Письма в ЖЭТФ, том 49, вып. 1, стр. 3 – 5 *10 января 1989 г.*

АНОМАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА МИКРОЧАСТИЦЕЙ

Г.Н.Николаев

Теоретически исследовано поглощение света микрочастицей в присутствие около нее атома, частота оптического перехода которого резонансна частоте света. Предсказано значительное увеличение поглощения энергии микрочастицей. Величина эффекта зависит от расстояния между микрочастицей и атомом и временных условий облучения.

1. Сечение поглощения света изолированной сферической микрочастицей, радиус a которой много меньше длины волны облучающего света λ ($a/\lambda \ll 1$), определяется классической формулой [1]:

$$\sigma_p = 12 \frac{a}{\lambda\!\!\!^{-}} \frac{\epsilon''}{|\epsilon + 2|^2} S, \quad (1)$$

где $\lambda\!\!\!^{-} = \lambda/2\pi$, $S = \pi a^2$, $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ – комплексная восприимчивость микрочастицы. Как правило, σ_p меньше ее геометрического сечения S.

С другой стороны известно, что сечение резонансного взаимодействия атома со светом существенно больше: $\sigma_A = 2\pi \frac{\gamma}{\Gamma} \lambda\!\!\!^{-2}$; γ, Γ – радиационная и полная ширина резонансного перехода атома.

Цель настоящей работы – выяснение возможности каскадной передачи энергии от света к атому, а от него – к микрочастице.

2. Передача энергии от возбужденного светом атома к микрочастице осуществляется посредством поглощения электрического поля наведенного светом атомного диполя.

Поэтому рассмотрим вспомогательную задачу о поглощении микрочастицей электрического поля диполя $\mathbf{d}$, колеблющегося с частотой ω и находящегося на расстоянии $\mathbf{R}$ от центра микрочастицы.

При вычислении поглощаемой мощности $\mathcal{P}$ в микрочастице удобно исходить из формулы [1]

$$\mathcal{P} = -\frac{1}{2} \mathrm{Re} \int \mathbf{P}(\mathbf{r}) \dot{\mathcal{E}}^*(\mathbf{r}) d^3 r, \quad (2)$$

где интегрирование ведется по объему микрочастицы, $\mathbf{P}(\mathbf{r})$ и $\vec{\mathcal{E}}(\mathbf{r})$ – поляризация единицы объема микрочастицы и напряженность электрического диполя в точке $\mathbf{r}$. Уравнение (2) можно привести к более удобному виду:

$$\mathcal{P} = -\frac{\omega}{8\pi} \mathrm{Im} \oint (\epsilon - 1) \varphi(\mathbf{r}) \vec{\mathcal{E}}^*(\mathbf{r}) d\mathbf{S}, \quad (2a)$$

где интегрирование ведется уже по поверхности микрочастицы, а $\varphi(\mathbf{r})$ – полный потенциал электрического поля на поверхности. Для рассматриваемой проблемы наиболее интересна ситуация, когда $R \leqslant \lambda$. В этом случае справедливо квазистатическое приближение для φ и $\vec{\mathscr{E}}$. Получаемая при этом $\mathscr{P}$ как функция ϵ, a/R выражается через гипергеометрические функции. Ее вид существенно упрощается для малых расстояний $R - a \leqslant a$ диполя от поверхности микрочастицы ($\cos\alpha = \frac{\mathbf{dR}}{dR}$):

$$\mathscr{P} \approx \frac{\omega |d|^2 (1 + \cos^2 \alpha)}{16(R - a)^3} \operatorname{Im} \frac{(\epsilon - 1)}{(\epsilon + 1)} . \tag{3}$$

Заметим, что это выражение совпадает с точной величиной $\mathscr{P}$ для случая, когда микрочастица заменена полупространством.

3. Наведенный диполь возникает под действием трех полей: исходного поля световой волны, поля индуцированного этой волной диполя микрочастицы и поля поляризации микрочастицы, создаваемой атомным диполем – "поля изображения". Известно, (см., например, [2]), что последнее взаимодействие приводит к сдвигу энергетических уровней и уширению Γ_d оптических переходов атома вблизи материальных тел. Последнее можно представить в виде (см., например, [2]):

$$\Gamma_d = 2 d_\alpha^{mn} d_\beta^{nm} \operatorname{Im} G_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{R}; \omega_{mn})/\hbar, \tag{4}$$

где d_α^{mn} – матричный элемент α-ой компоненты дипольного момента на переходе $m\!-\!n$; $G_{\alpha\beta}(\mathbf{R}, \mathbf{R}; \omega)$ – полевая восприимчивость:

$$\mathscr{E}_\alpha(\mathbf{r}, \omega) = G_{\alpha\beta}(\mathbf{r}, \mathbf{r}'; \omega) d_\beta(\mathbf{r}', \omega).$$

Найденные для рассматриваемого случая $G_{\alpha\beta}$ выражаются через гипергеометрические функции, зависящие от ϵ и a/R. Вид $G_{\alpha\beta}$ существенно упрощается для малых расстояний диполя от поверхности микрочастицы:

$$2G_{xx} = 2G_{yy} \approx G_{zz} \approx \frac{1}{4(R - a)^3} \frac{(\epsilon - 1)}{(\epsilon + 1)} \tag{5}$$

(ось z выбрана вдоль оси, соединяющей атом и микрочастицу).

Подставляя эти соотношения в (4) и учитывая равенства $|d_x^{mn}|^2 = |d_y^{mn}|^2 = |d_z^{mn}|^2 = |d^{mn}|^2/3$ (d^{mn} – приведенный матричный элемент дипольного момента перехода $m\!-\!n$) получим

$$\Gamma_d \approx \frac{|d^{mn}|^2}{3\hbar (R - a)^3} \operatorname{Im} \left(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 1} \right). \tag{6}$$

Величина наведенного атомного диполя зависит от режима облучения рассматриваемой системы. Рассмотрим два из них: стационарный и импульсный.

4. Как известно [3], при стационарном облучении двухуровневого атома его $|d|^2$ ведет себя немонотонным образом с изменением интенсивности света, достигая в резонансе максимального значения $|d^{01}|^2/4$ при насыщающем значении действующего на атом поля $|\mathscr{E}_{\text{н}}|^2 = 2\hbar^2 \Gamma^2 / |d^{01}|^2$, где $\Gamma = \gamma + \Gamma_d$.

Максимальная относительная эффективность передачи энергии к микрочастице каскадным образом $\mathscr{P}$ по отношению к поглощению энергии микрочастицей непосредственно из световой волны $\mathscr{P}_p$ следует, в этих условиях, из (1), (3), (6).

$$\eta \equiv \mathscr{P} / \mathscr{P}_p = \frac{3}{64} (R/a - 1)^3 |\epsilon + 1|^2 |3\epsilon + 1|^2 / \epsilon''^2 . \tag{7}$$

При выводе (7) полагалось $\Gamma_\alpha \gg \gamma$ (что справедливо на малых расстояниях атома от частицы), и ориентация системы атом – микрочастица выбрана вдоль напряженности электрического поля света. При ортогональной же ориентации необходимо $|3\epsilon + 1|$ в (7) заменить на $3/\sqrt{2}$.

Из (7) следует довольно неожиданный результат: уменьшение роли каскадной передачи энергии при приближении атома к микрочастице. Это объясняется уширением линии перехода при приближении атома к частице (6), что затрудняет индуцирование дипольного момента атома излучением.

5. Рассмотрим импульсное облучение системы с длительностью $\tau_и \ll \Gamma^{-1}$. Если действующее на атом поле представляет собой $\pi/2$ – импульс [4], огибающая которого удовлетворяет условию $\frac{2|d^{01}|}{\hbar} \int \mathcal{E}(t)dt = \pi/2$, то после прохождения импульса света в атоме наводится максимальный осциллирующий и затухающий дипольный момент $d = d^{01} \exp(-\Gamma t - i\omega t)$. В этом случае каскадная передача энергии микрочастице будет, очевидно, максимальной. Ее величина получается интегрированием (3) по t с указанным выше d. Для прямоугольного $\pi/2$ – импульса относительная эффективность каскадной передачи энергии микрочастице дается соотношением ($\mathbf{d} \parallel \mathbf{R}$):

$$\eta_1 \equiv \int \mathcal{P} dt / \int \mathcal{P}_p dt = \frac{3}{4\pi^2} \left(\frac{\lambda\!\!\!^-}{a}\right)^3 \frac{|3\epsilon + 1|^2}{\epsilon''} \gamma \tau_и . \quad (8)$$

Видно, что несмотря на малость величины $\gamma\tau_и$ (по условию короткого импульса) η_1 может быть достаточно большой за счет больших множителей $(\lambda\!\!\!^-/a)^3$ и $|3\epsilon + 1|^2/\epsilon''$.

Приведем оценку величины η_1 для микрочастицы из Na диаметром $2a = 100$ Å. Пусть в качестве атома используется атом Na и резонансное для него излучение с $\lambda = 589$ нм. При этом $\eta_1 \approx 10^6 \gamma\tau_и$, т.е., учитывая условие $\gamma\tau_и \ll 1$, эффективность каскадной передачи энергии может достигать $10^3 - 10^4$.

Таким образом, установлено, что эффективность каскадной передачи энергии от излучения через резонансный атом к микрочастице существенно зависит от режима облучения. Для стационарного излучения с приближением атома непосредственно к поверхности частицы эффективность каскадной передачи падает.

Для импульсного излучения каскадная передача энергии микрочастице может быть более чем в 10^3 эффективнее, чем непосредственное поглощение микрочастицей света.

Считаю приятным долгом поблагодарить С.Г.Раутиана за ценные обсуждения.

Литература

1. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
2. *Wylie J.M., Sipe J.E.* Phys. Rev. A., 1984, 30, 1185.
3. *Раутиан С.Г., Смирнов Г.И., Шалагин А.М.* Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск: Наука, 1979.
4. *Аллен Л., Эберли Дж.* Оптический резонанс и двухуровневые атомы М.: Мир, 1979.

Институт автоматики и электрометрии
Сибирское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 ноября 1988 г.