ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ И ТЕОРИЯ ПОЛЯ

УДК 537.874.33

В.В. ФИСАНОВ

О ПРЕЛОМЛЕНИИ В ИЗОТРОПНУЮ СРЕДУ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМИ ПРОНИЦАЕМОСТЯМИ

Получены обобщённые представления закона преломления для электромагнитных волн применительно к поверхности раздела прозрачных изотропных сред с двумя положительными и/или двумя отрицательными проницаемостями.

Ключевые слова: *магнитодиэлектрик, закон Снеллиуса, отрицательное преломление, показатель преломления, вектор рефракции.*

Явление обращённого (отрицательного) преломления в физике известно уже давно. Г. Лэмб [1], отталкиваясь от предложенной лордом Рэлеем модели устройства в виде закреплённого провода, подверженного натяжению и кручению [2], предположил, что в цилиндрическом проводе при определённых условиях могут возникать также вибрации с групповой скоростью, отрицательной по отношению к фазовой скорости. Он рассмотрел прохождение одномерной волны от участка провода с обычным режимом вибраций к участку с аномальным режимом и впервые отметил, что прошедшая волна должна иметь фазовую скорость, противоположно направленную относительно фазовой скорости набегающей на неоднородность волны. Вскоре А. Шустер отметил и наглядно пояснил [3, с. 317, рис. 179] курьёзный результат отрицательного наклона преломлённой световой волны в среде с противоположными фазовой и групповой скоростями, который необходим для того, чтобы обеспечить однонаправленное перемещение линий пересечения фронтов падающей и преломлённой волн с границей сред. В оптике и электродинамике простейшей изотропной средой, на границе с которой отрицательная рефракция могла бы иметь место, является магнитодиэлектрик с отрицательными значениями как диэлектрической ($\varepsilon < 0$), так и магнитной ($\mu < 0$) проницаемостей, на что впервые обратили внимание Д.В. Сивухин [4] и В.Г. Веселаго [5–7]. Наиболее наглядно отрицательное преломление проявляется, например, при наклонном падении плоской волны из вакуума ($\varepsilon = \varepsilon_0$, $\mu = \mu_0$) в «антивакуум» (термин предложен в [8], $\varepsilon = -\varepsilon_0$, $\mu = -\mu_0$), где ε_0 и μ_0 – электрическая и магнитная постоянные. В этом случае отражение волны от поверхности раздела не происходит, а первоначальное направление распространения при переходе во вторую среду меняется на направление волнового вектора отсутствующей отражённой волны. При этом преломлённая волна, будучи обратной волной, переносит энергию в согласии с условием излучения от поверхности раздела на периферию второй среды. Историческим и иным аспектам электродинамики сред с обратными волнами и их обсуждению в литературе посвящены работы [9–11].

В [5–7] была предложена модификация закона преломления Снеллиуса применительно к поверхности раздела с гипотетической «левой» средой с двумя отрицательными проницаемостями, предусматривающая введение нового понятия «отрицательный коэффициент (показатель) преломления». После первого экспериментального подтверждения явления отрицательного преломления на СВЧ [12] и появления концепции электромагнитных метаматериалов англоязычная версия [7] статьи Веселаго [6] приобрела известность, оказалась востребованной и обильно цитируемой. Несмотря на отдельные сомнения и возражения [13–16], большинство исследователей согласились с термином «отрицательный показатель преломления».

К сожалению, в работах Веселаго имеются неясности, которые затрудняют понимание явления отрицательного преломления и могут привести к неверным представлениям наподобие [17]. Авторами работы [15] было отмечено, что на поясняющем рис. 3 в [7] неверно обозначено направление волнового вектора преломлённой волны в «левой» среде. Этот же рисунок воспроизводится и в публикациях [5, 6, 18–20]. На соответствующем рис. 3 в [21] обозначены направления и волнового вектора, и вектора Умова – Пойнтинга, но не указано, для какого из них следует применять формулу закона Снеллиуса. Кроме того, иногда [6, 7, 20] отрицательный угол преломления обозначался на рисунках как $-\psi$, а в других публикациях знак «минус» был опущен без пояснения.

Настоящая работа преследует цель получить представление закона преломления в виде обобщения формулы Снеллиуса, пригодного для всех возможных вариантов сочетания прозрачных изотропных сред с двумя положительными и/или двумя отрицательными проницаемостями. Рассмотрение проводится применительно к плоским волнам и граничным условиям, представленным в векторной форме, с использованием понятия «вектор рефракции», введённого Ф.И. Фёдоровым [22], и на основе его же ковариантного метода для феноменологической теории распространения волн в однородных средах, в котором не вводится какая-либо опорная система координат [23].

Рассмотрим две изотропные среды, разделённые плоской поверхностью S. В каждой из сред свободно распространяются плоские однородные гармонические волны круговой частоты ω со скалярными составляющими вида

$$f(\varsigma,t) = A\exp(i\Phi) = A\exp\left[i(k\varsigma-\omega t)\right], \tag{1}$$

где A – комплексная амплитуда. Фаза волны $\Phi(\varsigma,t) = k\varsigma - \omega t$ зависит от пространственной переменной ς и времени t. Пусть орт $\hat{\boldsymbol{k}}$ является нормалью к фронту волны. Тогда изменение расстояния вдоль этого направления есть $\varsigma = \hat{\boldsymbol{k}}\cdot\boldsymbol{r}$, где $\boldsymbol{r}$ – радиус-вектор, а функция $f(\varsigma,t)$ имеет постоянное значение в любой фиксированный момент времени в точках плоскости $\hat{\boldsymbol{k}}\cdot\boldsymbol{r} = \mathrm{const}$. Волновой вектор $\boldsymbol{k} = k\hat{\boldsymbol{k}}$, направленный в сторону увеличения расстояния ς, имеет длину $k = |\boldsymbol{k}| > 0$, то есть волновое число k в формуле (1) является положительным по определению. Для описания встречной волны с волновым вектором $-\boldsymbol{k}$ следует в (1) заменить ς на $-\varsigma = \left(-\hat{\boldsymbol{k}}\right)\cdot\boldsymbol{r}$. Подстановка векторов поля, записанных в форме (1), в уравнения Максвелла с учётом материальных уравнений $\boldsymbol{D} = \varepsilon_0\varepsilon\boldsymbol{E}$, $\boldsymbol{B} = \mu_0\mu\boldsymbol{H}$ приводит их к виду

$$\boldsymbol{k}\times\boldsymbol{E} = \omega\mu\boldsymbol{H},\ \boldsymbol{k}\times\boldsymbol{H} = -\omega\varepsilon\boldsymbol{E},\ \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{E} = 0,\ \boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{H} = 0. \tag{2}$$

Система уравнений (2) для комплексных амплитуд имеет решение в виде векторных плоских гармонических волн при условии, если выполняется дисперсионное уравнение

$$\boldsymbol{k}^2 = \omega^2\varepsilon_0\varepsilon\mu_0\mu = k_0^2\varepsilon\mu, \tag{3}$$

где $k_0 = \omega\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}$ – волновое число для вакуума. Введём в рассмотрение вектор рефракции $\boldsymbol{m}$, исходя из соотношения $\boldsymbol{k} = k_0\boldsymbol{m} = k_0|\boldsymbol{m}|\hat{\boldsymbol{m}}$, где $\hat{\boldsymbol{m}} = \hat{\boldsymbol{k}}$. Длина вектора рефракции $|\boldsymbol{m}| = m = n$ является показателем преломления n (относительно вакуума) [23]. Дисперсионное уравнение (3) примет вид

$$\boldsymbol{m}^2 = n^2 = \varepsilon\mu. \tag{4}$$

Проницаемости ε и μ будут действительными величинами, если среда является прозрачной (то есть проводимость среды отсутствует). В этом случае для показателя преломления следует взять положительное значение квадратного корня

$$n = +\sqrt{\varepsilon\mu}, \tag{5}$$

даже если обе проницаемости отрицательные. Для того чтобы найти векторное решение уравнения (4), следует воспользоваться тождеством

$$(\pm\hat{\boldsymbol{m}})^2 = (+\hat{\boldsymbol{m}})\cdot(+\hat{\boldsymbol{m}}) = (-\hat{\boldsymbol{m}})\cdot(-\hat{\boldsymbol{m}}) = 1, \tag{6}$$

вводя его в правую часть уравнения (4). Знак «минус» в (6) относится к орту фазового фронта встречной волны, которой соответствуют отрицательные значения ς. Оба решения квадратного уравнения (4) можно записать как $\boldsymbol{m}_\pm = n(\pm\hat{\boldsymbol{m}})$, где встречные векторы рефракции $\boldsymbol{m}_+$ и $\boldsymbol{m}_-$ имеют общий показатель преломления (5). Если в среде имеется поглощение, то проницаемости становятся комплексными величинами с положительными мнимыми частями. Из вида формулы (4) следует, что вектор рефракции тоже является комплексной величиной и его следует представить как $\boldsymbol{m} = \boldsymbol{m}' + i\boldsymbol{m}''$, причём действительные векторы $\boldsymbol{m}'$ и $\boldsymbol{m}''$ в общем случае не являются параллельными: $\boldsymbol{m}' \times \boldsymbol{m}'' \neq 0$. Вектор $\boldsymbol{m}''$ определяет изменение амплитуды волны и называется вектором экстинкции; физический смысл вектора $\boldsymbol{m}'$ состоит в том, что он определяет изменение фазы волны, а его длина $|\boldsymbol{m}'| = n' > 0$ является показателем преломления n' в проводящей среде. Комплексный показатель преломления $n = n' + in''$ возникает только в том случае, если векторы $\boldsymbol{m}'$ и $\boldsymbol{m}''$ параллельны, что соответствует однородной затухающей волне в поглощающей среде. Однако волна с такой структурой поля может существовать не всегда. При наличии поверхности раздела с прозрачной средой, из которой в поглощающую среду проникает электромагнитная волна, вектор экстинкции преломлённой волны $\boldsymbol{m}''$ направлен поперёк границы сред. Следовательно, так же должен быть ориентирован и вектор рефракции $\boldsymbol{m}'$, что имеет место только при нормальном падении из непроводящей среды [23, с. 84]. По указанной причине постановка задачи для наклонного падения плоской волны в поглощающую среду с комплексным показателем преломления невозможна.

Пусть плоская поверхность раздела S двух полупространств, заполненных однородными изотропными магнитодиэлектрическими средами с проницаемостями ε_1, μ_1 и ε_2, μ_2, ориентирована так, что орт нормали к ней $\hat{\boldsymbol{q}}$ направлен из среды I в среду II. Условия сопряжения напряжённостей электрического ($\boldsymbol{E}$) и магнитного ($\boldsymbol{H}$) полей на плоскости S записываются в векторной форме:

$$\boldsymbol{E}_{\mathrm{I}} \times \hat{\boldsymbol{q}} = \boldsymbol{E}_{\mathrm{II}} \times \hat{\boldsymbol{q}}, \ \boldsymbol{H}_{\mathrm{I}} \times \hat{\boldsymbol{q}} = \boldsymbol{H}_{\mathrm{II}} \times \hat{\boldsymbol{q}}. \tag{7}$$

Дополнительные соотношения непрерывности нормальных компонент векторов электрической и магнитной индукций связаны с условиями (7) и здесь не приводятся. Так как соотношения (7) справедливы только на поверхности S, проведём из некоторой точки этой поверхности радиус-вектор $\rho = \boldsymbol{r}|_S$, целиком лежащий на S, так что $\rho \times \hat{\boldsymbol{q}} = 0$. В результате падения из среды I в среду II плоской волны возникают отражённая волна (в среде I) и преломлённая волна (в среде II). По аналогии с (1) представим электрические поля этих волн в виде

$$\boldsymbol{E}^{(j)} = \boldsymbol{E}_0^{(j)} \exp\left(i\Phi^{(j)}\right), \qquad \Phi^{(j)} = \boldsymbol{k}_j \cdot \boldsymbol{r} - \omega t = k_0 \boldsymbol{m}_j \cdot \boldsymbol{r} - \omega t,$$

где индексы $j = 0, 1, 2$ для падающей, отражённой и преломлённой волн соответственно. Такую же структуру имеют и магнитные поля. Подстановка в граничные условия (7) приводит к соотношению

$$\boldsymbol{E}_0^{(0)} \times \hat{\boldsymbol{q}} \exp\left(i\Phi^{(0)}\right) + \boldsymbol{E}_0^{(1)} \times \hat{\boldsymbol{q}} \exp\left(i\Phi^{(1)}\right) - \boldsymbol{E}_0^{(2)} \times \hat{\boldsymbol{q}} \exp\left(i\Phi^{(2)}\right) = 0, \quad \text{где } \boldsymbol{r} = \rho.$$

Так как векторные амплитуды не равны нулю, все фазы должны совпадать, поэтому $\boldsymbol{m}_0 \cdot \rho = \boldsymbol{m}_1 \cdot \rho = \boldsymbol{m}_2 \cdot \rho$ и $(\boldsymbol{m}_1 - \boldsymbol{m}_0) \cdot \rho = 0$, $(\boldsymbol{m}_2 - \boldsymbol{m}_0) \cdot \rho = 0$. Вследствие перпендикулярности вектора ρ и к орту $\hat{\boldsymbol{q}}$, и к разностям векторов рефракции последние являются параллельными, поэтому будет справедливо соотношение

$$\boldsymbol{m}_0 \times \hat{\boldsymbol{q}} = \boldsymbol{m}_1 \times \hat{\boldsymbol{q}} = \boldsymbol{m}_2 \times \hat{\boldsymbol{q}}. \tag{8}$$

Принимая во внимание, что $\boldsymbol{m}_j = n_j \hat{\boldsymbol{m}}_j$, перепишем формулу (8), выделяя явно показатели преломления

$$n_0 \hat{\boldsymbol{m}}_0 \times \hat{\boldsymbol{q}} = n_1 \hat{\boldsymbol{m}}_1 \times \hat{\boldsymbol{q}} = n_2 \hat{\boldsymbol{m}}_2 \times \hat{\boldsymbol{q}}. \tag{9}$$

Формула (9) является общей векторной формой закона отражения и закона преломления волн на плоскости раздела двух сред, она справедлива как для обеих положительных, так и для обеих отрицательных проницаемостей каждой из сред.

Так как отражённая и падающая волны распространяются в общей среде (показатель $n_1 = n_0$), закон отражения приобретает вид

$$(\hat{\boldsymbol{m}}_0 - \hat{\boldsymbol{m}}_1) \times \hat{\boldsymbol{q}} = 0.$$

Из этой формулы следует, что разность векторов $\hat{\boldsymbol{m}}_0 - \hat{\boldsymbol{m}}_1$ параллельна орту $\hat{\boldsymbol{q}}$, поэтому $\hat{\boldsymbol{m}}_1 = \hat{\boldsymbol{m}}_0 + A\hat{\boldsymbol{q}}$. Возводя это соотношение в квадрат, решая алгебраическое уравнение относительно постоянной A и отбрасывая значение $A = 0$, получим

$$\hat{\boldsymbol{m}}_1 = \hat{\boldsymbol{m}}_0 - 2\left(\hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}}\right)\hat{\boldsymbol{q}} . \tag{10}$$

Определим угол падения формулой $\theta_0 = \arccos\left(\hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}}\right)$, он находится в первом квадранте $0 < \theta_0 < \pi/2$. Из формулы (10) следует, что угол отражения θ_1 принадлежит второму квадранту, потому что $\hat{\boldsymbol{m}}_1 \cdot \hat{\boldsymbol{q}} = -\hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}} = -\cos\theta_0 < 0$. Значит, $\theta_1 = \pi - \theta_0$, а по отношению к отрицательному направлению нормали угол отражения равен углу падения: $\theta_1 = \arccos\left(\hat{\boldsymbol{m}}_1 \cdot \left(-\hat{\boldsymbol{q}}\right)\right) = \theta_0$.

Согласно (9), закон преломления представим в виде

$$\left(\hat{\boldsymbol{m}}_0 - n_{20}\hat{\boldsymbol{m}}_2\right) \times \hat{\boldsymbol{q}} = 0 , \tag{11}$$

где $n_{20} = n_2/n_0$ – относительный показатель преломления. Из уравнения (11) следует, что $n_{20}\hat{\boldsymbol{m}}_2 = \hat{\boldsymbol{m}}_0 - B\hat{\boldsymbol{q}}$, где скаляр B подлежит отысканию. Возводя последнее равенство в квадрат, находим два решения квадратного алгебраического уравнения, различающиеся знаком перед корнем. Вектор рефракции преломлённой волны приводится к виду

$$n_{20}\hat{\boldsymbol{m}}_2 = \hat{\boldsymbol{m}}_0 - \left[\hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}} \mp \sqrt{\left(\hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}}\right)^2 + n_{20}^2 - 1}\right]\hat{\boldsymbol{q}} . \tag{12}$$

Умножая (12) скалярно на орт нормали $\hat{\boldsymbol{q}}$, найдём наклон вектора рефракции преломлённой волны $n_{20}\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{q}} = \pm\sqrt{\left(\hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}}\right)^2 + n_{20}^2 - 1}$. При верхнем знаке перед корнем вектор рефракции преломлённой волны принимает предельное значение вектора падающей волны, если положить $n_{20} = 1$. По этой причине угол преломления $\theta_{2+} = \arccos\left(\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{q}}\right)$ располагается в первом квадранте и вычисляется по формуле

$$\theta_{2+} = \theta_2 = \arccos\sqrt{1 - \sin^2\theta_0 / n_{20}^2} , \tag{13}$$

что соответствует стандартному закону Снеллиуса $n_2 \sin\theta_{2+} = n_0 \sin\theta_0$ для обеих сред с положительными проницаемостями. При нижнем знаке перед корнем и при значении $n_{20} = 1$ вектор рефракции преломлённой волны будет ориентирован по направлению отражённой волны (второй квадрант), то есть имеет место рефракция в «антивакуум». Поэтому при значениях $n_{20} \neq 1$ угол преломления теперь тоже расположен во втором квадранте и вычисляется по формуле $\theta_{2-} = \pi - \theta_2$. Закон Снеллиуса видоизменяется: $n_2 \sin\theta_{2-} = n_0 \sin\theta_0$. Этот случай реализуется, только если преломлённая волна удовлетворяет принципу погашаемости в положительном направлении орта нормали $\hat{\boldsymbol{q}}$ к поверхности S, то есть если она является обратной волной [24, 25], а среда II характеризуется отрицательными значениями обеих проницаемостей.

Введём в рассмотрение орт луча, который указывает направление движения потока энергии плоской электромагнитной волны $\hat{\boldsymbol{p}} = \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H} / \left|\boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H}\right|$. У волны, распространяющейся в «правой» среде с положительными проницаемостями, орты $\hat{\boldsymbol{m}}$ и $\hat{\boldsymbol{p}}$ являются параллельными, так что их скалярное произведение $\hat{\boldsymbol{m}} \cdot \hat{\boldsymbol{p}} = 1$, а в «левой» среде с отрицательными проницаемостями они будут антипараллельными; $\hat{\boldsymbol{m}} \cdot \hat{\boldsymbol{p}} = -1$. Используя это обстоятельство и привлекая символическую функцию Хевисайда χ, закон Снеллиуса для волновых нормалей можно записать обобщённо в виде

$$n_2 \sin\left[\pi\chi\left(-\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2\right) + \theta_2 \hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2\right] = n_0 \sin\theta_0 , \tag{14}$$

где $\chi(x) = 1$ для $x > 0$ и $\chi(x) = 0$ для $x < 0$.

Пользуясь тождеством $\hat{\boldsymbol{m}} = \left(\hat{\boldsymbol{m}} \cdot \hat{\boldsymbol{p}}\right)\hat{\boldsymbol{p}}$, перейдём к закону преломления для лучей

$$\left(\hat{\boldsymbol{p}}_0 - n_{20}\left(\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2\right)\hat{\boldsymbol{p}}_2\right) \times \hat{\boldsymbol{q}} = 0 , \tag{15}$$

полагая в среде I $\hat{\boldsymbol{p}}_0 = \hat{\boldsymbol{m}}_0$. Соотношение (15) эквивалентно уравнению $n_{20}\hat{\boldsymbol{p}}_2 = (\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2)\hat{\boldsymbol{p}}_0 - C\hat{\boldsymbol{q}}$. После отыскания скаляра C выражение для вектора рефракции преломлённого луча принимает вид

$$n_{20}\hat{\boldsymbol{p}}_2 = (\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2)\hat{\boldsymbol{p}}_0 - \left[(\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2)(\hat{\boldsymbol{p}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}}) - \sqrt{(\hat{\boldsymbol{p}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}})^2 + n_{20}^2 - 1}\right]\hat{\boldsymbol{q}}. \tag{16}$$

Знак перед корнем обеспечивает выполнение условия излучения. Действительно, проекция вектора рефракции на нормаль $n_{20}\hat{\boldsymbol{p}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{q}} = \sqrt{(\hat{\boldsymbol{p}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{q}})^2 + n_{20}^2 - 1}$ является положительной величиной, что обеспечивает отвод энергии волны от поверхности раздела в глубину среды II. Если среда II является оптически менее плотной (показатель $n_{20} < 1$) и выполняется условие полного отражения, то квадратный корень принимает положительное мнимое значение и амплитуда преломлённой неоднородной волны экспоненциально убывает с увеличением расстояния от поверхности S в среде II. Проекция на касательное направление (с ортом $\hat{\tau}$ в плоскости падения) $n_{20}\hat{\boldsymbol{p}}_2 \cdot \hat{\tau} = (\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2)(\hat{\boldsymbol{p}}_0 \cdot \hat{\tau})$ позволяет уточнить ориентацию вектора $\hat{\boldsymbol{p}}_2$: он расположен в первом квадранте, если проницаемости среды II положительные, и в четвёртом квадранте, если проницаемости отрицательные. Обозначая $\hat{\boldsymbol{p}}_0 \cdot \hat{\tau} = \sin\theta_0$, $\hat{\boldsymbol{p}}_{2\pm} \cdot \hat{\tau} = \sin\theta_{2\pm}^{(p)}$, получаем $n_2 \sin\theta_{2+}^{(p)} = n_0 \sin\theta_0$ и $n_2 \sin\theta_{2-}^{(p)} = n_0 \sin\theta_0$, где $\theta_{2+}^{(p)} = \theta_2$, $\theta_{2-}^{(p)} = 2\pi - \theta_2$ или $\theta_{2-}^{(p)} = -\theta_2$, если полагать угол $\theta_{2-}^{(p)}$ направленным (положительному углу соответствует отсчёт против хода часовой стрелки, начиная от направления орта $\hat{\boldsymbol{q}}$). Закон Снеллиуса для лучей обобщённо запишется в виде

$$n_2 \sin(\theta_2 \hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2) = n_0 \sin\theta_0. \tag{17}$$

Как очевидно из сопоставления формул (14) и (17), при наличии среды с отрицательными проницаемостями следует различать законы Снеллиуса для волновых и лучевых векторов.

Если допустить, что среда I также может быть «левой» средой, то формулы (14) и (17) следует дополнить. Наиболее общие формулы для закона преломления на поверхности раздела двух прозрачных магнитодиэлектриков учитывают все варианты сочетания обеих сред с двумя парами положительных и отрицательных проницаемостей, а именно: закон для волновых нормалей имеет вид

$$n_0 \sin\left[\pi\chi(-\hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_0) + \theta_0 \hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_0\right] = n_2 \sin\left[\pi\chi(-\hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2) + \theta_2 \hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2\right], \tag{18}$$

тогда как формула для лучей выглядит более простой:

$$n_0 \sin(\theta_0 \hat{\boldsymbol{m}}_0 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_0) = n_2 \sin(\theta_2 \hat{\boldsymbol{m}}_2 \cdot \hat{\boldsymbol{p}}_2). \tag{19}$$

Здесь n_0, n_2 – показатели преломления сред (положительные величины); θ_0 и θ_2 – углы падения и преломления, соответствующие каноническому закону Снеллиуса для обеих «правых» сред. Из формул (18) и (19) следует, в частности, что на поверхности раздела двух «левых» сред преломление происходит так же, как и в случае двух «правых» сред. Это свойство ранее уже отмечалось [26].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Lamb H. // Proc. London. Math. Soc. – 1904. – V. 2. – No. 1. – P. 473–479.
2. Rayleigh L. // Philos. Mag. J. Sci. Ser. 5. – 1898. – V. 46. – No. 283. – P. 567–569.
3. Schuster A. An Introduction to the Theory of Optics. – London: Edward Arnold, 1904. – 340 p.
4. Сивухин Д.В. // Опт. и спектр. – 1957. – Т. 3. – № 4. – С. 308–312.
5. Веселаго В.Г. // ФТТ. – 1966. – Т. 8. – № 12. – С. 3571–3573.
6. Веселаго В.Г. // УФН. – 1967. – Т. 92. – № 3. – С. 517–526.
7. Veselago V.G. // Sov. Phys. Usp. – 1968. – V. 10. – No. 4. – P. 509–514.
8. Lakhtakia A. // Int. J. Infrared. Millim. Waves. – 2002. – V. 23. – No. 6. – P. 813–818.
9. Simovski C.R. and Tretyakov S.A. // Theory and Phenomena of Metamaterials / ed. F. Capolino. – Boca Raton: CRC Press, 2009. – P. 1-1–1-17.
10. Макаров В.П., Рухадзе А.А., Самохин А.А. // Прикладная физика. – 2009. – № 4. – С. 19–30.
11. Макаров В.П., Рухадзе А.А., Самохин А.А. // Прикладная физика. – 2010. – № 5. – С. 5–18.
12. Smith D.R., Padilla W.J., Vier D.C., et al. // Phys. Rev. Lett. – 2000. – V. 84. – No. 18. – P. 4184–4187.
13. Williams J.M. // Phys. Rev. Lett. – 2001. – V. 87. – No. 24. – P. 249703-1.

14. Pokrovsky A.L. and Efros A.L. // Solid State Commun. – 2002. – V. 125. – No. 8. – P. 283–287.
15. Shen N.-H., Wang H.-T., and Tian Y. // Europhys. Lett. – 2008. – V. 83. – No. 6. – P. 67007-p1–67007-p4.
16. Давидович М.В. // Известия Саратовского университета. Сер. Физика. – 2011. – Т. 11. – № 1. – С. 42–47.
17. Ломухин Ю.Л. // Вестник Бурятского государственного университета. – 2012. – Спецвып. D. – С. 83–84.
18. Веселаго В.Г. // УФН. – 2003. – Т. 173. – № 7. – С. 790–794.
19. Veselago V., Braginsky L., Shklover V., and Hafner C. // J. Comput. Theor. Nanosci. – 2006. – V. 3. – No. 2. – P. 1–30.
20. Veselago V.G. // Electromagnetic Materials: Proc. of the Symposium F, ICMAT 2003 (Int. Conf. on Materials for Advanced Technologies). – Singapore: World Scientific, 2003. – P. 115–122.
21. Veselago V.G. // Advances in Electromagnetics of Complex Media and Metamaterials / eds. S. Zouhdi, A. Sihvola, and M. Arsalane. – Dordrecht: Kluwer, 2002. – P. 83–97.
22. Фёдоров Ф.И. // ДАН СССР. – 1952. – Т. 84. – № 6. – С. 1171–1174.
23. Фёдоров Ф.И. Оптика анизотропных сред. – М.: Едиториал УРСС, 2004. – 384 с.
24. Малюжинец Г.Д. // ЖТФ. – 1951. – Т. 21. – № 8. – С. 940–942.
25. Фисанов В.В. // Изв. вузов. Физика. – 2010. – Т. 53. – № 9/2. – С. 38–39.
26. Локк Э.Г. // УФН. – 2008. – Т. 178. – № 4. – С. 397–417.

Сибирский физико-технический институт им. В.Д. Кузнецова
Томского государственного университета, г. Томск, Россия
ИФМ СО РАН, г. Улан-Удэ, Россия
E-mail: fisanov@mail.tsu.ru

Поступила в редакцию 09.01.14.

Фисанов Василий Васильевич, д.ф.-м.н., профессор, ведущ. науч. сотр.