

Влияние пространственного поворота плоскости поляризации на радиационную силу трения в световых полях с градиентами поляризации

А. В. Безвербный¹⁾

Дальневосточная государственная морская академия, 690059 Владивосток, Россия

Поступила в редакцию 14 июня 2001 г.

На примере простых моделей атома (переходы $1/2 \rightarrow 1/2$ и $1/2 \rightarrow 3/2$) в приближении субдоплеровского охлаждения рассмотрено влияние пространственного поворота плоскости поляризации на радиационную силу трения для произвольных полевых конфигураций с размерностью $D > 1$. Пространственные градиенты углов, определяющих этот поворот, приводят к появлению дополнительного вклада в силу трения, сравнимого по величине с остальными при отстройках δ порядка константы радиационной релаксации γ . Для переходов $j \rightarrow j + 1$ этот вклад способствует субдоплеровскому охлаждению при $\delta < 0$, тогда как для переходов $j \rightarrow j$ (j – полуцелые) он ведет к анизотропным процессам разогрева – охлаждения.

PACS: 32.80.-t, 42.50.Vk

1. Кинетика атомарных ансамблей в световых полях с градиентами поляризации обусловлена корреляцией поступательных и внутренних степеней свободы атомов: процессы оптической ориентации атома, передачи импульса от поля к атомам за счет спонтанного и вынужденного излучения при наложении поступательного движения атомов приводят к новым кинетическим явлениям, таким как субдоплеровское охлаждение, формирование светоиндуцированных атомарных решеток. Основные механизмы субдоплеровского охлаждения рассмотрены в работе [1] на примерах простейших одномерных конфигураций поля $lin \perp lin$ (имеется только пространственный градиент эллиптичности поля $\varepsilon(\mathbf{r})$) и $\sigma_+ \sigma_-$ (имеется только пространственный градиент угла поворота $\phi(\mathbf{r})$ эллипса поляризации). Дополнительные аспекты кинетики в одномерных конфигурациях поля с пространственными градиентами от нескольких полевых параметров (эллиптичности, угла поворота эллипса, амплитуды $\mathcal{E}(\mathbf{r})$ и фазы поля $\Phi(\mathbf{r})$) рассмотрены в работе [2]. Однако в полевых конфигурациях с большей размерностью наряду с указанными присутствуют также градиенты, связанные с пространственным поворотом плоскости поляризации поля. Как известно, такие конфигурации интенсивно используются в экспериментах по формированию оптических решеток. Вклад в кинетику охлаждения новых градиентов, не представленных в одномерных конфигурациях и не рассмотренных ранее, проанализируем

на примере простейшей двухуровневой модели атомов, имеющих полный угловой момент $j_g = 1/2$ в основном состоянии и находящихся в произвольной неоднородной полевой конфигурации.

2. Конфигурация поля с размерностью $D > 1$ формируется $s \geq 3$ неколлинеарными (имеется хотя бы одна пара волновых векторов $[\mathbf{k}_n \times \mathbf{k}_{n'}] \neq 0$, причем $\sum_{n=1}^s \mathbf{k}_n = 0$) когерентными монохроматическими плоскими волнами с одинаковой частотой ω и в общем случае может быть представлена в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) &= \sum_{n=1}^s (e^{-i\omega t + i\mathbf{k}_n \mathbf{r}} \mathbf{E}_n + \text{c.c.}) = \\ &= (e^{-i\omega t} \mathbf{E}(\mathbf{r}) + e^{i\omega t} \mathbf{E}^*(\mathbf{r})), \end{aligned} \quad (1)$$

где $(\dots)^*$ означает комплексное сопряжение, а $\mathbf{E}(\mathbf{r}) = |\mathcal{E}| e^{i\Phi} \mathbf{e}$ и $\mathbf{E}^*(\mathbf{r})$ являются отрицательно- и положительно-частотной компонентами поля. Здесь \mathbf{e} – единичный вектор поляризации. Рассмотрим малое изменение этих компонент при переходе к $\mathbf{r} + \delta\mathbf{r}$. Например, вариация $\delta\mathbf{E} = \mathbf{E}(\mathbf{r} + \delta\mathbf{r}) - \mathbf{E}(\mathbf{r})$ имеет следующее представление через градиенты поля:

$$\begin{aligned} \delta\mathbf{E} &= \left(\delta\mathbf{r} \cdot \left[\frac{\nabla|\mathcal{E}|}{|\mathcal{E}|} + i \nabla\Phi + \frac{\ell \nabla\varepsilon - i \nabla\phi}{\mathcal{A}} \right] \right) \mathbf{E}(\mathbf{r}) + \\ &+ \left(\delta\mathbf{r} \cdot \frac{i\ell \nabla\phi - \nabla\varepsilon}{\mathcal{A}} \right) e^{2i\Phi} \mathbf{E}^*(\mathbf{r}) + \\ &+ \left(\mathbf{e}_0 \cdot (\delta\mathbf{r} \cdot \nabla) \mathbf{E} \right) \mathbf{e}_0, \end{aligned} \quad (2)$$

¹⁾e-mail: alexb@fesma.ru

где $\ell = \cos 2\varepsilon$ (область изменения $0 \leq \ell \leq 1$) и $\mathcal{A} = \sin 2\varepsilon$ (область изменения $-1 \leq \mathcal{A} \leq 1$) связаны со степенями линейной $l = \ell^2$ и циркулярной $A = \mathcal{A}^2$ поляризации поля [3] (для когерентных полей $A + l = 1$), вектор $\mathbf{e}_0 = -i[\mathbf{e} \times \mathbf{e}^*]/\mathcal{A}$ перпендикулярен локальной плоскости поляризации. Последний вклад в (2) описывает малый пространственный поворот вектора \mathbf{E} из исходной плоскости поляризации и всегда присутствует в полевых конфигурациях с $D > 1$. В качестве параметров этого поворота выберем углы α и β разворота главных осей эллипса поляризации в направлениях, перпендикулярных к исходной плоскости (рис.1). Единичные векторы,

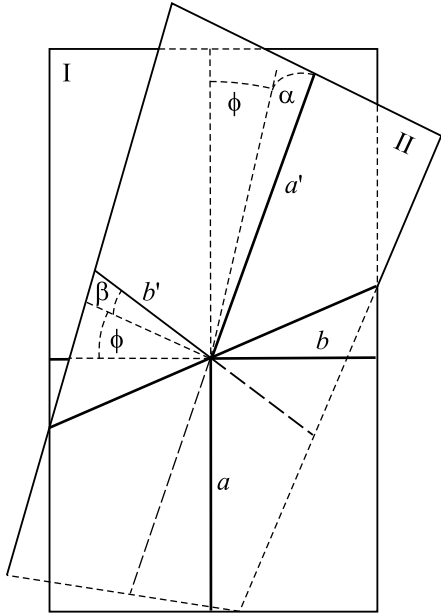


Рис.1. Пространственный поворот плоскости поляризации из положения I в положение II, где ϕ – угол поворота эллипса поляризации в исходной плоскости I, α, β – углы поворотов большой и малой осей a, b из исходной плоскости в конечные положения a', b'

задающие положение главных осей, определим инвариантным образом как

$$\mathbf{e}_a = (\mathbf{e} + \mathbf{e}^*)/\sqrt{2(1 + \ell)}; \quad \mathbf{e}_b = -i(\mathbf{e} - \mathbf{e}^*)/\sqrt{2(1 - \ell)}. \quad (3)$$

Следует уточнить, что здесь сделан выбор постоянной фазы у \mathbf{e} и \mathbf{e}^* так, чтобы $(\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}) = (\mathbf{e}^* \cdot \mathbf{e}^*) = \ell$, что соответствует определению общей фазы поля в виде $e^{4i\Phi} = (\mathbf{E}(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})) / (\mathbf{E}^*(\mathbf{r}) \cdot \mathbf{E}^*(\mathbf{r}))$. В полевых конфигурациях с $D > 1$ проблема с определением направлений $\mathbf{e}_a, \mathbf{e}_b$ и \mathbf{e}_0 в областях с линейной поляризацией решается предельным переходом $\ell \rightarrow 1$, поскольку

эти области имеют размерность не выше $D - 1$. Тогда \mathbf{e}_a задает положение большой оси, а \mathbf{e}_b – положение малой оси эллипса поляризации, а градиенты углов α и β определяются как

$$\nabla\alpha = \nabla(\mathbf{e}_a \cdot \mathbf{e}_0); \quad \nabla\beta = \nabla(\mathbf{e}_b \cdot \mathbf{e}_0). \quad (4)$$

Здесь и далее подчеркивание указывает на дифференцируемую величину.

3. Рассмотрим влияние градиентов (4) на процессы оптической ориентации на примере простейшей модели двухуровневых атомов с полным угловым моментом в основном состоянии $j_g = 1/2$ при условиях, стандартных для субдоплеровского охлаждения: малое насыщение $S = |\Omega|^2 / (\gamma^2/4 + \delta^2) \ll 1$ резонансного дипольного перехода с частотой Раби $\Omega = d|\mathcal{E}|e^{i\Phi}/\hbar$ (d – приведенный дипольный момент перехода), радиационной константой спонтанного распада возбужденного состояния γ и отстройкой от резонанса $\delta = \omega - \omega_0$; медленные атомы $kv \ll \gamma S$, где $k = |\mathbf{k}_n|$; пренебрежение межатомными столкновениями. При этих условиях проблема оптической накачки атома сводится к анализу оператора плотности основного состояния $\hat{\rho}^g$. В представлении собственных состояний оператора углового момента J_m диагональные компоненты $\hat{\rho}_{\mu\mu}^g$ соответствуют заселенностям зеемановских подуровней, а недиагональные компоненты – когерентностям между этими подуровнями. В представлении неприводимых тензоров $\hat{\rho}_{\kappa q}^g$ являются мультипольными моментами ранга $0 \leq \kappa \leq 2j_g$. Для состояний с $j_g = 1/2$ анизотропия описывается только моментом первого ранга $\hat{\rho}_1^g$, а замкнутое уравнение эволюции для $\hat{\rho}^g$ в нулевом порядке по параметру отдачи $\hbar k / \Delta p$ и в первом по интенсивности поля эквивалентно уравнению на вектор оптической ориентации $\mathbf{J} = \hbar \sqrt{2} \hat{\rho}_1^g$ [4]:

$$(\partial_t + \mathbf{v} \cdot \nabla)\mathbf{J} = (\gamma S / 9N_e)(2\hbar \mathcal{A} \mathbf{e}_0 - 2\mathbf{J} - (1 + \ell)(\mathbf{e}_a \cdot \mathbf{J})\mathbf{e}_a - (1 - \ell)(\mathbf{e}_b \cdot \mathbf{J})\mathbf{e}_b + (-1)^{N_e/2} 6\tilde{\delta} \mathcal{A}[\mathbf{J} \times \mathbf{e}_0]). \quad (5)$$

Здесь и далее использованы обозначения $\tilde{\delta} = \delta/\gamma$ и $N_e = 2j_e + 1$, полный угловой момент возбужденного состояния может быть $j_e = 1/2$ либо $j_e = 3/2$ в зависимости от типа перехода.

Воспользуемся приближением медленных атомов $kv \ll \gamma S$ и рассмотрим стационарный режим накачки ($\partial_t \mathbf{J} = 0$). Для неподвижных атомов следует известный результат $\mathbf{J}^{(0)} = \hbar \mathcal{A} \mathbf{e}_0$, означающий, что в локальном базисе с осью квантования вдоль \mathbf{e}_0 зеемановские подуровни $\mu = \pm 1/2$ основного состояния заселены неравномерно: проекция \mathbf{J} на эту

ось пропорциональна разности заселенностей этих подуровней $(\mathbf{J} \cdot \mathbf{e}_0) = \hbar \Pi = \hbar(\hat{\rho}_+^g - \hat{\rho}_-^g)$, не зависит от интенсивности поля и определяется только величиной \mathcal{A} . Остальные проекции, пропорциональные когерентностям между подуровнями $\hat{\rho}_{+-}^g$ и $\hat{\rho}_{-+}^g$, в этом приближении отсутствуют. Следующая поправка $\mathbf{J}^{(1)}$ по параметру малости $kv/\gamma S < 1$, линейная по скорости атомов, имеет все три проекции в локальном базисе $\{\mathbf{e}_0, \mathbf{e}_a, \mathbf{e}_b\}$:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_0 &= (\mathbf{e}_0 \cdot \mathbf{J}^{(1)}) = -9N_e (2\gamma S)^{-1} \hbar (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathcal{A} = \\ &= -9N_e (\gamma S)^{-1} \hbar \ell (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon; \end{aligned} \quad (6)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_a &= (\mathbf{e}_a \cdot \mathbf{J}^{(1)}) = 9N_e (N\gamma S)^{-1} \hbar \mathcal{A} \times \\ &\times \left((3 - \ell) (\mathbf{v} \cdot \nabla) \alpha - (-1)^{N_e/2} 6\tilde{\delta} \mathcal{A} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \beta \right); \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{J}_b &= (\mathbf{e}_b \cdot \mathbf{J}^{(1)}) = 9N_e (N\gamma S)^{-1} \hbar \mathcal{A} \times \\ &\times \left((3 + \ell) (\mathbf{v} \cdot \nabla) \beta + (-1)^{N_e/2} 6\tilde{\delta} \mathcal{A} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \alpha \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где $N = 9 - \ell^2 + 36(\tilde{\delta} \mathcal{A})^2$. Следует уточнить, что (6)–(8) явно неудовлетворительны в области узлов поля $|\mathcal{E}| = 0$, где нарушается условие $kv/\gamma S < 1$ для любых скоростей $v \neq 0$. Мы оставляем в стороне рассмотрение этого вопроса, не имеющего принципиального значения для последующего рассмотрения.

Составляющая $\mathbf{J}_{\parallel}^{(1)} = \mathcal{J}_0 \mathbf{e}_0$ описывает эффект запаздывания в оптической накачке, приводящий к переносу разности населенностей, если выбирать локальную ось квантования вдоль \mathbf{e}_0 . При таком выборе другая составляющая $\mathbf{J}_{\perp}^{(1)} = \mathcal{J}_a \mathbf{e}_a + \mathcal{J}_b \mathbf{e}_b$, существующая только в полевых конфигурациях с $D > 1$, описывает появление в этом приближении когерентностей между зеемановскими подуровнями $-1/2$ и $+1/2$. Она сравнима с (6) при малых отстройках $|\delta| \leq \gamma$ и при больших отстройках убывает как $\tilde{\delta}^{-1}$. Оценим вклад этой составляющей в действующую на атомы радиационную силу.

4. Светоиндуцированная сила в приближении субдоплеровского охлаждения может быть определена в соответствии с [5]

$$\mathbf{F} \approx -i\hbar (\gamma/2 + i\delta)^{-1} \text{Tr} \left[\hat{\rho}^g \Omega^* \tilde{V}^\dagger \nabla (\Omega \tilde{V}) \right] + \text{c.c.}, \quad (9)$$

где \tilde{V} – приведенный (безразмерный) оператор дипольного взаимодействия, а \tilde{V}^\dagger – ему эрмитово-сопряженный. Оператор плотности неподвижных атомов $\hat{\rho}^{g,(0)}$ позволяет определить силу светового давления и градиентную силу [5], действующие на атом в полях с градиентами поляризации, тогда как поправка $\hat{\rho}^{g,(1)}$, линейная по скорости, дает вклад в

радиационную силу трения и силу лоренцевского типа. Для $j_g = 1/2$ этот вклад можно представить в виде [4]

$$\begin{aligned} \mathbf{F}^{(1)} &\approx -(-1)^{N_e/2} S (\gamma/2 - i\delta) / (3N_e |\mathcal{E}|^2) \times \\ &\times \nabla (\mathbf{J}^{(1)} \cdot [\underline{\mathbf{E}} \times \mathbf{E}^*]) + \text{c.c.} \end{aligned} \quad (10)$$

Отметим, что в силе (10) присутствуют принципиально различные вклады. Составляющей $\mathbf{J}_{\parallel}^{(1)}$ соответствует вклад

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\parallel}^{(1)} &= 3\hbar \ell (-1)^{N_e/2} (\mathbf{v} \cdot \nabla) \varepsilon \times \\ &\times \left[2\tilde{\delta} (\mathcal{A} \nabla \ln |\mathcal{E}| + \ell \nabla \varepsilon) - (\mathcal{A} \nabla \Phi + \nabla \phi) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

обусловленный градиентами эллиптичности ε , амплитуды $|\mathcal{E}|$, общей фазы Φ и угла поворота эллипса поляризации ϕ .

Составляющая $\mathbf{J}_{\perp}^{(1)}$ приводит к вкладу

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\perp}^{(1)} &= \hbar (\mathbf{v} \cdot \nabla) \alpha (\mathfrak{F}_{\alpha\alpha} \nabla \alpha + \mathfrak{F}_{\alpha\beta} \nabla \beta) + \\ &+ \hbar (\mathbf{v} \cdot \nabla) \beta (\mathfrak{F}_{\beta\alpha} \nabla \alpha + \mathfrak{F}_{\beta\beta} \nabla \beta), \end{aligned} \quad (12)$$

вызванному только градиентами (4). Безразмерные коэффициенты \mathfrak{F} в (12) имеют следующие значения: для случая $j_e = 1/2$

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}_{\alpha\alpha} &= 12\tilde{\delta} \mathcal{A}^2 \ell / N, \\ \mathfrak{F}_{\beta\alpha} &= 3\mathcal{A}(\ell + 1) ((12\tilde{\delta}^2 - 1)\ell - (3 + 12\tilde{\delta}^2)) / 2N; \\ \mathfrak{F}_{\beta\beta} &= -\mathfrak{F}_{\alpha\alpha}, \\ \mathfrak{F}_{\alpha\beta} &= 3\mathcal{A}(1 - \ell) ((12\tilde{\delta}^2 - 1)\ell + (3 + 12\tilde{\delta}^2)) / 2N; \end{aligned}$$

для случая $j_e = 3/2$

$$\begin{aligned} \mathfrak{F}_{\alpha\alpha} &= 6\tilde{\delta} \mathcal{A}^2 (3 + \ell) / N, \\ \mathfrak{F}_{\beta\alpha} &= 3\mathcal{A}(\ell + 1) ((12\tilde{\delta}^2 + 1)\ell - (12\tilde{\delta}^2 - 3)) / 2N; \\ \mathfrak{F}_{\beta\beta} &= 6\tilde{\delta} \mathcal{A}^2 (3 - \ell) / N, \\ \mathfrak{F}_{\alpha\beta} &= 3\mathcal{A}(1 - \ell) ((12\tilde{\delta}^2 + 1)\ell + (12\tilde{\delta}^2 - 3)) / 2N. \end{aligned}$$

Рассмотрим отличительные особенности силы (12).

5. При больших отстройках $|\delta| \gg \gamma$ в (12) преобладающими становятся слагаемые с недиагональными компонентами $\mathfrak{F}_{\alpha\beta} \approx -\mathfrak{F}_{\beta\alpha} \approx \mathcal{A}/2$, и асимптотика силы имеет лоренцевский вид: $\mathbf{F}_{\perp}^{(1)} \approx [\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{eff}}]$ с $\mathbf{B}_{\text{eff}} = (\hbar \mathcal{A}/2) [\nabla \beta \times \nabla \alpha]$. Эта особенность, как показал анализ более сложных переходов, не зависит от типа перехода, причем для так называемых “просветляющихся” переходов $j \rightarrow j - 1$ и $j \rightarrow j$ (j – целые) сила $\mathbf{F}_{\perp}^{(1)}$ имеет лоренцевский вид всегда. Очевидно, при больших отстройках динамика медленных атомов хорошо описывается адиабатическим приближением, и в этом случае, как показано в [6], за счет

пространственных градиентов внутреннего (адиабатического) состояния атома возникают силы лоренцевского типа.

В остальных случаях коэффициенты \mathfrak{F} для переходов $1/2 \rightarrow 1/2$ и $1/2 \rightarrow 3/2$ принципиально различны. Рассмотрим диагональные компоненты $\mathfrak{F}_{\beta\beta}$ и $\mathfrak{F}_{\alpha\alpha}$, а также симметричную составляющую $\mathfrak{F}_{\beta\alpha} + \mathfrak{F}_{\alpha\beta}$ в (12), которые определяют вклад в тензор радиационного трения [4], описывающий кинетику анизотропных процессов разогрева – охлаждения атомов в полевых конфигурациях с $D > 1$. Отметим постоянство знака и четную зависимость для всей области изменения параметра эллиптичности $-\pi/4 \leq \varepsilon \leq \pi/4$ у диагональных компонент, тогда как $\mathfrak{F}_{\beta\alpha} + \mathfrak{F}_{\alpha\beta}$ является антисимметричной функцией ε . Если оценивать интегральный эффект от воздействия силы $\mathbf{F}_{\perp}^{(1)}$ посредством усреднения по некоторому пространственному периоду поля (1), то последним вкладом можно пренебречь, а остальные приводят к эффекту охлаждения (разогрева), накапливающемуся во времени. Однако для перехода $1/2 \rightarrow 1/2$ коэффициенты $\mathfrak{F}_{\alpha\alpha}$ и $\mathfrak{F}_{\beta\beta}$ различаются между собой знаком. Это означает, например, что при $\delta < 0$ градиент α приводит к охлаждению, тогда как градиент β ведет к разогреву. Для перехода $1/2 \rightarrow 3/2$ коэффициенты $\mathfrak{F}_{\alpha\alpha}$ и $\mathfrak{F}_{\beta\beta}$ имеют одинаковый знак. Следует особо подчеркнуть сходство этих коэффициентов с $\mathfrak{F}_{\varepsilon\varepsilon} = 6\tilde{\delta}\ell^2$ в (11) по таким показателям, как одинаковость и постоянство знака на всем интервале изменения эллиптичности $-\pi/4 \leq \varepsilon \leq \pi/4$, а также нечетная зависимость от отстройки δ . То есть при отстройках $\delta < 0$, соответствующих охлаждению за счет сизифова механизма [1], градиенты от α и β способствуют этому процессу.

Нечетная зависимость от δ , постоянство и совпадение знака $\mathfrak{F}_{\alpha\alpha}$ и $\mathfrak{F}_{\beta\beta}$ с $\mathfrak{F}_{\varepsilon\varepsilon}$ на всем интервале изменения ε отмечены также для более сложных переходов типа $j \rightarrow j + 1$ (рис.2), тогда как для переходов $j \rightarrow j$ (j – полуцелые) этих свойств нет. Если сравнивать вклад от охлаждения за счет градиентов α и β с уже известными силами, то нужно заметить, что максимальные значения у $\mathfrak{F}_{\alpha\alpha}$ и $\mathfrak{F}_{\beta\beta}$ достигаются при малых отстройках $|\delta| \sim \gamma/2$, а затем медленно убывают с ростом $|\delta|$ и обычно на порядок меньше в сравнении, например, с $\mathfrak{F}_{\varepsilon\varepsilon}$ либо с $\mathfrak{F}_{\varepsilon\varepsilon}$. Тем не менее, роль этих градиентов в кинетике субдоплеровского охлаждения может быть существенной. Из рис.2 видно, что $\mathfrak{F}_{\alpha\alpha}$ и $\mathfrak{F}_{\beta\beta}$ имеют конечные значения в областях поля с циркулярной поляризацией $|\varepsilon| = \pi/4$ ($\ell = 0$), тогда как остальные силовые вклады из (11) здесь исчезают. Эти области особо важны, поскольку соответствуют также минимумам светоиндуцированных потенциалов [1, 5], и в них, по-видимому,

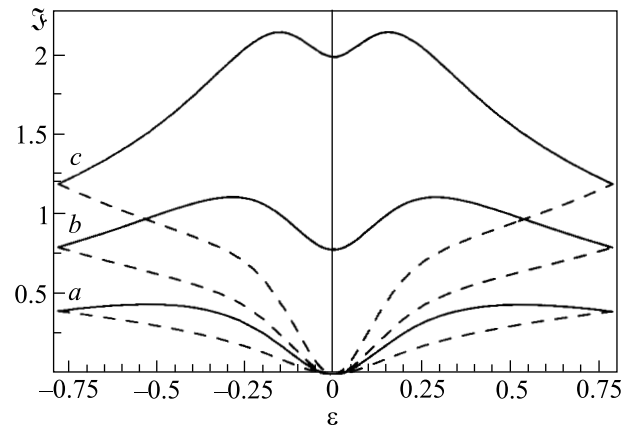


Рис.2. Зависимости $\mathfrak{F}_{\alpha\alpha}(\varepsilon)$ (сплошные линии) и $\mathfrak{F}_{\beta\beta}(\varepsilon)$ (штриховые линии) для переходов $1/2 \rightarrow 3/2$ (a), $1 \rightarrow 2$ (b) и $3/2 \rightarrow 5/2$ (c) при отстройках $|\delta| = \gamma$

происходит преимущественное накопление частиц в процессе формирования оптических решеток из атомов. То есть для захваченных атомов воздействие силы $\mathbf{F}_{\perp}^{(1)}$ может оказаться сравнимым с $\mathbf{F}_{\parallel}^{(1)}$.

6. Рассмотрим причины столь различного проявления силы $\mathbf{F}_{\perp}^{(1)}$ у переходов $j \rightarrow j$ (j – полуцелые) и $j \rightarrow j + 1$. Выделим в исходном определении силы (10) составляющие, соответствующие поправкам к градиентной силе $\mathbf{F}_g^{(1)} \sim i\delta\nabla(\mathbf{J}^{(1)} \cdot [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*])$ и силе светового давления $\mathbf{F}_p^{(1)} \sim \gamma\nabla(\mathbf{J}^{(1)} \cdot ([\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*] - [\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*]))$. Учтем, что $[\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*] = iA|\mathcal{E}|^2\mathbf{e}_0$. Тогда поправка к градиентной силе примет вид

$$\mathbf{F}_g^{(1)} = \mathcal{J}_0\nabla\Delta_S + \Delta_S\nabla(\mathbf{J}^{(1)} \cdot \mathbf{e}_0) = \mathbf{F}_S + \mathbf{F}_{ad,1}, \quad (13)$$

где $\hbar\Delta_S = -(-1)^{N_e/2}\hbar\delta SA/(3N_e - \text{сдвиг энергии (указан с точностью до постоянной) у подуровня } \mu = +1/2 \text{ (ось квантования вдоль } \mathbf{e}_0), \text{ вызванный динамическим штарк-эффектом. Для подуровня } \mu = -1/2 \text{ его величина } -\hbar\Delta_S. \text{ Так как проекция } \mathcal{J}_0 = \hbar\Pi^{(1)} \text{ соответствует поправке к разности заселенностей подуровней, то сила } \mathbf{F}_S, \text{ представленная вкладами от градиентов эллиптичности и амплитуды в (11), описывает известный сизифов механизм охлаждения [1], основанный на влиянии эффекта запаздывания в оптической накачке основного состояния на динамику движения атомов в светоиндуцированных потенциалах, обусловленных процессами вынужденного излучения – поглощения фотонов. При этом охлаждение за счет силы } \mathbf{F}_S \text{ имеет место при отстройках } \delta < 0 \text{ для перехода } 1/2 \rightarrow 3/2 \text{ и при } \delta > 0 \text{ для перехода } 1/2 \rightarrow 1/2 \text{ [7], что связано с разными знаками оптических сдвигов для этих переходов. Новая сила в (13) } \mathbf{F}_{ad,1} = -\Delta_S(\mathcal{J}_a\nabla\alpha + \mathcal{J}_b\nabla\beta) \text{ также}$

порождена эффектом запаздывания, проявляющемся, однако, не в пространственном переносе разности заселенностей, а в возникновении когерентностей между подуровнями основного состояния, пропорциональных \mathcal{J}_a и \mathcal{J}_b и вызванных изменением в пространстве оси квантования \mathbf{e}_0 . Эта сила, усредненная по периоду поля, приводит к охлаждению при тех же условиях, что и сила \mathbf{F}_S , но ее направление в пространстве определяется не градиентом светоиндуцированного потенциала $\hbar\Delta_S$, а градиентом геометрического потенциала, связанного с внутренним (адиабатическим) состоянием атома [6].

Поправка к силе светового давления представима в виде суммы

$$\mathbf{F}_p^{(1)} = \mathbf{F}_{sp} + \mathbf{F}_{ad,2}, \quad (14)$$

где $\mathbf{F}_{sp} = \mathbf{F}_+ \hat{\rho}_+^{(1)} + \mathbf{F}_- \hat{\rho}_-^{(1)} = \mathbf{F}_+ \Pi^{(1)}$ – поправка к усредненной силе светового давления. Здесь $\mathbf{F}_+ = -\mathbf{F}_- = (-1)^{N_e/2} \hbar \gamma S (\mathcal{A} \nabla \Phi + \nabla \phi) / 3N_e$ – сила светового давления, действующая на атом в состоянии $\mu = +1/2$ ($\mu = -1/2$), и вызванная проявлением эффекта отдачи при поглощении и последующем спонтанном излучении фотонов возбужденным атомом [8]; $\hat{\rho}_+^{(1)}$ и $\hat{\rho}_-^{(1)}$ – поправки к населенностям подуровней. Эта сила присутствует в (11) в виде вкладов от градиентов $\nabla \Phi$ и $\nabla \phi$. Для моделей с $j_g = 1/2$ она не зависит от отстройки поля, а ее возможное влияние на охлаждение атомов рассмотрено в [2]. Новая сила в (14) $\mathbf{F}_{ad,2} = \gamma S (-1)^{N_e/2} \left((1 + \ell) \mathcal{J}_b \nabla \alpha - (1 - \ell) \mathcal{J}_a \nabla \beta \right) / 6N_e$ в отличие от \mathbf{F}_{sp} зависит от отстройки, а составляющая этой силы, не исчезающая при усреднении по пространственному периоду светового поля, имеет нечетную зависимость от δ и одинакова для обоих типов переходов:

$$\mathbf{F}_{ad,2d} = 9\hbar\delta\mathcal{A}^2 \left((1 + \ell)(\mathbf{v} \cdot \nabla)\alpha \nabla \alpha + (1 - \ell)(\mathbf{v} \cdot \nabla)\beta \nabla \beta \right) / \gamma N.$$

Эта составляющая дает вклад в охлаждение при отстройках $\delta < 0$ аналогично известному доплеровскому механизму охлаждения [8].

Таким образом, градиенты α и β дают поправки как в градиентную силу, так и в силу светового давления, и в итоге дают вклад в анизотропные процессы разогрева – охлаждения атомов. Однако эффект от поправки $\mathbf{F}_{ad,1}$ зависит от знака оптического сдвига Δ_S , тогда как поправка $\mathbf{F}_{ad,2}$ приводит к охлаждению всегда при $\delta < 0$. Поэтому для переходов $j \rightarrow j + 1$ эти поправки действуют согласованно, в том числе и с сизифовским механизмом охлаждения, а для переходов $j \rightarrow j$ (j – полуцелые) вклад в охлаждение за счет одной поправки сопровождается сравнимым по величине вкладом в разогрев за счет другой поправки.

Отметим также другие важные аспекты влияния градиентов α и β на кинетику атомарного ансамбля: различная пространственная симметрия векторных полей $\mathbf{F}_\perp^{(1)}$ и $\mathbf{F}_\parallel^{(1)}$ (пример приведен в [4]); флуктуации $\mathbf{F}_\perp^{(1)}$, приводящие к вкладу в тензор диффузии в импульсном пространстве, сравнимому с вкладом от других полевых градиентов при отстройках $|\delta| \sim \gamma$.

1. J. Dalibard and C. Cohen-Tannoudji, J. Opt. Soc. Am. **B6**, 2023 (1989).
2. О. Н. Прудников, А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин и др., Письма в ЖЭТФ **70**, 439 (1999).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Теория поля*, М.: Наука, (1988).
4. А. В. Безвербный, ЖЭТФ **118**, 1066 (2000).
5. A. V. Bezverbnyi, G. Nienhuis, and A. M. Tumaikin, Opt. Commun. **148**, 151 (1998).
6. P. M. Visser and G. Nienhuis, Phys. Rev. **A57**, 4581 (1998).
7. V. Finkelstein, P. R. Berman, and J. Guo, Phys. Rev. **A45**, 1829 (1992).
8. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, М.: Наука, (1986).