

Принцип конструирования атомных связей в лазерном поле

О. Н. Гадомский¹⁾, А. Г. Глухов

Ульяновский государственный университет, 432700, Ульяновск, Россия

Поступила в редакцию 24 мая 2005 г.

Показано, что при столкновении атомов возможны различные режимы образования связанных состояний атомов, благодаря их ближнепольному взаимодействию в лазерном поле. Рассмотрение проведено при комнатных температурах в лазерном поле малой интенсивности в условиях плавного сканирования частоты лазерного излучения в зависимости от частот оптических ближнепольных резонансов.

PACS: 34.50.Rk, 42.50.Vk

Воздействие лазерного излучения на атомы, молекулы или диэлектрические микрочастицы позволяет управлять их движением, благодаря действию на них радиационных сил [1, 2]. До сих пор в литературе рассматривались радиационные силы на частицы, обусловленные собственно лазерным излучением при расстояниях между частицами, много большими длины волны излучения, то есть в волновой зоне излучения. Принципиально иная ситуация возникает, когда частицы находятся на расстояниях, которые сравнимы или меньше длины волны излучения. В этом случае дополнительное поле, обусловленное взаимным влиянием атомов в поле внешнего излучения в ближней зоне, будет сравнимо с внешним полем излучения. В [3] показано, что дополнительное поле приводит к существенному изменению амплитудных, фазовых и частотных характеристик дипольного излучения взаимодействующих атомов. Это свойство взаимного влияния близко расположенных атомов интерпретировано в [3] как эффект ближнего поля. Данный эффект может проявляться в оптических свойствах наноструктурных объектов (димеров, цепочек атомов, фуллеренов), при брестеровском отражении света от поверхности непоглощающих диэлектриков, при оптическом зондировании поверхностей твердых тел [3].

Кроме указанных эффектов, взаимное влияние частиц друг на друга приводит к появлению силы между частицами. С физической точки зрения, сила между двумя атомными частицами возникает в результате взаимодействия наведенных дипольных моментов. С квантово-механической точки зрения, наведенные дипольные моменты атомов возникают в результате наведения лазерным полем атомной когерентности. В случае диэлектрических частиц си-

ла обусловлена макроскопической поляризацией этих частиц.

Указанная сила может играть важную роль в различных областях. Сила взаимодействия между атомами и молекулами в поле лазерного излучения важна в таких приложениях, как лазерное охлаждение атомов в ловушках, в том числе магнитооптических ловушках, в экспериментах по бозе-эйнштейновской конденсации, атомном силовом микроскопе и т.п. Сила взаимодействия между диэлектрическими частицами в поле излучения важна в таких приложениях, как управление движением микрочастиц, включая управление пространственным положением вирусов и бактерий.

В настоящей работе представлен анализ сил дипольного взаимодействия атомов, облучаемых стационарным квазирезонансным лазерным излучением. Результаты работы показывают, что силы взаимодействия существенно зависят от межатомного расстояния, поляризации и частоты лазерного поля, а также от доплеровского смещения частот.

Учету диполь-дипольного взаимодействия атомов в плотных ансамблях, облучаемых лазерным полем, посвящено большое число работ [5–9]. В отличие от этих работ, в данной статье показано, что большую роль в процессах управления движением атомов в плотных атомных ансамблях под действием лазерного излучения играют оптические размерные резонансы. Оптические размерные резонансы в системе неподвижных атомов были рассмотрены в работах [10–12]. Экспериментальным подтверждением существования таких резонансов является работа [13], где в спектрах анизотропного отражения света от поверхности арсенида галлия, реконструированной мышьяком, обнаруживаются характерные максимумы, которые, с нашей точки зрения [14], указывают на наличие оптических размерных резонансов в димерах мышьяка. По-видимому, оптические размерные ре-

¹⁾e-mail: qed_group@mail.ru

зонансы должны появляться в различных системах, состоящих из небольшого числа атомов, образующих наноструктурные объекты. В данной статье рассмотрены оптические размерные резонансы в системах движущихся взаимодействующих атомов с учетом доплеровского сдвига частот. Более того, в отличие от работ [5-9], в данной статье движение атомов в лазерных полях рассматривается без существенного изменения населенностей атомных состояний и учета спонтанных переходов атомов из возбужденных в основное состояние. Как показано в данной статье, эффективное управление движением атомов в плотных ансамблях может быть достигнуто в малоинтенсивных лазерных полях за счет подстройки частоты лазерного излучения до частоты размерного резонанса, зависящей от межатомного расстояния.

Ниже мы будем полагать атомы двухуровневыми. Будем считать, что один двухуровневый атом находится в начале системы координат, $\mathbf{r}_1 = 0$, а второй – в точке \mathbf{r}_2 с координатами $(0, R, 0)$. Атомы облучаются бегущей лазерной волной постоянной амплитуды \mathbf{E}_{0L} и частоты ω , которая близка к частотам атомных переходов ω_{01} , ω_{02} . Напряженность электрического поля этой волны имеет вид

$$\mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r} - i\omega t), \quad (1)$$

где \mathbf{k}_0 – волновой вектор внешней волны.

Электрическое поле, образуемое лазерной волной и дипольными моментами атомов, рассматриваемое в точке наблюдения \mathbf{r} в момент времени t , может быть представлено в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}_L(\mathbf{r}, t) + \sum_{j=1}^2 \text{rot rot} \frac{\langle \mathbf{d} \rangle_j(t - R_j/c)}{R_j}, \quad (2)$$

где $\langle \mathbf{d} \rangle_j$ – индуцированный дипольный момент j -го атома, зависящий от значения поля в месте расположения этого атома, $R_j = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_j|$, c – скорость света в вакууме. Точка наблюдения \mathbf{r} в уравнении (2) может как совпадать с точками \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 , так и находиться вне этих точек. Дифференцирование в (2) производится по координатам точки наблюдения. Отметим, что значения индуцированных дипольных моментов $\langle \mathbf{d} \rangle_1$ и $\langle \mathbf{d} \rangle_2$ в ближней зоне определяются только электрическим вектором электромагнитного поля. Влияние магнитного вектора поля становится сравнимым с влиянием электрического вектора только в волновой зоне, когда $k_0 R_j \gg 1$.

Для системы двух атомов оператор Гамильтона может быть записан в виде

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2} \hbar \sum_{j=1}^2 \omega_{0j} (\mathbf{I} + \sigma_{3j}) - \frac{1}{2} \sum_{j=1}^2 (\mathbf{d}_{0j}^* \sigma_{+j} \mathbf{E}_j + \mathbf{d}_{0j} \sigma_{-j} \mathbf{E}_j), \quad (3)$$

где \mathbf{E}_j – напряженности электрического поля в местах расположения атомов 1 и 2, \mathbf{d}_{0j} – матричный элемент дипольного момента j -го атома, \mathbf{I} – единичный оператор, $\sigma_{\alpha j}$ ($\alpha = 1, 2, 3, j = 1, 2$) и $\sigma_{\pm j} = (\sigma_{1j} \pm \sigma_{2j})$ – операторы эффективного спина j -го атома, удовлетворяющие известным перестановочным соотношениям. Отметим, что в используемых обозначениях операторы дипольных моментов атомов имеют вид

$$\mathbf{d}_j = \frac{1}{2} (\mathbf{d}_{0j}^* \sigma_{+j} + \mathbf{d}_{0j} \sigma_{-j}). \quad (4)$$

Используя оператор Гамильтона (3), можно вывести гейзенберговские уравнения движения для двух частей операторов дипольных моментов $\mathbf{d}_{+j} = \mathbf{d}_{0j}^* \sigma_{+j}$, $\mathbf{d}_{-j} = \mathbf{d}_{0j} \sigma_{-j}$ и σ_{3j} .

После этого в полученных уравнениях может быть произведен переход к средним значениям $s_{\alpha j} = \langle \sigma \rangle_{\alpha j}$, $\mathbf{s}_{\pm j} = \langle \mathbf{d} \rangle_{\pm j}$. В случае классического поля вид уравнений не меняется после перехода к средним значениям.

Для целей дальнейшего анализа удобно явно выделить осцилляции поля с оптической частотой, положив

$$\mathbf{E}_j = \mathbf{E}_{0j} \exp(-i\omega t), \quad \mathbf{E}_{0j} = \mathbf{E}'_{0j} - i\mathbf{E}''_{0j}, \quad (5)$$

где \mathbf{E}'_{0j} и \mathbf{E}''_{0j} – действительные и мнимые части действующих полей в местах расположения атомов 1 и 2. В стационарных полях эти величины от времени не зависят. Введем преобразование:

$$s_{1j} = u_j \cos \omega t - v_j \sin \omega t, \quad s_{2j} = u_j \sin \omega t - v_j \cos \omega t, \quad (6)$$

$$s_{3j} = w_j,$$

$$s_{\pm j} = (u_j \pm iv_j) e^{\pm i\omega t}, \quad \mathbf{s}_{\pm j} = \mathbf{d}_{0j} (u_j \pm iv_j) e^{\pm i\omega t},$$

а также функции $\mathbf{X}_j = \mathbf{d}_{0j} (u_j - iv_j)$, $\mathbf{X}_j^* = \mathbf{d}_{0j}^* (u_j + iv_j)$, определяющие индуцированные дипольные моменты атомов. Последние функции удовлетворяют уравнениям для связанных квантовых диполей, которые следует дополнить релаксационными членами, учитывающими естественные ширины атомных переходов. Полагая для полной скорости спонтанных распадов верхних уровней $W_j = 2\gamma_j$, можно записать окончательный вид уравнений движения для атомных переменных:

$$\dot{\mathbf{X}}_j = i\delta_j \mathbf{X}_j - \frac{2i}{\hbar} |\mathbf{d}_{0j}|^2 w_j \mathbf{E}_{0j} - \gamma_j \mathbf{X}_j, \quad (7a)$$

$$\dot{w}_j = \frac{i}{\hbar}(\mathbf{X}_j^* \mathbf{E}_{0j} - \mathbf{X}_j \mathbf{E}_{0j}^*) - 2\gamma_j(w_j - w_{0j}), \quad (7b)$$

где $\delta_j = \omega - \omega_{0j}$ – расстройки частоты поля относительно частот оптических атомных переходов в j -м атоме, w_{0j} – равновесное значение w_j . При выводе уравнений (7) учтено, что при $\mathbf{d}_{0j} \parallel \mathbf{E}_{0j}$ имеет место соотношение $\mathbf{d}_{0j}(\mathbf{d}_{0j} \mathbf{E}_0) = |\mathbf{d}_{0j}|^2 \mathbf{E}_0$.

Используя выражения (1),(2),(6), можно представить величины \mathbf{E}_{0j} в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{01} &= \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_1) + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_2 \exp(i\mathbf{k}_0 R), \\ \mathbf{E}_{02} &= \mathbf{E}_{0L} \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_2) + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_1 \exp(i\mathbf{k}_0 R), \end{aligned} \quad (8)$$

где тензор

$$\hat{G} = \begin{pmatrix} -A & 0 & 0 \\ 0 & 2B & 0 \\ 0 & 0 & -A \end{pmatrix}, \quad B = \frac{1}{R^3} - i \frac{k_0}{R^2},$$

$$A = B - \frac{k_0^2}{R}, \quad k_0 = \omega/c$$

Уравнения (7) и (8) образуют связанную систему уравнений, которая позволяет вычислить поля в местах нахождения атомов и индуцированные дипольные моменты атомов с учетом взаимного влияния атомов друг на друга. Далее будем пользоваться системой координат, связанной с центром инерции двух атомов, вводя вектор взаимного расстояния обоих атомов $\mathbf{r} = \mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$. Помещая начало координат в центре инерции, получим:

$$\begin{aligned} \mathbf{r}_1 &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{r}, & \mathbf{r}_2 &= -\frac{m_1}{m_1 + m_2} \mathbf{r}, \\ \mathbf{v}_1 &= -\mathbf{v}_2, & \mathbf{v} &= \frac{m_2}{m_1 + m_2} \mathbf{v}, \end{aligned} \quad (9)$$

где m_1 и m_2 – массы атомов 1 и 2, соответственно, $\mathbf{v} = \dot{\mathbf{r}}$ – скорость относительного движения атомов.

Рассмотрим физически наиболее интересный случай взаимодействия атомов с полем стационарного излучения при временах, которые значительно больше времени спонтанной релаксации $\tau_{sp} = 1/2\gamma$. При таких временах в уравнениях (7) следует учесть, что

$$\dot{\mathbf{X}}_j = 0, \quad \dot{w}_j = 0, \quad \dot{\mathbf{v}} = 0. \quad (10)$$

Это означает, что процессы релаксации и процессы индуцирования дипольных моментов в атомах компенсируют друг друга. Условие $\dot{\mathbf{v}} = 0$ означает, что движение центра инерции атомов является равномерным. Выполнение условия $\dot{\mathbf{v}} = 0$ в системе атомов в состоянии теплового равновесия при некоторой температуре T связано с числом столкновений атома с

остальными атомами идеального газа в единицу времени $\nu = (N/V)16r_0^2 \sqrt{\pi k_B T/m_A}$, где r_0 – радиус атома, k_B – постоянная Больцмана, m_A – масса атома, N/V – концентрация атомов. Необходимо, чтобы время между двумя последующими столкновениями ν^{-1} было больше времени τ_{sp} . Тогда при выполнении условий (10) уравнения (7) сводятся к системе нелинейных алгебраических уравнений.

Введем квантовые поляризуемости атомов в области изолированных резонансов ω_{0j} :

$$\alpha_j = -\frac{2|\mathbf{d}_{0j}|^2}{\hbar} \frac{1}{\delta_j + i\gamma_j}. \quad (11)$$

Тогда стационарное решение уравнения (7a) может быть представлено в виде

$$\begin{aligned} X_1^y &= -E_{0L}^y w_1 \alpha_1 \frac{e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_1} - w_2 \alpha_2 B e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_2} e^{i\mathbf{k}_0 R}}{1 - w_1 w_2 B^2 \alpha_1 \alpha_2 e^{2i\mathbf{k}_0 R}} = \\ &= \alpha_{\text{eff}}^y(1) E_{0L}^y, \\ X_1^{x,z} &= -E_{0L}^{x,z} w_1 \alpha_1 \frac{e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_1} + \frac{1}{2} w_2 \alpha_2 A e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_2} e^{i\mathbf{k}_0 R}}{1 - \frac{1}{4} w_1 w_2 A^2 \alpha_1 \alpha_2 e^{2i\mathbf{k}_0 R}} = \\ &= \alpha_{\text{eff}}^{x,z}(1) E_{0L}^{x,z}, \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} X_2^y &= -E_{0L}^y w_2 \alpha_2 \frac{e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_2} - w_1 \alpha_1 B e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_1} e^{i\mathbf{k}_0 R}}{1 - w_1 w_2 B^2 \alpha_1 \alpha_2 e^{2i\mathbf{k}_0 R}} = \\ &= \alpha_{\text{eff}}^y(2) E_{0L}^y, \\ X_2^{x,z} &= -E_{0L}^{x,z} w_2 \alpha_2 \frac{e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_2} + \frac{1}{2} w_1 \alpha_1 A e^{i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_1} e^{i\mathbf{k}_0 R}}{1 - \frac{1}{4} w_1 w_2 A^2 \alpha_1 \alpha_2 e^{2i\mathbf{k}_0 R}} = \\ &= \alpha_{\text{eff}}^{x,z}(1) E_{0L}^{x,z}, \end{aligned}$$

где $\hat{\alpha}_{\text{eff}}(j)$ – нелинейная эффективная поляризуемость j -го атома.

Индуцированные дипольные моменты атомов (12) зависят от величин w_1 и w_2 , то есть от разностей вероятностей обнаружения атомов в основном и возбужденном состояниях. Величины w_1 и w_2 , в общем случае, зависят от полей \mathbf{E}_{01} и \mathbf{E}_{02} , поэтому эффективные поляризуемости являются нелинейными функциями внешнего поля \mathbf{E}_{0L} . Однако, как показывает анализ решения, существует область значений \mathbf{E}_{0L} , в которой эффективные поляризуемости являются величинами, практически не зависящими от лазерного поля \mathbf{E}_{0L} . Этот случай соответствует линейному приближению.

Движение атомов с одинаковыми ω_0 и $|\mathbf{d}_0|$ приводит к тому, что эти атомы перестают быть тождественными. Действительно, линейный эффект Доплера вызывает смещение частот фотонов при переходе от

неподвижной системы координат к системе координат атома, имеющего скорость \mathbf{v}_j . Поэтому $\alpha_1 \neq \alpha_2$ и

$$\alpha_1 = -\frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \frac{1}{\omega - \mathbf{k}_0 \mathbf{v}_1 - \omega_0 + i\gamma}, \quad (13)$$

$$\alpha_2 = -\frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \frac{1}{\omega + \mathbf{k}_0 \mathbf{v}_1 - \omega_0 + i\gamma}.$$

Подставляя (13) в (12), найдем частоты размерных резонансов, при которых эффективная поляризуемость атомов приобретает максимальные значения. На малых расстояниях, когда $k_0 R \ll 1$, получим следующие формулы для частот оптических размерных резонансов:

$$\omega_{1,2} = \omega_0 \pm \left[(\mathbf{k}_0 \mathbf{v}_1)^2 + w_{10} w_{20} B^2 \left(\frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\omega_{3,4} = \omega_0 \pm \left[(\mathbf{k}_0 \mathbf{v}_1)^2 + \frac{1}{4} w_{10} w_{20} A^2 \left(\frac{2|\mathbf{d}_0|^2}{\hbar} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (14)$$

Таким образом, при учете движения одинаковых атомов, в отличие от случая неподвижных атомов [11], возникают четыре линейных оптических стационарных размерных резонанса. Ширина этих резонансов определяется естественной шириной уровней изолированных атомов, из которых составлена система. Атомы, из которых составлена система, являются в нашем рассмотрении изотропными. Взаимное влияние атомов в поле лазерного излучения приводит к анизотропии двухатомной системы, поскольку $\alpha_{\text{eff}}^y(j) \neq \alpha_{\text{eff}}^{x,z}(j)$.

Силы, действующие на атомы двухатомного объекта в лазерном поле, определяются следующим образом [2, 3]:

$$\mathbf{F}_1 = -\left\langle \frac{\partial \mathbf{V}_1}{\partial \mathbf{r}_1} \right\rangle, \quad \mathbf{F}_2 = -\left\langle \frac{\partial \mathbf{V}_2}{\partial \mathbf{r}_2} \right\rangle, \quad (15)$$

где угловые скобки подразумевают квантовомеханическое усреднение, \mathbf{V}_1 и \mathbf{V}_2 – операторы взаимодействия атомов с электрическим полем. Для двухуровневых атомов объекта в соответствии с (3) имеем:

$$V_j = -\frac{1}{2} \sigma_{+j} \mathbf{d}_{0j}^* \mathbf{E}_{0j} - \frac{1}{2} \sigma_{-j} \mathbf{d}_{0j} \mathbf{E}_{0j}^*, \quad (16)$$

где действующие поля \mathbf{E}_{0j} определяются выражениями (8), в которых величины \mathbf{X}_j определяются с помощью эффективных поляризуемостей (12), зависящих от координат точек наблюдения \mathbf{r}_1 и \mathbf{r}_2 . Подставляя

(16) в (15), получим после усреднения следующие выражения:

$$\mathbf{F}_1 = \frac{1}{2} \sum_{m=x,y,z} X_{1m}^* \frac{\partial E_{01}^m}{\partial \mathbf{r}_1} + \text{к.с.}, \quad (17)$$

$$\mathbf{F}_2 = \frac{1}{2} \sum_{m=x,y,z} X_{2m}^* \frac{\partial E_{02}^m}{\partial \mathbf{r}_2} + \text{к.с.},$$

где

$$X_{jm} = \alpha_{\text{eff}}^m(j) E_{0L}^m. \quad (18)$$

Вычислив соотношения (17), можно представить силы \mathbf{F}_1 и \mathbf{F}_2 в виде суммы трех парциальных сил,

$$\mathbf{F}_j = \mathbf{F}_j^{(1)} + \mathbf{F}_j^{(2)} + \mathbf{F}_j^{(3)}, \quad (19)$$

где $\mathbf{F}_j^{(1)}$ направлена вдоль волнового вектора \mathbf{k}_0 лазерной волны, а силы $\mathbf{F}_j^{(2)}$ и $\mathbf{F}_j^{(3)}$ направлены вдоль или против единичного вектора $\mathbf{n} = (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)/|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|$. При этом силы $\mathbf{F}_j^{(2)}$ будем называть силами внешнего смещения, а силы $\mathbf{F}_j^{(3)}$ – силами внутреннего смещения атомов в двухатомном объекте в зависимости от знака перед вектором \mathbf{n} в соответствующих слагаемых общего выражения (17).

В отсутствие диполь-дипольного взаимодействия атомы не влияют друг на друга и в формулах (17), (19) отличны от нуля только силы радиационного давления $\mathbf{F}_1^{(1)}$ и $\mathbf{F}_2^{(1)}$, которые определяются квантовыми поляризуемостями (13). При учете диполь-дипольного взаимодействия силы $\mathbf{F}_1^{(1)}$ и $\mathbf{F}_2^{(1)}$ можно по-прежнему называть силами радиационного давления, хотя в выражениях для индуцированных дипольных моментов теперь необходимо пользоваться эффективными поляризуемостями (12).

Направления сил радиационного давления совпадают с волновым вектором \mathbf{k}_0 внешнего излучения. Дисперсионная зависимость сил радиационного давления определяется дисперсионными зависимостями эффективных поляризуемостей атомов. Это означает, что при фиксированных межатомных расстояниях R силы радиационного давления значительно возрастают, когда частота внешнего поля совпадает с частотой размерного резонанса. Силы радиационного давления пропорциональны квадрату напряженности электрического поля внешней волны. Используя значения эффективных поляризуемостей для атомов натрия, определим безразмерную силу радиационного давления $F_1^{(1)}/2\hbar k_0 \gamma$ на частоте одного из размерных резонансов. Видно, что эта сила может быть порядка единицы при лазерных полях $E_{0L} = 10^{-3}$ ед. СГСЭ, удовлетворяющих условию линейного приближения $w_j \rightarrow -1$.

Рассмотрим поведение двух взаимодействующих движущихся одинаковых атомов в лазерном поле при различных направлениях распространения лазерной волны по отношению к оси двухатомного объекта. По абсолютному значению безразмерные силы, действующие на первый и второй атомы натрия, превышают приблизительно в два раза силу радиационного давления, что указывает на значительную роль в динамике атомов и других парциальных сил, а именно, сил внутреннего и внешнего смещения атомов. Более того, силы, действующие на первый и второй атомы, отличаются по абсолютному значению друг от друга, поскольку движущиеся атомы не являются тождественными и их эффективные поляризуемости, как видно из (12), по-разному зависят от межатомных расстояний из-за отличия квантовых поляризуемостей (13). Можно оценить значения ускорения атомов натрия в лазерном поле. Так, при $F_{1y}/2\hbar k\gamma = 1$, где $k = \omega_0/c$, получим значенные силы $F_{1y} = 1.33 \cdot 10^{-14}$ дин и ускорение, равное $0.32 \cdot 10^9$ см/с². При фиксированной скорости относительного движения атомов результирующие силы F_{1y} и F_{2y} , действующие на атомы в лазерном поле, сильно изменяются при изменении межатомных расстояний. При этом изменяется и зависимость этих сил от частоты лазерного поля. Это означает, что эффективное управление движением атомов возможно лишь при соответствующем изменении частоты лазерного поля.

Рассмотрим траекторию двумерного движения взаимодействующих атомов в поле плоской лазерной волны. Потенциальная энергия атомов в двухатомном объекте, облучаемом полем лазерного излучения, определяется формулами:

$$\langle \mathbf{V}_1 \rangle = -\frac{1}{2} \mathbf{X}_1^* \left(\mathbf{E}_{0L} e^{ik_0 r_1} + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_2 e^{ik_0 R} \right) + \text{к.с.}, \quad (20)$$

$$\langle \mathbf{V}_2 \rangle = -\frac{1}{2} \mathbf{X}_2^* \left(\mathbf{E}_{0L} e^{ik_0 r_2} + \frac{1}{2} \hat{G} \mathbf{X}_1 e^{ik_0 R} \right) + \text{к.с.}$$

При больших расстояниях между атомами, сравнимых с длиной волны лазерного излучения, потенциальная энергия атома в объекте может принимать как положительные, так и отрицательные значения, в зависимости от отстройки от резонанса. Иными словами, меняя частоты внешнего излучения, можно притягивать или отталкивать атомы под действием лазерного излучения.

Рассмотрим поведение потенциальной энергии атомов (20) при малых межатомных расстояниях, когда $k_0 R \ll 1$. В этом случае потенциальные энергии (20) зависят только от межатомного расстоя-

ния. В системе центра инерции (9) задача о движении двух атомов на малых расстояниях сводится к задаче движения одного атома в центральном поле. Как известно [15], траектория движения частицы в центральном поле лежит целиком в одной плоскости. При этом момент импульса \mathbf{M} перпендикулярен этой плоскости и является сохраняющейся величиной, то есть $M_x = M = \text{const}$. Полное решение задачи о движении частицы в центральном поле можно получить, исходя из законов сохранения энергии E и момента M , не выписывая при этом самих уравнений движения. Тогда, следуя [15], получим следующие формулы:

$$t = \int \frac{dr}{\sqrt{\frac{2}{m}[E - U(r)] - \frac{M^2}{m^2 r^2}}} + \text{const}, \quad (21)$$

$$\varphi = \int \frac{\frac{M}{r^2} dr}{\sqrt{2m[E - U(r)] - \frac{M^2}{r^2}}} + \text{const}, \quad (22)$$

где $m = m_A/2$, φ и r – полярные координаты атома с приведенной массой m , движущегося в плоскости ZY , $U(r) = \langle V_1 \rangle + \langle V_2 \rangle$. Формулы (21), (22) решают в общем случае задачу движения взаимодействующих атомов. При этом формула (22) определяет связь между r и φ , то есть определяет искомую траекторию движения, а формула (21) определяет в неявном виде расстояние r движущейся частицы от центра как функцию времени. Значения $r = R$, при которых

$$U(r) + M^2/2mr^2 = E, \quad (23)$$

определяют границы области движения по расстоянию от центра. При выполнении равенства (23) радиальная скорость \dot{r} обращается в нуль, однако это не означает остановки частицы, так как угловая скорость $\dot{\varphi} = M/mr^2$ не обращается в нуль.

Рассмотрим финитное движение частицы в области, ограниченной двумя окружностями с радиусами r_{\max} и r_{\min} . За время, в течение которого r изменяется от r_{\max} до r_{\min} и затем до r_{\max} , радиус-вектор частицы повернется на угол $\Delta\varphi$, который может быть вычислен с помощью формулы (22). При этом траектория частицы может быть как замкнутой, так и не замкнутой в зависимости от вида потенциальной энергии $U(r)$. Определим зависимость потенциальной энергии U от координаты r , полагая, что частота лазерного поля изменяется в соответствии с формулами (14). Пусть поляризация лазерного поля совпадает с осью y , то есть $\mathbf{E}_{0L} \parallel \mathbf{y}_0$, где \mathbf{y}_0 – орт координаты

у. Тогда при $\omega - \omega_0 = B(2d_0^2/\hbar)$ получим из (20) следующую формулу для потенциальной энергии:

$$U(r) = \frac{1}{2}E_{0L}^2 r^3, \quad (24)$$

где $r = R$ – относительное расстояние между атомами. Отметим при этом следующие свойства полученной зависимости (24). Потенциальная энергия взаимодействия двух движущихся атомов в лазерном поле при $r \ll \lambda$, частота которого изменяется в соответствии с межатомным расстоянием, не зависит от скорости движения атомов и соответствует отталкиванию атомов. При малых межатомных расстояниях таких, что $r \ll \lambda$, можно считать, что $\gamma \ll B(2d_0^2/\hbar)$, поэтому потенциальная энергия $U(r)$ изменяется с расстоянием по закону r^3 . Для другого размерного резонанса при выбранной поляризации лазерного поля, в соответствии с формулой (14), имеем $\omega - \omega_0 = -B(2d_0^2/\hbar)$, и потенциальная энергия межатомного взаимодействия будет определяться следующей формулой:

$$U(r) = -2E_{0L}^2 \left(\frac{2d_0^2}{\hbar} \right) \frac{1}{\gamma^2} \cdot \frac{1}{r^3}, \quad (25)$$

что соответствует притяжению атомов.

На рис.1 представлена зависимость безразмерного расстояния r/λ от полярного угла для потенциальной энергии межатомного взаимодействия, изменяющейся по закону (24). Траектория $r(\varphi)$ относительного движения представляется в виде двумерной “розетки”, состоящей из последовательности круговых траекторий.

Другой тип финитного движения соответствует потенциальной энергии (25). В этом случае из неравенства

$$\frac{m\dot{r}^2}{2} = E - U(r) - \frac{M^2}{2mr^2} > 0, \quad (26)$$

следует, что возможны очень малые межатомные расстояния, то есть $r \rightarrow 0$, поскольку $U(r)$ стремится к $-\infty$ по закону $-1/r^n$, где $n = 3$. Этот случай соответствует падению частицы на центр. Минимальное расстояние между атомами будет определяться частотой лазерного поля в соответствии с условием выполнения размерного резонанса $\omega = \omega_0 - B(2d_0^2/\hbar)$.

На рис.2 представлена зависимость безразмерного расстояния от полярного угла для потенциальной энергии (25).

Таким образом, в данной статье доказано, что, плавно изменяя частоту лазерного излучения в соответствии с формулами (14) при фиксированной поляризации лазерного излучения, можно эффективно

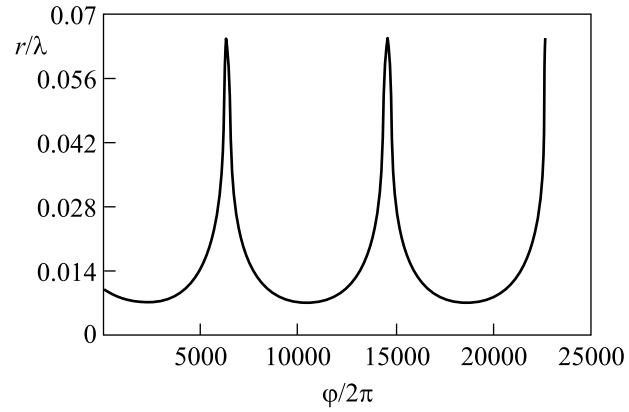


Рис.1. Траектория финитного движения атомов в лазерном поле, когда потенциальная энергия изменяется с расстоянием по формуле (24). Скорость атомов, входящих в область финитного движения, $v = 60$ см/с, $E_{0L} \parallel y_0$, $E_{0L} = 5 \cdot 10^{-2}$ ед. СГСЭ. Частота лазерного поля удовлетворяет условию размерного резонанса $\omega = \omega_0 + B(2d_0^2/\hbar)$. Энергия двухатомной системы в области финитного движения равна $E = (m/2)\dot{r}^2 + (M^2/2mr^2) + U(r) = 0.68979 \cdot 10^{-19}$ эрг, момент импульса $M = m^2 v^2 \rho^2$, ρ – прицельное расстояние между атомами в начальный момент времени, $\rho = 0.01\lambda$, $m = m_A/2$, m_A – масса атома натрия. В атоме натрия рассматривается квантовый $3S - 3P$ переход с длиной волны $\lambda = 5890 \text{ \AA}$. Естественная ширина линии перехода $3S - 3P$ равна 10 МГц [2]

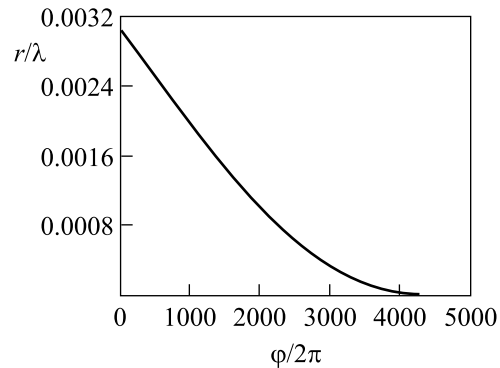


Рис.2. Траектория финитного движения атомов в лазерном поле, когда потенциальная энергия притяжения изменяется по формуле (25) (падение частицы на центр). Скорость атомов, входящих в область финитного движения, равна $v = 5 \cdot 10^4$ см/с, прицельное расстояние $\rho = 0.0306\lambda$, $E_{0L} = 5 \cdot 10^{-3}$ ед. СГСЭ, $E = 0.66 \cdot 10^{-15}$ эрг. Частота лазерного поля удовлетворяет условию размерного резонанса $\omega = \omega_0 - B(2d_0^2/\hbar)$

управлять финитным движением атомов при малых по сравнению с длиной волны межатомных расстояниях. При таких условиях в поле непрерывного лазерного излучения, используя зависимость потенци-

альной энергии от расстояния (25), можно при комнатной температуре получать димеры из атомов идеального газа, а расстояние между атомами в димерах определяется соответствующей частотой лазерного излучения.

Авторы выражают признательность В. Г. Миногину за полезное обсуждение некоторых результатов данной статьи.

1. V. I. Balykin, V. G. Minogin, and V. S. Letokhov, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1429 (2000).
2. В. Г. Миногин, В. С. Летохов, *Давление лазерного излучения на атомы*, М.: Наука, 1986.
3. О. Н. Гадамский, *УФН* **170**, 1145 (2000).
4. H. T. Dung, L. Knol, and D.-G. Welsch, *Phys. Rev. A* **66**, 063810 (2002).
5. V. I. Yukalov, *Eur. Phys. Journal D.* **13**, 83 (2001).
6. R. H. Lemberg, *Phys. Rev. A* **3**, 889 (1970).
7. M. J. Stephen, *J. Chem. Phys.* **40**, 569 (1964).
8. О. Н. Гадамский, *ТМФ* **106**, 145 (1996).
9. O. N. Gadamsky and K. V. Krutitsky, *J. of the European Optical Society* **9**, 343 (1997).
10. О. Н. Гадамский, Ю. Ю. Воронов, *Письма в ЖЭТФ* **69**, 750 (1999).
11. О. Н. Гадамский, А. С. Куницын, *Ж. прикладной спектроскопии* **67**, 777 (2000).
12. V. V. Klimov and V. S. Letokhov, *Phys. Rev.* **628**, 1639 (2000).
13. В. Л. Берковиц, А. В. Гордеева, В. А. Кособукин, *ФТТ* **92**, 613 (2001).
14. О. Н. Гадамский, К. Ю. Моисеев, *Опт. и спектр.* **92**, 613 (2002).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Механика*, М.: Наука, 1965.