Секция 1

Теоретическая физика и моделирование

УДК 535.3

ОПТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ЗЕРКАЛО НА ГРАНИЦЕ СРЕДЫ С ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ИЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ ОТКЛИКОМ НА ВНЕШНЕЕ ПОЛЕ

Б.Б. Авербух, М.С. Пономарева

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

aviwork@rambler.ru

OPTICAL MAGNETIC MIRROR ON THE BORDER OF THE ENVIRONMENT WITH AN ELECTRIC OR ELECTROMAGNETIC RESPONSE TO THE EXTERNAL FIELD

B.B. Averbukh, M.S. Ponomareva

Pacific State University, Khabarovsk, Russia

aviwork@rambler.ru

DOI: 10.2250/PFARE.2019.3-6

При отражении нормально падающей плоской электромагнитной волны от проводящей поверхности (металлического зеркала) электрическое поле этой волны меняет свое направление на противоположное, с направлением магнитного поля изменений не происходит. Полное (падающее плюс отраженное) тангенциальное электрическое поле на отражающей поверхности равно нулю (узел стоячей волны). В природе не существует магнитных проводников. И чтобы добиться обратного эффекта (после отражения от поверхности магнитные поля падающей и отраженной волн противоположны, а электрические по направлению совпадают) создают «искусственные магнитные поверхности», так называемое «магнитное зеркало» [1, 2]. В известных нам работах для реализации данного эффекта используют метаматериалы: рельефно-металлическая поверхность [3], металл-диэлектрической структура [1, 2, 4] и диэлектрическая поверхность [5, 6]. Оптическое магнитное зеркало рассматривается как новый эффект, демонстрирующий необычные граничные условия.

Опубликованные работы – в основном экспериментальные. В них исследуются метаматериалы с различными формами (куб, диск...) резонаторов, параметры которых определяются рабочей частотой. При теоретическом анализе среды характеризуются диэлектрической ϵ и магнитной μ проницаемостями или показателем преломления. Широко используются численные методы. Обычно считается, что эффект магнитного зеркала обусловлен магнитным откликом среды на падающее электромагнитное поле, хотя в работе [7] было показано, что роль магнитного дипольного и других магнитных откликов могут играть электрические резонансы более высоких порядков.

Но макроскопический подход и численные методы оставляют скрытыми многие детали физического механизма явления, которые при таком подходе не могут быть исследованы. Каково общее условие наблюдения явления? Действительно ли магнитное зеркало возможно только на границе искусственной среды? Можно ли его наблюдать на границе среды, состоящей только из электрических диполей? Почему можно наблюдать явление на границе слоя с квазиулевым показателем преломле-

ния и будет ли оно наблюдаться на границе среды с отрицательным показателем преломления? Общий ответ на эти вопросы, как и микроскопическая модель явления отсутствует. Не исследовалась также связь с законом отражения и формулами Френеля.

В данной работе на основании анализа, проведенного ранее [8] показано, что в случае плоской поверхности существование магнитного зеркала следует из формул Френеля. Получено общее микроскопическое условие реализации магнитных зеркал для случаев диэлектрических сред, скомпонованных только из электрических диполей (т.е. без магнитного отклика и без учета мультипольных моментов). Отсюда следует, что это явление может наблюдаться и на границе раздела материалов, существующих в природе. Полученное условие справедливо также для сред из электрических и магнитных диполей (т.е. с магнитным откликом). В частности, это могут быть среды с почти нулевым показателем преломления ($n \approx 0$) [2], или среды с отрицательным показателем преломления (такие эксперименты нам не известны). Кроме этого, нами рассмотрены среды, состоящие из элементов Гюйгенса. Такую модель можно рассматривать, когда рассеивающими элементами среды являются наносферы.

Рассмотрим отражение поляризованной вдоль оси x плоской электромагнитной волны

$$\mathbf{E}_0 = E_0 \mathbf{e}_0 \exp(i\omega_0 t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}), \quad (1)$$

$$\mathbf{H}_0 = E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y - \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - i\mathbf{k}_0 \mathbf{r}) \quad (2)$$

с частотой ω , волновым вектором $\mathbf{k}_0 = (0, k_{0y}, k_{0z})$ и вектором поляризации $\mathbf{e}_0$ от границы раздела вакуум – среда из электрических диполей. Здесь $\mathbf{e}_y$ и $\mathbf{e}_z$ – единичные векторы вдоль соответствующих осей. Среда состоит из плоскопараллельных монослоев электрических диполей, характеризующихся поляризуемостью $A_d = A_d' - iA_d''$. Поля диполей учитываются полностью. Дипольные монослои лежат в плоскостях xy , пересекающих ось z в точках $z_1, z_2, z_3, \dots$. Расстояния между монослоями равны a и $a \ll \lambda$, где λ – длина волны излучения. Диполи в монослоях расположены неупорядоченно (с плотностью N_d) и не взаимодействуют между собой. Размеры диполей много меньше расстояний между диполями, а также величин a и λ .

В работе [8] показано, что отраженная от среды волна определяется следующими выражениями для электрического и магнитного полей соответственно.

$$\mathbf{E}_R(x, y, z < z_1) = -iP_d B \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1), \quad (3)$$

$$\mathbf{H}_R(x, y, z < z_1) = iP_d B E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y + \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1), \quad (4)$$

где $P_d = 2\pi N_d A_d k^2 / k_{0z}$, $k = \omega / c$, $B = [1 - (1 - iP_d) \exp(-2ik_{0z}a)]^{-1}$. Величина $(-iP_d B)$ определяет коэффициент отражения. В оптическом диапазоне длин волн ($k_{0z}a \ll 1$), раскладывая в ряд функцию $\exp(-2ik_{0z}a)$ и учитывая член первого порядка малости, при $|P_d| \ll 1$ получаем:

$$\mathbf{E}_R(x, y, z < z_1) = R_s \mathbf{e}_0 E_0 \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1), \quad (5)$$

$$\mathbf{H}_R(x, y, z < z_1) = R_s E_0 (\cos \alpha \mathbf{e}_y + \sin \alpha \mathbf{e}_z) \exp(i\omega t - ik_{0y}y + ik_{0z}z - 2ik_{0z}z_1) \quad (6)$$

где $R_s = (k_{0z} - k_{2z}) / (k_{2z} + k_{0z})$ – коэффициент отражения Френеля. Выражения

$$k_{2z} = k_{0z} + \varphi_d / a, \quad \varphi_d = \arctg[P_d' / (1 - P_d'')] \quad (7)$$

определяют z компоненту волнового вектора k_2 волны в среде и изменение фазы волны, обусловленное излучением дипольного монослоя [8]. Совокупность полей (5) и (6) определяет поперечную отраженную волну.

При нормальном падении $\alpha = 0$ и z компонента магнитного поля и в падающей и в отраженной волнах исчезает. Если $\varphi_d < 0$, то $0 < k_{2z} < k_{0z}$ и $R_s > 0$. Это соответствует условиям

$2\pi N_d A_d' k^2 / k_{0z} \ll 1$, $k_{0z} a \ll 1$ и $A_d' < 0$. Электрические поля падающей и отраженной волн параллельны друг другу. Магнитные поля этих волн направлены противоположно друг другу. Это соответствует магнитному зеркалу. При наклонном падении, как видно из соотношений (5), (6), при $0 < k_{2z} < k_{0z}$ электрические поля падающей и отраженной волн по-прежнему параллельны.

Представим k_2 в виде $k_0 n_d$ [9], где $n_d = (1 + 2\xi \cos \alpha + \xi^2)^{1/2}$ описывает реальную часть показателя преломления, а $\xi = \varphi_d / a k_0$. Условие $0 < k_{2z} < k_{0z}$ означает $0 < n_d < 1$ и в определенных областях частот может выполняться и для обычных сред.

Рассмотрим теперь среду из периодически чередующихся электрических и магнитных дипольных монослоев. При падении полей (1), (2) на такой метаматериал z компонента волнового вектора $\mathbf{K} = (0, k_{0y}, K_z)$ волны в среде дается выражением:

$$K_z = k_{0z} + (\varphi_d + \varphi_m) / 2a, \quad (8)$$

где $\varphi_m = \arctg[P_m' / (1 - P_m'')]$ определяет изменение фазы волны, обусловленное излучением магнитного дипольного монослоя; $P_m = 2\pi N_m A_m k^2 / k_{0z}$; N_m - плотность распределения магнитных диполей в монослое; $A_m = A_m' - iA_m''$ - поляризуемость магнитного диполя. Коэффициент отражения Френеля теперь дается выражением $R_{s1} = (k_{0z} - K_z) / (K_z + k_{0z})$. Следовательно, среда из чередующихся электрических и магнитных дипольных монослоев будет представлять собой магнитное зеркало при $k_{0z} > K_z$, т.е. при $(\varphi_d + \varphi_m) < 0$. В частности, при $k_{0z} = |(\varphi_d + \varphi_m)| / 2a$, и $k_{0y} = 0$ из (8) следует, что показатель преломления n среды равен нулю ($n = 0$), т.к. $K_z = K = 0$. При распространении в среде обратных волн (т.е. при $K_z < 0$) магнитное зеркало реализуется при $2ak_{0z} < |\varphi_d + \varphi_m| < 4ak_{0z}$.

Рассмотрим среду, состоящую из элементов Гюйгенса. Под элементами Гюйгенса понимаются частицы с электрической $A_d = A_d' - iA_d''$ и магнитной $A_m = A_m' - iA_m''$ поляризуемостями. При падении полей (1), (2) на материал z компонента волнового вектора $\mathbf{K}_G = (0, k_{0y}, K_{Gz})$ волны в среде будет определяться следующим образом:

$$K_{Gz} = k_{0z} + \varphi_{dm} / 2a, \quad (9)$$

где $\varphi_{dm} = \arctg[P_{dm}' / (1 - P_{dm}'')]$; $P_{dm} = P_d + P_m$. При выполнении условия $\varphi_{dm} < 0$ будет реализовано оптическое магнитное зеркало. Показатель преломления для такой среды равен:

$$n_{dm}^2 = 1 + 2\xi \cos \alpha + \xi^2, \quad (10)$$

где $\xi = \varphi_{dm} / a k_0$.

Рассмотрим некоторые частные случаи. При $k_{0z} < \frac{[\varphi_{dm}]}{a}$ имеем, что $k_{2z} < 0$. Это соответствует области существования обратных волн в среде и отрицательному преломлению. При $k_{0z} = \frac{[\varphi_{dm}]}{a}$ и $k_{0y} = 0$ получим, что $k_2 = 0$ и $n_{dm} = 0$.

Таким образом, магнитное зеркало возможно, если z компонента волнового вектора волны в среде меньше z компоненты волнового вектора падающей волны. Условие реализации $0 \leq k_{2z} < k_{0z}$ (или $k_{0z} > K_z$, $k_{0z} > K_{Gz}$) переходит в $0 \leq n_d \leq 1$ (или $|n| < 1$). Если $n_d = 0$ (или $n = 0$), то $R_s = R_{s1} = 1$, что соответствует результату работы [2]. Эффект возможен в средах с только электрическим дипольным откликом на внешнее поле и значит, в частности, на границе с естественными материалами [10] в частотных областях, где $0 \leq n_d \leq 1$. Также нами рассмотрены условия реализации «магнитного зеркала» с использованием метаматериалов. При этом нами была смоделирована среда, состоящая из чере-

дующихся слоев электрических и магнитных диполей, а также среда, слои которой состоят из элементов Гюйгенса. В таких средах эффект возможен и в случае отрицательного преломления. Экспериментальные работы в этом случае нам не известны.

-
1. Schwanecke, A.S., Fedotov, V.A., Khardikov, V.V., Prosvirnin, S.L., Chen, Y., Zheludev, N.I. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt – 2009. V.9. – P. L1–L2.
 2. Choi, S.B., Park, D.J., Byun, S.J., Kyoung, J., Jisoo, Hwang, S.W. // Adv. Optical Mater. – 2015 – V. 3. – P. 1719-1725.
 3. Zhang, J., Ou, J-Y, MacDonald, K F., Zheludev, N.I. // J. Opt. – 2012. – V. 14. – P. 114002.
 4. Fedonov V.A., Rogacheva A.V., Zheludev N.I., Mladyonov P.L., Prosvirnin S.L. // Applied Physics Letters. – 2006. – V.88. – P. 091119-1 – 091119-3.
 5. Liu, S., Sinclair, M.B., Manony, T.S., Jun, Y.C., Campione, S., Ginn, J., Bender, D.A., Wendt, J.R., Ihlefeld, J.F., Glem, P.G., Wright, J.B., Brener, I. // Optica. – 2014. – V.1, № 4. – P.250-256.
 6. Lin, L., Jiang, Z.H. Ma, D., Liu, Z., Werner, D.H., Mayer, T.S. // Applied Physics Letters. – 2016. – V.108. – P. 171902-1 – 171902-5.
 7. Liu, W. // Phys. Rev. Lett. – 2017. – V. 119. – P. 123902-1 – 123902-6.
 8. Авербух, Б.Б., Авербух, И.Б. Формирование отраженной и преломленной S- поляризованных электромагнитных волн в задаче Френеля с точки зрения молекулярной оптики // Изв. вузов: Физика. – 2015. – V. 58, № 12. – С. 83-88.
 9. Авербух, Б.Б., Авербух, И.Б. Формирование отраженной и преломленной s-поляризованных электромагнитных волн на плоской границе раздела вакуум-среда из электрических и магнитных диполей // Изв. вузов: Физика. – 2016. – V.59, № 5. – С. 117-122.
 10. Драчев, К.А., Римлянд, В.И., Кондратьев, А.И., Старикова, В.Н. Динамика дисперсионных зависимостей акустических параметров и оптических свойств в процессе полимеризации // Физика: фундаментальные и прикладные исследования, физическое образование: материалы XI региональной научной конференции. – Хабаровск: Изд-во ТОГУ. 2010. – С.103-104.

УДК 535.537

РАСПРОСТРАНЕНИЕ ПЛОСКОЙ S-ПОЛЯРИЗОВАННОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СРЕДЕ ИЗ ЭЛЕМЕНТОВ ГЮЙГЕНСА

Б.Б. Авербух, М.С. Пономарева

Тихоокеанский государственный университет (г. Хабаровск)

aviwork@rambler.ru

DISTRIBUTION OF PLANE S-POLARIZED ELECTROMAGNETIC WAVE IN MEDIA OF THE ELEMENTS HUYGENS

B.B. Averbukh, M.S. Ponomareva

Pacific State University, Khabarovsk, Russia

aviwork@rambler.ru

DOI: 10.2250/PFARE.2019.6-9

В настоящее время появилась возможность создания так называемых метаматериалов, которые обладают удивительными, непривычными для нас оптическими свойствами. В большинстве случаев это обусловлено наличием отрицательного, нулевого или единичного коэффициента преломления.

Решение задачи Френеля на границе раздела вакуум-метаматериал и анализ распространения волн в таких средах обычно основаны на уравнениях Максвелла. Однако теория Максвелла не дает