ПОВЕРХНОСТНЫЕ ВОЛНЫ НА ГРАНИЦЕ БИИЗОТРОПНОЙ СРЕДЫ
SURFACE WAVES AT THE INTERFASE OF BIISOTROPIC MEDIUM

Довыденко Светлана Николаевна,
Минск, Беларусь

Ключевые слова: поверхностная волна, биизотропная среда, дисперсионное уравнение, постоянная распространения, коэффициент локализации, поляризация.

Резюме. В этой статье рассмотрены особенности распространения поверхностных волн на границе биизотропной среды и метаматериала (или металла). В данном случае поверхностные волны состоят из двух составляющих, имеющих разную поляризацию и локализацию. На основе полученного дисперсионного уравнения определены постоянная распространения, поляризация поверхностной волны и локализационные коэффициенты в биизотропной среде и метаматериале (или металле).

Keywords: surface wave, biisotropic medium, dispersion equation, propagation constant, localization coefficient, polarization.

Summary. In this article the peculiarities of surface waves propagation at the interfase of the biisotropic medium and metamaterial (or metal) are described. In this case, surface waves consist of two components with different polarization and localization. On the basis of the obtained dispersion equation the propagation constant, the polarization of surface waves and localization coefficients in biisotropic medium and the metamaterial (or metal) are defined.

В настоящее время достаточно исследованы поверхностные волны на границе диэлектриков и металлов, имеющих отрицательную диэлектрическую проницаемость при частотах ниже плазменной. Также рассматривались поверхностные волны на границе диэлектриков и метаматериала с отрицательными диэлектрической и магнитной проницаемостями. В этом случае поверхностные электромагнитные волны являются связанными колебаниями электронной плазмы и электромагнитного поля и называются плазмон-поляритонными волнами. Получено, что на границе диэлектрика и немагнитного металла могут существовать только ТМ-моды, а на границе метаматериалов с отрицательными магнитной и диэлектрической проницаемостями или ТМ — или ТЕ-моды. На границе металла и метаматериала могут существовать только ТЕ-моды. Таким образом характер сред, образующих границу определяет поляризацию поверхностных волн. Представляет интерес исследование поверхностных волн на границе металла или метаматериала и оптически активной среды. В данной работе проведено исследование поверхностных волн на границе метаматериала и оптически активной среды, имеющей уравнение связи общего вида.

Для исследования преобразования световой волны на границе полубесконечных изотропной и биизотропной сред можно использовать уравнения

Максвелла, представленные в виде [1], для описание волн, распространяющихся в биизотропной среде:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{B} \; ; \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t}\mathbf{D} \qquad (1)$$

где **E**, **H** — векторы напряженности электрического и магнитного поля,

D, **B** — векторы электрической и магнитной индукции.

Уравнения связи для биизотропной среды имеют вид [2] :

$$\mathbf{D} = \varepsilon\left[\mathbf{E} + \sqrt{\frac{\mu_g}{\varepsilon_g}}(\chi - ig)\mathbf{H}\right]; \quad \mathbf{B} = \mu\left[\mathbf{H} + \sqrt{\frac{\varepsilon_g}{\mu_g}}(\chi + ig)\mathbf{E}\right] \quad . \qquad (2)$$

где χ и g — действительные параметры невзаимности и киральности соответственно,

ε_g и μ_g –электрическая и магнитная проницаемость биизотропной среды.

Уравнения (2) описывают при χ=0 киральную среду (среда Пастера), а при g=0 невзаимную среду (среда Теллегена). Как правило, значение параметра невзаимности χ в средах мало и имеет порядок 10^{-4} [3], однако в настоящее время получают среды с параметром невзаимности порядка 10^{-1} [4].

Рассмотрим плоскую монохроматическую электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль границы раздела изотропного металла или метаматериала с диэлектрическими проницаемостями μ_m и ε_m и биизотропной среды с диэлектрическими проницаемостями μ_g и ε_g.. Рассмотрим систему координат, в которой ось Ox направлена воль границы по направлению распространения поверхностной волны, а ось Oz направлена перпендикулярно границе сред. В этом случае поверхностная волна будет иметь вид:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_g e^{-\gamma_g|z| - i\beta x} e^{-i\omega t} \qquad (3)$$
$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_g e^{-\gamma_g|z| - i\beta x} e^{-i\omega t}$$

Используя уравнения (1), (2) и (3) получаем волновое уравнение для собственных волн, распространяющихся в биизотропной среде:

$$\left[k^2 - k_0^2\mu_g\varepsilon_g(1 - \chi^2 - g^2)\right]\mathbf{E} = k_0 2\sqrt{\varepsilon_g\mu_g}\, g\, \nabla \times \mathbf{E} \qquad (4)$$

где $k = \sqrt{\beta^2 - \gamma_g^2}$.

Решая (4) относительно показателя преломления имеем:

$$k_{1,2} = k_0\sqrt{\varepsilon_g\mu_g}\left(\sqrt{1 - \chi^2} \pm g\right) \qquad (5)$$

Таким образом, в биизотропной среде будут распространяться две волны с разными показателями преломления и с разной поляризацией, зависящими как от параметра киральности, так и от значения невзаимности. Показатель преломления для поверхностных волн соответствует показателю преломления для объемных волн, распространяющихся в биизотропной среде. Поверхностная волна на границе биизотропной среды является суперпозицией двух волн с различными поляризациями и коэффициентами преломления и может быть записана в виде:

$$\mathbf{E} = \mathrm{E}_1 \boldsymbol{e_1} e^{-\gamma_{g1}|z|-i\beta x} + \mathrm{E}_2 \mathbf{e_2} e^{-\gamma_{g2}|z|-i\beta x} \tag{6}$$

где $\boldsymbol{e_1} = \frac{\gamma_{g1}}{\sqrt{2}\beta}\boldsymbol{e_x} + \frac{k_1}{\sqrt{2}\beta}\boldsymbol{e_y} - \frac{i}{\sqrt{2}}\boldsymbol{e_z}$,

$$\boldsymbol{e_2} = -\frac{\gamma_{g2}}{\sqrt{2}\beta}\boldsymbol{e_x} - \frac{k_2}{\sqrt{2}\beta}\boldsymbol{e_y} + \frac{i}{\sqrt{2}}\boldsymbol{e_z}$$

Компоненты **H** определяются выражениями (2) и (6)

Для металла или метаматериала поверхностные волны имеют следующий вид:

$$\mathbf{E} = \left(\mathrm{E}_3\boldsymbol{e_x} + \mathrm{E}_4\boldsymbol{e_y} + \mathrm{E}_3\frac{i\beta}{\gamma_m}\boldsymbol{e_z}\right)e^{-\gamma_m|z|-i\beta x} \tag{7}$$

$$\mathbf{H} = \frac{1}{k_0\mu_m}\left(i\gamma_m\mathrm{E}_4\boldsymbol{e_x} + \frac{ik_m^2}{\gamma_m}\mathrm{E}_3\boldsymbol{e_y} - \beta\mathrm{E}_4\boldsymbol{e_z}\right)e^{-\gamma_m|z|-i\beta x}$$

$$k_m = k_0\sqrt{\varepsilon_m\mu_m}$$

Из граничных условий и выражений (6) и (7) получаем дисперсионное уравнение для поверхностных волн:

$$\left(-\frac{\gamma_1 a_1}{\gamma_m} - \frac{ik_1}{k_0\mu_m}\right)\left(\frac{ik_2}{k_0\mu_m} + \frac{ik_0\mu_m\gamma_m a_1 a_2 k_2}{k_m^2}\right) +$$

$$+\left(\frac{\gamma_2 a_2}{\gamma_m} + \frac{ik_2}{k_0\mu_m}\right)\left(\frac{ik_1}{k_0\mu_m} + \frac{ik_0\mu_m\gamma_m a_1^2 k_2}{k_m^2}\right) = -2ig\sqrt{\frac{\varepsilon_g}{\mu_g}}\left(\frac{\gamma_1 a_1}{\gamma_m} + \frac{ik_1}{k_0\mu_m}\right)\frac{\gamma_2}{\gamma_m} \tag{8}$$

где $a_1 = \mathrm{i}\sqrt{\frac{\varepsilon_g}{\mu_g}}\left(\sqrt{1-\chi^2} + 2\mathrm{g} + \mathrm{i}\chi\right)$

$$a_2 = \mathrm{i}\sqrt{\frac{\varepsilon_g}{\mu_g}}\left(\sqrt{1-\chi^2} + \mathrm{i}\chi\right)$$

Решая дисперсионное уравнение в линейном приближении по χ и g получаем выражение для постоянной распространения поверхностной волны и коэффициентов ее локализации в биизотропной среде и метаматериале или металле:

$$\beta = \frac{1}{\mu_m^2 k_0 \varepsilon_g}\left[-\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0\mu_g\right]\left(\frac{1+2g-2i\chi}{1+4g}\right) \tag{9}$$

$$\gamma_1 = \frac{1}{\mu_m^2 k_0 \varepsilon_g}\left[-\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0\mu_g\right]\left(\frac{1+2g-2i\chi}{1+4g}\right) - \\ -\frac{1}{2}\frac{k_0^3\mu_g\varepsilon_g^2\mu_m^2}{\left[-\mu_g^2\varepsilon_g\sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0\mu_g\right]}\left(\frac{1+8g+2i\chi}{1+4g}\right) \tag{10}$$

$$\gamma_2 = \frac{1}{\mu_m^2 k_0 \varepsilon_g}\left[-\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0\mu_g\right]\left(\frac{1+2g-2i\chi}{1+4g}\right) - \\ -\frac{1}{2}\frac{k_0^3\mu_g\varepsilon_g^2\mu_m^2}{\left[-\mu_g^2\varepsilon_g\sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0\mu_g\right]}\left(\frac{1+4g+2i\chi}{1+4g}\right)$$

$$\gamma_m = \frac{1}{\mu_m^2 k_0 \varepsilon_g}\left[-\mu_g^2 \varepsilon_g \sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0\mu_g\right]\left(\frac{1+2g-2i\chi}{1+4g}\right) - \\ -\frac{1}{2}\frac{k_0^3\varepsilon_m\varepsilon_g\ \mu_m^3}{\left[-\mu_g^2\varepsilon_g\sqrt{\frac{\mu_m}{\varepsilon_m}} + 1 + ik_0\mu_g\right]}\left(\frac{1+6g+2i\chi}{1+4g}\right)$$

В соответствии с формулами (9) и (10) получаем, что на границе биизотропной среды и метаматериала или металла распространяются две поверхностные волны с разной локализацией в биизотропной среде, причем различие в локализации незначительно. Мнимая часть постоянной распространения поверхностных волн определяет затухание поверхностной волны по направлению распространения.

Поляризация поверхностных волн определяется соотношениями для компонент электромагнитного поля, следующими из граничных условий:

$$E_x = \frac{1}{\sqrt{2}\beta}\left(\gamma_1\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2-a_1) + \frac{k_2}{k_0\mu_m} + \frac{k_0\mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}\right)}{\frac{k_1}{k_0\mu_m} + \frac{k_0\mu_m 2}{k_m}} - \gamma_2\right)E$$

$$E_y = \frac{1}{\sqrt{2}\beta}\left(k_1\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2-a_1) + \frac{k_2}{k_0\mu_m} + \frac{k_0\mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}\right)}{\frac{k_1}{k_0\mu_m} + \frac{k_0\mu_m 2}{k_m}} - k_2\right)E \tag{11}$$

$$E_{Zg}=\frac{i}{\sqrt{2}}\left(-\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2-a_1)+\frac{k_2}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}\right)}{\frac{k_1}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m 2}{k_m}}+1\right)E$$

$$E_{zm}=\frac{i}{\sqrt{2}\gamma_m}\left(\gamma_1\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2-a_1)+\frac{k_2}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}\right)}{\frac{k_1}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m 2}{k_m}}-\gamma_2\right)E$$

$$H_x=\frac{1}{\sqrt{2}\beta}\left(\gamma_1 a_1\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2-a_1)+\frac{k_2}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}\right)}{\frac{k_1}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m 2}{k_m}}-\gamma_2 a_2\right)E$$

$$H_y=\frac{1}{\sqrt{2}\beta}\left(k_1 a_1\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2-a_1)+\frac{k_2}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}\right)}{\frac{k_1}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m 2}{k_m}}-k_2 a_2\right)E$$

$$H_{zg}=\frac{-i}{\sqrt{2}}\left(a_1\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2-a_1)+\frac{k_2}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}\right)}{\frac{k_1}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m 2}{k_m}}-a_2\right)E$$

$$H_{zm}=\frac{-1}{\sqrt{2}}\left(k_1\frac{\left(\frac{i\gamma_2}{\gamma_m}(a_2-a_1)+\frac{k_2}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m a_1 a_2 k_2}{k_m}\right)}{\frac{k_1}{k_0\mu_m}+\frac{k_0\mu_m 2}{k_m}}-k_2\right)E$$

где E — постоянная, характеризующая амплитуду поверхностной волны.

Из (11) получаем, что все компоненты электромагнитного поля поверхностной волны отличны от нуля.

В результате получены в линейном приближении по g и χ аналитические формулы для постоянной распространения поверхностной волны и ее коэффициенты локализации в биизотропной среде и метаматериале или металле. Получены соотношения, определяющие компоненты электромагнитного поля двух поверхностных волн. Определено, что при наличие биизотропной среды существуют и TE- и TM- компоненты электромагнитного поля. Комплексный характер постоянной распространения определяет затухание поверхностной волны в направлении распространения.

Полученные результаты являются оригинальными и направлены на развитие теории взаимодействия светового излучения с различными средами, в том числе и органическими. Особенности преобразования светового излучения биизотропными слоями делает перспективным их использование при создании компактных оптических устройств, таких как волоконно-оптические волноводы, оптические модуляторы, поляризаторы и т.д. Также полученные результаты исследований можно использовать для диагностики биологических гиротропных сред, разработки новых методов управления структурой микроволновых пучков.

Список использованной литературы

1. Федоров Ф.И.Теория гиротропии. Мн.: Наука и техника. — 1976.

2. Бокуть Б.В., Сердюков А.Н., Федоров Ф.И.//Кристаллография. — 1970. — Т.15. — С. 1002–1006.

3. Lindell I.V., Sihvola A.H.// IEEE Microwave Symposium Digest. — 1992. —Vol.2. — P. 1135–1138.

4. Krichevtsov B.B., Pavlov V.V., Pisarev R.V., Gridnev V.N.// J. Phys.: Condens. Matter. —1993. —Vol. 5. —P. 8233–8244.