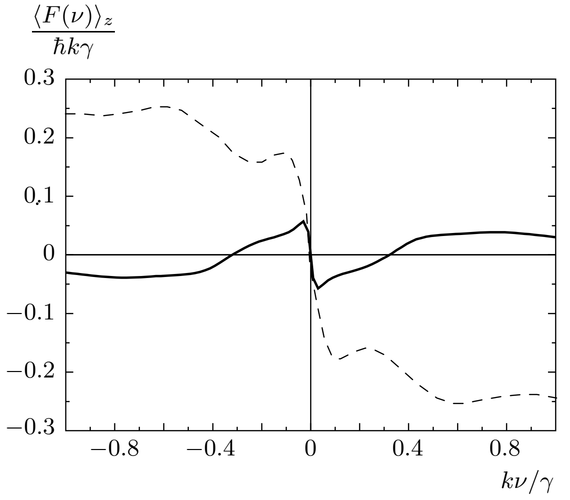

Рис. 3. Зависимости магнитооптической силы от скорости атомов для замкнутого перехода $2 \to 3$ в поле ε–θ–$\bar{\varepsilon}$ при $\varepsilon_0 = -\pi/8$, $\theta = -\pi/4$ и амплитуд встречных волн, соответствующих частоте Раби $\Omega = \gamma$ при $\delta = 0$ (сплошная линия), и в стандартной σ_+–σ_--конфигурации светового поля при $\delta = -0.5\gamma$ (штриховая линия)

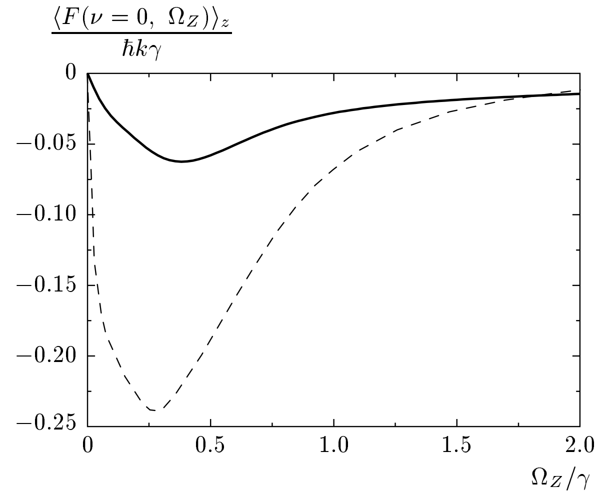

Рис. 4. Зависимость магнитооптической силы от магнитного поля в поле ε–θ–$\bar{\varepsilon}$ при $\varepsilon_0 = -\pi/8$, $\theta = -\pi/4$ и амплитуд встречных волн, соответствующих частоте Раби $\Omega = \gamma$ при $\delta = 0$ (сплошная линия), и в стандартной σ_+–σ_--конфигурации светового поля при $\delta = -0.5\gamma$ (штриховая линия). Сила $\langle F(v = 0, \Omega_Z)\rangle_z$ измеряется в единицах $\hbar k\gamma$, зеемановское расщепление Ω_Z — в единицах γ

ходов $J \to J+1$ устойчивый захват атомов при точном резонансе имеет место в области $-\pi/2 < \theta < 0$ и $-\pi/4 < \varepsilon_0 < 0$ при положительном градиенте магнитного поля $\nabla_z\Omega_Z > 0$. Как видно из расчета, магнитооптическая сила и коэффициент трения отрицательны при $\delta = 0$, что является необходимым условием работы МОЛ при $\nabla_z\Omega_Z > 0$. Для сравнения на рис. 2 приведены данные для стандартной σ_+–σ_--конфигурации светового поля. Видно, что коэффициенты кривизны потенциала и трения в поле ε–θ–$\bar{\varepsilon}$-конфигурации ($\varepsilon_0 = -\pi/8$, $\theta = -\pi/4$) при $\delta = 0$ и в σ_+–σ_--поле ($\varepsilon_0 = \pi/4, \theta = 0$) при $\delta = -0.5\gamma$ являются величинами одного порядка. Важно отметить, что для устойчивой работы МОЛ в двух различных режимах (при $\delta = 0$ и при $\delta < 0$) требуются противоположные спиральности пространственно-поляризационной конфигурации поля, т. е. противоположные знаки ε_0.

6. НЕЛИНЕЙНАЯ ТЕОРИЯ МАГНИТООПТИЧЕСКИХ ЛОВУШЕК

Для оценки числа атомов N_c, захваченных в ловушке, нужно знать характерную скорость захвата v_c (атомы со скоростями выше v_c пролетают область действия магнитооптических сил, не захватываясь). Как известно [10], $N_c \propto v_c^4$. Для нахождения скорости v_c необходим выход за рамки линейной теории. Нами развит метод расчета усредненной по пространственному периоду силы $\langle F(v, \Omega_Z)\rangle_z$, действующей на атом, с полной (нелинейной) зависимостью от скорости и магнитного поля в световом поле произвольной одномерной конфигурации. Наш подход основан на численном решении системы уравнений (9) посредством разложения вигнеровской матрицы плотности атомов в ряд Фурье по пространственным координатам с последующим использованием метода матричных цепных дробей [11] для вычисления коэффициентов этого разложения. На рис. 3, 4 приведены типичные нелинейные зависимости $\langle F(v, \Omega_Z = 0)\rangle_z$ и $\langle F(v = 0, \Omega_Z)\rangle_z$ для замкнутого перехода $2 \to 3$ D_2 линии $^{87}\mathrm{Rb}$ в поле ε–θ–$\bar{\varepsilon}$ для $\varepsilon_0 = -\pi/8$, $\theta = -\pi/4$ и амплитуд встречных волн, соответствующих частоте Раби $\Omega = \gamma$ при $\delta = 0$. Для сравнения на тех же рисунках приведены расчеты для стандартной σ_+–σ_--конфигурации светового поля при $\delta = -0.5\gamma$. Из рис. 3, 4 видно, что область действия сил трения в случае стандартной конфигурации существенно больше, чем в случае $\delta = 0$, при сравнимой глубине соответствующих магнитооптических потенциалов. Это должно приводить к существенно меньшим значениям v_c и N_c в интересующем нас случае $\delta = 0$. Действительно, расчеты, основанные на численном решении уравнений движения (Ньютона) с полной нелинейной зависимостью $\langle F(v, \Omega_Z)\rangle_z$, показывают, что при $\delta = 0$ значение v_c с хорошей точностью определяется точкой обращения в нуль магнитооптической силы на входе в ловушку. Другими словами, v_c есть положительное решение уравнения $\langle F(v_c, \Omega_Z)\rangle_z = 0$, где $\Omega_Z = -\alpha L$ соответствует зеемановскому расщеплению на входе в ловушку ($2L$ — линейный размер ловушки, который задается диаметром лазерного пучка). В достаточно интенсивных лазерных полях (при $\Omega \geq \gamma$, что соответствует интенсивности $\mathcal{I} \geq 12$ мВт/см^2) скорость v_c может достигать значений порядка $\gamma/k \approx 4.5$ м/с. Оценка числа захваченных атомов (по формуле (1) работы [10]) с этим значением v_c и $L = 1$ см дает $N_c \approx 2 \cdot 10^5$. Таким образом, число атомов в ловушке при $\delta = 0$ на два–три порядка меньше, чем в стандартной МОЛ. Однако даже такое относительно небольшое количество атомов легко детектируется стандартными методами, основанными на наблюдении резонансной флюоресценции холодных атомов. При этом оптимальное зеемановское расщепление на входе в ловушку $\alpha L \approx 0.01\gamma$, а соответствующий градиент магнитного поля $\nabla_z B \approx 0.1$ Гс/см на один–два порядка меньше, чем обычно используемые градиенты (~ 10 Гс/см) в стандартных МОЛ [12].

7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем некоторые итоги. В работе в рамках одномерной модели МОЛ исследуется зависимость магнитооптической силы от эллиптической поляризации световых пучков для замкнутых оптических переходов $J_g \to J_e$. В линейном приближении по скорости и магнитному полю для ряда переходов найдены коэффициенты трения и кривизны магнитооптического потенциала. На основе анализа этих результатов сделан вывод о принципиальной возможности устойчивой работы МОЛ при нулевой отстройке поля от резонанса в случае ε–θ–$\overline{\varepsilon}$-конфигурации. С использованием численных методов изучена нелинейная зависимость силы от скорости и магнитного поля. Получены оценки для характерной скорости захвата атомов и числа атомов в ловушке. Проведено сравнение двух режимов работы МОЛ: при $\delta = 0$ в ε–θ–$\overline{\varepsilon}$-поле и стандартной σ_+–σ_--конфигурации при $\delta < 0$. При этом установлены следующие основные различия этих режимов: 1) для устойчивой работы МОЛ требуются противоположные спиральности пространственно-поляризационной конфигурации поля; 2) максимальное число атомов в стандартной МОЛ на два–три порядка больше; 3) оптимальный градиент магнитного поля, при котором число атомов достигает максимума, в стандартной МОЛ на один–два порядка больше.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №№ 07-02-01230, 07-02-01028, 08-02-01108), ИНТАС – СО РАН (проект № 06-1000013-9427) и Президиума СО РАН. Работа О. Н. П. была поддержана грантом МК-3745.2007.2.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).

2. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, Наука, Москва (1986).

3. H. J. Metcalf and P. van der Straten, *Laser Cooling and Trapping*, Springer, Berlin (1999).

4. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Письма в ЖЭТФ **70**, 439 (1999).

5. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **125**, 499 (2004).

6. А. В. Безвербный, О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **123**, 437 (2003).

7. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **120**, 76 (2001).

8. А. В. Яровицкий, О. Н. Прудников, В. В. Васильев, В. Л. Величанский, О. А. Разин, И. В. Шерстов, А. В. Тайченачев, В. И. Юдин, КЭ **34**, 341 (2004).

9. О. Н. Прудников, А. В.Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, ЖЭТФ **115**, 791 (1999).

10. C. Monroe, W. Swann, H. Robinson, and C. Wieman, Phys. Rev. Lett. **65**, 1571 (1990).

11. V. G. Minogin and O. T. Serimaa, Opt. Comm. **30**, 373 (1979).

12. C. G. Townsend, N. H. Edwards, C. J. Cooper, K. P. Zetie, C. J. Foot, A. M. Steane, P. Szriftgiser, H. Perrin, and J. Dalibard, Phys. Rev. A **52**, 1423 (1995).