

Министерство образования
Республики Беларусь

Белорусский государственный
педагогический университет
имени Максима Танка



Ministry of Education
of the Republic of Belarus

Belarusian State
Pedagogical University
named after Maxim Tank

**ФИЗИКО-
МАТЕМАТИЧЕСКОЕ
ОБРАЗОВАНИЕ:
ЦЕЛИ, ДОСТИЖЕНИЯ
И ПЕРСПЕКТИВЫ**

*Материалы Международной
научно-практической
конференции
г. Минск,
18–19 ноября 2019 г.*

**PHYSICAL
AND MATHEMATICAL
EDUCATION:
GOALS, ACHIEVEMENTS
AND PROSPECTS**

*Materials of the International
Scientific and Practical
Conference
Minsk,
November 18–19, 2019*



БГПУ
Минск
2019

BSPU
Minsk
2019

материаловедения обеспечить невозможно из-за чрезмерных требований по жаропрочности камер горения и выпускных коллекторов. Дополнительным фактором ограничения является требование переноса полезной нагрузки, которая составляет хоть и малую, но конечную долю от общей массы летательного аппарата. Указанные ограничивающие обстоятельства принуждают использовать двигатели с несколькими ступенями, которые позволяют выводить на околоземную орбиту полезные массы в несколько сот килограмм. Нижние значения расхода топлива с длительностью работы реактивного двигателя порядка часа и более отвечают режимам работы турбореактивным системам с достижимыми скоростями аппаратов порядка сотен метров за секунду, то есть 400-500 м/с и более, отвечающим скоростям высотной авиации.



ЛИТЕРАТУРА

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Механика / Д.В. Сивухин. – М.: Физматлит, 2005. – 559 с.
2. Стрелков, С.П. Механика / С.П. Стрелков. – М.: Лань, 2005. – 560 с.
3. Яковенко В.А. Общая физика : сборник задач : учеб. пособие / В.А. Яковенко [и др.] ; под общ. ред. В.Р.Соболя. – Минск : Вышэйшая школа, 2015. – 455 с. : ил.
4. Александров, Н.В. Курс общей физики: Механика / Н.В. Александров, А.Я. Яшкин. – М.: Просвещение, 2006. – 416 с.

УДК: 537.312.62:541.123.3:548

В.Р.СОБОЛЬ, Ч.М.ФЕДОРКОВ, Я.ЧИЧМАН

Минск, Белорусский государственный педагогический университет имени Максима Танка

Н.Б.НИСКОВСКИХ

Минск, УО гимн. № 20

СПОСОБЫ ОТОБРАЖЕНИЯ НЕПРЕРЫВНОСТИ КОМПОНЕНТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ МАКСВЕЛЛА НА ПРИМЕРЕ ЗАКОНА СНЕЛЛИУСА

Введение. При трактовке оптических явлений одним из основных положений является закон Снеллиуса, который зиждется на концепции зависимости скорости световой волны от оптической плотности прозрачной среды и характеризует углы падения и преломления на границе раздела. Установленные эмпирически соотношения преломления тесно увязываются с представлениями Максвелла, отображающими световые волны в узком диапазоне частот по спектру электромагнитного излучения. Феноменологические уравнения Максвелла в дифференциальной форме позволяют из первых принципов обосновать закон преломления света исходя из условия на границе раздела двух сред для компонент векторов электрического и магнитного поля в приближении плоской волны. Для волны, поляризованной в плоскости падения достаточно использовать непрерывность нормальных составляющих вектора электрической индукции \vec{D} , а для волны поляризованной перпендикулярно плоскости падения следует применить условие непрерывности нормальных составляющих вектора магнитной индукции \vec{B} . Для изотропных сред, у которых в материальных соотношениях связи диэлектрическая ϵ и магнитная μ проницаемости являются скалярами, закон преломления

реализуется при коллинеарности векторов напряженности \vec{E} , \vec{H} и индукции \vec{D} , \vec{B} для электрической и магнитной составляющей компонент волны. В анизотропных средах, например, так называемых одноосных кристаллах закон преломления Снеллиуса также выполняется, но это имеет место для вектора волновой нормали, представляющего направление распространения фазы волны. Направление световой энергии (то есть наблюдаемого в эксперименте луча) в целом не подчиняется закону преломления, что подтверждается демонстрациями как явление отклонения узкого луча лазера от первоначального направления и его смещение при нормальном падении на пластину из исландского шпата, кварца, турмалина [1 – 4].

Постановка задачи. Широко известные двулучепреломляющие среды относятся к так называемым одноосным и двухосным кристаллам, которые различаются уровнем симметрии кристаллической структуры и являются анизотропными веществами за счет диэлектрической проницаемости, при том, что магнитная проницаемость у них является скалярной величиной. Диэлектрическая проницаемость у таких материалов описывается тензором второго ранга, который симметричен и может быть приведен к главным осям, то есть к диагональному виду.

В сообщении рассмотрены особенности распространения плоской волны в среде, которая двукратно анизотропна и по диэлектрической и по магнитной проницаемостям в приближении, когда тип тензоров этих проницаемостей не конкретизируется, так что по результатам анализа можно сделать выводы о характере распространения и типе волны для ряда частных случаев.

Процедура анализа, результаты, обсуждение. Модельная дважды анизотропная среда выбрана в приближении отсутствия свободных зарядов, исходная система уравнений в таком контексте принята как

$$\begin{aligned} \nabla_x \vec{E} &= -\dot{\vec{B}} \\ \nabla_x \vec{H} &= \dot{\vec{D}} \\ \nabla \vec{D} &= 0 \\ \nabla \vec{B} &= 0 \\ \vec{D} &= \varepsilon_0 \hat{\varepsilon} \vec{E} \\ \vec{B} &= \mu_0 \hat{\mu} \vec{H} \end{aligned}$$

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{pmatrix}, \quad \hat{\mu} = \begin{pmatrix} \mu_{xx} & \mu_{xy} & 0 \\ \mu_{yx} & \mu_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{zz} \end{pmatrix}$$

Применив дифференцирование по времени для первого уравнения и тензорные материальные соотношения связи получаем общее выражение для компонент вектора электрического смещения

$$-\nabla_x \mu^{-1} \nabla_x \varepsilon^{-1} \vec{D} = \varepsilon_0 \mu_0 \dot{\vec{D}}$$

Здесь и далее используем обозначение тензоров без крышки. Представив составляющие волны в комплексном виде

$$\vec{D} = (D_x i + D_y j + D_z k) e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})} \quad \vec{k}\vec{r} = k_x x + k_y y + k_z z$$

и применяя известные операции векторного анализа типа

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} = -ik_x D_x e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}; \quad \frac{\partial D_x}{\partial y} = -ik_y D_x e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}$$

получаем систему уравнений для компонент электрического смещения

$$\begin{aligned} & (-\mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{yx}^{-1} k_x k_y + \mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{xx}^{-1} k_y^2 - \mu_{yx}^{-1} \varepsilon_{yx}^{-1} k_z^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2) D_x + \\ & + (\mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{xy}^{-1} k_y^2 - \mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{yy}^{-1} k_x k_y - \mu_{yx}^{-1} \varepsilon_{yy}^{-1} k_z^2 + \mu_{yy}^{-1} \varepsilon_{xy}^{-1} k_z^2) D_y + \\ & + (\mu_{yx}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_y k_z - \mu_{yy}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_x k_z) D_z = 0 \\ (\mu_{xx}^{-1} \varepsilon_{yx}^{-1} k_z^2 - \mu_{xy}^{-1} \varepsilon_{xx}^{-1} k_y^2 + \mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{yx}^{-1} k_x^2 - \mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{xx}^{-1} k_x k_y) D_x + \\ & + (\mu_{xx}^{-1} \varepsilon_{yy}^{-1} k_z^2 - \mu_{xy}^{-1} \varepsilon_{xy}^{-1} k_z^2 + \mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{yy}^{-1} k_x^2 - \mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{xy}^{-1} k_y k_x - \\ & \quad \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2) D_y + (\mu_{xy}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_x k_z - \mu_{xx}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_y k_z) D_z = 0 \\ (\mu_{yx}^{-1} \varepsilon_{yx}^{-1} k_x k_z - \mu_{yy}^{-1} \varepsilon_{xx}^{-1} k_x k_z - \mu_{xx}^{-1} \varepsilon_{yx}^{-1} k_z k_y + \mu_{xy}^{-1} \varepsilon_{xx}^{-1} k_z k_y) D_x + \\ & + (\mu_{yx}^{-1} \varepsilon_{yy}^{-1} k_x k_z - \mu_{yy}^{-1} \varepsilon_{xy}^{-1} k_x k_z - \mu_{xx}^{-1} \varepsilon_{yy}^{-1} k_z k_y + \mu_{xy}^{-1} \varepsilon_{xy}^{-1} k_z k_y) D_y + \\ & + (-\mu_{yx}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_y k_x + \mu_{yy}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_x^2 + \mu_{xx}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_y^2 - \mu_{xy}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_x k_y - \\ & \quad - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2) D_z = 0 \end{aligned}$$

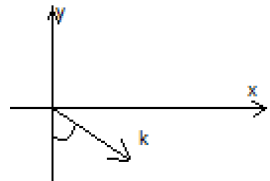
Представленная система позволяет записать дисперсионные соотношения для различных типов поляризации. В частности, в предельном случае изотропной среды получаем соответствующий закон дисперсии. Действительно, если положить $k_z = 0$ $\mu_{xy} = \mu_{yx} = 0$ $\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = 0$, характерный определитель системы будет выглядеть как

$$\begin{vmatrix} \mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_y^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 & -\mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{yy}^{-1} k_x k_y & 0 \\ -\mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{xx}^{-1} k_x k_y & \mu_{zz}^{-1} \varepsilon_{yy}^{-1} k_x^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{yy}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_x^2 + \mu_{xx}^{-1} \varepsilon_{zz}^{-1} k_y^2 - \varepsilon_0 \mu_0 \omega^2 \end{vmatrix} = 0$$

и уравнение дисперсии отвечает волне в изотропной среде, у которой все диагональные компоненты тензоров одинаковые и скорость по всем направлениям изотропна

$$k_x^2 + k_y^2 = \frac{\varepsilon_0 \mu_0 \omega^2}{\varepsilon_{zz}^{-1} \mu_{yy}^{-1}}; \text{ то есть } k^2 = \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu \omega^2 \text{ или } \frac{1}{v^2} = \varepsilon_0 \mu_0 \varepsilon \mu = \frac{n^2}{c^2}$$

При наличии анизотропии вида $\mu_{xy} = \mu_{yx} = 0$ $\varepsilon_{xy} \neq 0$ $\varepsilon_{yx} \neq 0$ при условии поляризации волны в плоскости падения, $k_z = 0$; $k_x = k \sin \psi$; $k_y = -k \cos \psi$ (рис.) характеристический определитель имеет вид, который для двух частных случаев поляризации вектора \vec{D} в плоскости падения отображает два вида волны, а именно – обыкновенную при антисимметричном тензоре диэлектрической проницаемости (например под воздействием внешнего магнитного поля вдоль оси oz – случай а) и, соответственно, – необыкновенную при симметрии тензора ε ,



для которой показатель преломления зависит от угла между внутренней нормалью и волновым вектором:

$$\begin{array}{ccc} -\mu_{zz}^{-1}\epsilon_{yx}^{-1}k_xk_y + \mu_{zz}^{-1}\epsilon_{xx}^{-1}k_y^2 - \epsilon_0\mu_0W^2 & -\mu_{zz}^{-1}\epsilon_{yy}^{-1}k_xk_y + \mu_{zz}^{-1}\epsilon_{xy}^{-1}k_y^2 & 0 \\ \mu_{zz}^{-1}\epsilon_{yx}^{-1}k_x^2 - \mu_{zz}^{-1}\epsilon_{xx}^{-1}k_xk_y & \mu_{zz}^{-1}\epsilon_{yy}^{-1}k_x^2 - \mu_{zz}^{-1}\epsilon_{xy}^{-1}k_xk_y - \epsilon_0\mu_0W^2 & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{yy}^{-1}\epsilon_{zz}^{-1}k_x^2 + \mu_{xx}^{-1}\epsilon_{zz}^{-1}k_y^2 - \epsilon_0\mu_0W^2 \end{array} = 0$$

$$а) \epsilon_{xy} = -\epsilon_{yx}; \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}; k^2 = \frac{\epsilon_0\mu_0W^2}{\epsilon_{zz}^{-1}\mu_{zz}^{-1}}$$

$$б) \epsilon_{xy} = \epsilon_{yx} \quad \epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \epsilon_{zz}; k^2 = \frac{\epsilon_0\mu_0W^2}{\mu_{xx}^{-1}(\epsilon_{xx}^{-1} + \epsilon_{xy}^{-1}\sin 2\psi)}; n^2 = \frac{1}{\mu_{xx}^{-1}(\epsilon_{xx}^{-1} + \epsilon_{xy}^{-1}\sin 2\psi)}$$

Заключение. Таким образом, координатный метод анализа волн в кристаллических средах позволяет обобщить проблему описания волны вне конкретного типа анизотропии, отвечающей тому или иному типу тензора материальных констант с возможностью последующего моделирования волновой и лучевой поверхностей.



ЛИТЕРАТУРА

1. Лансберг Г.С. Оптика / Г.С. Лансберг. – М.: Физматлит, 2003. – 848 с.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики: Оптика / Д.В. Сивухин. – М.: Физматлит, 2005. – 792 с.
3. Савельев И.В. Курс общей физики: В 5 кн./ И.В. Савельев. – М.: Аст -Пресс, 2005.– Кн. 4: Волны. Оптика. – 256 с.
4. Королёв Ф.А. Курс физики: Оптика, атомная и ядерная физика / Ф.А. Королёв. – М.: Просвещение, 2001. – 608 с.

УДК 371.31:004

А. А. ФЕДОСЕЕВ

Россия, Москва, ФИЦ ИУ РАН

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ СОЗДАНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УЧЕБНИКОВ

Анализ образовательных цифровых ресурсов показывает, что в процессе информатизации учебного процесса наибольшее внимание уделяется средствам предъявления учебной информации. Значительно хуже обстоит дело с этапом обучения, призванным обеспечить усвоение предъявленного материала. Этот этап не находил возможностей для реализации в традиционной школе из-за невозможности обеспечить систематический индивидуальный подход, требующийся для гарантированного усвоения учебного материала [1]. Получается, что автоматизации подверглись те аспекты учебного процесса, с которыми учителя превосходно справлялись и без применения средств информационно-коммуникационных технологий (ИКТ). Те же аспекты, которые не могли быть реализованы в традиционной школе все еще ждут своего решения. В настоящее время большие надежды возлагаются на системы искусственного интеллекта (ИИ), для развития которых требуются огромные массивы данных. Пока такие данные о прохождении учебного процесса в школе систематически не собираются, ожидать скорого прихода ИИ не приходится. Предлагается подход к созданию электронных учебников для электронного и смешанного обучения, задействующий собственный интеллект авторов учебников для решений указанной проблемы.