

ЭФФЕКТ ВЫПРЯМЛЕНИЯ ГРАДИЕНТНОЙ СИЛЫ РЕЗОНАНСНОГО СВЕТОВОГО ДАВЛЕНИЯ

А.П.Казанцев, И.В.Краснов

Найдена сила резонансного светового давления нового типа. Эта сила позволяет формировать сверхглубокие потенциальные ямы или вихревое поле сил, приводящее к вращению частиц.

Механическое воздействие лазерного излучения на поступательное движение атомов может осуществляться в различных режимах. В слабых полях действует сила спонтанного светового давления и атомы, находясь в свободном (не связанном) состоянии, совершают броуновское движение. Благодаря значительному эффекту охлаждения, время локализации частиц в области поля может быть большим ¹⁻³.

В сильном неоднородном поле доминирует градиентная сила, обусловленная вынужденными переходами ^{4, 5}. В монохроматическом поле $E(\mathbf{r})e^{-i\Delta t}$ (Δ – отстройка от резонанса, d – дипольный момент перехода) потенциал градиентной силы медленных атомов имеет вид ⁶

$$U(\mathbf{r}) = \frac{\hbar\Delta}{2} \ln \left(1 + \frac{2|\dot{v}(\mathbf{r})|^2}{\Delta^2 + \gamma^2/4} \right), \quad V(\mathbf{r}) = dE(\mathbf{r})/\hbar. \quad (1)$$

В поле стоячей волны $V(x) = V\cos kx$ потенциал осциллирует в пространстве с периодом π/k , а глубина потенциальных ям порядка $\hbar V$ при $V \sim \Delta \gg \gamma$. Вследствие гистерезиса, обусловленного спонтанной релаксацией, на атом действует также сила трения, зависящая от скорости ⁶⁻⁸. В зависимости от параметров поля атомы могут двигаться с фиксированной скоростью (группировка в пространстве скоростей), либо быть захваченными в потенциальные ямы стоячей волны ⁴. Недавно эффект группировки и локализация (каналирования) атомов в стоячей волне наблюдались экспериментально ^{11, 12}.

Однако осциллирующий характер градиентной силы накладывает определенные ограничения на ее применения. В настоящей работе показано, что в бихроматическом неоднородном поле возникает сила порядка $\hbar k V$, знакопостоянная на расстояниях, значительно превышающих длину волны света. Пространственная структура этой силы может быть как потенциальной, так и вихревой. Это приводит к возможности локализации атомов в глубоких потенциальных ямах или к их вращению.

Атом, движущийся со скоростью v , подвергается действию силы ^{4, 5}

$$\mathbf{F} = \hbar p \nabla V^*(\mathbf{r}t) + \text{к.с.}, \quad \mathbf{r} = \mathbf{v}t.$$

Дипольный момент p (в единицах d) и разность заселенностей уровней q определяются из уравнений Блоха (γ – скорость затухания верхнего уровня)

$$\frac{dp}{dt} + \frac{\gamma}{2}p = -iVq; \quad \frac{dq}{dt} + \gamma(q+1) = 2ipV^* + \text{к.с.} \quad (2)$$

Поле имеет вид суперпозиции монохроматических полей

$$V(\mathbf{r}t) = (V_0(\mathbf{r}) + V_1(\mathbf{r})e^{-i\Delta_1 t})e^{-i\Delta_0 t},$$

удовлетворяющих условию резонанса Раби ⁹

$$\Delta_1 \gg V_1 \gg V_0; \quad |V_1|^2/\Delta_1 \sim V_0 \sim \Delta_0. \quad (3)$$

В этом случае Фурье-анализ уравнений Блоха становится очень простым – достаточно в (2) удержать только слабые порядки $|V_1|^2/\Delta_1$. После усреднения по быстрым осцилля-

шлем с частотой Δ_1 получаем следующие уравнения для медленных компонент p, q и F , для которых сохраним прежние обозначения

$$\frac{dp}{dt} + \left(\frac{\gamma}{2} - i\Delta(\mathbf{r})\right)p = -iV_0(\mathbf{r})q; \quad \Delta(\mathbf{r}) = \Delta_0 + \frac{2|V_1(\mathbf{r})|^2}{\Delta_1} \quad (4)$$

$$\frac{dq}{dt} + \gamma(q+1) = 2ip^*V_0(\mathbf{r}) + \text{к. с.}$$

$$F = (\hbar p^* \nabla V_0(\mathbf{r}) + \text{к. с.}) + \frac{1}{2} q \hbar \nabla \Delta(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} = \mathbf{v} t.$$

Действие высокочастотного поля $V_1(\mathbf{r})$ приводит к появлению неоднородной в пространстве эффективной расстройки $\Delta(\mathbf{r})$. Для сильных полей и больших расстроек $V_0, \Delta \gg \gamma, kv$ можно применить процедуру исключения p и привести (4) к виду

$$dQ/dt = -\frac{1}{2} \gamma(1 + \mu^{-2})Q - \gamma\mu^{-1}; \quad Q = q\mu, \quad \mu = \sqrt{1 + \left| \frac{2V_0(\mathbf{r})}{\Delta(\mathbf{r})} \right|^2} \quad (5)$$

$$F = \frac{1}{2} \text{sign} \Delta Q \nabla \epsilon(\mathbf{r}); \quad \epsilon(\mathbf{r}) = \sqrt{\Delta^2(\mathbf{r}) + 4|V_0(\mathbf{r})|^2}.$$

Сила пропорциональна разности заселенностей квазиэнергетических состояний Q и градиенту квазиэнергии $\frac{1}{2} \epsilon(\mathbf{r}) = \frac{1}{2} |\Delta(\mathbf{r})| \mu(\mathbf{r})$. Для медленных атомов в квазистационарном приближении имеем $Q = -\frac{2\mu}{1 + \mu^2}$. В случае монохроматического поля ($V_1 = 0, \Delta = \Delta_0$) Q

есть локальная функция $\epsilon(\mathbf{r})$ и $\langle F \rangle = 0$, где угловые скобки означают усреднение по периоду поля π/k . В общем случае в бихроматическом поле Q не является локальной функцией $\epsilon(\mathbf{r})$ и потому более не может быть представлена в виде градиента периодической функции.

Это и приводит к эффекту выпрямления силы F — появлению знакопостоянной составляющей $\langle F \rangle$ на больших пространственных масштабах ($l/k \gg 1$).

Для малых скоростей ($kv \ll \gamma$) и слабого насыщения ($(|V_0|^2/\Delta_0^2) \ll 1, (|V_1|^2/\Delta_1\Delta_0) \ll 1$) имеем $F = F_0 + F_1$

$$F_0 = -\hbar \nabla \left(\frac{|V_0(\mathbf{r})|^2}{\Delta_0} + \frac{|V_1(\mathbf{r})|^2}{\Delta_1} \right) + 2\hbar \left| \frac{V_0(\mathbf{r})}{\Delta_0} \right|^4 \nabla \frac{|V_1(\mathbf{r})|^2}{\Delta_1} \quad (6)$$

$$F_1 = -\frac{4\hbar}{\gamma} \left| \frac{V_0(\mathbf{r})}{\Delta_0} \right|^2 (\mathbf{v} \nabla) \left| \frac{V_0(\mathbf{r})}{\Delta_0} \right|^2 \nabla \left(\frac{|V_0(\mathbf{r})|^2}{\Delta_0} + \frac{|V_1(\mathbf{r})|^2}{\Delta_1} \right).$$

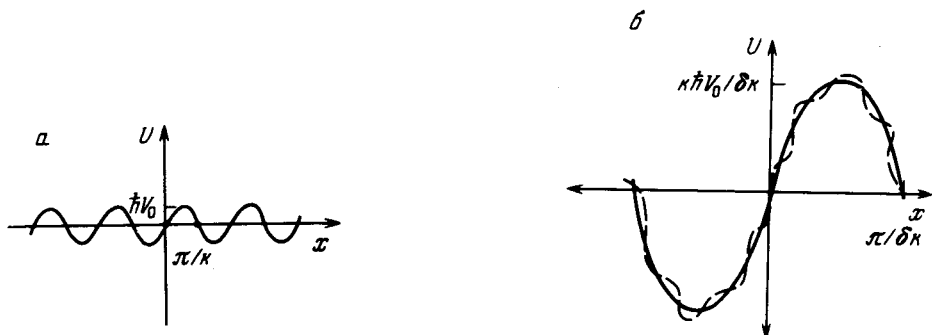
Здесь мы пренебрегли силой спонтанного светового давления, имея в виду случай не слишком слабых полей $|V_0|^2/\Delta_0 \gg \gamma^4$.

Если $V_1 = 0$, то сила F_0 есть градиент потенциала $|V_0(\mathbf{r})|^2/\Delta_0$, а F_1 — сила трения. При конечных значениях поля V_1 последнее слагаемое в (6) для F_0 приводит к эффекту выпрямления. Действительно, в одномерном случае в поле двух стоячих волн $V_0(x) = V_0 \cos kx, V_1(x) = V_1 \cos[(k + \delta k)x + \varphi], \delta k \ll k$ получаем

$$\langle F_{0x} \rangle = -\frac{dU}{dx}, \quad U(x) = -\frac{\hbar k}{4\delta k} \left| \frac{V_0}{\Delta_0} \right|^4 \frac{|V_1|^2}{\Delta_1} \cos(2\delta kx + 2\varphi). \quad (7)$$

Усредненная сила (7) имеет порядок величины $\hbar k V_0$, а осциллирует с периодом $l = \pi/\delta k$, превышающим на несколько порядков длину световой волны. Соответственно глубина потенциальных ям "выпрямленной" градиентной силы $U \sim \hbar k V/\delta k$ возрастает по сравнению с обычным резонансным потенциалом $\hbar V$ по параметру $k/\delta k \gg 1$. Например, для атомов Na в поле интенсивностью 1 Вт/см^2 при $\delta k/k \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ имеем $U \sim 2 \div 20 \text{ К}$. Схема-

тически эффект выпрямления представлен на рисунке. На рис. *a* показан потенциал обычной градиентной силы с амплитудой $\hbar V$ и периодом π/k . На рис. *б* изображен усредненный (сплошная линия) потенциал U и неусредненный (пунктир) потенциал, содержащий мелко-масштабные пульсации с амплитудой $\hbar V$ и периодом π/k .



Рассмотрим эффект выпрямления в двумерном случае, используя следующую суперпозицию полей

$$V_0(\mathbf{r}) = V_0 [\exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) + a \exp(i\mathbf{k}_1 \mathbf{r}) + a \exp(i\mathbf{k}_2 \mathbf{r})]$$

$$V_1(\mathbf{r}) = V_1 [\exp(i\mathbf{q}_0 \mathbf{r}) + b \exp(i\mathbf{q}_1 \mathbf{r} + i\varphi_1) + b \exp(i\mathbf{q}_2 \mathbf{r} + i\varphi_2)],$$

где $|\mathbf{k}_i| = k$, $|\mathbf{q}_i| = k + \delta k$, $\delta k \ll k$, $i = 0, 1, 2$.

Направим векторы \mathbf{k}_i по биссектрисам 1, 2 и 4-го квадрантов декартовой системы координат с осями \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y , т. е. положим $\mathbf{k}_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x + \mathbf{e}_y)k$, $\mathbf{k}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(\mathbf{e}_x - \mathbf{e}_y)k$, $\mathbf{k}_2 = -\mathbf{k}_1$. Векторы $\mathbf{q}_i = \mathbf{k}_i + \delta \mathbf{k}_i$ мало отличаются от векторов \mathbf{k}_i ($|\delta \mathbf{k}_i| \ll k$). Для простоты коэффициенты a и b считаем малыми. Тогда усредненная сила принимает вид

$$\langle \mathbf{F}_0 \rangle = f \{ \sin[(\delta \mathbf{k}_2 - \delta \mathbf{k}_0) \mathbf{r} + \varphi_2] \mathbf{e}_x + \sin[(\delta \mathbf{k}_1 - \delta \mathbf{k}_0) \mathbf{r} + \varphi_1] \mathbf{e}_y \} \quad (8)$$

$$f = 8\sqrt{2} ab \hbar k \left| \frac{V_0}{\Delta_0} \right|^4 \frac{|V_1|^2}{\Delta_1}.$$

Слегка изменяя направление векторов \mathbf{q}_i относительно \mathbf{k}_i , можно управлять векторными расстройками $\delta \mathbf{k}_i$. Отметим две качественно различные ситуации.

1. При $\delta \mathbf{k}_2 - \delta \mathbf{k}_0 = \delta q \mathbf{e}_x$ и $\delta \mathbf{k}_1 - \delta \mathbf{k}_0 = \delta q \mathbf{e}_y$ возникает потенциальное силовое поле с потенциалом

$$U(\mathbf{r}) = \frac{f}{\delta q} [\cos(\delta q x + \varphi_2) + \cos(\delta q y + \varphi_1)]. \quad (9)$$

Глубина потенциальных ям (9) порядка $f/\delta q \gg \hbar V_0$, а период есть $2\pi/\delta q$.

2. Полагая $\delta \mathbf{k}_1 - \delta \mathbf{k}_0 = \delta k \mathbf{e}_x$ и $\delta \mathbf{k}_2 - \delta \mathbf{k}_0 = -\delta k \mathbf{e}_y$, приходим к случаю вихревого силового поля ($\text{div} \langle \mathbf{F}_0 \rangle = 0$) с векторным потенциалом $\mathbf{A} \equiv (0, 0, A)$, $\langle \mathbf{F}_0 \rangle = \text{rot} \mathbf{A}$:

$$A = \frac{f}{\delta k} [\cos(\delta k x - \varphi_1) + \cos(\delta k y + \varphi_2)]. \quad (10)$$

Такая сила может приводить к вращению частиц с некоторой характерной частотой, определяемой из линеаризованного уравнения движения частицы вблизи узлов силы $\langle \mathbf{F}_0 \rangle$:

$$m \ddot{\mathbf{r}} = -f \frac{k \mathbf{v}}{\gamma} + f \delta k [\mathbf{e}_z \mathbf{r}]. \quad (11)$$

Здесь принято, что $V_0^2/\Delta_0 < V_1^2/\Delta_1$. В не очень слабом поле $f \gg f_c = \delta k m (\gamma/k)^2$ возникает вращение вида $x + iy \sim \exp(i\Omega t)$, где $\Omega = \Omega_0 (1 - i f_c/f)$, $\Omega_0 = \delta k \gamma/k$. Частица вращается с частотой Ω_0 , а радиус вращения медленно возрастает при $f > 0$.

Таким образом, в неоднородном бихроматическом поле возникает сила светового давления нового типа. Эту силу, в частности, можно использовать для рассеяния частиц в атомных пучках и для пространственной локализации атомов. Время жизни атомов, захваченных в сверхглубокие потенциальные ямы, экспоненциально велико $\sim \exp\left(\frac{k}{\delta k} \text{const}\right)$, т. е. практически может быть неограниченно большим.

Литература

1. Migdal A.L., Prodan J.V., Phillips W.D., Bergman T.H., Metcalf H.J. Phys. Rev. Lett., 1985, **54**, 2596.
2. Chu S., Bjorkholm J.E., Ashkin A., Cable A. Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 314.
3. Pritchard D.E., Raab E.L., Bagnato V., Wieman C.E., Watts R.N. Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 310.
4. Kazantsev A.P., Ryabenko G.A., Surdutovich G.I., Yakovlev V.P. Phys. Rep., 1985, **129**, 1606.
5. Stenholm S. Rev. Mod. Phys., 1986, **58**, 699.
6. Казанцев А.П. ЖЭТФ, 1974, **66**, 1599.
7. Gordon J.P., Ashkin A. Phys. Rev., 1980, **A21**, 1606.
8. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. JOSA, 1985, **2**, 1707.
9. Краснов И.В. ЖЭТФ, 1985, **89**, 420.
10. Аскарьян Г.А. ЖЭТФ, 1962, **42**, 1567.
11. Aspect A., Dalibard J., Heidmann A., Salomon C., Cohen-Tannoudji C. Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 1686.
12. Salomon C., Dalibard J., Aspect A., Metcalf H., Cohen-Tannoudji C. Phys. Rev. Lett. (to be published).