

01:06

Среды с нулевым показателем преломления на данной частоте

© Б.Б. Авербух

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

Поступило в Редакцию 22 июля 2015 г.

Рассмотрено преломление плоской s -поляризованной электромагнитной волны на границе раздела вакуум–метаматериал. Показано, что при определенных условиях среды из электрических и магнитных диполей, а также среды только из электрических диполей могут вести себя как среды с нулевым показателем преломления на заданной частоте.

В настоящее время активно исследуются среды с нулевым или близким к нулю показателем преломления, точнее с нулевой или близкой к нулю реальной частью эффективного показателя преломления ($n = \text{Re}n_{ef} \approx 0$) [1–4]. Это среды, у которых реальная часть диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостей одновременно или по отдельности равны нулю или близки к нему в некоторой узкой области частот [2]. Экспериментально такие среды создаются, например, в виде „рыболовной сети“ [2,3] или слоистых структур [1,4], параметры которых определяются по специально разработанным методам [2,3]. Возможно также использование дисперсионных характеристик металл-диэлектрических волноводов [4].

Анализ проникновения излучения в подобную среду обычно основан на решении уравнений Максвелла. При этом свойства среды описываются эффективными ϵ и μ . Широко используются численные методы. В работах [5,6], например, на основе решения уравнений Максвелла рассматривались электрическое и магнитное поля внутри среды с нулевым показателем преломления, а также коэффициенты отражения и пропускания плоскопараллельного слоя. Но макроскопический подход не раскрывает микроскопический механизм явления и не позволяет получить соотношения между микроскопическими характеристиками среды.

В данной работе на основании микроскопического анализа, проведенного в [7], рассматривается другая возможность получения $n = 0$.

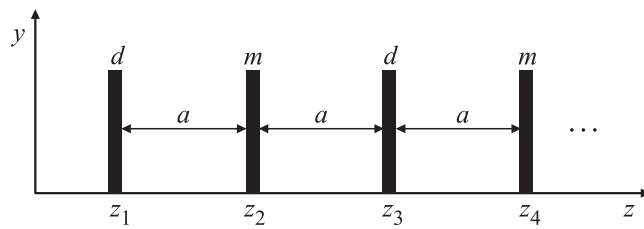


Рис. 1. Схема расположения d - и m -монослоев в рассматриваемой среде.

Постановка задачи такая же, как и в [7]. 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 (с поляризуемостью $A_d = A'_d - iA''_d$) и магнитных (с поляризуемостью $A_m = A'_m - iA''_m$) диполей. Монослои из электрических диполей (d -монослои) чередуются с монослоями из магнитных диполей (m -монослои). Нечетные — d -монослои, а четные — m -монослои. 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. Полагается, что индуцированный электрический дипольный момент электрического диполя пропорционален падающему на него электрическому полю, а индуцированный магнитный дипольный момент магнитного диполя пропорционален падающему на него магнитному полю. 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 и назад. Каждый дипольный монослой находится в поле излучения всех других монослоев (рис. 1).

Все характерные размеры меньше длины волны. Поэтому распространение излучения в такой среде рассматривается в приближении молекулярной оптики. Среда представляется как вакуум, в котором находятся диполи вещества. Под действием внешнего поля эти диполи становятся источниками вторичных когерентных электромагнитных

волн. Интерференция этих волн определяет структуру электромагнитного поля в среде.

Пусть на первый d -монослой со стороны $z < z_1$ падает под углом α поляризованное вдоль оси x монохроматическое поле $\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r})$ с частотой ω , волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$ и вектором поляризации \mathbf{e}_0 . Тогда, как показано в [7], в среде, содержащей $2q(q \gg 1)$ монослоев, вперед распространяется поле со средним волновым вектором $\mathbf{K} = (0, k_{0y}, K_z)$, где

$$K_z = k_{0z} + (\varphi_d + \varphi_m)/2a. \quad (1)$$

Здесь $\varphi_d = \arctg[P'_d/(1 - P''_d)]$ и $\varphi_m = \arctg[P'_m/(1 - P''_m)]$ описывают изменения фазы волны, обусловленные излучением d и m дипольных монослоев. Величины P_d и P_m даются выражениями $P_d = P'_d - iP''_d = N_d A'_d k^2 / 2k_{0z}$ и $P_m = P'_m - iP''_m = N_m A'_m k^2 / 2k_{0z}$ [7]. Из (1) следуют выражения для модуля вектора \mathbf{K} и n :

$$K = k_0 n = k_0 [1 + 2x \cos \alpha + x^2]^{1/2},$$

$$n = [1 + 2x \cos \alpha + x^2]^{1/2}, \quad (\varphi_d + \varphi_m)/2a k_0 = x. \quad (2)$$

Рассмотрим различные возможности, вытекающие из соотношений (1) и (2).

1. При $\varphi_d + \varphi_m > 0$ из (1) следует, что $K_z > k_{0z}$, что соответствует обычному преломлению ($n > 1$) при переходе из менее плотной среды в более плотную. Преломленная волна отклоняется от направления падающей, прижимаясь к нормали к границе раздела.

2. При $\varphi_d + \varphi_m = 0$ имеем $n = 1$. Этот случай рассмотрен в работе [7].

3. При $\varphi_d + \varphi_m < 0$ и $k_{0z} > |(\varphi_d + \varphi_m)|/2a$ имеем $0 < K_z < k_{0z}$, что соответствует ($0 < n < 1$) преломлению при переходе из более плотной среды в менее плотную. Преломленная волна отклоняется от направления падающей, прижимаясь к границе раздела.

4. При $\varphi_d + \varphi_m < 0$ и $k_{0z} = |(\varphi_d + \varphi_m)|/2a$ имеем $K_z = 0$ и $K = k_{0y}$. Поскольку $k_{0z} = k_0 \cos \alpha$, то $x = -\cos \alpha$, $n = \sin \alpha$ и угол преломления равен $\pi/2$. Это соответствует неоднородной волне, распространяющейся вдоль оси y . Увеличение угла падения приводит к полному внешнему отражению.

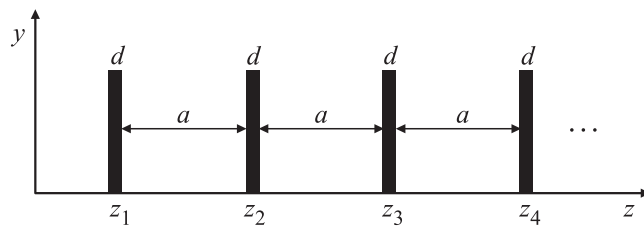


Рис. 2. Схема расположения d -монослоев в рассматриваемой среде.

5. При $\varphi_d + \varphi_m < 0$ и $k_{0z} < |(\varphi_d + \varphi_m)|/2a$ имеем $K_z < 0$. Это соответствует области существования обратных волн в среде и отрицательному преломлению [8].

6. При $\varphi_d + \varphi_m < 0$, $k_{0z} = |(\varphi_d + \varphi_m)|/2a$ и $k_{0y} = 0$ имеем $K = 0$ и $n = 0$.

Рассмотрим пункт шесть. Из (2) следует, что нулевой ($n = 0$) показатель преломления получается при условии $1 + 2x \cos \alpha + x^2 = 0$. Для вещественных x равенство нулю возможно только при $\cos \alpha = 1$ (т.е. $\alpha = 0$ и $k_{0y} = 0$) и $x = -1$, т.е. при

$$\varphi_d = \varphi_m = -2ak_0. \quad (3)$$

Значит, рассматриваемая среда может вести себя как среда с $n = 0$ только при нормальном падении излучения. Условие (3) означает, что набег фазы волны, обусловленный излучением пары из d - и m -монослоев, компенсирует набег фазы, обусловленный распространением вперед на периоде структуры (так как среда представляет собой периодическую структуру с периодом $2a$).

При малых P_d и P_m ($|P_d| \ll 1$ и $|P_m| \ll 1$) условие (3) переходит в $P'_d + P'_m = -2ak_0$ и далее в $(N_d A'_d + N_m A'_m)/4a = -1$, связывающее плотности распределения диполей N_d и N_m , вещественные части поляризуемостей A'_d и A'_m и расстояния между монослоями a .

Рассмотрим теперь среду, состоящую только из электрических d монослоев, расстояние между которыми равно a (рис. 2). Как показано в [9], при падении на такую среду поля \mathbf{E}_0 в среде будет распространяться поле с волновым вектором $\mathbf{k}_2 = (0, k_{0y}, k_{2z})$, где

$$k_{2z} = k_{0z} + \varphi_d/a. \quad (4)$$

Из (4) следуют выражения для модуля вектора \mathbf{k}_2 и реальной части n_d эффективного показателя преломления среды n_{ef} ($n_d = \text{Re}n_{ef}$)

$$k_2 = k_0[1 + 2y \cos \alpha + y^2]^{1/2} = k_0 n_d,$$

$$n_d = [1 + 2y \cos \alpha + y^2]^{1/2}, \quad \varphi_d / ak_0 = y. \quad (5)$$

Из выражений (4) и (5) вытекают следующие возможности.

1. При $\varphi_d > 0$ из (4) следует, что $k_{2z} > k_{0z}$, что соответствует обычному преломлению ($n_d > 1$) при переходе из менее плотной среды в более плотную.

2. При $\varphi_d < 0$ и $k_{0z} > |\varphi_d|/a$ имеем $0 < k_{2z} < k_{0z}$, что соответствует ($0 < n_d < 1$) преломлению при переходе из менее плотной среды в более плотную.

3. При $\varphi_d < 0$ и $k_{0z} = |\varphi_d|/a$ имеем $k_{2z} = 0$ и $k_2 = k_{0y}$, что соответствует неоднородной волне, распространяющейся вдоль оси y . Угол преломления равен $\pi/2$. Увеличение угла падения приводит к полному внешнему отражению [10,11].

4. При $\varphi_d < 0$, $k_{0z} = |\varphi_d|/a$ и $k_{0y} = 0$ имеем $k_2 = 0$ и $n_d = 0$.

Рассмотрим пункт четыре. Из (5) следует, что $n_d = 0$, если $1 + 2y \cos \alpha + y^2 = 0$. При вещественном y это возможно только при $\cos \alpha = 1$ и $y = -1$, т.е. при

$$\varphi_d = -ak_0. \quad (6)$$

И в этом случае среда может вести себя как среда с $n_d = 0$ только при нормальном падении излучения. Условие (6) означает, что набег фазы волны, обусловленный излучением d -монослоя, компенсирует набег фазы, обусловленный распространением вперед между соседними монослоями. При малых P_d ($|P_d| \ll 1$) условие (6) переходит в $P'_d = -ak_0$ и далее в $N_d A'_d / 2a = -1$, связывающее между собой плотность распределения диполей N_d , вещественную часть поляризуемости A'_d и расстояние между монослоями a .

Компенсация набегов фазы в среде из чередующихся положительно и отрицательно преломляющих слоев макроскопически рассматривалась при анализе концепции суперлинзы [8], а также, например, в работе [12]. Микроскопический же анализ не проводился.

Таким образом, рассматриваемые в данной работе среды из электрических и магнитных или только из электрических диполей могут (при

выполнении условий (3) или (6) соответственно) вести себя как среды с равной нулю реальной частью эффективного показателя преломления при нормальном падении излучения на среду.

Список литературы

- [1] *Gao J., Sun L., Deng H., Mathai C.J., Gangopadhyay S., Yang X.* // *Appl. Phys. Lett.* 2013. V. 103. P. 051 111-(1–5).
- [2] *Yun S., Jiang Z.H., Xu Q., Liu Z., Werner D.H., Mayer T.S.* // *ACS NANO.* 2012. V. 6. N 5. P. 4475–4482.
- [3] *Kwon D.-H., Werner D.H.* // *Opt. Express.* 2007. V. 15. N 15. P. 9267–9272.
- [4] *Vesseur E.J.R., Coenen T., Caglayan H., Engheta N., Polman A.* // *Phys. Rev. Lett.* 2013. V. 110. P. 013 902-(1–5).
- [5] *Ziolkowski R.* // *Phys. Rev. E.* 2004. V. 70. P. 046 608-(1–12).
- [6] *Alu A., Silveirinha M., Salandrino A., Engheta N.* // *Phys. Rev. B.* 2007. V. 75. P. 155 410-(1–13).
- [7] *Авербух Б.Б.* // Письма в ЖТФ. 2015. Т. 41. В. 10. С. 50–56.
- [8] *Шевченко В.В.* // УФН. 2011. Т. 181. № 11. С. 1172–1172.
- [9] *Авербух Б.Б., Авербух И.Б.* // Изв. вузов: Физика. 2014. Т. 57. № 12. С. 3–7.
- [10] *Schwartz B.T., Piestun R.* // *J. Opt. Soc. Am. B.* 2003. V. 20. N 12. P. 2448–2453.
- [11] *Гадомский О.Н., Гадомская И.В., Зубков Е.Г., Русин А.А.* // Письма в ЖЭТФ. 2013. Т. 98. № 1. С. 7–11.
- [12] *Schilling J.* // *Nature Photonics.* 2011. V. 5. P. 449–451.