

[6] E w e r s t o w s k i R., R o z e n f e l d B.,
S w i a t k o w s k i W. // Acta Phys. Pol.
1984. V. A66. N 2. P. 139-148.

Научно-исследовательский
институт материаловедения
им. А.Ю. Малинина,
Москва

Поступило в Редакцию
14 мая 1990 г.
В окончательной Редакции
23 августа 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 24

26 декабря 1990 г.

01; 02

© 1990

КЛАССИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ПРИТЯЖЕНИЯ РЕЗОНАНСНО ПОЛЯРИЗУЕМЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛЕ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

М.Я. А м у с ь я, М.Л. Ш м а т о в

В рамках классической модели проведена оценка сил, возникающих между двумя частицами, например, атомами, в поле световой волны.

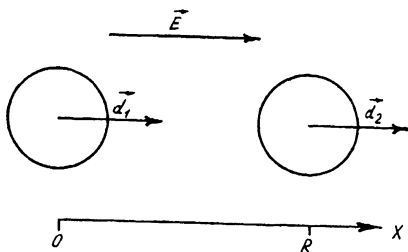
В работах [1-3] изучалось светоиндуцированное взаимодействие атомов. В частности, рассматривалась возможность образования связанных состояний; для описания использовались квантовомеханические модели [1-3]. В работе [4] исследовалось возникающее при облучении лазером взаимодействие между находящимися в воде диэлектрическими шариками.

Мы рассматриваем светоиндуцированное взаимодействие резонансно поляризуемых частиц, описывая их как гармонические осцилляторы с затуханием. Размеры частиц и расстояние между ними полагаем малыми по сравнению с длиной волны излучения. Количественные оценки проводятся с использованием характерных параметров атомов [5-6]. В связи с этим, а также для краткости, в дальнейшем мы, подразумевая любые резонансно поляризуемые частицы, используем термин „атомы“.

Для упрощения задачи рассмотрим одномерный случай. Предположим, что атомы, например, находятся в ловушке, позволяющей им двигаться только в направлении x . Электрическое поле световой волны \vec{E} направлено по линии, разделяющей атомы (см. рис. 1):

$$E = E_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

Полагаем, что оба атома одинаковы, частота некоторого атомного перехода равна ω_0 . Скорости атомов малы, эффектом Доп-



Геометрия системы. \vec{E} - вектор электрического поля световой волны, \vec{d}_1 и \vec{d}_2 - вектора дипольного момента 1-го (1) и 2-го (2) атомов соответственно.

пера можно пренебречь. Мы также не учитываем вклад сил Ван-дер-Ваальса в полное взаимодействие атомов. Взаимодействие атомов, в целом электронейтральных, с электрическим полем световой волны и между собой будем рассматривать через поведение отрицательных зарядов величиной $(-q)$ и массой m , прикрепленных к „пружинам” с коэффициентом упругости k :

$$\omega_0 = \sqrt{k/m}. \quad (2)$$

Полагаем, что отклонение осциллятора от положения равновесия на величину x приводит к появлению дипольного момента $d = (-q)x$; $m\gamma$ - эффективный коэффициент трения. Мы, как оговорено выше, ограничимся рассмотрением расстояний между атомами R , малых по сравнению с длиной волны $\lambda = (2\pi/\omega)c$:

$$R \ll \lambda, \quad (3)$$

взаимодействие осцилляторов между собой опишем через электростатическое поле на оси диполя, пренебрегая тем самым запаздыванием. Магнитных сил, которые в общем случае могут быть связаны с индуцированными переменной поляризацией токами и внести вклад во взаимодействие между поляризуемыми объектами в поле световой волны [4], в выбранной геометрии нет. Влиянием магнитного поля световой волны на движение зарядов пренебрегаем.

Рассмотрим установившийся режим колебаний, используя метод комплексных амплитуд. Отклонение 1-го и 2-го осцилляторов от положения равновесия x_1 и x_2 ищем как вещественную часть $\hat{x}_1 \exp(i\omega t)$ и $\hat{x}_2 \exp(i\omega t)$ соответственно. При сделанных допущениях уравнения движения в поле (1) принимают вид:

$$\begin{cases} (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega) \hat{x}_1 - \frac{2q^2}{mR^3} \hat{x}_2 = -\frac{qE_0}{m} \\ -\frac{2q^2}{mR^3} \hat{x}_1 + (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega) \hat{x}_2 = -\frac{qE_0}{m} \end{cases} \quad (4)$$

Решение системы (4) имеет вид

$$\hat{x}_1 = \hat{x}_2 = \frac{qE_0/m}{\omega^2 - \Omega_0^2 - i\gamma\omega}, \quad (5)$$

где

$$\Omega_0^2 = \omega_0^2 - \frac{2q^2}{mR^3}. \quad (6)$$

Мы полагаем, что параметр γ связан только с радиационным затуханием. Так как оба диполя колеблются когерентно и находятся на малом расстоянии (3), то $\gamma \approx 2\gamma_1$, где γ_1 — параметр затухания отдельного атома.

Сила, действующая между диполями в данной геометрии (см. рис. 1), приводит к их притяжению и равна по абсолютной величине $6d^2/R^4$. Поляризуемость осциллятора в статическом поле α_0 описывается выражением

$$\alpha_0 = q^2/k. \quad (7)$$

Выражение (6) с учетом (2) и (7) можно переписать в виде

$$\Omega_0^2 = \omega_0^2 (1 - 2\alpha_0/R^3). \quad (6a)$$

Используя (2, 5, 6a и 7), для f — усредненной по времени силы, действующей, для определенности, на 2-й осциллятор со стороны 1-го, получаем выражение, не содержащее вспомогательных модельных параметров q и m :

$$f(R) = -3(\alpha_0 \omega_0^2)^2 \frac{E_0^2}{R^4} \frac{1}{[\omega^2 - \Omega_0^2]^2 + \gamma^2 \omega^2}. \quad (8)$$

Поляризуемость атома можно представить как суммарную поляризуемость системы из нескольких осцилляторов [7, 8]. Поэтому используемая в (6a, 7, 8) поляризуемость отдельного осциллятора α_0 меньше полной статической поляризуемости атома.

Для количественных оценок положим $\alpha_0 = 10^{-24} \text{ см}^3$, $\omega_0/\gamma = 10^7$ [5, 6]. Тогда изменение резонансной частоты с расстоянием, которое при $R^3 \gg \alpha_0$ составляет, как видно из (6a), приблизительно $-\omega_0 \alpha_0 / R^3$, по абсолютной величине превосходит γ до расстояния $\approx 200 \text{ \AA}$.

Для оценки энергии связи атомов $\mathcal{U}(R)$ пренебрежем ограничением (3) и определим $\mathcal{U}(R)$ выражением

$$U(R) = \int_R^{\infty} f(x) dx. \quad (9)$$

Подставив в (9) в качестве переменной интегрирования $\omega^2 - \Omega_0^2(x)$ (см. 6а, 8), получаем:

$$U(R) = -\frac{\alpha_0 \omega_0^2 E_0^2}{2\gamma\omega} \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{\omega^2 - \Omega_0^2(R)}{\gamma\omega} \right] - \operatorname{arctg} \left[\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\gamma\omega} \right] \right\}. \quad (10)$$

Рассмотрим случай, когда разность частот $\Delta\omega = \omega - \omega_0$ отрицательна, а $|\Delta\omega|$ в несколько раз, например, в 3, превышает γ . Аргумент 2-го арктангенса в выражении (10), приблизительно равный $2\Delta\omega/\gamma$, будем считать большим по модулю отрицательным числом, арктангенс которого приблизительно равен $-\pi/2$ (так, $\operatorname{arctg}(-6) \approx -1.41$). Выражение (10) (при $\alpha_0 \omega_0 / R^3 \geq |\Delta\omega|$) можно приближенно записать в виде

$$U(R) \approx -\frac{\alpha_0}{2} E_0^2 \left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right) \left\{ \operatorname{arctg} \left[\frac{2 \left(\frac{\alpha_0}{R^3} \omega_0 + \Delta\omega \right)}{\gamma} \right] + \frac{\pi}{2} \right\}. \quad (10a)$$

Из (10, 10a) видно, что при достаточно малых R , когда, например, $\alpha_0 \omega_0 / R^3 \geq 2|\Delta\omega|$, а это при используемых нами α_0 , γ/ω_0 и $\Delta\omega$ соответствует $R \leq 120 \text{ \AA}$, зависимость потенциальной энергии от расстояния почти исчезает,

$$U(R) \approx -\frac{\pi}{2} \alpha_0 E_0^2 \left(\frac{\omega_0}{\gamma} \right). \quad (10б)$$

Таким образом, ограничение движения атомов, приводящее к образованию своеобразного связанного состояния, в данном случае происходит при больших по сравнению с атомными размерами расстояниях. При выбранных параметрах $\alpha_0 = 10^{-24} \text{ см}^3$, $\omega_0/\gamma = 10^7$ и мощности падающего излучения 100 Вт/см^2 определяемая выражением (10б) энергия связи составляет приблизительно 0.1 К. Если атомы находятся в ловушке при низкой температуре, такое взаимодействие может быть довольно заметно. Очевидно, что при не слишком большой мощности излучения энергия связи линейна по этой величине. В том случае, когда поляризуемость атомов большая, например, если атомы относятся к щелочным или щелочноземельным элементам или находятся в возбужденных состояниях [6], энергия связи будет в несколько раз больше, чем приведенная нами оценка. Притяжение атомов в возбужденных состояниях может быть реализовано, в частности, при использовании двух лазеров, один из которых служит для образования возбужденного состояния, а второй поляризует это состояние, создавая тем самым основной вклад в силу, действующую между атомами. Очевидно, что взаимодействие рассмотренного типа возможно и в стоячей волне.

Отметим, что, возможно, светиндуцированное взаимодействие будет заметно для экситонов, в частности, в гетероструктурах.

- [1] Смирнов В.С., Чаплик А.В. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. В. 5 (11). С. 1741-1747.
- [2] Жукова Н.И., Казанцев А.П., Казанцев Э.Ф., Соколов В.П. // ЖЭТФ. 1979. Т. 76. В. 3. С. 896-907.
- [3] Kazantsev A.P., Sokolov V.P. // Opt. Acta. 1980. V. 27. N 3. P. 269-273.
- [4] Burns M.M., Fournier J.-M., Golovchenko J.A. // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 63. N 12. P. 1233-1236.
- [5] Бете Г., Солпитер Э. // Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. М.: Физматгиз, 1960. 564 с.
- [6] Радциг А.А., Смирнов Б.М. // Параметры атомов и атомных ионов: Справочник. 2-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1986. 344 с.
- [7] Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. // Фейнмановские лекции по физике. Вып. 3-4. М.: Мир, 1976. 496 с.
- [8] Сивухин Д.В. // Общий курс физики. Т. 4. Оптика. М.: Наука, 1980. 752 с.

Физико-технический
институт им. А.Ф. Иоффе
АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию
24 апреля 1990 г.
В окончательной редакции
18 октября 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 24

26 декабря 1990 г.

05.1; 05.3

© 1990

КАНАЛЫ AgI В КРИСТАЛЛАХ $AgCl$

А.Л. Каргужанский, Т.Э. Кехва,
Б.Т. Плаченков, В.А. Резников

В работе [1] описана нитевидная кристаллизация CdI_2 в кристаллах CdS , происходящая в результате фотохимического травления CdS в водном растворе $KI \cdot AgI$. Как возможный механизм рассматривалось восстановление Ag из водного комплекса $KI \cdot AgI$, адсорбированного на поверхности CdS при захвате фотоэлектрона, вследствие чего в растворе образуется избыток йода, который встраивается в решетку CdS в местах выхода дырок на поверхность.