

ВЫПРЯМЛЕНИЕ ДИПОЛЬНОЙ СИЛЫ В МОНОХРОМАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ, ОБРАЗОВАННОМ ЭЛЛИПТИЧЕСКИ ПОЛЯРИЗОВАННЫМИ ВОЛНАМИ

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

*Новосибирский государственный университет
630090, Новосибирск, Россия*

Поступила в редакцию 19 февраля 2001 г.

Рассмотрено выпрямление силы вынужденного светового давления в лазерных полях, образованных эллиптически поляризованными бегущими волнами, в нулевом магнитном поле. Получены явные аналитические выражения для вынужденной и спонтанной сил светового давления на неподвижный атом для двух классов замкнутых оптических переходов: $J_g = J \rightarrow J_e = J + 1$ и $J_g = J \rightarrow J_e = J$ (J — полуцелое), где J_g и J_e — полные угловые моменты основного и возбужденного уровней. Показано, что эллиптичность волн является необходимым условием возникновения эффекта выпрямления для вынужденной силы в монохроматическом поле. Для ряда оптических переходов вычислены оптимальные параметры поля и максимальный коэффициент выпрямления. Аналитически и численно исследуется зависимость выпрямленной силы от скорости на простейшем примере перехода $1/2 \rightarrow 1/2$.

PACS: 42.50.Vk, 32.80.Pj

1. ВВЕДЕНИЕ

В достаточно интенсивных лазерных полях сила вынужденного светового давления (дипольная сила) значительно превышает силу спонтанного светового давления, которая ограничена скоростью γ спонтанного распада:

$$F_{dip} \sim \hbar k \Omega \gg \hbar k \gamma / 2,$$

где Ω — частота Раби, $\hbar k$ — импульс фотона. Это позволяет использовать дипольную силу для управления поступательным движением атомов (ускорением, замедлением и отклонением атомных пучков, формированием глубоких потенциальных ям) [1, 2]. Во многих случаях основным препятствием для получения значительного эффекта является осциллирующий характер пространственной зависимости вынужденной силы. Именно поэтому представляет интерес изучение ситуаций, когда имеет место эффект выпрямления дипольной силы, т. е. появление составляющей, знакопостоянной на пространственных масштабах длины волны света λ .

К настоящему времени разработаны теоретически и реализованы экспериментально различные методы выпрямления силы в стационарных полях. В пионерских работах [3–5] Казанцев и Краснов показали (в рамках модели двухуровневого атома), что вынужденная составляющая силы светового давления может быть выпрямлена в бихроматическом поле. В этом случае используются две стоячие волны, одна из которых (умеренной интенсивности и отстройки) оказывает силовое воздействие на атом, в то время как вторая, имеющая большую интенсивность и отстроенная далеко от резонанса, приводит к пространственной модуляции эффективной отстройки для первого поля (вследствие оптических сдвигов атомных уровней). При подходящем выборе параметров эффективная отстройка осциллирует синхронно с интенсивностью первого (резонансного) поля и изменение знака градиента интенсивности компенсируется изменением знака отстройки, что приводит к выпрямлению, которое наблюдалось экспериментально по отклонению атомного пучка [6, 7]. Позднее [8] на примере трехуровневого Λ -атома было продемонстрировано, что требование большого различия в отстройках и интенсивностях волн не является обязательным. Механизм воз-

*E-mail: llf@admin.nsu.ru

никновения знакопостоянной составляющей дипольной силы при приблизительно равных отстройках основан на пространственно-неоднородном перераспределении атомов по подуровням основного состояния из-за модуляции соответствующих скоростей оптической накачки. Эти два фактора, пространственная неоднородность оптических сдвигов атомных уровней и скоростей оптической накачки между ними, лежат в основе различных вариантов выпрямления дипольной силы в бихроматическом поле в трехуровневых системах с Λ - [9–11], V - [12], либо каскадной [13, 14] конфигурациями уровней, а также в монохроматическом неоднородно поляризованном поле при наложении на систему магнитного поля, приводящего к расщеплению зеемановских подуровней [15, 16]. Последний случай эквивалентен (в резонансном приближении) взаимодействию многоуровневого атома с полихроматическим излучением, что становится очевидным при выборе оси квантования вдоль магнитного поля.

Оказывается, однако, что эффект выпрямления возникает в монохроматическом поле и при нулевом магнитном поле, когда атомы с вырожденным основным состоянием взаимодействуют с лазерным полем, образованным эллиптически поляризованными волнами. А именно, мы рассмотрели одномерную полевую конфигурацию, состоящую из встречных плоских бегущих волн равной амплитуды и эллиптичности ε_0 ($|\operatorname{tg} \varepsilon_0|$ равен отношению полуосей эллипса поляризации, а знак $\sin(2\varepsilon_0)$ определяет направление вращения вектора электрического поля). Главные оси эллипсов встречных волн ориентированы под углом θ друг к другу. Для этой ε - θ - ε -конфигурации круговые компоненты σ_{\pm} являются стоячими волнами, сдвинутыми в пространстве относительно друг друга на фазовый угол θ (см. формулу (14)). Как было показано в работе [8] на примере трехуровневого Λ -атома, различия пространственных фаз и интенсивностей стоячих волн являются необходимыми условиями выпрямления дипольной силы при равных отстройках (монохроматическое лазерное поле и нулевое зеемановское расщепление).

Необходимые условия выпрямления, $\varepsilon_0 \neq 0$, $\pm\pi/4$ и $\theta \neq 0, \pm\pi/2$, можно установить из общего анализа симметрий силы светового давления. Действительно, нетрудно показать, что для конфигурации ε - θ - ε при произвольных ε_0 и θ выполняется следующее соотношение для усредненной по пространственному периоду силы:

$$\langle F \rangle(v, \delta) = -\langle F \rangle(v, -\delta), \quad (1)$$

где v — скорость атома, δ — отстройка от резонанса. Это соотношение как раз и указывает на возможность выпрямления (при $v = 0$) именно дипольной силы, поскольку сила спонтанного светового давления при $v = 0$ имеет четную зависимость от отстройки. Однако для частных значений параметров: $\varepsilon_0 = 0, \pm\pi/4$, либо $\theta = 0, \pm\pi/2$, из соображений симметрии выполняется также и другое соотношение:

$$\langle F \rangle(v, \delta) = \langle F \rangle(-v, -\delta), \quad (2)$$

которое, наоборот, говорит о четной зависимости от отстройки при $v = 0$. Следовательно, в этом случае средняя сила равна нулю. Наши расчеты показывают, что для оптических переходов $J_g \rightarrow J_e$ (J_g и J_e — полные угловые моменты основного и возбужденного уровней) при $J_g \geq 1/2$ необходимые условия выпрямления являются также и достаточными.

2. СТАЦИОНАРНАЯ СИЛА СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

Рассмотрим резонансное взаимодействие одномерного (вдоль z) монохроматического поля

$$\mathbf{E}(z, t) = \mathbf{E}(z)e^{-i\omega t} + \text{c.c.} \quad (3)$$

с атомом, вырожденные основное и возбужденное состояния которого образуют дипольно разрешенный переход $J_g \rightarrow J_e$. Комплексная векторная амплитуда поля записывается в виде произведения

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

где E — реальная амплитуда, Φ — фаза, а

$$\mathbf{e} = \sum_{q=0, \pm 1} e^q \mathbf{e}_q$$

— единичный комплексный вектор эллиптической поляризации; e^q — его контравариантные компоненты в циклическом базисе $\{\mathbf{e}_0 = \mathbf{e}_z; \mathbf{e}_{\pm 1} = \mp(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y)/\sqrt{2}\}$. Явная зависимость E , Φ и \mathbf{e} от координаты здесь не указывается для сокращения записи. Без ограничения общности будем полагать, что действительная и мнимая части \mathbf{e} ортогональны, т. е. $\operatorname{Im}(\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}) = 0$. При таком выборе фазы два вектора, $\operatorname{Re} \mathbf{e}$ и $\operatorname{Im} \mathbf{e}$, направлены вдоль осей эллипса поляризации. Локальный параметр эллиптичности ε можно задать инвариантным образом:

$$\cos 2\varepsilon = \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}. \quad (5)$$

Тогда локальный вектор поляризации \mathbf{e} раскладывается по циклическим ортам $\mathbf{e}_{\pm 1}$ следующим образом:

$$\mathbf{e} = \sin(\varepsilon - \pi/4)e^{i\phi} \mathbf{e}_{-1} + \cos(\varepsilon - \pi/4)e^{-i\phi} \mathbf{e}_{+1}, \quad (6)$$

где угол ϕ определяет ориентацию осей эллипса в плоскости xy .

Как хорошо известно (см., например, [2]), силу светового давления на атом в монохроматическом поле можно представить в виде

$$F = -\overline{\mathbf{D}(z, t) \cdot \nabla_z \mathbf{E}(z, t)} = -\mathbf{D}^{(-)}(z) \cdot \nabla_z \mathbf{E}(z) + \text{c.c.}, \quad (7)$$

где $\mathbf{D}^{(-)}(z)$ — амплитуда отрицательно-частотной части среднего дипольного момента атома в точке z :

$$\mathbf{D}(z, t) = \mathbf{D}^{(+)}(z)e^{-i\omega t} + \mathbf{D}^{(-)}(z)e^{i\omega t},$$

черта означает усреднение по времени и $\nabla_z = \partial/\partial z$. Используя полученное нами стационарное решение для матрицы плотности атомов [17–19], выделим в среднем дипольном моменте две компоненты, одна из которых, пропорциональная A , вращается в том же направлении, что и внешнее поле, а другая, пропорциональная B , — в противоположном:

$$\mathbf{D}^{(-)} = \frac{1}{\alpha_0 + 2S\alpha_1} \frac{\Omega^*}{\delta - i\gamma/2} (A\mathbf{e}^* + B\mathbf{e}). \quad (8)$$

Здесь γ — скорость спонтанного распада возбужденного уровня, $\delta = \omega - \omega_0$ — отстройка частоты поля от частоты перехода ω_0 , $S = \Omega^2/(\gamma^2/4 + \delta^2)$ — параметр насыщения перехода, частота Раби определена через приведенный дипольный момент d и реальную амплитуду поля следующим образом: $\Omega = dE/\hbar$. Коэффициенты α_0 , α_1 , A и B зависят только от скалярного произведения $\mathbf{e} \cdot \mathbf{e} = \cos 2\varepsilon$. Их явный вид определяется типом оптического перехода. Так, для переходов $J \rightarrow J$ (J — полуцелое) из результатов статьи [17] следует

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{4J(J+1)}{\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} \sum_{L=1,3,\dots}^{2J} C_L P_L \left(\frac{1}{\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} \right), \\ \alpha_1 &= 2J + 1, \\ A &= 0, \quad B = \frac{2J+1}{\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $P_L(x)$ — полиномы Лежандра, а

$$C_L = (-1)^{L-1} (2L+1) \left(\frac{(L-1)!!}{L!!} \right)^2 \times \frac{(2J+L)!!(2J-L-1)!!}{(2J-L)!!(2J+L+1)!!}.$$

Для другого класса переходов, $J \rightarrow J+1$, на основе результатов работы [18] можно получить

$$\begin{aligned} \alpha_0 &= \frac{1}{(2J+1)(4J+1)! \mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} \times \\ &\times \sum_{L=0(1),2(3),\dots}^{2J} C_L P_L \left(\frac{1}{\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} \right), \\ \alpha_1 &= P_{2J+1} \left(\frac{1}{\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} \right), \\ A &= \frac{1}{(2J+1)\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} P'_{2J+1} \left(\frac{1}{\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} \right), \\ B &= -\frac{1}{(2J+1)\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} P'_{2J} \left(\frac{1}{\mathbf{e} \cdot \mathbf{e}} \right), \end{aligned} \quad (10)$$

где

$$C_L = (2L+1)(2J-L)!(2J+L+1)!$$

В (10) в выражении для α_0 суммирование ведется по четным L (начиная с нуля) для целых значений J и по нечетным (начиная с единицы) для полуцелых J , а коэффициенты A и B выражены через производную от полиномов Лежандра $P'_L(x) = dP_L(x)/dx$. Отметим, что координатная зависимость силы и ее зависимость от параметров волн полностью определяются двумя инвариантами, $\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}$ и $\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*$, так как $S \propto \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*$, а $(\mathbf{e} \cdot \mathbf{e})^2 = |\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}|^2/(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*)^2$.

3. ДИПОЛЬНАЯ СИЛА В ε - θ - ε -ПОЛЕ

В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением ε - θ - ε -конфигурации, описанной выше. Можно показать, что в случае встречных волн равной интенсивности имеется жесткая связь между градиентами фазы Φ (см. (4)) и угла поворота ϕ (см. (6)) эллипса локальной поляризации:

$$\nabla_z \Phi = \sin(2\varepsilon) \nabla_z \phi, \quad (11)$$

где ε — локальное значение эллиптичности поля. Тогда выражение для силы светового давления принимает следующий вид:

$$F = -\text{Re} \left\{ \frac{\hbar(\delta + i\gamma/2)S}{\alpha_0 + 2S\alpha_1} \times [(\alpha_1 - A)\nabla_z \ln(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}) + A\nabla_z \ln(\mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^*)] \right\}. \quad (12)$$

Также можно показать, что если параметры эллиптичности встречных волн одинаковы, то градиенты фазы и угла поворота, а вместе с ними и сила спонтанного светового давления (четная по δ и пропорциональная γ) обращаются в нуль. Полная сила

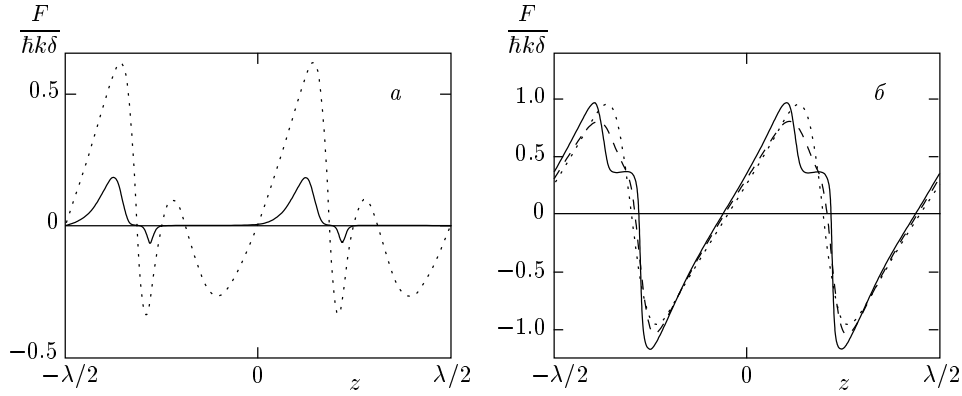


Рис. 1. Пространственная зависимость силы вынужденного светового давления в ε - θ - ε -поле для следующих переходов: *a* — $1/2 \rightarrow 1/2$ (пунктир), $9/2 \rightarrow 9/2$ (сплошная линия); *б* — $0 \rightarrow 1$ (пунктир), выпрямление отсутствует, $1/2 \rightarrow 3/2$ (штрихи), $4 \rightarrow 5$ (сплошная линия). Параметры поля $\varepsilon_0 = \pi/8$, $\theta = \pi/4$ и параметр насыщения в расчете на одну волну $S_0 = 1$

определяется суммой сил вынужденного светового давления, обусловленных градиентами интенсивности и эллиптичности, и является нечетной функцией отстройки. В общем случае как интенсивность, так и эллиптичность результирующего поля пространственно неоднородны:

$$\begin{aligned} \mathbf{E} \cdot \mathbf{E}^* &= \\ &= 2E_0^2 (1 + \cos \theta \cos 2kz - \sin \theta \sin 2\varepsilon_0 \sin 2kz), \\ \mathbf{e} \cdot \mathbf{e} &= \cos(2\varepsilon) = \\ &= \frac{\cos 2\varepsilon_0 (\cos \theta + \cos 2kz)}{1 + \cos \theta \cos 2kz - \sin \theta \sin 2\varepsilon_0 \sin 2kz}, \end{aligned} \quad (13)$$

где E_0 обозначает реальную амплитуду волн. Градиент эллиптичности исчезает в частном случае $\theta = 0$ (стоячая эллиптически поляризованная волна), а интенсивность пространственно однородна при $\theta = \pi/2$, $\varepsilon_0 = 0$ (конфигурация *lin* \perp *lin*).

Координатная зависимость дипольной силы для некоторых переходов изображена на рис. 1. Как видно, среднее по пространственному периоду значение силы,

$$\langle F \rangle = \frac{1}{\lambda} \int_0^\lambda F(z) dz,$$

отлично от нуля, т. е. имеет место эффект выпрямления силы вынужденного светового давления.

4. МЕХАНИЗМ ВЫПРЯМЛЕНИЯ

Для прояснения механизма возникновения постоянной составляющей дипольной силы в ε - θ - ε -поле рассмотрим атомы с моментами

$J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 1/2$ в пределе малых насыщений, $S \ll 1$. Специфика этого случая, существенно упрощающая рассмотрение, заключается в том, что атом не чувствителен к интерференции циркулярных компонент поля, σ_+ и σ_- (см. схему переходов на рис. 2). Для рассматриваемой конфигурации поля эти компоненты являются стоячими волнами разной (при $\varepsilon_0 \neq 0$) амплитуды, пространственно-сдвинутыми относительно друг друга на фазовый угол θ :

$$\begin{aligned} I_\pm(z) &= |E_\pm(z)|^2 = \\ &= 2E_0^2 \cos^2(kz \pm \theta/2) (1 \pm \sin 2\varepsilon_0). \end{aligned} \quad (14)$$

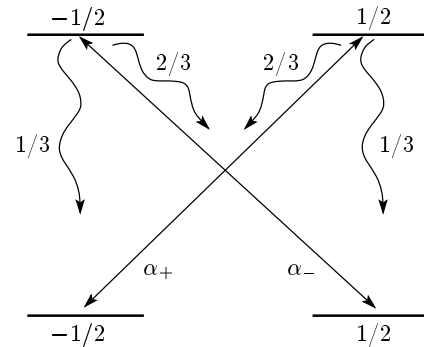


Рис. 2. Схема спонтанных (волнистые линии) и светоиндуцированных (прямые линии) переходов для $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 1/2$. Относительные амплитуды светоиндуцированных переходов пропорциональны круговым компонентам поля $\alpha_\pm = \mp \cos(\varepsilon \mp \pi/4)$; числа указывают относительную вероятность спонтанных распадов

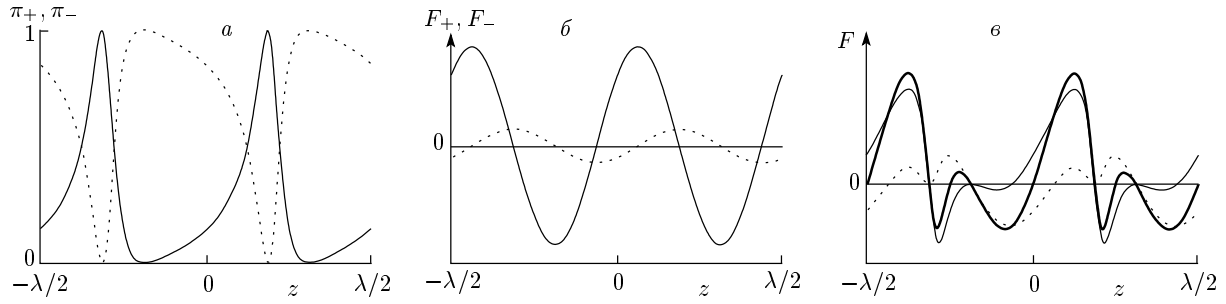


Рис. 3. К механизму выпрямления дипольной силы в ε - θ - ε -поле. Переход $1/2 \rightarrow 1/2$ в пределе $S \ll 1$; $\varepsilon_0 = \pi/8$ и $\theta = \pi/4$. Изображены пространственные зависимости *а)* населенностей магнитных подуровней π_- (сплошная линия) и π_+ (пунктир); *б)* парциальных сил F_- (сплошная линия) и F_+ (пунктир); *в)* произведений $F_- \pi_-$ (сплошная линия) и $F_+ \pi_+$ (пунктир) и их суммы F (жирная сплошная линия)

Поскольку оптическая накачка осуществляется посредством независимого действия составляющих $E_{\pm}(z)$, ситуация близка к рассмотренному ранее [8, 9] выпрямлению в трехуровневой Λ -системе при бихроматическом возбуждении, когда при малой величине частоты Раби (по сравнению с двухфотонной отстройкой либо скоростью релаксации когерентности в основном состоянии) действие стоячих волн на смежных переходах также является независимым. В нашем случае одинаковых отстроек пространственные осцилляции сил сдвинуты по фазе на угол θ :

$$F_{\pm}(z) = -\frac{2}{3} \frac{\delta S_0}{E_0^2} \nabla_z I_{\mp}(z), \quad (15)$$

где $S_0 = \Omega_0^2 / (\gamma^2/4 + \delta^2)$ — параметр насыщения в расчете на одну волну, Ω_0 — соответствующая частота Раби. Координатная зависимость населенностей подуровней определяется выражением

$$\pi_{\pm}(z) = \frac{I_{\pm}(z)}{I_+(z) + I_-(z)}. \quad (16)$$

В частности, при равных амплитудах циркулярных компонент (случай линейной поляризации волн, $\varepsilon_0 = 0$) населенности и парциальные силы удовлетворяют соотношениям

$$\pi_-(z) = \pi_+(-z), \quad F_-(z) = -F_+(-z),$$

а полная сила $F = F_+ \pi_+ + F_- \pi_-$ при усреднении обращается в нуль. При отличной от нуля эллиптичности возникновение постоянной составляющей силы проиллюстрировано на рис. 3, где представлены (при $\varepsilon_0 = \pi/8$ и $\theta = \pi/4$) пространственные зависимости населенностей (рис. 3*а*), парциальных сил (рис. 3*б*), полной силы и двух составляющих ее составляемых, $F_+ \pi_+$ и $F_- \pi_-$ (рис. 3*в*). Как видно, среднее

значение $F_- \pi_-$ положительно, $F_+ \pi_+$ отрицательно, а полная сила F в среднем положительна из-за различия в их амплитудах.

Таким образом, механизм возникновения постоянной составляющей дипольной силы в ε - θ - ε -поле связан с пространственно-неоднородной оптической накачкой и присутствием градиентов как интенсивности, так и эллиптичности. Другими словами, эффект выпрямления в монохроматическом поле обусловлен наличием дополнительных (поляризационных) по отношению к модели невырожденных состояний степеней свободы.

5. ЗАВИСИМОСТЬ ЭФФЕКТА ВЫПРЯМЛЕНИЯ ОТ ПАРАМЕТРОВ ПОЛЯ

Используя выражения для парциальных сил (15) и населенностей (16), нетрудно найти полную силу $F = F_+ \pi_+ + F_- \pi_-$ в первом порядке по параметру насыщения S_0 :

$$F(z) = \frac{4\hbar k \delta S_0}{3} \times \frac{\sin 2kz \cos^2 2\varepsilon_0 (\cos \theta + \cos 2kz)}{1 + \cos 2kz \cos \theta - \sin 2\varepsilon_0 \sin \theta \sin 2kz}. \quad (17)$$

Результат усреднения по пространственному периоду записывается следующим образом:

$$\langle F \rangle = \frac{2\hbar k \delta S_0}{3} \times \frac{\cos^2 2\varepsilon_0 \sin 2\varepsilon_0 \sin 2\theta (1 - |\sin \theta| \cos 2\varepsilon_0)^2}{(\cos^2 \theta + \sin^2 2\varepsilon_0 \sin^2 \theta)^2}. \quad (18)$$

Выражения (17) и (18) демонстрируют некоторые особенности, характерные для всех переходов. В частности видно, что кроме нечетной зависимости от отстройки светового поля, средняя по пространственному периоду сила имеет нечетную зависимость от угла θ и эллиптичности световых волн ε_0 , что справедливо в общем случае произвольной интенсивности волн для всех типов оптических переходов. Это можно показать, используя соотношения симметрии для силы. Как уже отмечалось выше, эффект выпрямления дипольной силы исчезает при $\varepsilon_0 = 0, \pm\pi/4$ либо при $\theta = 0, \pm\pi/2$. Следовательно, можно ожидать, что выпрямление будет максимальным при промежуточных значениях ε_0 и θ . Так, например, из анализа выражения (18) следует, что для оптического перехода $1/2 \rightarrow 1/2$ при малых параметрах насыщения, $S_0 \ll 1$, средняя сила имеет плавный максимум $\langle F \rangle_{max} = 0.114\hbar k\delta S_0$ в точке $\varepsilon_0 = 0.35, \theta = 0.57$.

При малых параметрах насыщения дипольная сила пропорциональна S_0 . В обратном пределе больших насыщений, $S_0 \gg 1$, средняя сила, действующая на неподвижный атом, убывает пропорционально $1/S_0$, что можно показать, используя общее выражение (12). Таким образом, максимум эффекта выпрямления имеет место при промежуточных (не очень больших и не очень малых) значениях параметра насыщения.

Для нахождения этого максимума и соответствующих ему оптимальных значений параметров поля среднюю силу при $\Omega_0, |\delta| \gg \gamma$ удобно представить в виде

$$\langle F \rangle = \eta \hbar k \Omega_0,$$

где η — коэффициент выпрямления, зависящий от типа оптического перехода, поляризационных параметров ε_0 и θ и отношения δ/Ω_0 . Для ряда оптических переходов, используя численное интегрирование, мы нашли максимальный коэффициент выпрямления η и оптимальные значения параметров ε_0, θ и δ/Ω_0 . Результаты приведены в таблице для положительных отстроек и положительного значения η . Все остальные максимумы $|\eta|$ можно получить, используя антисимметричность средней силы по отношению к ε_0, θ и δ .

Другим важным вопросом является зависимость средней силы $\langle F \rangle$ от скорости. Для медленных атомов, $kv \ll \gamma$, в пределе малых насыщений, $S_0 \ll 1$, для переходов с моментом основного состояния $J_g = 1/2$ (т.е. $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 1/2$ и $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 3/2$) можно получить аналити-

Оптимальные параметры поля и максимальный коэффициент выпрямления дипольной силы

$J_g \rightarrow J_e$	ε_0	θ	δ/Ω_0	η
$1/2 \rightarrow 1/2$	0.46	0.51	0.87	0.057
$3/2 \rightarrow 3/2$	0.35	0.39	0.49	0.059
$5/2 \rightarrow 5/2$	0.28	0.30	0.39	0.053
$7/2 \rightarrow 7/2$	0.23	0.24	0.33	0.048
$9/2 \rightarrow 9/2$	0.19	0.19	0.29	0.043
$1/2 \rightarrow 3/2$	-0.35	0.43	2.5	0.023
$1 \rightarrow 2$	-0.30	0.37	2.4	0.025
$3/2 \rightarrow 5/2$	-0.25	0.32	2.4	0.022
$2 \rightarrow 3$	-0.22	0.28	2.3	0.019
$5/2 \rightarrow 7/2$	-0.20	0.26	2.3	0.017
$3 \rightarrow 4$	-0.18	0.24	2.3	0.014
$7/2 \rightarrow 9/2$	-0.17	0.22	2.2	0.013
$4 \rightarrow 5$	-0.16	0.20	2.2	0.012

ческие выражения для средней силы, применяя метод, подобный использованному в работе [20]. Так, для перехода $J_g = 1/2 \rightarrow J_e = 1/2$ имеем

$$\langle F \rangle(v) = \frac{\hbar k \delta S_0}{3} \int_0^\infty d\tau e^{-\tau} (f_0 + f_1 + f_2). \quad (19)$$

Выражения для f_0, f_1, f_2 имеют вид

$$f_0 = -2I_0 \left(Q \frac{\sin \nu \tau}{\nu} \right) \sin 2\nu \tau \times \\ \times (\sin^2 \theta + \sin^2 2\varepsilon_0 \cos^2 \theta),$$

$$f_1 = \frac{4}{Q} I_1 \left(Q \frac{\sin \nu \tau}{\nu} \right) \sin 2\varepsilon_0 \times \\ \times \left(\frac{1}{2} \cos^2 2\varepsilon \cos \nu \tau \sin 2\theta + \sin 2\varepsilon \sin \nu \tau \right), \quad (20)$$

$$f_2 = -\frac{2}{Q^2} I_2 \left(Q \frac{\sin \nu \tau}{\nu} \right) \sin 2\varepsilon_0 \sin 2\theta \cos^2 2\varepsilon_0,$$

$$Q = \sqrt{\cos^2 \theta + \sin^2 2\varepsilon_0 \sin^2 \theta},$$

где $I_m(z)$ — модифицированные функции Бесселя, $\nu = 9kv/4\gamma S_0$ — безразмерная скорость. Зависимость силы от скорости при различных параметрах световых волн при $S_0 \ll 1$ приведена на рис. 4, откуда видно, что при малых параметрах насыщения эффект выпрямления дипольной силы в монохроматическом поле ε - θ - ε -конфигурации имеет место в области скоростей $\Delta v \sim \gamma S_0/k$.

Общий случай произвольных скоростей и интенсивностей поля требует привлечения численных методов. В одномерном периодическом поле подход к приближенному вычислению матрицы плотности атомов заключается в разложении в ряд Фурье по пространственной координате и составлении системы уравнений для соответствующих коэффициентов. Далее полагается, что эффективно возбуждаются только n первых гармоник, а амплитуды остальных пренебрежимо малы. Отбрасывая гармоники выше n -й, получают конечную систему алгебраических уравнений, которая при заданных значениях параметров решается численно. Разумеется, число n выбирается в зависимости от требуемой точности вычислений, и этот выбор зависит от параметров поля и скорости атома. Весьма эффективным вариантом такого подхода является метод цепных дробей, который был развит в [21] применительно к двухуровневому атому в поле стоячей волны и впоследствии обобщен на атомы с вырожденными уровнями в полях с градиентами поляризации (см., например, [22]). Мы использовали этот метод для вычисления средней по периоду силы, ограничиваясь $n = 20$ (удвоение этого числа приводило лишь к незначительным изменениям). Результат для оптимальных значений $\varepsilon_0 = 0.46$, $\theta = -0.51$ и $\delta = -0.87\Omega_0 = -8.7\gamma$ приведен на рис. 5а. Кроме эффекта выпрямления, из рисунка видна существенная асимметрия зависимости силы от скорости в области $|kv| < 0.1\gamma$. Отметим также узкую (с шириной много меньше γ) структуру, несколько сдвинутую относительно нуля.

Для корректного рассмотрения вопроса об изменении распределения атомов по скоростям под действием выпрямленной силы необходимо принять во внимание также флуктуации силы, приводящие к диффузии атомов по импульсам. Уже из обсужденного выше механизма ясно, что выпрямление в нашем случае должно сопровождаться значительными флуктуациями силы, поскольку эффект связан с переходами между состояниями, в которых на атом действуют различные силы F_{\pm} . Соответствующие численные результаты (при $n = 20$) для зависимости среднего по пространству коэффициента диффузии $\langle D \rangle$ от скорости представлены на рис. 5б. Основные качественные особенности те же, что и для силы: асимметрия и резкий максимум вблизи нуля, сдвинутый, однако, в противоположную сторону.

Простейшие оценки для динамики изменения функции распределения атомного ансамбля можно получить, предполагая, что локализация атомов в минимумах оптического потенциала незначительна, и переходя в уравнении Фоккера–Планка к усред-

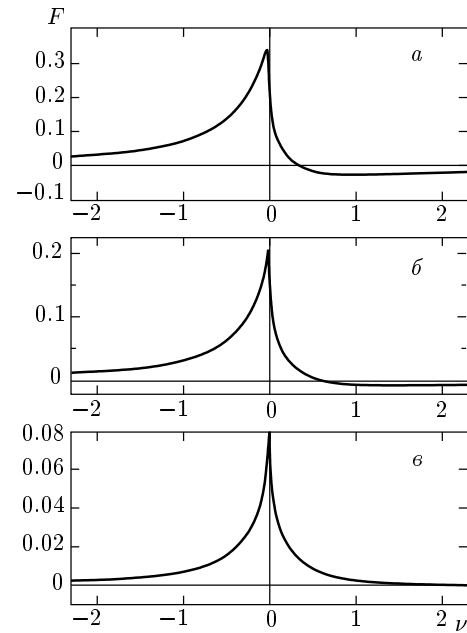


Рис. 4. Зависимость средней силы (в единицах $\hbar k \delta S_0 / 3$) от безразмерной скорости $\nu = 9kv / 4\gamma S_0$ в полях малой интенсивности, $S_0 \ll 1$, при различных параметрах световых волн: а — $\varepsilon_0 = \pi/10$, $\theta = 0.3$; б — $\varepsilon_0 = \pi/6$, $\theta = 0.3$; в — $\varepsilon_0 = \pi/6$, $\theta = 0.1$

ненным по пространственному периоду величинам:

$$\frac{\partial \mathcal{W}(p)}{\partial t} = \left[-\frac{\partial}{\partial p} \langle F \rangle(p) + \frac{\partial^2}{\partial p^2} \langle D \rangle(p) \right] \mathcal{W}(p), \quad (21)$$

где $\mathcal{W}(p)$ — функция распределения атомов по импульсам; импульс и скорость связаны обычным образом: $p = Mv$. Результат численного интегрирования уравнения (21) в случае гауссовского начального распределения, $\mathcal{W}_0(p) \propto \exp[-(p/p_0)^2]$, с большой (в масштабе импульса фотона $\hbar k$) шириной приведен на рис. 5в. Функции $\langle F \rangle(p)$ и $\langle D \rangle(p)$ при этом выбирались в соответствии с рис. 5а и 5б и было принято следующее соотношение между частотой отдачи и естественной шириной: $\omega_r = \hbar k^2 / 2M = 2.5 \cdot 10^{-3} \gamma$ (что соответствует ^{23}Na). Из рис. 5в видно, что эффект выпрямления проявляется в асимметрии импульсного распределения атомов (правый пик превышает левый по амплитуде приблизительно на 10%).

Эффект выпрямления дипольной силы в поле $\varepsilon - \theta - \varepsilon$ -конфигурации доступен экспериментальному наблюдению. В качестве примера рассмотрим взаимодействие теплового пучка атомов ^{23}Na с малой угловой расходимостью ($v_{\parallel} \sim 10^5$ см/с, $v_{\perp} \sim 150$ см/с) с поперечными лазерными лучами. Пусть частота

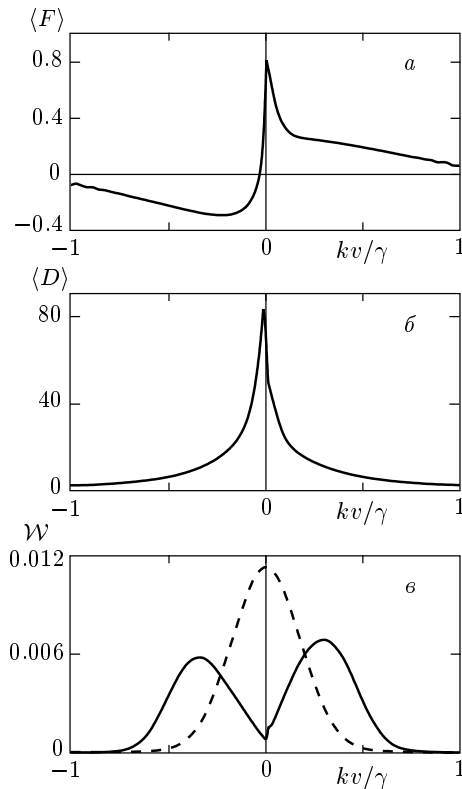


Рис. 5. Результаты численных расчетов: а) зависимость средней силы (в единицах $\hbar k \gamma$) от скорости; б) средний коэффициент диффузии (в единицах $(\hbar k)^2 \gamma$) как функция скорости; в) начальное (штриховая линия) и конечное (сплошная линия) распределения атомов по скоростям. Для всех рисунков параметры поля $\varepsilon_0 = 0.46$, $\theta = -0.51$ и $\delta = -0.87\Omega_0 = -8.7\gamma$; для рис. 5в время взаимодействия $t = 60\gamma^{-1}$ и начальный разброс по импульсам $p_0 = 50\hbar k \approx 0.25M\gamma/k$

излучения настроена в резонанс с D_1 -линией (переход $3S_{1/2} \rightarrow 3P_{1/2}$, $\lambda = 590$ нм). При интенсивности лучей 5 Вт/см^2 (мощность 40 мВт, сфокусированная в пятно диаметром 1 мм) частота Раби составляет примерно 10γ , где $\gamma = 2\pi \cdot 10 \text{ МГц}$ — скорость спонтанного распада уровня $3P_{1/2}$. При получении качественных оценок будем пренебрегать сверхтонкой структурой. Остальные параметры поля (δ , ε_0 , θ) выберем соответствующими максимуму эффекта выпрямления (см. таблицу и рис. 5а), т. е. $\varepsilon_0 = 0.46$, $\theta = -0.51$, $\delta = -0.87\Omega_0$. Начальный разброс по поперечным импульсам (измеренный в единицах импульса фотона) $p_0 \approx 50\hbar k$ и время взаимодействия атомов с полем $t \approx 60\gamma^{-1}$ соответствуют конечному импульсному распределению, изображенному на рис. 5в. Современная эксперименталь-

ная техника позволяет с легкостью регистрировать подобную асимметрию [23, 24].

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, мы показали возможность выпрямления дипольной силы в монохроматическом поле в отсутствие магнитного поля. В одномерном случае для этого необходимо использование эллиптически поляризованных волн, эллипсы поляризации которых ориентированы под углом друг к другу. В случае линейной или циркулярной поляризации волн (в произвольных сочетаниях) либо в случае соосных эллипсов поляризации выпрямление дипольной силы отсутствует, что можно строго показать на основе соотношений симметрии. Следует отметить, что при различных эллиптичностях встречных волн выпрямляются, в общем случае, как вынужденная (дипольная), так и спонтанная силы светового давления, т. е. сила содержит как нечетный, так и четный по отстройке вклады. Уникальность рассмотренной в статье ε - θ - ε -конфигурации заключается в том, что спонтанная (четная по отстройке) составляющая силы равна нулю. Более того, из соотношения (1) видно, что средняя сила в ε - θ - ε -конфигурации нечетна по отстройке независимо от скорости атома. Это обстоятельство может быть использовано в некоторых спектроскопических приложениях.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 01-02-17036 и 01-02-17744) и Министерства образования РФ в области фундаментального образования (грант Е00-3.2-153). Работа одного из авторов (О. Н. П.) поддержана грантом INTAS (YSF 00-129) для молодых исследователей.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, Наука, Москва (1986).
2. А. П. Казанцев, Г. И. Сурдутович, В. П. Яковлев, *Механическое действие света на атомы*, Наука, Москва (1991).
3. А. П. Казанцев, И. В. Краснов, *Письма в ЖЭТФ* **46**, 264 (1987).
4. А. П. Казанцев, И. В. Краснов, *ЖЭТФ* **95**, 104 (1989).

5. A. P. Kazantsev and I. V. Krasnov, *J. Opt. Soc. Amer. B* **6**, 2140 (1989).
6. R. Grimm, Y. B. Ovchinnikov, A. I. Sidorov, and V. S. Letokhov, *Phys. Rev. Lett.* **65**, 1415 (1990).
7. Ю. Б. Овчинников, Р. Гримм, А. И. Сидоров, В. С. Летохов, *Опт. и спектр.* **76**, 188 (1993).
8. J. Javanainen, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 519 (1990).
9. A. I. Sidorov, R. Grimm, and V. S. Letokhov, *J. Phys. B* **24**, 3733 (1991).
10. P. R. Hemmer, M. S. Shahriar, M. Prentiss et al., *Phys. Rev. Lett.* **68**, 3148 (1992).
11. D. V. Kosachiov, Yu. V. Rozhdestvensky, and G. Nienhuis, *J. Opt. Soc. Amer. B* **14**, 535 (1997).
12. T. Cai and N. P. Bigelow, *Opt. Comm.* **104**, 175 (1993).
13. T. T. Grove and P. L. Gould, *Laser Phys.* **4**, 957 (1994).
14. H. Pu, T. Cai, N. P. Bigelow, T. T. Grove, and P. L. Gould, *Opt. Comm.* **118**, 261 (1995).
15. J. Söding and R. Grimm, *Phys. Rev. A* **50**, 2517 (1994).
16. А. Наак, W. Ertmer, and H. Wallis, *Laser Phys.* **4**, 1030 (1994).
17. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Г. Ниенхаус, *ЖЭТФ* **108**, 415 (1995).
18. А. В. Тайченачев, А. М. Тумайкин, В. И. Юдин, Г. Ниенхаус, *ЖЭТФ* **114**, 125 (1998).
19. G. Nienhuis, A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, and V. I. Yudin, *Europhys. Lett.* **44**, 20 (1998).
20. V. Finkelstein, P. R. Berman, and J. Guo, *Phys. Rev. A* **45**, 1829 (1992).
21. V. G. Minogin and O. T. Serimaa, *Opt. Comm.* **30**, 373 (1979).
22. O. Emile, R. Kaizer, C. Gerz et al., *J. de Phys. II* **3**, 1709 (1993).
23. P. L. Gould, G. A. Ruff, and D. E. Pritchard, *Phys. Rev. Lett.* **56**, 827 (1986).
24. В. А. Гринчук, Е. Ф. Кузин, М. Л. Нагаева и др., *Письма в ЖЭТФ* **57**, 524 (1993).