Декабрь 1992 г. Том 162, № 12

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

МЕТОДИЧЕСКИЕЗАМЕТКИ

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЕАКТИВНЫХ КОМПОНЕНТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

А.А. Колоколов, Г.В. Скроцкий

(Московский физико-технический институт, Московский станкоинструментальный институт)

При описании интерференции электромагнитных волн обычно ограничиваются случаем синфазных колебаний векторов напряженности электрического и магнитного полей интерферирующих волн. Пространственное наложение таких волн сохраняет синфазность колебаний суммарных векторов напряженности, меняя только их локальную амплитуду. В результате происходит пространственное перераспределение интенсивности излучения с возникновением характерного чередования максимумов и минимумов [1].

В общем случае интерференция электромагнитных волн может изменять как локальную амплитуду, так и фазовый сдвиг между колебаниями суммарных векторов напряженности электрического и магнитного полей. Представляет интерес рассмотреть в некотором смысле другой предельный случай интерференции, когда основной эффект связан с изменением фазового сдвига, приводящим к пространственному перераспределению интенсивности излучения.

Такая ситуация реализуется при интерференции так называемых реактивных компонент векторов напряженности электрического и магнитного полей. В случае реактивных компонент фазовый сдвиг между соответствующими колебаниями равен $\pi/2$, поэтому вклад реактивных компонент электромагнитного поля в интенсивность исходных волн равен нулю. При выполнении определенных условий пространственное наложение реактивных компонент электромагнитного поля двух и более волн может сделать фазовый сдвиг между колебаниями суммарных компонент напряженностей электрического и магнитного полей отличным от $\pi/2$. В результате формируется интерференционный поток энергии в новом направлении, где для исходных волн перенос энергии мог вообще отсутствовать.

В настоящих методических заметках особенности интерференции реактивных компонент электромагнитного поля рассматриваются на примере трех хорошо известных физических явлений: 1) прохождение света через прозрачную плоскопараллельную пластинку при падении под углом, превышающим критический угол полного внутреннего отражения, 2) формирование преломленной волны в области полного внутреннего отражения от прозрачной полубесконечной среды, 3) безызлучательный перенос энергии между атомами.

Пусть из прозрачной среды с показателем преломления n_1 на прозрачную плоскопараллельную пластинку с показателем преломления $n_2 < n_1$ под углом $\theta > \theta_{\text{кр}} = \arcsin(n_2/n_1)$ падает плоская монохроматическая волна частоты ω, поляризованная перпендикулярно плоскости падения. Пластинка занимает область пространства $0 \leq z \leq d$, где d — толщина пластинки, ось z направлена перпендикулярно поверхности пластинки, ось x ориентирована параллельно, а ось y — перпендикулярно плоскости падения. Падающая волна распространяется в положительном направлении оси z. Для определенности будем считать, что за пластинкой, где $z > d$, находится прозрачная среда с показателем преломления $n_3 = n_1$. Хорошо известно, что в этих условиях падающее излучение частично проходит через пластинку, несмотря на то, что угол падения $\theta > \theta_{\text{кр}}$.

Рассмотрим подробнее формирование потока энергии, переносимой излучением внутри пластинки. Напряженность электрического поля E_y внутри пластинки записывается в виде суммы соответствующих компонент векторов напряженностей электрического поля E_{1y} и E_{2y} двух неоднородных плоских волн, амплитуды которых меняются по экспоненциальному закону вдоль оси z,

$$E_y = E_{1y} + E_{2y} = A\exp[i(k_x x - \omega t) - (k_x^2 - k_2^2)^{1/2} z] + \\ + \rho A \exp[i(k_x x - \omega t) + (k_x^2 - k_2^2)^{1/2} z], \tag{1}$$

где t — время, $i = \sqrt{-1}$ — мнимая единица, k_x — проекция волнового вектора падающей волны на ось x, $k_2 = kn_2 < k_x(\theta > \theta_{\text{кр}})$, $k = \omega/c$, c— скорость света в вакууме. Величина A определяется из граничных условий на передней поверхности пластинки $z = 0$, а коэффициент

$$\rho = \frac{i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2} - k_{3z}}{i(k_x^2 - k_2^2)^{1/2} + k_{3z}} \exp[-2(k_x^2 - k_2^2)^{1/2} d] \tag{2}$$

определяется с помощью граничных условий на задней поверхности пластинки $z = d$. Здесь $k_{3z} = k_{1z} > 0$ — проекция волнового вектора на ось z для волны, прошедшей через пластинку.

Выражение для x-й компоненты напряженности магнитного поля H_x внутри пластинки имеет вид

$$H_x = \frac{i}{k}\frac{\partial E_y}{\partial z} = H_{1x} + H_{2x} = \\ = -i\frac{(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}}{k} A \exp[i(k_x x - \omega t) - (k_x^2 - k_2^2)^{1/2} z] + \\ + i\frac{(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}}{k} \rho A \exp[i(k_x x - \omega t) + (k_x^2 - k_2^2)^{1/2} z]. \tag{3}$$

Индексы 1 и 2 у компонент напряженности электромагнитного поля в формулах (1) и (2) обозначают принадлежность к неоднородной плоской волне, возбуждаемой у передней и задней поверхности пластинки соответственно.

Согласно формулам (1) и (3) фазовый сдвиг между E_{1y} и H_{1x} равен $-\pi/2$, а между E_{2y} и H_{2x} равен $+\pi/2$. Усредненная по времени плотность потока энергии (интенсивность), переносимой каждой неоднородной плоской волной вдоль оси z,

$$I_z = \frac{c}{8\pi}\mathrm{Re}[\mathbf{E}\mathbf{H}^*]_z = -\frac{c}{8\pi}\mathrm{Re}(E_y H_x^*), \tag{4}$$

где Re обозначает взятие вещественной части, * в индексе — комплексное сопряжение, оказывается равной нулю: $I_{1z} = I_{2z} = 0$. Следовательно, в отношении переноса энергии вдоль оси z компоненты напряженностей электромагнитного поля (E_{1y}, H_{1x}) и (E_{2y}, H_{2x}) являются реактивными.

Физический механизм переноса энергии излучения внутри пластинки вдоль оси z связан с интерференцией реактивных компонент электромагнитного поля, в результате которой, как видно из формул (1) — (3), фазовый сдвиг между суммарными напряженностями электрического E_y и магнитного H_x полей становится отличным от $\pi/2$. Подставляя выражение (1) — (3) в формулу (4), можно получить

$$I_z = \frac{c}{8\pi}\frac{(k_x^2 - k_2^2)^{1/2}}{k}|A|^2\, 2\,\mathrm{Im}\,\rho =$$
$$= \frac{c}{2\pi}\frac{k_{3z}}{k}\frac{k_x^2 - k_2^2}{k_x^2 - k_2^2 + k_{3z}^2}|A|^2 \exp[(-2(k_x^2 - k_2^2)^{1/2} d)], \tag{5}$$

где Im обозначает взятие мнимой части. Из формулы (5) видно, что для произвольной плоскости $0 \le z = \mathrm{const} \le d$ интенсивность интерференционного потока энергии I_z является постоянной величиной, а чередование максимумов и минимумов, характерных для обычной интерференции, отсутствует.

В рассмотренном примере амплитуды интерферирующих неоднородных плоских волн экспоненциально уменьшались в противоположных направлениях оси z. Возникает вопрос о возможности интерференционного переноса энергии в том случае, когда амплитуды неоднородных плоских волн экспоненциально уменьшаются в одном направлении. Анализ показывает, что интерференционный поток энергии вдоль оси z может возникнуть и в этом случае, если выполняется условие

$$\frac{E_{1y}}{H_{1x}} \ne \frac{E_{2y}}{H_{2x}}. \tag{6}$$

Из условия (6) следует, что интерферирующие волны должны иметь разные либо частоты $(\omega_1 \ne \omega_2)$, либо x-е компоненты волнового вектора $(k_{1x} \ne k_{2x})$. Такие совокупности неоднородных плоских волн возникают при полном внутреннем отражении излучения, ограниченного во времени или в поперечном направлении, и соответствуют отдельным фурье-компонентам падающего излучения.

Для рассмотрения этого случая удобно воспользоваться методом медленно меняющихся амплитуд, позволяющим учесть интегральный эффект интерференции всего континуума неоднородных плоских волн, описывающего преломленное излучение. Пусть из прозрачной среды с показателем преломления n_1 на плоскую границу раздела $z = 0$ с прозрачной средой, имеющей показатель преломления $n_2 < n_1$, под углом $\theta > \theta_{\text{кр}} = \arcsin(n_2/n_1)$ падает квазимонохроматический плоский импульс излучения, поляризованного перпендикулярно плоскости падения (вдоль оси y) и ограниченного вдоль оси x, лежащей в плоскости падения.

Напряженность электрического поля падающего импульса запишется в виде

$$E_{1y} = \mathcal{E}_1(x,z,t)\exp[i(k_{1x}x + k_{1z}z - \omega_0 t)], \tag{7}$$

где $k_{1x} = k_1 \sin\theta > k_2 = k_0 n_2$, $k_1 = k_0 n_1$, $k_0 = \omega_0/c$, $k_{1z} = k_1 \cos\theta > 0$, ω_0 — основная частота импульса. Комплексная амплитуда $\mathcal{E}_1(x, z, t)$ **является** медленной функцией своих аргументов

$$\left|\frac{\partial^2\mathcal{E}_1}{\partial x^2}\right| \ll |k_{1x}|\left|\frac{\partial\mathcal{E}_1}{\partial x}\right|, \quad \left|\frac{\partial^2\mathcal{E}_1}{\partial z^2}\right| \ll k_{1z}\left|\frac{\partial\mathcal{E}_1}{\partial z}\right|,$$

$$\left|\frac{\partial^2\mathcal{E}_1}{\partial t^2}\right| \ll \omega_0\left|\frac{\partial\mathcal{E}_1}{\partial t}\right| \tag{8}$$

и удовлетворяет граничным условиям

$$\lim_{|x|\to\infty} \mathcal{E}_1 = \lim_{|z|\to\infty} \mathcal{E}_1 = 0. \tag{9}$$

Кроме того, на границе раздела двух сред $z = 0$

$$\lim_{|t|\to\infty} \mathcal{E}_1 = 0. \tag{10}$$

Напряженность электрического поля преломленной волны запишется аналогичным образом:

$$E_{2y} = \mathcal{E}_2(x,z,t)\exp[i(k_{1x}x - \omega_0 t)], \tag{11}$$

где комплексная амплитуда $\mathcal{E}_2(x,z,t)$ является медленной функцией аргументов x и t

$$\left|\frac{\partial^2\mathcal{E}_2}{\partial x^2}\right| \ll |k_{1x}|\left|\frac{\partial\mathcal{E}_2}{\partial x}\right|, \quad \left|\frac{\partial^2\mathcal{E}_2}{\partial t^2}\right| \ll \omega_0\left|\frac{\partial\mathcal{E}_2}{\partial t}\right|. \tag{12}$$

Условия (12) позволяют записать уравнение для нахождения $\mathcal{E}_2(x, z, t)$ в параболическом приближении по переменным x и t

$$2i\frac{\omega_0 n_2^2}{c^2}\frac{\partial\mathcal{E}_2}{\partial t} + 2ik_{1x}\frac{\partial\mathcal{E}_2}{\partial x} + \frac{\partial^2\mathcal{E}_2}{\partial z^2} + (k_2^2 - k_{1x}^2)\mathcal{E}_2 = 0. \tag{13}$$

Решение уравнения (13) должно удовлетворять граничным условиям на поверхности раздела двух сред $z = 0$ и условию на бесконечности

$$\lim_{z\to\infty} \mathscr{E}_2 = 0. \tag{14}$$

Из уравнения (13) и граничных условий можно получить закон сохранения энергии для преломленной волны в следующей форме:

$$I_z(0) = \frac{\partial}{\partial t}\left(\int_0^\infty \mathrm{d}z \int_{-\infty}^\infty w\,\mathrm{d}x\right), \tag{15}$$

где линейная плотность усредненного по времени потока энергии вдоль оси z

$$I_z(0) = \frac{c}{8\pi k_0}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{1}{2i}\left(\frac{\partial\mathscr{E}_2}{\partial z}\mathscr{E}_2^* - \frac{\partial\mathscr{E}_2^*}{\partial z}\mathscr{E}_2\right)\right]\mathrm{d}x,\ z = 0, \tag{16}$$

равна энергии, переносимой излучением за единицу времени через полоску $-\infty < x < \infty$, $\Delta y = 1$ поверхности раздела двух сред, ориентированную параллельно оси x, и

$$w = \frac{n_2^2}{8\pi}|\mathscr{E}_2|^2 \tag{17}$$

— плотность энергии преломленной волны.

Запишем комплексную амплитуду преломленной волны $\mathscr{E}_2(x, z, t)$ с помощью интеграла Фурье

$$\mathscr{E}_2(x,z,t) = \iint_{-\infty}^{\infty} A_2(k_x,\omega)\exp[i(k_x x + k_z(k_x,\omega)z - \omega t)]\mathrm{d}k_x\mathrm{d}\omega, \tag{18}$$

где согласно уравнению (13) и граничному условию (14)

$$k_z(k_x,\omega) = i[k_{1x}^2 - k_2^2 + 2k_{1x}k_x - (2\omega\omega_0 n_2^2/c^2)]^{1/2},\ \mathrm{Im}\,k_z > 0. \tag{19}$$

Функция $A_2(k_x, \omega)$ находится из граничных условий на поверхности раздела двух сред $z = 0$.

Из условий (12) следует, что функция $|A_2(k_x, \omega)|$ имеет острые максимумы при $k_x = 0$ и $\omega = 0$, поэтому в подынтегральном выражении (18) вблизи поверхности $z = 0$ величину k_z можно разложить в ряд по степеням k_x и ω и учесть только первые три члена разложения $(k_{1x} \ne k_2, \theta \ne \theta_{\text{кр}})$

$$k_z = i(k_{1x}^2 - k_2^2)^{1/2}\left[1 + \frac{k_{1x}}{k_{1x}^2 - k_2^2}k_x - \frac{\omega_0 n_2^2}{c^2(k_{1x}^2 - k_2^2)}\omega\right]. \tag{20}$$

После несложных преобразований с помощью формул (16), (18) и (20) можно получить

$$I_z(0) = \frac{c}{8\pi k_0}\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{k_{1x}}{(k_{1x}^2 - k_2^2)^{1/2}}\frac{\partial|\mathscr{E}_2|^2}{\partial x} + \frac{\omega_0 n_2^2}{c^2(k_{1x}^2 - k_2^2)^{1/2}}\frac{\partial|\mathscr{E}_2|^2}{\partial t}\right]\mathrm{d}x. \tag{21}$$

В параболическом приближении из граничных условий на поверхности раздела двух сред $z = 0$ следует, что

$$\mathscr{E}_2(x,0,t) = \frac{2k_{1z}}{k_{1z} + i(k_{1x}^2 - k_2^2)^{1/2}}\mathscr{E}_1(x,0,t), \tag{22}$$

поэтому окончательное выражение для линейной плотности потока энергии через границу раздела двух сред принимает вид

$$I_z(0) = \frac{ck_{1z}^2}{2\pi k_0(k_1^2 - k_2^2)}\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{k_{1x}}{(k_{1x}^2 - k_2^2)^{1/2}}\frac{\partial|\mathscr{E}_1|^2}{\partial x} + \frac{\omega_0 n_2^2}{c^2(k_{1x}^2 - k_2^2)^{1/2}}\frac{\partial|\mathscr{E}_1|^2}{\partial t}\right]\mathrm{d}x. \tag{23}$$

Согласно формуле (23) поток энергии через границу раздела двух сред в области полного внутреннего отражения возникает в том случае, когда величина $|\mathscr{E}_1|$ меняется или во времени, или вдоль границы раздела двух сред. Каждая отдельно взятая фурье-компонента в разложении (18) дает нулевой вклад в поток энергии через границу раздела двух сред, однако интерференция континуума этих фурье-компонент делает фазовый сдвиг между суммарной напряженностью электрического поля E_{2y}и суммарной напряженностью магнитного поля

$$H_{2x} = \frac{i}{k_0}\frac{\partial E_{2y}}{\partial z} = \frac{i}{k_0}\frac{\partial\mathscr{E}_2}{\partial z}\exp[i(k_{1x}x - \omega_0 t)] \tag{24}$$

отличным от $\pi/2$. В результате возникает интерференционный поток энергии через границу раздела двух сред, обеспечивающий формирование преломленной волны.

Если учесть поглощение отражающей среды и считать величину n_2 комплексной, то сдвиг фаз между $E_{2y}(k_x,\omega)$ и $H_{2x}(k_x,\omega)$ отдельно взятых фурье-компонент в разложении (18) становится отличным от $\pi/2$ и каждая такая фурье-компонента переносит энергию вдоль оси z. Благодаря этому в выражении для линейной плотности потока энергии $I_z(0)$ появляется дополнительное слагаемое

$$\Delta I_z(\mathrm{o}) = \frac{ck_{1z}^2\,\mathrm{Re}(k_2^2 - k_{1x}^2)^{1/2}}{\pi k_0(k_1^2 - k_2^2)}\int_{-\infty}^{\infty}|\mathscr{E}_1|^2\mathrm{d}x, \tag{25}$$

где $k_2 = k_0(n_2' + in_2'')$, $n_2'' > 0$, $n_2' \gg n_2''$, $\mathrm{Re}(k_2^2 - k_{1x}^2)^{1/2} > 0$, $\mathrm{Im}(k_2^2 - k_{1x}^2)^{1/2} > 0$.

Формулы (23) и (25) соответствуют разным механизмам переноса энергии излучения через границу раздела двух сред в области полного внутреннего отражения. Формула (23), описывающая поток энергии, связанный с формированием преломленной волны, соответствует коллективному механизму переноса энергии, где весь континуум фурье-компонент преломленной волны выступает как единое целое. Формула (25), описывающая поток энергии, связанный с возбуждением атомов среды, соответствует индивидуальному механизму переноса энергии, где каждая фурье-компонента преломленной волны может передать свою энергию атомам среды.

Согласно формуле (23) энергия излучения переносится в отражающую среду для той части падающего пучка, где выполняется условие $k_{1x}\partial|\mathcal{E}_1|^2/\partial x > 0$, и переносится из отражающей среды в исходную для той части падающего пучка, где выполняется условие $k_{1x}\partial|\mathcal{E}_1|^2/\partial x < 0$. В силу граничного условия (9) полный поток энергии через всю поверхность раздела двух сред $-\infty < x < \infty$ равен нулю. Таким образом, если с одной стороны падающего пучка некоторое количество энергии "втекает" в отражающую среду, то с другой стороны падающего пучка точно такое же количество энергии "вытекает" из отражающей среды, приводя к боковому сдвигу отраженного пучка [2].

Из формулы (23) видно, что энергия излучения переносится в отражающую среду для той части падающего импульса, где выполняется условие $\partial|\mathcal{E}_1|^2/\partial t > 0$, и переносится из отражающей среды в исходную для той части импульса, где выполняется условие $\partial|\mathcal{E}_1|^2/\partial t < 0$. В случае падения импульса, огибающая которого имеет один максимум, это приводит к временному сдвигу (запаздыванию) отраженного импульса. Согласно условию (10) полный поток энергии через границу раздела двух сред за все время падения импульса равен нулю. Аналогичный результат получен для полного внутреннего отражения акустического импульса [3].

Последний пример интерференции реактивных компонент электромагнитного поля относится к безызлучательному резонансному переносу энергии от возбужденного к невозбужденному атому [4]. В описании этого явления основное внимание обычно уделяется динамике атомных состояний при учете в качестве возмущения диполь-дипольного взаимодействия атомов. В то же время электродинамика безызлучательного переноса энергии в пространстве между атомами практически не рассматривается. Ниже будет показано, что безызлучательный перенос энергии описывается интерференционным потоком, возникающим при пространственном наложении реактивных компонент электромагнитного поля диполей в ближней зоне.

Допустим, что вблизи возбужденного атома, для которого переход в основное состояние разрешен в электрическом дипольном приближении, находится точно такой же невозбужденный атом. В классической теории взаимодействие этих атомов может быть описано с помощью модели электрических диполей, совершающих гармонические колебания на частоте атомного перехода ω. В сферической системе координат компоненты векторов напряженности электрического и магнитного полей диполя, совершающего гармонические колебания на частоте ω вдоль оси z, запишутся следующим образом:

$$E_r = 2\cos\theta\cdot\left(\frac{1}{k^2r^2} - \frac{i}{kr}\right)k^2p,\quad E_\theta = \sin\theta\cdot\left(\frac{1}{k^2r^2} - \frac{i}{kr} - 1\right)k^2p,$$

$$H_\varphi = -i\sin\theta\cdot\left(\frac{1}{kr} - i\right)k^2p,\quad E_\varphi = H_r = H_\theta = 0, \tag{26}$$

где $p = (p_0/r)\exp[i(kr - \omega t)]$, p_0 — комплексная амплитуда колебаний дипольного момента, $\mathbf{r}$ — радиус-вектор, проведенный из центра диполя в точку наблюдения, θ — угол между осью z и $\mathbf{r}$, φ — угол между осью x и проекцией $\mathbf{r}$ на плоскость x, y.

Полный поток энергии, излучаемой диполем через произвольную замкнутую поверхность, охватывающую диполь,

$$I = \frac{\omega^4}{3c^3}|p_0|^2 \tag{27}$$

определяется только двумя компонентами электромагнитного поля диполя

$$E_\theta = -\sin\theta\cdot k^2 p, \quad H_\varphi = -k^2 p, \tag{28}$$

которые описывают излучение в дальней волновой зоне. Именно поток энергии (27) и компоненты электромагнитного поля (28) определяют излучательный перенос энергии между атомами.

Реактивные компоненты электромагнитного поля диполя

$$E_r = 2\cos\theta\cdot\frac{p}{r^2}, \quad E_\theta = \sin\theta\cdot\frac{p}{r^2}, \quad H_\varphi = -i\sin\theta\cdot\frac{kp}{r}, \tag{29}$$

описывающие излучение в ближней зоне, вклада в поток энергии (27) не дают. Однако при наличии второго диполя, совершающего гармонические колебания на той же самой частоте ω, интерференция реактивных компонент электромагнитного поля диполей может привести к формированию интерференционного потока энергии между диполями, который описывает безызлучательную передачу энергии от одного диполя к другому.

Рассмотрим излучение двух диполей, совершающих гармонические колебания с частотой ω вдоль оси z и расположенных на оси x симметрично относительно начала координат на расстоянии l друг от друга,

$$p_1 = p_{10}\exp(-i\omega t), \quad p_2 = p_{20}\exp(-i\omega t), \tag{30}$$

где p_{10} и p_{20} — комплексные амплитуды колебаний первого и второго диполя соответственно с координатами $(-l/2,\ 0,\ 0)$ и $(l/2,\ 0,\ 0)$.

Полный поток энергии, излучаемой диполями, через плоскость $x = 0$

$$I_x = I_{1x} + I_{2x} + I_{\text{инт},x} \tag{31}$$

содержит три слагаемых. Первые два члена

$$I_{1x} = \frac{\omega^4}{6c^3}|p_{10}|^2, \quad I_{2x} = -\frac{\omega^4}{6c^3}|p_{20}|^2 \tag{32}$$

описывают потоки энергии, излучаемой независимо каждым диполем. Последний член в правой части формулы (31) $I_{\text{инт, x}}$ описывает интерференционный поток энергии, определяемый электромагнитным полем как первого, так и второго диполя.

Если расстояние l между диполями много меньше длины волны излучения $\lambda = 2\pi c/\omega$, то в интерференционном потоке следует учитывать только реактивные компоненты электромагнитного поля ближней зоны (29):

$$E_z(0,y,z,t) = (3\cos^2\theta - 1)\frac{p_{10} + p_{20}}{R^3}\exp(-i\omega t),$$

$$H_y(0,y,z,t) = -i\sin\theta\cdot\cos\varphi\cdot k\frac{p_{10} - p_{20}}{R^2}\exp(-i\omega t), \tag{33}$$

где $R = [(l^2/4) + y^2 + z^2]^{1/2}$.

После некоторых преобразований с помощью формул (33) можно получить, что

$$I_{\text{инт},x} = \iint\limits_{-\infty}^{\infty}\left[-\frac{c}{8\pi}\operatorname{Re}(E_z H_y^*)\right]\mathrm{d}y\mathrm{d}z =$$

$$= \frac{ckl}{16\pi}\operatorname{Re}[i(p_{10}p_{20}^* - p_{10}^*p_{20})]\iint\limits_{-\infty}^{\infty}\left[\frac{(3z^2/R^2) - 1}{R^6}\right]\mathrm{d}y\mathrm{d}z =$$

$$= \frac{\omega}{2l^3}\operatorname{Im}(p_{10}p_{20}^*). \tag{34}$$

Как видно из формул (33) и (34), сдвиг фаз между $E_z(0, y, z, t)$ и $H_y(0,y,z,t)$ становится отличным от $\pi/2$, а интерференционный поток энергии $I_{\text{инт},\,x}$ — отличным от нуля только в том случае, когда колебания диполей сдвинуты по фазе. Кроме того, необходимо отметить, что $I_{\text{инт},\,x} \neq 0$ только в области между диполями $-l/2 < x < l/2$.

Для описания безызлучательного переноса энергии между атомами необходимо учесть, что под действием электрического поля излучения возбужденного атома невозбужденный атом приобретает дипольный момент, совершающий гармонические колебания на частоте излучения ω. Полагая, что на невозбужденный атом действует только компонента $E_z = -E_\theta(\theta = \pi/2) = -p_1/l^3$ реактивного поля излучения (29), получим

$$p_2 = -\frac{\alpha p_{10}}{l^3}\exp[i(kl - \omega t)] \approx -\frac{\alpha p_{10}}{l^3}\exp(-i\omega t), \tag{35}$$

где $kl = 2\pi l/\lambda \ll 1$, l — расстояние между атомами, $\alpha = \alpha' + i\alpha''$ — поляризуемость невозбужденного атома на частоте ω, $\alpha'' > 0$, p_{10} — комплексная амплитуда колебаний дипольного момента возбужденного атома.

С помощью формул (34) и (35) легко получить, что интерференционный поток энергии

$$I_{\text{инт},x} = \alpha''\frac{\omega}{2l^6}|p_{10}|^2 \tag{36}$$

и направлен от возбужденного атома к невозбужденному, поскольку $\alpha'' > 0$. Сравнение величин I_{1x} и $I_{\text{инт},x}$ показывает, что безызлучательный перенос энергии становится основным, если

$$l \lesssim l_0 = 3\left(\alpha''\frac{c^3}{\omega^3}\right)^{1/6} = \frac{3}{\sqrt{2\pi}}(\alpha''\lambda^3)^{1/6}. \tag{37}$$

Принимая для оптического диапазона частот $\omega = 3 \cdot 10^{15}$ рад/с, $\alpha'' = 10^{-24}$см^3, получим оценку $l_0 \approx 30$ Å $\ll \lambda = 2{,}1 \cdot 10^{-5}$см.

Благодаря возникновению интерференционного потока энергии между электрическим диполем, совершающим гармонические колебания, и атомами среды мощность излучения диполя в поглощающей среде больше, чем в случае прозрачной среды [4]. Дополнительная энергия излучения поглощается средой на расстоянии l_0 от диполя, а ее величина оказывается пропорциональной коэффициенту поглощения среды на частоте излучения диполя.

Плотность потока энергии, переносимой электромагнитной волной, определяется амплитудой волны и сдвигом фаз между колебаниями векторов напряженности электрического и магнитного полей. Управление плотностью потока энергии электромагнитной волны путем изменения ее амплитуды с помощью поглощения, усиления, а также явления интерференции хорошо известно и широко используется в практике. В настоящих методических заметках рассмотрено управление потоком энергии электромагнитного поля путем изменения сдвига фаз между колебаниями реактивных компонент напряженности электрического и магнитного полей при их пространственном наложении. Интерференция реактивных компонент электромагнитного поля обладает рядом особенностей, к которым относятся: 1) формирование интерференционного потока энергии в новом направлении, где перенос энергии исходными волнами мог отсутствовать, 2) отсутствие в распределении интенсивности интерференционного потока энергии чередования максимумов и минимумов. Введение понятия интерференции реактивных компонент электромагнитного поля позволяет с единых физических позиций рассматривать такие различные на первый взгляд явления, как полное внутреннее отражение света и безызлучательный перенос энергии между атомами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Борн М., Вольф Э.* Основы оптики. — М.: Наука, 1970.
2. *Horowitz B.R., Tamir T.* // Appl. Phys. 1973. V. 1. P. 31.
3. *Chambers Ll.G.* //Wave Motion. 1980. V. 2. P. 247.
4. *Галанин М.Д.* // Тр. ФИАН. 1960. Т. 12. С. 3.

Статья поступила 18. 08. 92 г.