

01;05.2

Среда с единичным показателем преломления на данной частоте

© Б.Б. Авербух

Тихоокеанский государственный университет, Хабаровск
E-mail: aviwork@rambler.ru

Поступило в Редакцию 10 октября 2014 г.

Показано, что при определенных условиях среда из электрических и магнитных диполей не будет ни отражать, ни преломлять падающее на нее излучение заданной частоты.

В последнее время активно исследуются среды с необычными электродинамическими характеристиками и свойствами, например с отрицательным [1] или нулевым [2] показателями преломления. В работе [3] рассмотрен композит из металлических наносфер в диэлектрической матрице. Показано, что при определенном соотношении между диэлектрическими проницаемостями материалов матрицы и наносфер можно получить единичный показатель преломления среды.

В данной работе предлагается другая возможность получения единичного показателя преломления. Пусть плоская s -поляризованная электромагнитная волна распространяется через диэлектрик, состоящий из периодически расположенных плоскопараллельных монослоев неподвижных точечных (т.е. много меньших всех других характерных размеров) электрических и магнитных диполей. Дипольные монослои лежат в плоскостях xu , пересекающих ось z в точках z_1, z_2, z_3, \dots . Расстояния между монослоями по оси z одинаковы и равны a , причем $a \ll \lambda$, где λ — длина волны излучения. Монослои из электрических диполей (d -монослои) чередуются с монослоями из магнитных диполей (m -монослои). Электрические d -монослои — нечетные, а магнитные m -монослои — четные. Поля диполей учитываются полностью. Диполи одного монослоя расположены неупорядоченно (в d -монослое с плотностью N_d и в m -монослое — с плотностью N_m) и не взаимодействуют между собой. Внешнее поле рассеивается монослоями диполей вперед

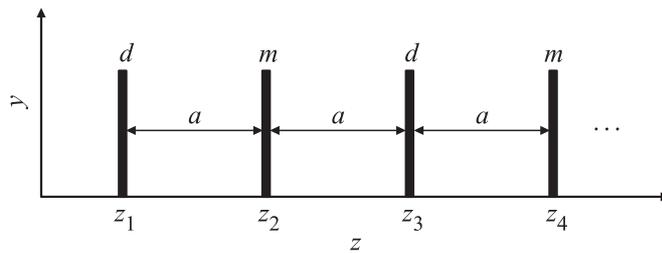


Рис. 1. Схема расположения d и m монослоев в рассматриваемой среде.

и назад. Каждый дипольный монослой находится в поле излучения всех других монослоев (рис. 1).

Поскольку все характерные размеры полагаются меньшими длины волны, можно рассматривать распространение излучения в такой среде в приближении молекулярной оптики. С точки зрения молекулярной оптики среда рассматривается как вакуум, в котором находятся диполи вещества. Под действием внешнего поля эти диполи становятся источниками вторичных когерентных электромагнитных волн. Интерференция этих волн и определяет структуру электромагнитного поля в среде. Излучение вторичных источников, распространяющееся назад, интерферируя, создает отраженную волну. Вторичные волны, распространяющиеся вперед, интерферируя между собой и с падающей волной, формируют преломленную волну.

На первый d -монослой со стороны $z < z_1$ под углом α падает поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_0 \times \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ с частотой ω , волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$ и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Индуцированные полем дипольные моменты диполей первого монослоя излучают. Индуцированный электрический дипольный момент $\mathbf{d}_p = \varepsilon_0 A_d \mathbf{E}_0$ p -го диполя (с координатой $\mathbf{r}_p = (x_1, y_1, z_1)$) в момент времени $t - R_p/c$ (R_p — расстояние от диполя до точки наблюдения $(x_2, y_2, z_2 > z_1)$) равен

$$\begin{aligned} \mathbf{d}_p \left(t - \frac{R_p}{c} \right) &= \varepsilon_0 \mathbf{e}_0 A_d E_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p) \\ &= \mathbf{d}_0 \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p), \quad k = \omega/c, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$ F/m, а $A_d = A'_d - iA''_d$ — поляризуемость диполя под действием внешнего поля. Электрическое и магнитное поля одного диполя определяются выражениями [4]

$$\mathbf{E}_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left[\frac{(2\mathbf{d}_{0\parallel} - \mathbf{d}_{0\perp})}{R_p^3} (1 + ikR_p) + \frac{k^2}{R_p} \mathbf{d}_{0\perp} \right] \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p), \quad (2)$$

$$\mathbf{H}_p = \frac{c\epsilon_0 A_d E_0 ik(1 + ikR_p)}{4\pi R_p^3} [\mathbf{e}_0 \mathbf{R}_p] \exp(i\omega t - ikR_p - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}_p), \quad (3)$$

где $\mathbf{d}_{0\parallel}$ и $\mathbf{d}_{0\perp}$ — параллельная и перпендикулярная по отношению к \mathbf{R}_p составляющие дипольного момента соответственно. Для получения полей \mathbf{E}_{1d} и \mathbf{H}_{1d} , рассеянных диполями первого монослоя, в точке наблюдения (x_2, y_2, z_2) надо проинтегрировать выражения (2) и (3) по координатам всех диполей монослоя. Для рассеяния вперед получаем [5]

$$\mathbf{E}_{1d}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2),$$

$$P_d = P'_d - iP''_d = N_d A_d k^2 / 2k_{0z}, \quad (4)$$

$$\mathbf{H}_{1d}(x_2, y_2, z_2 > z_1) = -iP_d c \epsilon_0 E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) \times \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_2). \quad (5)$$

Векторы \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z в выражении (5) — это единичные векторы вдоль соответствующих осей.

На второй (магнитный) m -монослои диполей падает внешнее поле и поле, рассеянное первым электрическим d -монослоем, т.е. $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{1d}$ и $\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{1d}$. Представив $1 - iP_d$ в виде $F_d \exp(-i\varphi_d)$, поле преломленной первым монослоем волны можно записать в виде

$$(1 - iP_d) \mathbf{E}_0(x_2, y_2, z_2) = F_d E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - ik_{0y} y_2 - ik_{0z} z_1 - ik_{2z} a). \quad (6)$$

Здесь $k_{2z} = k_{0z} + \varphi_d/a$, а $F_d = \sqrt{(1 - P''_d)^2 + P'^2_d}$ и $\varphi_d = \arctg[P'_d/(1 - P''_d)]$ описывают изменения амплитуды и фазы волны, обусловленные первым монослоем диполей. Значит магнитный диполь второго монослоя „чувствует“ поле (6) с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$.

Далее будем предполагать, что индуцированный магнитный момент диполя второго монослоя пропорционален вынуждающему магнитному полю, т.е. $\mathbf{m} = A_m(\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_{1d})$, где $A_m = A'_m - iA''_m$ — поляризуемость

магнитного диполя. Такая ситуация реализуется, когда рассеивающими элементами среды являются сферические наночастицы [6,7]. Поля \mathbf{E}_{2m} и \mathbf{H}_{2m} , рассеянные диполями второго монослоя, получаются интегрированием электрического и магнитного полей, излученных магнитным диполем по координатам всех диполей этого монослоя. В результате получаются следующие выражения для рассеяния вперед:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{2m}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = & -iP_m(1 - iP_d)E_0\mathbf{e}_0 \\ & \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3), \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{2m}(x_3, y_3, z_3 > z_2) = & -iP_m c \varepsilon_0 (1 - iP_d) E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) \\ & \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_3). \end{aligned} \quad (8)$$

В формулах (7), (8) $P_m = P'_m - iP''_m = N_m A_m k^2 / 2k_{0z}$. На третий d -монослой падают внешнее поле и поля, рассеянные первым и вторым монослоями, т.е. поле $\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_{1d} + \mathbf{E}_{2m}$, равное

$$\begin{aligned} (1 - iP_m)(1 - iP_d)E_0(x_3, y_3, z_3) = & F_d F_m E_0 \mathbf{e}_0 \\ & \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_3 - ik_{0z}z_1 - ik_{2z}a - ik_{3z}a), \end{aligned} \quad (9)$$

где $k_{3z} = k_{0z} + \varphi_m/a$. В (9) принято, что $1 - iP_m = F_m \exp(-i\varphi_m)$, а $F_m = \sqrt{(1 - P''_m)^2 + P'^2_m}$ и $\varphi_m = \arctg[P'_m/(1 - P''_m)]$ описывают изменения амплитуды и фазы волны, обусловленные излучением второго монослоя диполей. Из выражения (9) видно, что электрический диполь третьего монослоя „чувствует“ поле с волновым вектором $\mathbf{k}_3 = (0, k_{0y}, k_{3z})$. И так далее.

В общем случае распространяющиеся вперед поля в точках нахождения электрических диполей нечетного монослоя с номером $n = 2q + 1$ равны

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{n=2q+1}(x_n, y_n, z_n) = & (1 - iP_m)^q (1 - iP_d)^q E_0 \mathbf{e}_0 \\ & \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \mathbf{H}_{n=2q+1}(x_n, y_n, z_n) = & c \varepsilon_0 (1 - iP_m)^q (1 - iP_d)^q (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) E_0 \\ & \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n). \end{aligned}$$

Аналогично в точках нахождения магнитных диполей четного монослоя с номером $n = 2q$

$$\mathbf{E}_{n=2q}(x_n, y_n, z_n) = (1 - iP_m)^{q-1}(1 - iP_d)^q E_0 \mathbf{e}_0 \\ \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n),$$

$$\mathbf{H}_{n=2q}(x_n, y_n, z_n) = c\varepsilon_0(1 - iP_m)^{q-1}(1 - iP_d)^q (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) E_0 \\ \times \exp(i\omega t - ik_{0y}y_n - ik_{0z}z_n).$$

Если среда толщиной l содержит $2q$ монослоев, то набег фазы в ней, обусловленный распространением вперед, равен $[qk_{2z} + (q-1)k_{3z}]a = K_z l$, где K_z — z -компонента среднего волнового вектора $\mathbf{K} = (0, k_{0y}, K_z)$. Если $q \gg 1$, то $K_z = k_{0z} + (\varphi_d + \varphi_m)/2a$. При

$$\varphi_d + \varphi_m = 0 \quad (10)$$

получаем, что $K_z = k_{0z}$ и $\mathbf{K} = \mathbf{k}_0$. В этом случае среда не преломляет. Коэффициент отражения от нее равен нулю. Иными словами, поле как бы „не замечает“ среду.

Условие (10) означает, что набег фазы волны, обусловленный излучением d -монослоя, компенсируется набегом фазы, обусловленным излучением m -монослоя. И так для каждой пары из d - и m -монослоев (отметим, что вся среда в целом фактически представляет собой периодическую структуру с периодом $2a$). При этом если, например, $k_{2z} > k_{0z}$, то обязательно $k_{3z} < k_{0z}$. Волновой вектор \mathbf{k}_2 преломленной d -монослоем волны отклоняется от направления \mathbf{k}_0 в одну сторону, а волновой вектор \mathbf{k}_3 преломленной m -монослоем волны — в другую, причем $\mathbf{k}_2 + \mathbf{k}_3 = 2\mathbf{k}_0$ (рис. 2).

Рассмотрим случай малых P_d и P_m (т.е. $|P_d| \ll 1$ и $|P_m| \ll 1$). При этом условие (10) переходит в $P'_d + P'_m = 0$ и далее в не зависящее от угла падения условие $N_d A'_d + N_m A'_m = 0$, связывающее между собой плотности распределения диполей N_d и N_m с вещественными частями их поляризуемостей A'_d и A'_m . Значит, либо $A'_d > 0$ и $A'_m < 0$, либо $A'_d < 0$ и $A'_m > 0$. Представляя $|\mathbf{K}|$ в виде kn , получаем, что показатель преломления среды n можно представить в виде

$$n = n_d n_m = (1 + N_d A'_d / 2a)^{1/2} (1 + N_m A'_m / 2a)^{1/2}, \quad (11)$$

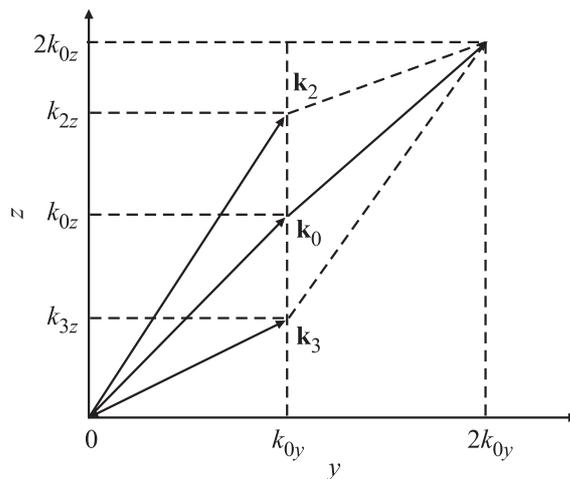


Рис. 2. Направления волновых векторов падающего \mathbf{k}_0 и преломленного электрическим \mathbf{k}_2 и магнитным \mathbf{k}_3 монослоями излучений.

где n_d и n_m — показатели преломления двух сред, состоящих из электрических и магнитных дипольных монослоев соответственно. Монослои каждой из сред находятся на расстоянии $2a$ друг от друга. Распространение волн возможно при $n_d > 0$ и $n_m > 0$. Если $A'_d > 0$ и $A'_m < 0$ (т.е. положительный сдвиг фазы φ_d компенсируется отрицательным сдвигом фазы φ_m), то нужно выполнение условий $1 + N_d A'_d / 2a > 0$ и $N_m |A'_m| / 2a < 1$. В этом случае $k_{2z} > k_{0z}$ и $k_{3z} < k_{0z}$. Получается, что с точностью до малых величин второго порядка волновой вектор распространяющейся вперед волны отклоняется от направления \mathbf{k}_0 то в одну сторону, то в другую, выдерживая в среднем направление \mathbf{k}_0 .

В соответствии с моделью среды в молекулярной оптике выше предполагалось, что между дипольными монослоями находится вакуум и излучение распространяется между монослоями со скоростью c . В реальных материалах включения, моделируемые здесь диполями, находятся во вмещающей их диэлектрической матрице. Поэтому скорость распространения излучения между монослоями v будет отлична от c . Следовательно, время распространения излучения между монослоями в (1) теперь будет равно не R_p/c , а R_p/v . Это приведет к некоторому

изменению выражений для рассеянных монослоями полей. Но качественная картина явления не изменится, так как физический механизм отклонения волнового вектора излучения внутри среды от направления \mathbf{k}_0 то в одну, то в другую сторону, не связан непосредственно с материалом матрицы.

Таким образом, среда из электрических и магнитных дипольных монослоев (т.е. слоев толщиной в один диполь), расстояние между которыми много больше размеров диполя и много меньше длины волны излучения, может иметь единичный показатель преломления на соответствующей частоте.

Список литературы

- [1] Вендик И.Б., Вендик О.Г. // ЖТФ. 2013. Т. 83. № 1. С. 3–28.
- [2] Vesseur E.J.R., Coenen T., Caglayan H., Engheta N., Polman A. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 110. P. 013 902-1–013 902-5.
- [3] Сухов С.В. // Квантовая электроника. 2005. Т. 35. С. 741–744.
- [4] Сивухин Д.В. Лекции по физической оптике. Ч. 1. Новосибирск: Новосибирский гос. ун-т, 1968. 354 с.
- [5] Авербух Б.Б., Авербух И.Б. // Изв. вузов: Физика. 2009. Т. 52. № 12. С. 8–13.
- [6] Вендик И.Б., Вендик О.Г., Одит М.А. // ФТТ. 2009. Т. 51. В. 8. С. 1499–1502.
- [7] Гадомский О.Н., Алтунин К.К., Ушаков Н.М. // Письма в ЖЭТФ. 2009. Т. 90. В. 4. С. 273–278.