УДК 53:378.147.091.32

О ДВОЙНОМ ЛУЧЕПРЕЛОМЛЕНИИ В СРЕДЕ С МАГНИТНОЙ АНИЗОТРОПИЕЙ

ON BIREFRINGENCE IN A MEDIUM WITH MAGNETIC ANISOTROPY

В. Р. Соболь / V. R. Sobol

Белорусский государственный педагогический университет имени Максима Танка (Минск, Беларусь)

Рассматривается закон дисперсии для линейно поляризованной поперечной электромагнитной волны в координатах тензора магнитной проницаемости при двух характерных ориентациях вектора электрической индукции.

The dispersion law is considered for a linearly polarized transverse electromagnetic wave in the coordinates of the magnetic permeability tensor for two characteristic orientations of the electric induction vector.

Ключевые слова: закон дисперсии, магнитная проницаемость, тензор.

Keywords: dispersion law, magnetic permeability, tensor.

Введение. При изучении раздела общей физики, называемого волновой оптикой, рассматривается тема, посвященная двойному лучепреломлению света в анизотропных средах, когда по ходу занятия в лекционной демонстрации отображается факт падения луча лазера на плоскопараллельную пластинку из исландского шпата (разновидность углекислого кальция $CaCO_3$) с раздвоением этого луча. Один выходящий луч является продолжением падающего, а второй отщепляется через толщину пластинки и выходит параллельно основному. В упомянутом случае двойное преломление при нормальном падении обусловлено анизотропией электрических свойств среды, при равенстве магнитной проницаемости единице. Ниже анализируется ситуация, в которой среда анизотропна по магнитным свойствам (тонкий слой ферромагнетика, феррита и т. д.), а по электрическим свойствам анизотропия отсутствует.

Процедура рассмотрения задачи. Анализ.

В рассмотрении магнитный механизм анизотропии в оптических свойствах задействован как возможный сценарий ввиду допустимости такого метода описания с одной стороны [1–3] и появления из-за развития физического материаловедения сложных по составу и структуре магнитоупорядоченных материалов на примере прозрачных в тонких слоях ферромагнетиков, магнитных полупроводников-ферритов, материалов так называемого ферроэлектрического сегмента, типа феррита висмута, твердых растворов на его основе [4–6].

Оптическая среда с магнитной анизотропией проанализирована на примере модельного магнетика с кристаллической симметрией классом ниже ромбоэдрической, тетрагональной либо гексагональной сингоний. Среда по свойствам характеризуется шаровым тензором диэлектрической и ортогональным тензором магнитной проницаемости (1).

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon \end{pmatrix} \qquad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & \mu_{xz} \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & \mu_{yz} \\ \mu_{zx} & \mu_{zy} & \mu_{zz} \end{pmatrix} \tag{1}$$

При рассмотрении применены известные материальные соотношения связи между компонентами векторов электрической и магнитной индукции ($\bar{D}$ и $\bar{B}$) и напряженности ($\bar{E}$ и $\bar{H}$) поля волны (2), (3), которые в системе СИ:

$$\bar{H} = \mu_0{}^{-1}\hat{\mu}^{-1}\,\bar{B} \tag{2}$$

$$\bar{E} = \varepsilon_0{}^{-1}\varepsilon^{-1}\,\bar{D} \tag{3}$$

здесь ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные, символы типа $\hat{\mu}^{-1}$ – обратный тензор или его компоненты.

На основе уравнений Максвелла исходное тензорное соотношение выглядит (4)

$$-\nabla \times \hat{\mu}^{-1}\nabla \times\ \bar{D} = \varepsilon\varepsilon_0\mu_0\ddot{\bar{D}} \tag{4}$$

где символ типа $\nabla \times\ \bar{D}$ – ротор вектора либо соответствующей свертки, $\ddot{\bar{D}}$ – двойное дифференцирование вектора по времени.

В базисе ортов выбранной системы *i, j, k* элементы уравнение (4) для компонент вектора $\bar{D}$ в самом общем случае (ориентация векторов $\bar{D}$ и $\bar{k}$ произвольна) подчиняются стандартным соотношениям (5), (6), (7), (8).

$$\bar{D} = \left(D_x i + D_y j + D_z k\right)e^{\mathrm{i}(\omega t - \bar{k}\bar{r})} \tag{5}$$

$$\bar{k}\bar{r} = k_x x + k_y y + k_z z \tag{6}$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} = -\mathrm{i}k_x D_x e^{\mathrm{i}(\omega t - \bar{k}\bar{r})} \tag{7}$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial y} = -\mathrm{i}k_y D_x e^{\mathrm{i}(\omega t - \bar{k}\bar{r})} \tag{8}$$

и т. д., здесь символ i – мнимая единица.

Следуя (5–8), соотношение (4) может быть приведено к виду (9)

$$-\nabla \times (\hat{\mu}^{-1}\nabla \times [i(\varepsilon_{xl}{}^{-1}D_l) + j\left(\varepsilon_{yl}{}^{-1}D_l\right) + k(\varepsilon_{zl}{}^{-1}D_l)] = \mathrm{i}^{-1}\varepsilon_0\mu_0\ddot{\bar{D}}, \tag{9}$$

где по совпадающим индексам предполагается, как обычно, суммирование по всем трем индексам.

После раскрытия внутреннего векторного произведения тензорное уравнение (9) записывается в расширенном виде (10).

$$\nabla \times \{i[\mu_{xx}{}^{-1}(\varepsilon_{zl}{}^{-1}D_l k_y - \varepsilon_{yl}{}^{-1}D_l k_z) + \mu_{xy}{}^{-1}(\varepsilon_{xl}{}^{-1}D_l k_z - \varepsilon_{zl}{}^{-1}D_l k_x) + \mu_{xz}{}^{-1}(\varepsilon_{yl}{}^{-1}D_l k_x - \varepsilon_{xl}{}^{-1}D_l k_y)] + j[\mu_{yx}{}^{-1}(\varepsilon_{zl}{}^{-1}D_l k_y - \varepsilon_{yl}{}^{-1}D_l k_z) + \mu_{yy}{}^{-1}(\varepsilon_{xl}{}^{-1}D_l k_z - \varepsilon_{zl}{}^{-1}D_l k_x) + \mu_{yz}{}^{-1}(\varepsilon_{yl}{}^{-1}D_l k_x - \varepsilon_{xl}{}^{-1}D_l k_y)] + k[\mu_{zx}{}^{-1}(\varepsilon_{zl}{}^{-1}D_l k_y - \varepsilon_{yl}{}^{-1}D_l k_z) + \mu_{zy}{}^{-1}(\varepsilon_{xl}{}^{-1}D_l k_z - \varepsilon_{zl}{}^{-1}D_l k_x) + \mu_{zz}{}^{-1}(\varepsilon_{yl}{}^{-1}D_l k_x - \varepsilon_{xl}{}^{-1}D_l k_y)]\} = \mathrm{i}^{-1}\varepsilon_0\mu_0\ddot{\bar{D}} \tag{10}$$

Решение (10) через соответствующую систему уравнений позволяет получить закон дисперсии поперечной по вектору индукции электромагнитной волны при двух характерных типах ее линейной поляризации.

Для поляризации вектора $\overline{D}$ нормально плоскости *xy* закон дисперсии можно представить как (11).

$$k^{-2}\varepsilon_0\mu_0\omega^2 = \varepsilon_{zz}{}^{-1}\left(\mu_{xx}{}^{-1}Cos^2\psi + \mu_{yy}{}^{-1}Sin^2\psi\right) + \varepsilon^{-1}(\mu_{xy}{}^{-1} + \mu_{yx}{}^{-1})Sin\psi Cos\psi \quad (11)$$

Для поляризации волны по вектору $\overline{D}$ в плоскости *xy* закон дисперсии отвечает выражению (12)

$$k^{-2}\varepsilon_0\mu_0\omega^2 = \mu_{zz}{}^{-1}\varepsilon^{-1} \quad (12)$$

Таким образом, соотношения (11) и (12) показывают, что магнитная анизотропия свойств в представлении ортогонального тензора второго ранга может привести к появлению двойного лучепреломления, поскольку волна,поляризованная в плоскости xy, отвечает характеристикам обыкновенной, у которой сечение волновой поверхности сфера, а волна, поляризованная нормально к плоскости *xy*, будет иметь показатель преломления, зависящий от угла преломления ψ.

Список использованных источников

1. Кринчик, Г. С. Физика магнитных явлений. / Г. С. Кринчик. – М. : Изд-во МГУ, 1985. – 336 с.
2. Прохоров, А. М. Оптические явления в тонкопленочных магнитных волново дах и их техническое использование / А. М. Прохоров, Г. А. Смоленский, А. Н. Агеев // УФН. – 1984. – Т. 143, № 1. – С. 33–72.
3. Туров, Е. А. Материальные уравнения электродинамики / Е. А.Туров. – М. : Наука, 1983. – 158 с.
4. Hornreich, W. F. Possibility of visual observation of antiferromagnetic domains / W. F. Hornreich, S. Shtrikman // Phys. Rev. – 1968. – V. 171, № 3. – P. 1065–1074.
5. Смоленский, Г. А. Сегнетомагнетики / Г. А. Смоленский, И. Е. Чупис // УФН. 1982. – Т. 137, № 3. – С. 415–448.
6. Агеев, А. Н. О магнитной проницаемости на оптических частотах / А. Н. Агеев [и др.] // ФТТ. – 1983. – Т. 25, № 2. – С. 478–481.

УДК 536.71, 536.44

КОМПЬЮТЕРНЫЙ ПРАКТИКУМ ПО ТЕРМОДИНАМИКЕ РЕАЛЬНЫХ ГАЗОВ

COMPUTER PRACTICAL ON THERMODYNAMICS OF REAL GASES

Г. Ю. Тюменков / G. Y. Tyumenkov
Гомельский государственный университет им. Ф.Скорины (Гомель, Беларусь)

И. А. Журавлёва / I. A. Zhuravleva
Гомельский машиностроительный колледж (Гомель, Беларусь)

Показана эффективность применения пакета Mathcad для решения задач классической термодинамики. Использованы общепризнанные двухпараметрические уравнения состояния реального газа.