

УДК 548.0

ОПТИКА СПИРАЛЬНЫХ СРЕД С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

О.С. ЕРИЦЯН, А.А. ПАПОЯН, О.М. АРАКЕЛЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 30 сентября 2005 г.)

Рассмотрено прохождение электромагнитной волны через среду со спиральной структурой, обладающую отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями. Исследовано свойство инверсной селективности таких сред к поляризации по сравнению со средами с положительными параметрами. Рассмотрена частотная зависимость энергетического коэффициента отражения и передаваемого волной среде момента импульса в случаях сред с положительными и отрицательными параметрами.

1. Введение

Как известно, среды со спиральной периодической структурой, распространенными представителями которых являются холестерические жидкие кристаллы, обладают рядом особенностей взаимодействия с электромагнитной волной [1]. Одной из них является селективное к поляризации дифракционное отражение (ДО): волна с правой (левой) круговой поляризацией испытывает дифракционное отражение в среде, закрученной по правой (левой) спирали и не испытывает ДО в левозакрученной (правозакрученной) среде. При этом обычно магнитная проницаемость считается положительным скаляром; компоненты тензора диэлектрической проницаемости также считаются положительными.

Появление среди электромагнитных параметров отрицательных величин, как известно, приводит к появлению новых особенностей у среды. Так, немагнитный одноосный кристалл, у которого одна из компонент тензора диэлектрической проницаемости отрицательна, описывается поверхностью волновых векторов, являющейся не замкнутой поверхностью, как обычно [2(4)], а открытой, а именно - гиперболоидом вращения [5].

В последнее время наблюдается большой интерес к так называемым левым средам, т.е. к средам с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями (ϵ_{ij} , μ_{ij}) [6,7], на особенности которых было обращено внимание в [8]. Одна из характерных особенностей таких сред - антипараллельность фазовой и групповой скоростей [8].

Среда, у которой одни компоненты тензоров ϵ_{ij} и μ_{ij} положительны, а

другие - отрицательны, рассмотрена в [9], где, в частности, показано, что одна и та же среда может быть правой и левой (в зависимости от поляризации волны).

Как было отмечено в [10], в среде с отрицательными электромагнитными параметрами, обладающей спиральной структурой, появляется следующая особенность: волна с правой (левой) круговой поляризацией испытывает дифракционное отражение в среде, закрученной не по правой (левой) спирали, как известно в литературе для случая положительных электромагнитных параметров, а по левой (правой) спирали.

В настоящей работе продолжено исследование особенностей сред со спиральной структурой, обладающих отрицательными электромагнитными параметрами (ЭП). В пункте 2 изучено поведение соотношений, описывающих взаимодействие волны со средой (соотношения между компонентами амплитуд полей и дисперсионное уравнение) при переходе от положительных ЭП к отрицательным. Интерпретирована инверсная поляризационная селективность ДО сред с отрицательными ЭП по сравнению со средами с положительными ЭП. В пункте 3 исследована частотная зависимость энергетического коэффициента отражения спирального слоя, а также изменение поляризации при отражении и прохождении. На основании этих зависимостей изучена передача момента импульса волной средам с положительными и отрицательными ЭП.

2. Соотношения между компонентами амплитуд полей и дисперсионное уравнение при переходе от правого вещества к левому. Интерпретация инверсной селективности к поляризации

Соотношения между амплитудами и дисперсионное уравнение будем записывать для величин, относящихся к системе локальных осей, поворачивающихся вместе со структурой. Переход к этим осям удобен для рассмотрения свойств спиральных сред и был предложен Озеевом [11] и впоследствии развит в [12].

Обозначим главные значения тензора ε_{ij} в плоскости, перпендикулярной оси среды, через ε_1 и ε_2 , а главные значения тензора μ_{ij} - через μ_1 и μ_2 . Введем локальную систему осей x', y' ; ось x' делит пополам угол между направлениями, вдоль которых главные значения тензоров ε_{ij} и μ_{ij} равны, соответственно, ε_1 и μ_1 , ось y' - то же для значений ε_2 и μ_2 . Проекции электрического и магнитного полей $\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ на оси x' и y' обозначим через $\mathcal{E}_x, \mathcal{E}_y$ и $\mathcal{H}_x, \mathcal{H}_y$, соответственно. При распространении волны (с частотой ω) вдоль оси среды имеем [12]:

$$\begin{aligned} \frac{\omega}{c}(\varepsilon_1 \cos^2 w + \varepsilon_2 \sin^2 w) \mathcal{E}_x + \frac{\omega}{c}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \sin w \cos w \mathcal{E}_y - ia H_x - K H_y &= 0, \\ \frac{\omega}{c}(\varepsilon_1 - \varepsilon_2) \sin w \cos w \mathcal{E}_x - \frac{\omega}{c}(\varepsilon_2 \cos^2 w + \varepsilon_1 \sin^2 w) \mathcal{E}_y - K H_x + ia H_y &= 0, \\ K \mathcal{E}_x - ia \mathcal{E}_y + \frac{\omega}{c}(\mu_1 - \mu_2) \sin w \cos w H_x - \frac{\omega}{c}(\mu_2 \cos^2 w + \mu_1 \sin^2 w) H_y &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

$$ia\mathcal{E}_x - K\mathcal{E}_y + \frac{\omega}{c}(\mu_1 \cos^2 w + \mu_2 \sin^2 w) H_x + \frac{\omega}{c}(\mu_2 - \mu_1) \sin w \cos w H_y = 0 .$$

Здесь $K = 2\pi / \lambda'$, λ' – пространственный период поля в системе координат x', y', z' (ось z' совпадает с осью, вокруг которой закручена среда), a – шаг спирали, $2w$ – угол между главными направлениями тензоров ε_{ij} и μ_{ij} . Волновые числа k в лабораторной системе координат определяются соотношениями

$$k^\pm = K \pm a . \quad (2)$$

Дисперсионное уравнение имеет вид

$$K^4 - PK^2 - Q = 0 , \quad (3)$$

где

$$P = 2a^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \left[(\varepsilon_1 \mu_1 - \varepsilon_2 \mu_2) \sin^2 2w + (\varepsilon_1 \mu_2 + \varepsilon_2 \mu_1) \cos^2 2w \right] , \quad (4)$$

$$Q = -a^4 + \frac{\omega^2}{c^2} a^2 \left[(\varepsilon_1 \mu_1 + \varepsilon_2 \mu_2) (\sin^4 w + \cos^4 w) + \right. \\ \left. + 2(\varepsilon_1 \mu_2 + \varepsilon_2 \mu_1) \sin^2 w \cos^2 w \right] - \frac{\omega^4}{c^4} \varepsilon_1 \varepsilon_2 \mu_1 \mu_2 .$$

Согласно (4), дисперсионное уравнение (3) не меняется при замене положительных ЭП на отрицательные:

$$K_m(\varepsilon_{ij}, \mu_{ij}, a) = K_m(-\varepsilon_{ij}, -\mu_{ij}, a), \quad m = 1, 2, 3, 4 . \quad (5)$$

Согласно (2), спектр волновых чисел пространственных гармоник также остается неизменным. Оба указанных обстоятельства обеспечиваются тем, что ε_{ij} и μ_{ij} входят в (4) парными произведениями, знак которых остается неизменным при одновременной замене $\varepsilon_{ij} \rightarrow -\varepsilon_{ij}$, $\mu_{ij} \rightarrow -\mu_{ij}$.

В соотношениях же (1) между компонентами амплитуд, отнесенными к локальным осям x', y' , параметры ε_{ij} и μ_{ij} входят разобщенно, притом – в первых степенях, поэтому их знак оказывается существенным. Для дифрагирующей волны имеем [1,12,13]:

$$\frac{\omega}{c} \varepsilon_1 \mathcal{E}_x - ia H_x = 0 , \quad ia \mathcal{E}_x + \frac{\omega}{c} \mu_1 H_x = 0 \quad (6)$$

на частоте

$$\omega_1 = \frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}} \quad (7)$$

и

$$-\frac{\omega}{c} \varepsilon_2 \mathcal{E}_y + ia H_y = 0 , \quad ia \mathcal{E}_y + \frac{\omega}{c} \mu_2 H_y = 0 \quad (8)$$

на частоте

$$\omega_2 = \frac{ac}{\sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}}. \quad (9)$$

Частоты ω_1 и ω_2 получаются из условия равенства нулю определителей однородных систем (6) и (8).

Из приведенных выше соотношений следует инверсия селективности. Как известно [12,13], в ситуации дифракционного отражения дифрагирующее в среде поле можно представить как сумму полей двух встречных циркулярно поляризованных волн с одинаковыми амплитудами и одинаковыми волновыми числами a ; при этом знак поляризации обеих волн совпадает со знаком спирали, по которой закручена среда. Рассмотрим конкретный случай, когда частота ω волны совпадает с границей ω_1 области дифракционного отражения: $\omega = \omega_1$. Разлагая дифрагированное поле на поля двух встречных волн, упомянутых выше, получаем

$$\bar{S}_{2znp} = \frac{1}{16\pi} \frac{\omega \varepsilon_1}{ac} |\mathcal{E}_x|^2, \quad \bar{S}_{2zobp} = -\frac{1}{16\pi} \frac{\omega \varepsilon_1}{ac} |\mathcal{E}_x|^2, \quad (10)$$

где $\bar{S}_{2znp}$ (z -компонента усредненного (по периоду волны) вектора Пойнтинга прямой волны в среде ($k_z = a$), $\bar{S}_{2zobp}$ (то же для обратной волны ($k_z = -a$)). При замене $\varepsilon_1 \rightarrow -\varepsilon_1$ направления обоих потоков меняются на обратное (отметим, что требование действительности α и ω приводит к тому, что при $\varepsilon_1 < 0$ должно быть также $\mu_1 < 0$).

Пусть спираль правая, а ε_1 и μ_1 положительны. Тогда в падающей волне дифрагирующей поляризации электрическое поле вращается во времени по левому винту вокруг оси z (направленной в глубь среды). В среде возбуждается прямая волна с тем же направлением обхода поля, уносящая энергию в глубь среды. Если же $\varepsilon_1 < 0$, то уносящей энергию в глубь среды волной оказывается обратная волна (см. (10)), у которой поле вращается вокруг оси z по правому винту. Энергию от падающей волны должна получать именно эта волна в среде, поэтому в падающей волне также должно иметь место вращение поля по левому винту вокруг оси z , т.е. падающая волна должна быть левополяризованной. Таким образом, в случае отрицательных параметров среды дифрагирующей в правозакрученной (левозакрученной) среде окажется падающая волна, имеющая не правую (левую) поляризацию, а левую (правую).

3. Численные расчеты: энергетические коэффициенты отражения и прохождения и передача момента импульса среде

На рис.1 и 2 показана частотная зависимость энергетического коэффициента отражения. Падающая волна имеет правую круговую поляризацию. Спираль - правая. (На всех рисунках величина ω/c дана в единицах мкм^{-1} .) Рис.1 соответствует среде с $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij} > 0$, рис.2 - $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij} < 0$.

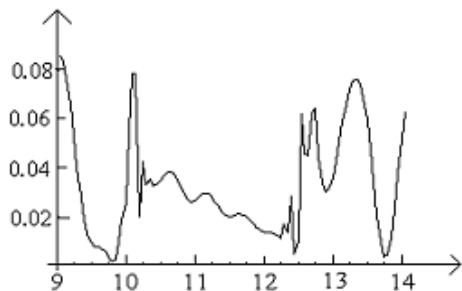


Рис.1. Частотная зависимость энергетического коэффициента отражения от среды с $\varepsilon_{ij} > 0$, $\mu_{ij} > 0$, $\varepsilon_1 = 1,5$, $\varepsilon_2 = 2,1$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$. Толщина слоя $d = 100\sigma$, шаг спирали $\sigma = 0,42$ мкм.

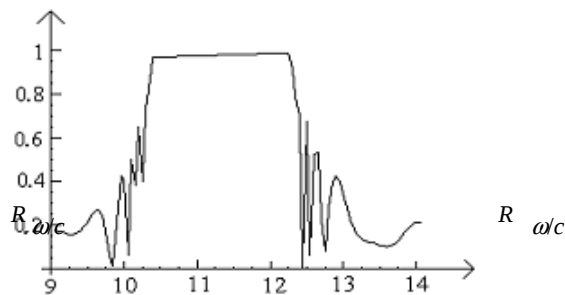


Рис.2. То же, что и на рис.1, но с измененными на обратные знаками ε_{ij} и μ_{ij} .

В случае левой круговой поляризации вместо кривой, представленной на рис.1 (на рис.2), получаем кривую, представленную на рис.2 (на рис.1).

Сравнение кривых подтверждает инверсную селективность к поляризации в случае сред с отрицательными ЭП.

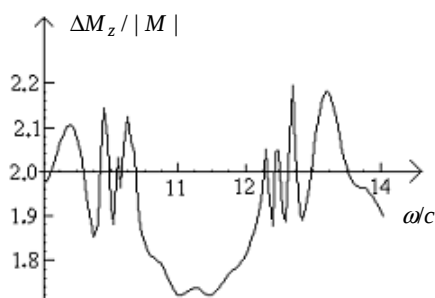


Рис.3. Частотная зависимость $\Delta M_z / M$. Параметры среды: $\varepsilon_{ij} < 0$, $\mu_{ij} < 0$, $\varepsilon_1 = -1,5$, $\varepsilon_2 = -2,1$, $\mu_1 = \mu_2 = -1$. Толщина слоя $d = 100\sigma$, шаг спирали $\sigma = 0,42$ мкм.

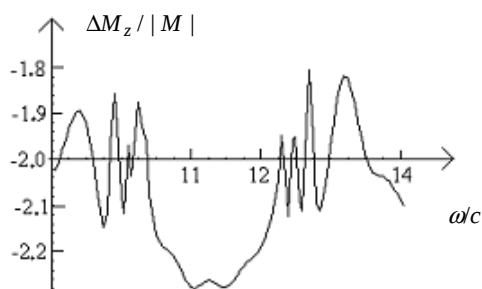


Рис.4. То же, что и на рис.3, но при обратной поляризации падающей волны и с измененными на обратные знаками ε_{ij} и μ_{ij} .

На рис.3 и 4 показана частотная зависимость $\Delta M_z / M$, где ΔM_z - момент импульса, передаваемого за единицу времени среде с правой закрученностью, M - модуль момента импульса, переносимого падающей волной за единицу времени. Падающая волна имеет правую круговую поляризацию. Рис.3 соответствует среде с $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij} < 0$, а рис.4 - среде с $\varepsilon_{ij}, \mu_{ij} > 0$. На рис.4 приведена та же зависимость, что и на рис.3, но падающая волна имеет левую круговую поляризацию.

Приведенные кривые остаются неизменными, если при замене знаков у всех ЭП изменить также знак круговой поляризации и знак спирали, по которой закручена среда.

ЛИТЕРАТУРА

1. В.А.Беляков, А.С.Сонин. Оптика холестерических жидких кристаллов. М., Наука, 1982.
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Электродинамика сплошных сред. М., Наука, 1982.
3. М.Борн, Э.Вольф. Основы оптики. М., Наука, 1970.
4. А.Ярив, П.Юх. Оптические волны в кристаллах. М., Мир, 1987.
5. О.С.Ерицян. Кристаллография, **33**, 461 (1978).
6. J.Pendy et al. Phys. Rev. Lett., **76**, 4773 (1996).
7. D.Smith et al. Phys. Rev. Lett., **84**, 4184 (2000).
8. В.Г.Веселаго. УФН, **92**, 517 (1967).
9. О.С.Ерицян. Кристаллография, **50**, 511 (2005).
10. О.С.Ерицян и др. Изв. НАН Армении, Физика, **39**, 301 (2004).
11. S.W.Oseen. Trans. Farad. Soc., **29**, 883 (1933).
12. О.С.Ерицян. Оптика гиротропных сред и холестерических жидких кристаллов. Ереван, Айастан, 1988.
13. Е.И.Кац. ЖЭТФ, **59**, 1854 (1970).

ԲԱՑԱՍԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐՈՎ ՊԱՐՈՒՐԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐԵՐԻ ՕՊՏԻԿԱՆ

Հ.Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ, Ա.Ա. ՊԱՊՈՅԱՆ, Հ.Մ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Քննարկված է էլեկտրամագնիսական ալիքի անցումը բացասական դիէլեկտրական և մագնիսական թափանցելիություններով պարուրային միջավայրի շերտով: Հետազոտված է այդպիսի միջավայրերի կողմից բևեռացման նկատմամբ ունեցած հակադարձ ընտրողականությունը՝ դրական պարամետրերով միջավայրերի համեմատությամբ: Ուսումնասիրված են անդրադարձման էներգիական գործակցի և ալիքի կողմից միջավայրին փոխանցվող իմպուլսի մոմենտի հաճախային կախումները դրական և բացասական պարամետրերով միջավայրերի համար:

OPTICS OF HELICAL MEDIA WITH NEGATIVE ELECTROMAGNETIC PARAMETERS

H.S. ERITSYAN, A.A. PAPOYAN, H.M. ARAKELYAN

The problem of transmission of an electromagnetic wave through a helical medium layer with negative dielectric and magnetic constants is considered. The inverse selectivity property of such medium to the polarization comparing with media of positive parameters is investigated. Frequency dependences of the reflection energetic coefficient and angular momentum transferred by the wave for the media with negative and positive parameters are studied.