

## Принцип переизлучения электрического поля на диполях в стационарных электрических явлениях, а также магнитных и оптических явлениях.

Известно [1], что в электрическом поле заряды нейтрального атома поляризуются, образуя дипольный момент пропорциональный задающему электрическому полю.

$$\vec{p} = \alpha \vec{E}, \quad (1)$$

где  $\vec{p}$  – электрический дипольный момент,

$\alpha$  – поляризуемость атома,

$\vec{E}$  – напряженность электрического поля.

Электрический дипольный момент создает свое электрическое поле (в этом заключается эффект переизлучения), величина которого в сферических координатах имеет следующую функциональную зависимость от дипольного момента[2].

$$\begin{aligned} \vec{E} &= E_R \vec{i}_R + E_\theta \vec{i}_\theta, \\ E_R &= 2 \left( \frac{[p]}{R^3} + \frac{\dot{[p]}}{cR^2} \right) \cos(\theta), \\ E_\theta &= \left( \frac{[p]}{R^3} + \frac{\dot{[p]}}{cR^2} + \frac{\ddot{[p]}}{c^2 R} \right) \sin(\theta), \end{aligned} \quad (2)$$

где величины в квадратных скобках соответствуют запаздывающим потенциалам

$$[p] = p(t - R/c), \quad (3)$$

знак  $\bullet$  – обозначает производную по времени,  $R$  – расстояние от диполя до точки наблюдения,  $c$  – скорость света.

Слагаемые функциональной зависимости электрического поля дипольного момента разделены на три блока слагаемых. Первый блок соответствует электрическому полю постоянного, неизменяющегося во времени, дипольного момента, когда производные по времени равны нулю. Следует отметить, что

вывод формул (2) в работе [3] был произведен в общем случае изменяющегося во времени дипольного момента, при этом формулы в точности совпадают с результатом вывода [4], когда в основе рассматривается стационарный случай, не зависящий от времени, и другой физический подход. На основе этих формул в работе [5], используя принцип переизлучения на диполях, при этом поле совокупности диполей уменьшает задающее поле, была выведена функциональная зависимость для диэлектрической проницаемости диэлектрика, помещенного между пластинами конденсатора. Запишем найденную формулу диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon = 1 + \frac{8\pi}{3} N \alpha, \quad (4)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость диэлектрика,

$N$  – объемная плотность диполей.

Известное соотношение для диэлектрической проницаемости [6], полученное при использовании другой методики, имеет такую функциональную зависимость

$$\varepsilon = \frac{1 + \frac{8\pi}{3} N \alpha}{1 - \frac{4\pi}{3} N \alpha}. \quad (5)$$

В формуле имеется особая точка при значении  $N \alpha = \frac{3}{4\pi}$ , в которой диэлектрическая проницаемость принимает бесконечно большое значение. Физически это объяснить невозможно (ограничений на величину  $N \alpha$  в работе [6] нет). Причиной вероятно является ложная методика нахождения этой формулы, методика, в которой явное значение электрического поля дипольного момента вообще не используется.

Первый блок соответствует электрическому полю постоянного, неизменяющегося во времени дипольного момента, когда производные по времени равны нулю. Второй и третий блоки соответствуют электрическому полю дипольного момента, который изменяется во времени импульсно или с определенной частотой, когда первая и вторая производные по времени не равны нулю. Второму блоку соответствуют частоты порядка  $\sim 10^8$  гц. Используя принцип переизлучения электрического поля (второй блок) на диполях можно объяснить все эффекты магнитного поля с помощью электрических сил взаимодействия [7]. В этой работе также были найдены: формула для электрического сопротивления проводника, формула для падения напряжения на сопротивлении, константа скорости движения электронов при протекании электрического тока по

проводнику, частота соударений электронов с атомами решетки проводника, частота соударений атомов решетки проводника с электронами, объемная плотность движущихся электронов в проводнике при протекании по нему электрического тока. Следует отметить, что найденные параметры движения электрического тока получены впервые и их невозможно вывести другим методом, кроме как тем, который использован в работе [7].

Третий блок соответствует электрическому полю дипольного момента, который изменяется во времени с оптической частотой порядка  $\sim 10^{14}$  гц, при этом компоненты первого и второго блока пренебрежимо малы [2]. В этой области

$$E_{\theta} \sim \frac{[p]}{c^2 R} \text{Sin}(\theta). \quad (6)$$

В оптике в физических исследованиях удобно рассматривать распространение через вещество плоского фронта электромагнитной волны. При этом, используя принцип переизлучения на диполях, расположенных в узлах бесконечно плоской сетки, необходимо получать для переизлученной волны также плоский фронт. Под плоским фронтом электромагнитной волны подразумевается такое распространение электромагнитной волны, когда с изменением времени и координаты изменяется фаза волны при неизменной амплитуде.

$$E(t, z) = E_0 \exp(ik z - i\omega t). \quad (7)$$

Следует отметить, что функция поля диполя, используемая для переизлученной волны, окажется верной лишь в том случае, если выполняется закон сохранения энергии (энергия падающей плоской волна равна сумме энергий прошедшей плоской волны и отраженной плоской волны при переизлучении от плоской сетки диполей). Закон сохранения энергии в данном случае является критерием правильности введенных предпосылок (функция поля диполя) и полученных при исследовании результатов (соблюдение закона сохранения энергии). Следует заметить (не произведя вычислений в данной работе), что компоненты первого и второго блока электрического поля диполя не обеспечивают не только плоский фронт волны, но и закон сохранения энергии. На компоненте третьего блока (оптический диапазон) остановимся подробнее.

Известно, что электромагнитные волны оптического диапазона являются поперечными, поэтому совокупность диполей, расположенная в узлах плоской решетки в направлении оси  $x$ , должна излучать электрическое поле, вектор которого расположен также в плоскости, параллельной задающей, и параллелен оси  $x$ . Рассмотрим вклад отдельного диполя в электрическое поле плоской волны совокупности диполей. Согласно рис.1 этот вклад составляет электрическое поле  $E_n$

$$E_n = E_\theta \cos(\gamma) = E_\theta \sin(\theta) = \frac{p}{c^2 R} \sin^2(\theta). \quad (8)$$

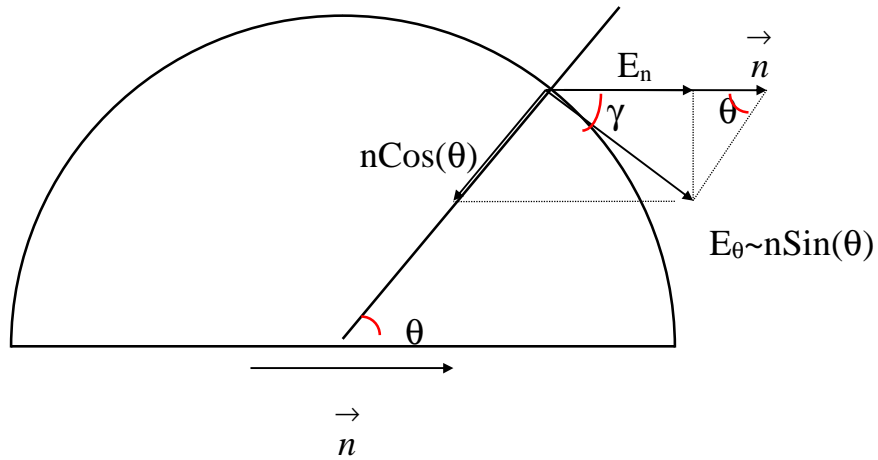


Рис.1

На рис.1 направление единичного вектора  $\vec{n}$  совпадает с направлением дириоля.

На рис.2 изображена совокупность диполей, расположенных в узлах плоскости (X,Y).

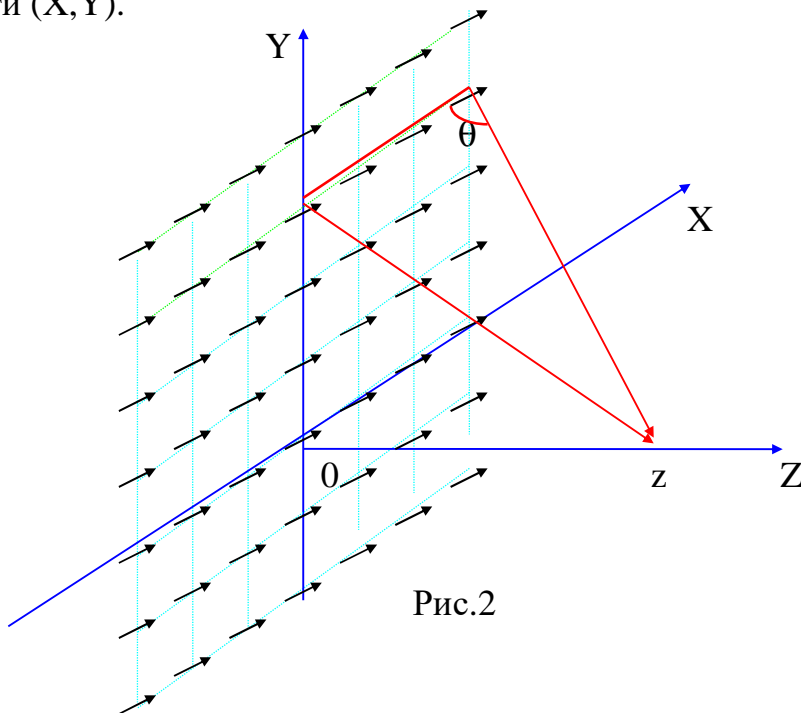


Рис.2

Угол  $\theta$  для произвольного диполя на плоскости выражается через координаты диполя  $(x, y)$  и расстояние  $z$  от плоскости до точки наблюдения, согласно рис.2, следующим образом.

$$\sin(\theta) = \frac{\sqrt{y^2 + z^2}}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = \frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{R}. \quad (9)$$

Электрическое поле совокупности дипольных моментов, расположенных на плоскости, в точках наблюдения  $z$ , с учетом (8), (9), имеет следующую функциональную зависимость.

$$\begin{aligned} E(z) &= \frac{[p]}{c^2} \frac{1}{\Delta x \Delta y} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ell^{ikR} (y^2 + z^2) dx dy}{R^3} = \\ &= \frac{[p]}{c^2} N_{xy} \left( \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ell^{ikR} dx dy}{R} - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ell^{ikR} x^2 dx dy}{R^3} \right). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь введено обозначение  $N_{xy} = \frac{1}{\Delta x \Delta y}$  – поверхностная плотность дипольных

моментов на переизлучающей плоскости.

Решение первого интеграла в (10) обеспечивает плоский фронт волны, так как в результате решения зависимость от  $z$  имеет только фазовый множитель.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ell^{ikR} dx dy}{R} = 2\pi \int_0^{\infty} \frac{\ell^{ikR} \rho d\rho}{R} = 2\pi i \frac{\ell^{ikz}}{k}, \quad (11)$$

где  $\rho^2 = x^2 + y^2$ .

Второй интеграл в (10) точного решения не имеет и это решение нельзя представить в форме (11), а поэтому результат интегрирования не обеспечивает плоский фронт волны. Для доказательства сказанного сделаем преобразование.

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ell^{ikR} x^2 dx dy}{R^3} = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\ell^{ikR} (x^2 + y^2) dx dy}{R^3} = \pi \int_0^{\infty} \frac{\ell^{iikR} \rho^2 \rho d\rho}{R^3}. \quad (12)$$

Форму интеграла (11) не решает даже Mathcad на вычислительной машине.

Таким образом мы пришли к неутешительному выводу: известная формула (2), (6) электрического поля дипольного момента в оптическом диапазоне не обеспечивает распространение плоского фронта волны в нормальном направлении от совокупности диполей, расположенных в одной плоскости. Примером распространения плоского фронта волны может служить излучение лазерных систем, поэтому возражения, что плоского фронта волны не существует, отпадают. В основе выводов формулы для электрического поля дипольного

момента лежат уравнения Максвелла [3], [8]. Уравнения Максвелла учитывают [9]: закон индукции Фарадея, устанавливающий, что изменение во времени магнитного поля порождает вихревое электрическое поле; магнитное поле имеет соленоидальный характер; вихревое магнитное поле создается при движении зарядов и при изменении во времени электрического поля; источниками электрического поля служат электрические заряды. Законов, которые бы учитывали свойства плоской волны при распространении и при переизлучении, в уравнениях Максвелла нет. И учесть их в уравнениях Максвелла невозможно. Поэтому первые два блока компонент электрического поля диполя срабатывают, т.е., используя принцип переизлучения, можно объяснить статические электрические явления и магнетизм. Третий блок компонент электрического поля диполя при использовании принципа переизлучения не обеспечивает плоский фронт волны электрического поля в оптическом диапазоне, но дает формулу (11), которая должна быть для электрического поля диполя, которая обеспечит распространение плоского фронта волны. Тип формулы (11) можно выделить из общей формулы для электрического поля диполя следующим образом [10] :

$$\vec{E} = \text{grad div} \vec{\Pi}_e - \frac{1}{c^2} \ddot{\vec{\Pi}}_e, \quad (13)$$

где  $\vec{\Pi}_e$  – электрический вектор Герца, который равен

$$\vec{\Pi}_e = \frac{p(t - R/c)}{R} \vec{n} = \frac{[p]}{R} \vec{n}. \quad (14)$$

Будем считать второе слагаемое правой части соотношения (13) электрическим полем дипольного момента в оптическом диапазоне, которое обеспечит распространение плоского фронта волны от совокупности диполей, расположенных в одной плоскости, при этом будет соблюден закон сохранения энергии электромагнитной волны при переизлучении на плоскости. Для доказательства сказанного приведем теоретические выкладки для одной плоскости.

Принцип суперпозиции полей дает такое соотношение [11] :

$$\vec{E}'_l = \vec{E}_0 + \sum_j \vec{E}'_{lj}, \quad (15)$$

где  $\vec{E}'_l$  – эффективное поле в точке расположения диполя  $p_l$ ,

$\vec{E}_0$  – внешнее электрическое поле возбуждения диполей в точке расположения диполя  $\vec{p}_l$ ,

$\vec{E}_{lj}$  – вклад электрических полей от диполей  $\vec{p}_j$  (как вторичных источников) в эффективное поле, где расположен диполь  $\vec{p}_l$ .

Среду представим в виде плоскопараллельных слоев атомов, на который перпендикулярно падает плоская внешняя волна электромагнитного поля  $\vec{E}_0$ .

Будем предполагать, что для каждого атома электрический дипольный момент  $\vec{p}_l$ , возникающий под влиянием электрического поля, пропорционален эффективному полю.

$$\vec{p}_l = \alpha \vec{E}_l' . \quad (16)$$

Электрическое поле от  $j$ -го диполя в точке расположения  $l$ -го диполя, согласно второго слагаемого соотношения (13) и соотношения (14) равно

$$\vec{E}_{lj} = -\frac{1}{c^2} \frac{\ddot{\vec{p}}_j(t - R_{lj}/c)}{R_{lj}}, \quad (17)$$

где вектор электрической поляризации, зависящий от времени, имеет такое представление

$$\vec{p}_j(t - R_{lj}/c) = \vec{p}_j \ell^{-i\omega t} \ell^{i\frac{\omega}{c}R_{lj}}, \quad (18)$$

так как внешнее возбуждающее электрическое поле, имеющее плоский фронт волны, имеет такую зависимость.

$$\vec{E}_0(t, z_j) = \vec{E}_0 \ell^{-i\omega t} \ell^{i\frac{\omega}{c}z_j}. \quad (19)$$

Здесь  $\omega$  – частота внешнего электромагнитного поля,

$z_j$  – значение координаты  $z$  в точке расположения диполя  $\vec{p}_j$

Умножив соотношение (15) на  $\alpha$  и используя выражения (17), (18), (19), запишем

$$\vec{p}_l(t, z_l) = \alpha \vec{E}_0(t, z_l) + \alpha \frac{\omega^2}{c^2} \sum' p_j \frac{e^{i \frac{\omega}{c} R_{lj}}}{R_{lj}} e^{-i \omega t} \quad (20)$$

Учитывая условия постановки задачи (плоскопараллельный слой среды), символ суммирования  $\sum'$  в (20) удобно представить в виде

$$\sum'_j = \sum'_{z_j} \sum_{x_j - y_j} + \sum'_{z_l = z_j} \sum_{x_j - y_j} \quad (21)$$

где  $\sum'_j$  – суммирование по плоскостям, за исключением той плоскости, где

расположен диполь  $p_l$ , т.е.  $z_j \neq z_l$ ,

$\sum_{x_j - y_j}$  – суммирование распространяется на все диполи, расположенные в

плоскости  $x-y$  с координатой  $z_j$ ,

$\sum'_{x_j - y_j, z_l = z_j}$  – суммирование вкладов электрических полей от диполей,

расположенных в плоскостях  $x-y$  с координатой  $z_l$ , за исключением диполя  $p_l$ .

Так как в (20), (21) диполь  $p_j$  является функцией значения координаты плоскости  $z_j$ , где этот диполь расположен, то  $p_j(z_j)$  можно вынести за знак суммирования вдоль плоскости  $\sum_{x_j - y_j}$ . С учетом (21) соотношение (20) можно

переписать в таком виде



$$\begin{aligned} \vec{p}_l(z_l) = & \alpha \vec{E}_0 \ell^{ikz_l} + \alpha k^2 \sum_{z_l} \vec{p}_j(z_l) \sum_{x_j-y_j} \frac{\ell^{ikR_{lj}}}{R_{lj}} + \\ & + \alpha k^2 \sum_{z_l} \vec{p}_l(z_l) \sum_{x_j-y_j} \frac{\ell^{ikR_{lj}}}{R_{lj}}, \end{aligned} \quad (22)$$

где введено обозначение  $k = \frac{\omega}{c}$  – волновой вектор.

Приведем вывод вычисления сумм в соотношении (22).

$$|R_{lj}|^2 = |z_l - z_j|^2 + |x_l - x_j|^2 + |y_l - y_j|^2, \quad (23)$$

$$I_1 = \sum_{\substack{x_j-y_j \\ z_j \neq z_l}} \frac{\ell^{ikR_{lj}}}{R_{lj}} = \frac{1}{\Delta x \Delta y} \int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\ell^{ik\sqrt{x^2+y^2+z^2}}}{\sqrt{x^2+y^2+z^2}} dx dy, \quad (24)$$

$$x = \rho \cos(\varphi), \quad y = \rho \sin(\varphi), \quad dx dy = \rho d\rho d\varphi, \quad (25)$$

$$I_1 = 2\pi N \int_0^\infty \frac{\ell^{ik\sqrt{\rho^2+z^2}}}{\sqrt{\rho^2+z^2}} \rho d\rho, \quad (26)$$

где введено обозначение  $N = \frac{1}{\Delta x \Delta y}$  – поверхностная плотность диполей на плоскости.

Учитывая, что  $\frac{d}{d(\rho^2)} \ell^{ik\sqrt{\rho^2+z^2}} = \frac{ik}{2} \frac{\ell^{ik\sqrt{\rho^2+z^2}}}{\sqrt{\rho^2+z^2}}$ , можем записать

$$I_1 = \frac{2\pi N}{ik} \int_0^\infty \frac{d}{d(\rho^2)} \left( \ell^{ik\sqrt{\rho^2+z^2}} \right) d(\rho^2) = i \frac{2\pi N}{k} \ell^{ikz}. \quad (27)$$

Вторая сумма решается так

$$I_2 = \sum'_{\substack{x_j=y_j \\ z_l=z_j}} \frac{\ell^{ik R_{lj}}}{R_{lj}} = 2\pi N \int_d^{\infty} \frac{\ell^{ik\rho}}{\rho} \rho d\rho = i \frac{2\pi N}{k} \ell^{ikd}, \quad (28)$$

так как для  $I_2$   $|R_{lj}|^2 = |x_l - x_j|^2 + |y_l - y_j|^2$  и суммирование ведется по всей плоскости кроме одного атома,  $d$  – постоянная решетки.

В приближении  $\frac{d}{\lambda} \ll 1$  запишем

$$I_2 = i \frac{2\pi N}{k} \ell^{i2\pi d/\lambda} \cong i \frac{2\pi N}{k}. \quad (29)$$

Введем обозначения

$$\alpha k^2 I_1 = i 2\pi k N \alpha \ell^{ik|z_l - z_j|} = \overline{\overline{r}} \ell^{ik|z_l - z_j|}, \quad (30)$$

$$\alpha k^2 I_2 = i 2\pi k N \alpha \ell^{i2\pi d/\lambda} = \overline{\overline{r_0}}, \quad (31)$$

где  $\overline{\overline{r}}$  – коэффициент диполь–дипольного взаимодействия атомов, расположенных на разных плоскостях  $z_l$  и  $z_j$ .

$\overline{\overline{r_0}}$  – коэффициент диполь – дипольного взаимодействия атомов, расположенных в одной плоскости.

Учитывая (30), (31), запишем соотношение (22) в виде

$$\left(1 - \overline{\overline{r_0}}\right) p_l = \alpha E_0 \ell^{ikz_l} + \overline{\overline{r}} \sum'_{z_j} p_j(z_j) \ell^{ik|z_l - z_j|}. \quad (32)$$

Вклад полей от источников переизлучения (диполей), расположенных в одной плоскости и колеблющихся с равными амплитудами и фазами, представляет собой плоскую волну электромагнитного излучения с амплитудой  $E_j(z_j)$ .

$$E_j(z_j) = \frac{\overline{\overline{r}}}{\alpha} p_j(z_j). \quad (33)$$

Умножив соотношение (32) на величину  $\frac{\bar{r}}{(1-\bar{r}_0)\alpha}$ , с учетом функциональной

зависимости (33), получим

$$E_l(z_l) = r E_0 \ell^{ikz_l} + r \sum_{j \neq l} E_j(z_j) \ell^{ik|z_l - z_j|}, \quad (34)$$

где введено обозначение 
$$r = \frac{\bar{r}}{1 - \bar{r}_0} \quad (35)$$

– эффективность взаимодействия условной переизлучающей плоскости с полем электромагнитной волны.

Функциональная зависимость (34) есть основная система уравнений для амплитуд полей источников переизлучения (плоскостных).

Представим среду в виде одной переизлучающей плоскости. Амплитуду волны плоского переизлучателя найдем из системы уравнений (34), которая в рассматриваемом случае состоит из одного уравнения.

$$E_1(z_1) = r E_0 \ell^{ikz_1}. \quad (36)$$

Следует учитывать, что переизлучающая плоскость диполей излучает плоские электрические волны в двух направлениях от плоскости. Поэтому перед плоскостью существует две волны: падающая волна в положительном направлении и отраженная от плоскости волна в отрицательном направлении.

$$\begin{aligned} E_0^+ &= E_0 \ell^{ikz_1} \\ E_1^- &= r E_0 \ell^{ikz_1}. \end{aligned} \quad (37)$$

За плоскостью соответственно имеем падающую волну и переизлученную от плоскости волну одного направления.

$$E_1^+ = (1 + r) E_0 \ell^{ikz_1}. \quad (38)$$

Коэффициент пропускания и отражения рассматриваемой системы, состоящей из одной плоскости, сводятся к соотношениям.

$$T = \frac{E_1^+}{E_0} = 1 + r$$

$$R = \frac{E_1^-}{E_0} = r$$
(39)

Каждая из волн в (37), (38) переносит электромагнитную энергию, пропорциональную модулю квадрата амплитуды. Из закона сохранения потока энергии следует такое соотношение

$$1 - |R|^2 = |T|^2$$
(40)

$$1 - |r|^2 = |1 + r|^2$$
(41)

Эффективный коэффициент взаимодействия согласно (35), (30), (31) можем представить в таком виде

$$r = \frac{i|r|}{1 - i|r_0|}$$
(42)

Согласно (42), получим такие соотношения

$$|r|^2 = \frac{|r|^2}{1 + |r_0|^2}$$
(43)

$$|1 + r|^2 = 1 + \frac{|r|^2}{1 + |r_0|^2} - \frac{2|r||r_0|}{1 + |r_0|^2}$$
(44)

Закон сохранения потока энергии (40), (41) сохраняется, согласно (43), (44), при условии соблюдения равенства

$$|r| = |r_0|$$
(45)

Равенство (45) выполняется согласно соотношений (30), (31) и условия

$$\frac{d}{\lambda} \ll 1$$
(46)

Т.е. постоянная решетки в плоскости, где находятся диполи, должна быть намного меньше длины волны электромагнитного излучения.

Таким образом, механизм взаимодействия системы излучателей, расположенных в одной плоскости, который приводит к сохранению потока энергии, должен рассматривать сферические излучатели (17), в своей основе содержать принцип суперпозиции (15), который учитывает два вида взаимодействия. Назовем их продольным и поперечным взаимодействием относительно направления распространения плоской волны. Продольное взаимодействие характеризуется соотношением (30) и учитывает взаимодействие плоских излучателей, вернее, диплей расположенных в разных плоскостях. Поперечное взаимодействие характеризуется соотношением (31) и учитывает взаимосвязи диполей, расположенных в одной плоскости. Именно два вида взаимодействия и равенство коэффициентов (45) приводят к сохранению потоков энергии при переизлучении на плоскости.

## Литература

1. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, 113, (1970).
2. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, 109, (1970).
3. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, 102–110, (1970).
4. Ю.И. Косинский, Электрическое поле стационарного диполя, 1–8, (2001).
5. Ю.И. Косинский, Электрическая емкость и диэлектрическая проницаемость, 1–7, (2001).
6. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, 110–117, (1970).
7. Ю. И. Косинский, Основы магнетизма или сведение магнитных явлений к электрическим, 1–15, (2001).
8. Ю.И. Косинский, Поле линейного электрического диполя, расположенного в вакууме, 1–6, (2001).
9. В.Г. Левич, Курс теоретической физики, том I, 41–43, (1969).
10. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, 108, (1970).
11. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, 125, (1970).