

УДК 524.3.78:533.9.01

Об электромагнитных волнах с отрицательной групповой скоростью

В. П. Макаров, А. А. Рухадзе, А. А. Самохин

Институт общей физики им. А. М. Прохорова РАН, Москва, Россия

E-mail: rukh@fpl.gpi.ru

Обсуждены публикации последних лет, инициированные работами [1—3] и посвященные электродинамике сред, в которых существуют волны с отрицательной групповой скоростью. Свойства таких волн изучались еще в начале прошлого столетия, а наиболее важные результаты в этой области были получены советскими физиками в 40- и 50-е годы. Однако большинство авторов работ последних лет этого обстоятельства не учитывают.

PACS: 41.20.-q

Введение

Из электродинамики сплошных сред и теории волн давно известно, что фазовая скорость волны в среде не совпадает с ее групповой скоростью, и эти скорости могут иметь, в частности, противоположные направления [4—19]. В работах и лекциях Л. И. Мандельштама [7—9] отмечено, что при наклонном падении волны из вакуума на поверхность среды, в которой направления этих скоростей противоположны, преломленная волна отклоняется в другую сторону от нормали по сравнению с более распространенным случаем сред, где направления этих скоростей совпадают. При этом в [9] подчеркивается, что рассматриваемые вопросы являются чрезвычайно общими — это вопросы распространения колебаний самого разнообразного типа.

Еще в 1904 г. Г. Лэмб [4] придумал механические модели одномерных “сред”, в которых групповая скорость может быть отрицательной, т. е. направленной против фазовой скорости. После этого Л. И. Мандельштам в работе [9] пишет о существовании вполне реальных сред, в которых для определенных областей частот фазовая и групповая скорости действительно направлены навстречу друг другу, как это имеет место в “оптических” ветвях акустического спектра кристаллической решетки, рассмотренных М. Борном.

Случай, когда фазовая и групповая скорости волны в среде направлены навстречу друг другу, и особенности преломления волны на границе таких сред со ссылкой на работу Лэмба [4] обсуждаются также в книге А. Шустера [6]. Ссылка на статью [4] в связи с отрицательной групповой скоростью имеется и в книге [5], которая многократно переиздавалась в Англии и Америке. Книга А. Шустера [6] тоже выдержала несколько англоязычных изданий.

В статье Д. В. Сивухина [10] отмечается, что случай, когда в среде одновременно реализуются

отрицательные значения восприимчивостей ϵ и μ , соответствует антипараллельности фазовой и групповой скоростей, однако вопрос о принципиальной возможности существования таких сред автор [10] считает невыясненным. В его же Курсе общей физики [15] этот вопрос явно не обсуждается, а утверждение в [15, § 64] о возможности показать, что в случае электромагнитных волн в изотропных средах направления распространения фазы и энергии волны совпадают, относится фактически к среде с магнитной проницаемостью, равной единице.

Заметим, что описание электромагнитных свойств среды с помощью величин ϵ и μ не является единственным возможным подходом [12, 19—23] в отличие от безальтернативности понятий фазовой и групповой скоростей. При напоминании об этом в работах [20, 23] подчеркивается, что единственным нетривиальным свойством “левого” материала является противоположность направлений фазовой и групповой скоростей и как следствие отрицательность показателя преломления. В отличие от большинства работ по “левым” материалам авторы [23] ссылаются на Лэмба, Шустера и Мандельштама.

К сожалению, упоминание в [23] об особенностях эффектов Вавилова—Черенкова и Доплера в “левых” средах не сопровождается надлежащей ссылкой на работу В. Е. Пафомова [11], в которой впервые показано, что эти эффекты существенно зависят от знака групповой скорости (относительно фазовой). В связи с возможностью отрицательного знака групповой скорости ссылки [8, 12] приведены также в работе [20]. Работа Л. И. Мандельштама [7] обстоятельно цитируется в статье “Что такое левые среды и чем они интересны?” [24], где, в частности, обращается внимание на отсутствие в некоторых работах ссылок на предшественников, но цитируемая в [24] статья [1] в этом контексте не обсуждается. Нет такого обсуждения статьи [1]

и в работе [25], авторы которой в то же время подробно цитируют работу Д. В. Сивухина [10] в связи с возможностью противоположной направленности фазовой и групповой скоростей при отрицательных значениях ϵ и μ .

Особенности поведения электромагнитных волн в средах с различающимися направлениями фазовой и групповой скоростей имеют различные практические применения (например лампа обратной волны [16—18, 26]) и продолжают оставаться предметом исследования в многочисленных теоретических и экспериментальных работах [27—82].

За несколько последних лет в потоке научных публикаций, затрагивающих подобные вопросы классической электродинамики сплошных сред, заметно обозначились некоторые нюансы, в частности, не совсем аккуратное использование “новой” терминологии, такой, например, как “правые (right-handed) среды” и “левые (left-handed) среды”. Понятия “правые” и “левые” среды связываются здесь не с вращением плоскости поляризации в оптически активных средах [14, §104], а с упомянутой выше возможностью противоположных направлений фазовой и групповой скоростей. При этом общепринятая терминология [14, §104] никем не отменялась, так что подверженный новым терминологическим веяниям читатель будет озадачен, прочитав статью [81] с названием “Crushing a Solution of Left-Handed and Right-Handed Crystals Breaks Its Chiral Symmetry”, в которой не только нет никакого упоминания о В. Г. Веселаго, но и вообще речь идет о других физических реалиях. Вряд ли можно считать допустимой подобную вводящую в заблуждение подмену понятий. Очевидно также, что такое обновление терминологии само по себе вряд ли можно отнести к новому слову в той области физических наук, которая называется классической электродинамикой сплошных сред.

Подобные “новые слова в науке” стали повторяться чаще после того, как вслед за работой [30], в которой сообщалось о создании искусственной среды с отрицательным показателем преломления, было объявлено о возможности изготовления “суперлинзы” [32], разрешающая способность которой не ограничена дифракционным пределом. Использование такой броской супертерминологии оказало стимулирующее влияние на поток последующих публикаций. Вслед за этим в дополнение к “суперлинзе” был выставлен “плащ-невидимка” [65], затем к делу был привлечен актуальный графен [69], а недавно целый номер журнала *Journal of Optics A* был посвящен нанофотонике и метаматериалам, причем этот сентябрьский номер 2007 г., в отличие от других номеров, был выставлен в открытом электронном доступе до февраля 2008 г.

В редакционном предисловии этого номера [70], озаглавленном “Волшебная земля между королевствами Нано и Мета”, в частности, написано: “...Взаимное сродство двух ранее едва взаимодействующих групп ученых было инициировано несколько лет назад интригующей возможностью революционизировать электродинамику разработкой сред, проявляющих негативную рефракцию. С этого момента термин “метаматериал” стал широко использоваться. Сегодня он относится ко всем материалам с любыми типами необычных электромагнитных свойств, которые могут быть реализованы посредством субволнового структурирования, такими, как “невидимость” (как в новелле Г. Уэлса “Человек-невидимка”), способность “прятать” предметы чудесным образом подобно плащу Гарри Потера, интригующим асимметриям зеркала Люиса Кэрола... Перспективы суперлинзы Веселаго-Пендри с оптической негативной рефракцией, способной разрешать детали сверх волнового предела, возможно даже отдельных молекул, уже сами по себе были достаточны, чтобы мобилизовать лучшие умы на обеих сторонах Атлантического и Тихоокеанского побережий для работы в области между “Нано” и “Мета”.

Не предполагая здесь делать подробный обзор всех этих и других подобных публикаций, мы отметим лишь еще одну их характерную особенность. Авторы значительной части этих работ ссылаются на работу В. Г. Веселаго [1] как на первоисточник, тем самым неадекватно отражая ее реальное содержание и место относительно предшествующих публикаций, касающихся сред с отрицательной групповой скоростью [4—12]. Возможно, что многие из этих авторов совсем не читали данную работу, а просто переписывали ссылку на нее из других публикаций.

На ненормальность ситуации с цитированием предшественников в той или иной мере уже обращалось внимание в работах [21, 22, 24, 28, 29] (см. также в книге А. А. Рухадзе “События и люди (1948—1991 гг.). Продолжение: 12 лет спустя” — Москва, 2005, статьи “Недоразумения и недобросовестность в науке”. Часть III. “Отрицательный индекс” и “Еще раз об отрицательном индексе”, сокращенные версии которых были опубликованы в газете “Научное сообщество” № 11, 2003 г. и № 2, 2005 г., имеющейся в открытом электронном доступе на сайте ras.ru), однако достаточно полного анализа содержания работ В. Г. Веселаго [1—3] при этом не проводилось. Целью данной работы является восполнение этого пробела и обсуждение некоторых связанных с этим вопросов, касающихся, в частности, особенностей и издержек процесса массового цитирования.

Обзор результатов работ [1—3]

Сначала остановимся на конкретных физических результатах, приведенных в работах [1—3]. Их всего 13.

1. "...дисперсионное уравнение

$$\det \left[\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{il} \mu_{lj} - k^2 \delta_{ij} + k_i k_j \right] \quad (1)$$

задает связь между частотой ω монохроматической волны и ее волновым вектором \vec{k} ".

Этот результат оригинальный (т. е. принадлежит В. Г. Веселаго [1]), но он ошибочный. На самом деле дисперсионное уравнение, связывающее частоту ω и волновой вектор \vec{k} плоской монохроматической (собственной) волны в анизотропной среде, имеет совсем другой вид. Оно следует из уравнений Максвелла и материальных уравнений.

Уравнения Максвелла [14, § 77]

$$\begin{aligned} \operatorname{div} \vec{D} = 0; \quad \operatorname{rot} \vec{E} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad \operatorname{div} \vec{B} = 0; \\ \operatorname{rot} \vec{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \end{aligned} \quad (2)$$

имеют решение в виде плоской монохроматической волны

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \operatorname{Re} \vec{E}_0 \exp \left[i(\vec{k}\vec{r} - \omega t) \right] \quad (3)$$

с частотой ω и волновым вектором \vec{k} ; \vec{B} , \vec{D} и \vec{H} имеют аналогичный вид со своими амплитудами \vec{B}_0 , \vec{D}_0 и \vec{H}_0 . Амплитуды связаны между собой соотношениями, которые следуют из (2) и (3) [14, § 83]

$$\vec{B}_0 = \frac{c}{\omega} \vec{k} \cdot \vec{E}_0; \quad \vec{D}_0 = -\frac{c}{\omega} \vec{k} \cdot \vec{H}_0. \quad (4)$$

Подставляя в (4) материальные уравнения [14, § 96]

$$D_{0i} = \varepsilon_{ij}(\omega) E_{0j}; \quad B_{0i} = \mu_{ij}(\omega) H_{0j}, \quad (5)$$

где $\varepsilon_{ij}(\omega)$ и $\mu_{ij}(\omega)$ — тензоры диэлектрической и магнитной проницаемостей среды*, получаем систему алгебраических уравнений для \vec{D}_0 :

$$\left\{ \frac{\omega^2}{c^2} \delta_{ij} + e_{ilm} e_{npq} k_l k_p (\varepsilon^{-1})_{qj} (\mu^{-1})_{mn} \right\} D_{0j} = 0, \quad (6)$$

* По дважды повторяющимся индексам $i, j, \dots = x, y, z$ подразумевается суммирование.

где $(\varepsilon^{-1})_{ij}$ и $(\mu^{-1})_{ij}$ — тензоры, обратные тензорам ε_{ij} и μ_{ij} ;

e_{ijl} — единичный полностью антисимметричный тензор 3-го ранга и $e_{xyz} = 1$.

Условие, при котором система уравнений (6) имеет ненулевое решение ($\vec{D} \neq 0$), — соответствующий детерминант

$$\det \left\{ \frac{\omega^2}{c^2} \delta_{ij} + e_{ilm} e_{npq} k_l k_p (\varepsilon^{-1})_{qj} (\mu^{-1})_{mn} \right\} = 0. \quad (7)$$

Дисперсионное уравнение (7), связывающее частоту ω и волновой вектор \vec{k} волны, существенно отличается от уравнения (1). Только если анизотропией тензора магнитной проницаемости пренебречь, т. е. считать, что $\mu_{ij} = \mu \delta_{ij}$, правильное уравнение (7) приводится к тому же уравнению, что и уравнение Веселаго (1) с $\mu_{ij} = \mu \delta_{ij}$.

2. Для изотропной среды ($\varepsilon_{ij} = \varepsilon \delta_{ij}$, $\mu_{ij} = \mu \delta_{ij}$) дисперсионное уравнение (7) приводится к простому виду [14, § 83]

$$k^2 \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega) \mu(\omega). \quad (8)$$

По поводу уравнения (8) В. Г. Веселаго замечает [1], что в нем допускается "одновременная смена знаков ε и μ ". И далее продолжает: "...Такое положение может быть объяснено различными способами. Во-первых, можно признать, что свойства веществ действительно не зависят от одновременной смены знаков ε и μ . Во-вторых, может оказаться, что одновременная отрицательность ε и μ противоречит каким-либо основным законам природы, и поэтому вещества с $\varepsilon < 0$ и $\mu < 0$ не могут существовать. Следует признать, что вещества с отрицательными ε и μ обладают свойствами, отличными от свойств веществ с положительными ε и μ . Как мы увидим в дальнейшем, осуществляется именно этот третий случай". По поводу этих размышлений автора [1] заметим, что к тому моменту, когда В. Г. Веселаго приступил к созданию своей "Электродинамики веществ с одновременно отрицательными значениями ε и μ ", было известно, что никакие "основные законы природы" не налагают ограничений на значения вещественных частей ε и μ : термодинамика налагает ограничения только на мнимые части ε и μ (ими в [1] пренебрегается). Нет веществ с "одновременно (!) отрицательными значениями ε и μ ", но в каждом веществе могут быть узкие области частот, в которых вещественная часть ε принимает отрицательные значения и, вообще говоря, другие области частот, в которых вещественная часть μ

принимает отрицательные значения. Нельзя, разумеется, полностью исключить случай, когда эти области частот совпадают (в этих областях и $\varepsilon < 0$, и $\mu < 0$).

Сам же результат, приведенный в [1], — в изотропных средах незатухающая электромагнитная волна с частотой ω может существовать только в двух случаях: $\varepsilon(\omega), \mu(\omega) > 0$ или $\varepsilon(\omega), \mu(\omega) < 0$ — принадлежит В. Е. Пафому [11].

3. Для изотропной среды из уравнений (4) и (5) следует [14, §83]:

$$\vec{H}_0 = \frac{c}{\mu\omega} \vec{k} \cdot \vec{E}_0, \quad \vec{E}_0 = -\frac{c}{\mu\omega} \vec{k} \cdot \vec{H}_0. \quad (9)$$

Используя эти формулы для усредненной по периоду $2\pi/\omega$ плотности потока энергии (вектора Пойнтинга), получаем:

$$\langle \vec{S} \rangle = \frac{c}{4\pi} \langle \vec{E} \cdot \vec{H} \rangle = \frac{c^2}{8\pi\mu\omega} \vec{k} |\vec{E}_0|^2.$$

Усредненная по периоду плотность энергии поля [14, § 83]

$$\begin{aligned} \langle U \rangle &= \frac{1}{16\pi} \left[\frac{\partial\omega\varepsilon}{\partial\omega} |\vec{E}_0|^2 + \frac{\partial\omega\mu}{\partial\omega} |\vec{H}_0|^2 \right] = \\ &= \frac{|\vec{E}_0|^2}{16\pi\omega\mu} \frac{\partial\omega^2\varepsilon\mu}{\partial\omega}. \end{aligned} \quad (10)$$

Выражение для групповой скорости волны получаем из (8):

$$\vec{v}_{gr} = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}} = \frac{\vec{k}}{k} \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{2\varepsilon\mu\omega}{\partial(\omega^2\varepsilon\mu)/\partial\omega} \vec{v}_f,$$

где фазовая скорость

$$\vec{v}_f = \vec{k} \frac{\omega}{k^2} = \frac{c^2}{\varepsilon\mu\omega} \vec{k}.$$

Как и должно быть [14, § 83],

$$\langle \vec{S} \rangle = \vec{v}_{gr} \langle U \rangle. \quad (11)$$

Для среды в отсутствие волны, находящейся в состоянии термодинамического равновесия, $\langle U \rangle > 0$ [14, § 80]. Поэтому из (10) следует, что

$$\begin{aligned} \frac{\partial\omega^2\varepsilon\mu}{\partial\omega} &> 0, \quad (\varepsilon, \mu > 0); \\ \frac{\partial\omega^2\varepsilon\mu}{\partial\omega} &< 0, \quad (\varepsilon, \mu < 0). \end{aligned} \quad (12)$$

Таким образом, если $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega) > 0$, то групповая скорость и вектор Пойнтинга параллельны фазовой скорости и волновому вектору: $\vec{v}_{gr}, \langle \vec{S} \rangle \uparrow\uparrow \vec{v}_f, \vec{k}$ (или, по [7—9], групповая скорость волны — положительная); если же $\varepsilon(\omega)$ и $\mu(\omega) < 0$, то — антипараллельны: $\vec{v}_{gr}, \langle \vec{S} \rangle \uparrow\downarrow \vec{v}_f, \vec{k}$ (или, по [7—9], групповая скорость волны — отрицательная). Этот важный результат, приведенный в [1], принадлежит В. Е. Пафому [11].

4. В работе [1] обсуждается эффект Доплера. Частота ω , волновой вектор \vec{k} волны, испускаемой источником, движущимся со скоростью \vec{V} , и частота ω_0 волны, испускаемой неподвижным источником, связаны равенством

$$\frac{\omega - \vec{k}\vec{V}}{\sqrt{1 - V^2/c^2}} = \omega_0. \quad (13)$$

Из (13) видно, что эффект Доплера для волны с отрицательной групповой скоростью ($\vec{v}_{gr} \uparrow\downarrow \vec{k}$) будет "обращенным" по отношению к эффекту Доплера для волны с положительной групповой скоростью ($\vec{v}_{gr} \uparrow\uparrow \vec{k}$): частота волны, испускаемой движущимся к наблюдателю (от наблюдателя) источником, меньше (больше) собственной частоты ω_0 . Этот результат, приведенный в [1], тоже принадлежит В. Е. Пафому [11].

5. В [1] обсуждается также эффект Вавилова—Черенкова. Направление, в котором распространяется черенковское излучение, совпадающее с направлением его вектора Пойнтинга, можно определить из формулы (13), положив в ней $\omega_0 = 0$ и считая, что скорость частицы V превышает фазовую скорость волны $v_f = \omega/k$. При этом получаем, что излучение уносится под острым углом к скорости частицы \vec{V} , если групповая скорость — положительная ($\vec{v}_{gr}, \langle \vec{S} \rangle \uparrow\uparrow \vec{v}_f, \vec{k}$), и под тупым углом к скорости частицы \vec{V} , если групповая скорость — отрицательная ($\vec{v}_{gr}, \langle \vec{S} \rangle \uparrow\downarrow \vec{v}_f, \vec{k}$), т. е. эффект Вавилова—Черенкова будет "обращенным". Этот результат, приведенный в [1], тоже принадлежит В. Е. Пафому [11].

6. Пусть волна с волновым вектором \vec{k}_0 и частотой ω в 1-й среде, где направления ее групповой скорости и фазовой скорости совпадают ($\varepsilon_1(\omega), \mu_1(\omega) > 0$), падает на плоскую границу раздела со 2-й средой. Выберем координатные оси так, что плоскость xu будет плоскостью раздела, а плоскость zx — плоскостью падения волны ($k_{0y} = 0$),

причем ось z направим из 1-й среды во 2-ю, а ось x так, чтобы $k_{0x} \geq 0$. В плоскости xy условия однородные, поэтому зависимость полей от x и y во всех трех волнах (падающей, отраженной и преломленной) — одинаковые, и для волновых векторов \vec{k}_1 отраженной и \vec{k}_2 преломленной волн справедливы равенства:

$$k_{1x} = k_{2x} = k_{0x} \geq 0; \quad k_{1y} = k_{2y} = k_{0y} = 0.$$

По условию, $k_{0z} > 0$, поэтому $k_{1z} < 0$, при этом углы падения ϑ_0 и отражения ϑ_1 связаны равенством $\vartheta_1 = \vartheta_0$. Углы падения ϑ_0 и преломления ϑ_2 связаны равенством $n_1 \sin \vartheta_0 = n_2 \sin \vartheta_2$, где $n_1 = \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1}$ и $n_2 = \sqrt{\varepsilon_2 \mu_2}$. Знак k_{2z} при отсутствии затухания преломленной волны определяется из требования, чтобы ее энергия оттекала от границы вглубь 2-й среды, т. е. чтобы $\langle S_{2z} \rangle > 0$. Поэтому если $\vec{v}_{gr2}, \langle \vec{S}_2 \rangle \uparrow \uparrow \vec{v}_{f2}, \vec{k}_2$, то $k_{2z} = \sqrt{k_2^2 - k_{0x}^2} > 0$: преломленный и падающий лучи лежат по разные стороны от нормали к поверхности раздела — "обычное" преломление.

Если же $\vec{v}_{gr2}, \langle \vec{S}_2 \rangle \uparrow \downarrow \vec{v}_{f2}, \vec{k}_2$, то $k_{2z} = -\sqrt{k_2^2 - k_{0x}^2} < 0$: преломленный и падающий лучи лежат по одну сторону от нормали к поверхности раздела — "обращенное" преломление. Этот эффект (он также обсуждается в [1]) более 60 лет тому назад был предсказан Л. И. Мандельштамом [7—9].

7. Собирающая (рассеивающая) линза для излучения с частотой в области с $\varepsilon, \mu > 0$ становится рассеивающей (собирающей), если частота излучения попадает в область с $\varepsilon, \mu < 0$. Этот результат, являющийся прямым следствием эффекта Мандельштама [7—9] (см. п. 6), принадлежит В. Г. Веселаго [1].

8. Пусть точечный источник, расположенный в вакууме (воздухе) на некотором расстоянии l от плоскопараллельной пластины толщиной $d > l$, дает излучение с частотой ω , для которой проницаемости пластины $\varepsilon = \mu = -1$. Тогда пластина будет фокусировать излучение в точку на расстоянии $d - l$ по другую сторону от пластины, причем без потерь на отражение. Этот результат (он следует из законов отражения и преломления) принадлежит В. Г. Веселаго [1].

9. "...световое давление, характерное для обычных (правых) веществ, в левых веществах заменяется световым притяжением" [1]. По поводу новой терминологии, введенной в [1], о которой частично уже шла речь выше, заметим, что согласно [1] "правым веществам" соответствуют $\varepsilon, \mu > 0$, а "левым веществам" — $\varepsilon, \mu < 0$. Доказательство

этого своего (без сомнения, оригинального, но, как мы увидим, ошибочного) результата автор [1] приводит в следующей форме: "Монохроматическую волну в левой среде можно рассматривать как поток фотонов, каждый из которых обладает импульсом $\vec{p} = \hbar \vec{k}$, причем вектор \vec{k} направлен к источнику излучения, а не от него, как это имеет место в правой среде".

На самом же деле, силы, действующие на некоторое тело, помещенное в изотропную среду, в котором существует электромагнитное поле, определяются тензором напряжений [14, § 15, 35, 75, 81]:

$$\sigma_{ij} = - \left[p_0 + \frac{\langle E^2 \rangle}{8\pi} \left(\varepsilon - \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) + \frac{\langle H^2 \rangle}{8\pi} \left(\mu - \rho \frac{\partial \mu}{\partial \rho} \right) \right] \delta_{ij} + \frac{1}{4\pi} \left(\varepsilon \langle E_i E_j \rangle + \mu \langle H_i H_j \rangle \right), \quad (14)$$

где p_0 — давление, которое имелось бы в среде в отсутствие поля при данных значениях плотности и температуры.

Если через dS обозначить площадь элемента поверхности, ограничивающей некоторый выделенный объем среды, и ввести соответствующий ему вектор $d\vec{S}$, направленный по внешней нормали к этой поверхности, то $-\sigma_{ij} dS_j$ будет иметь смысл проекции на ось $i = x, y, z$ силы, действующей со стороны выделенного объема среды на участок dS поверхности.

Пусть волна в среде падает перпендикулярно к поверхности некоторого тела. Выбираем в качестве оси z нормаль к поверхности тела, направленную вглубь тела. Учитывая, что волна поперечная, т. е. $E_z = H_z = 0$, из (14) получаем силу, действующую на единицу площади поверхности тела:

$$-\sigma_{iz} = p \delta_{iz},$$

$$p = p_0 + \frac{1}{8\pi} \left[\left(\varepsilon - \rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} \right) \langle E \rangle^2 + \left(\mu - \rho \frac{\partial \mu}{\partial \rho} \right) \langle H \rangle^2 \right]. \quad (15)$$

Для определения давления нужно знать зависимость ε и μ от плотности ρ . Для достаточно разреженных сред можно полагать, что восприимчивости $\varepsilon - 1$ и $\mu - 1$ пропорциональны числу частиц в единице объема или плотности. Тогда [14, § 15]

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial \rho} = \varepsilon - 1, \quad \rho \frac{\partial \mu}{\partial \rho} = \mu - 1,$$

и выражение (15) для давления приводится к виду

$$p = p_0 + \frac{1}{8\pi} (\langle E \rangle^2 + \langle H \rangle^2). \quad (16)$$

Давление (16) всегда положительно и не содержит ε и μ .

10. Согласно [2] "формулировка принципа Ферма через время распространения света в общем случае не является корректной. Корректной формулировкой является только формулировка этого принципа через экстремум длины оптического пути: реальный путь распространения света в среде соответствует локальному экстремуму длины оптического пути". Это — правильный результат, но он принадлежит Каратеодори [13, Приложение 2].

11. В [3] приводятся формулы, обобщающие известные формулы Френеля [14, §86] на случай, когда магнитная проницаемость среды отлична от единицы. Эти формулы без труда могут быть получены точно так же, как получаются хорошо известные формулы Френеля (при $\mu = 1$).

Сначала рассмотрим случай, когда падающая волна поляризована перпендикулярно плоскости падения (\perp - или S -поляризация):

$$E_{0x}^{(0)} = E_{0z}^{(0)} = 0; \quad E_{0y}^{(0)} \equiv E_0^{(0)}.$$

Также будут поляризованы отраженная и преломленная волны [14, § 86].

Условия непрерывности E_y и H_x на границе раздела дают, соответственно:

$$E_0^{(0)} + E_1^{(0)} = E_2^{(0)},$$

$$\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \vartheta_0 (E_0^{(0)} - E_1^{(0)}) = \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \cos \vartheta_2 E_2^{(0)}. \quad (17)$$

Условие непрерывности B_z приводит к первому равенству в (17), а условие непрерывности D_z выполняется тождественно, так как $D_{0z} = D_{1z} = D_{2z} = 0$. Из (17) следует, что

$$r_{\perp} = \frac{E_1^{(0)}}{E_0^{(0)}} = \frac{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \vartheta_0 - \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \cos \vartheta_2}{\sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\mu_1}} \cos \vartheta_0 + \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\mu_2}} \cos \vartheta_2}. \quad (18)$$

Так как

$$\cos \vartheta_2 = \sqrt{1 - \left(\frac{n_1 \sin \vartheta_0}{n_2} \right)^2}, \quad (19)$$

то коэффициент отражения по амплитуде r_{\perp} дается выражением (18) при всех углах падения ϑ_0 , если $n_2 \geq n_1$; если же $n_2 < n_1$, то только при $\vartheta_0 \leq \vartheta_r$, где ϑ_r — предельный угол полного отражения

$$\sin \vartheta_r = \frac{n_2}{n_1}; \quad (20)$$

при $\vartheta_0 \geq 0$ коэффициент отражения $r_{\perp} = 1$, коэффициент отражения по интенсивности $R_{\perp} = r_{\perp}^2$.

Отраженная волна отсутствует ($r_{\perp} = 0$), если удовлетворяется следующее уравнение для угла отражения (см. (11), (12)):

$$\mu_2 (\varepsilon_1 \mu_2 - \varepsilon_2 \mu_1) = \varepsilon_1 (\mu_2^2 - \mu_1^2) \sin^2 \vartheta_0. \quad (21)$$

Решение этого уравнения дает угол падения ϑ_p , при котором отраженная волна рассматриваемой поляризации отсутствует

$$\tan^2 \vartheta_{\perp p} = \frac{\mu_2 \varepsilon_1 \mu_2 - \varepsilon_2 \mu_1}{\mu_1 \varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1}. \quad (22)$$

Как видно из (18), при нормальном падении ($\vartheta_0 = \vartheta_2 = 0$)

$$E_1^{(0)} = E_0^{(0)} \frac{\sqrt{\varepsilon_1/\mu_1} - \sqrt{\varepsilon_2/\mu_2}}{\sqrt{\varepsilon_1/\mu_1} + \sqrt{\varepsilon_2/\mu_2}}, \quad (23)$$

так что при отражении фаза волны не изменяется (изменяется на π), если $\varepsilon_1/\mu_1 > \varepsilon_2/\mu_2$ ($\varepsilon_1/\mu_1 < \varepsilon_2/\mu_2$).

Если в формулах (17)—(23) положить $\mu_1 = \mu_2 = 1$, то они переходят в формулы Френеля [14, § 86]. В частности, как видно из (22), в этом случае не существует угол падения, при котором отраженная волна отсутствует.

Рассмотрим теперь случай, когда падающая волна поляризована в плоскости падения (\parallel - или p -поляризация) [14, § 86]:

$$H_{0x}^{(0)} = H_{0z}^{(0)} = 0; \quad H_{0y}^{(0)} = H_0^{(0)}.$$

Также будут поляризованы отраженная и преломленная волны. Условия непрерывности H_y и E_x на границе раздела дают, соответственно:

$$H_0^{(0)} + H_1^{(0)} = H_2^{(0)},$$

$$\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \vartheta_0 (H_0^{(0)} - H_1^{(0)}) = \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \vartheta_2 H_2^{(0)}. \quad (24)$$

Условие непрерывности B_z выполняется тождественно ($B_{0z} = B_{1z} = B_{2z} = 0$), а условие непрерывности D_z приводит к первому равенству в (24), из которого следует, что

$$r_{\parallel} = \frac{H_1^{(0)}}{H_0^{(0)}} = \frac{\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \vartheta_0 - \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \vartheta_2}{\sqrt{\frac{\mu_1}{\varepsilon_1}} \cos \vartheta_0 + \sqrt{\frac{\mu_2}{\varepsilon_2}} \cos \vartheta_2}. \quad (25)$$

Если $n_2 < n_1$, то r_{\parallel} определяется по (25) только при $\vartheta_0 \leq \vartheta_r$, где ϑ_r — предельный угол полного отражения (20), а при $\vartheta_0 > \vartheta_r$ — $r_{\parallel} = 1$.

Отраженная волна отсутствует ($r_{\parallel} = 0$), если удовлетворится уравнение (см. (19) и (25))

$$\varepsilon_2 (\varepsilon_2 \mu_1 - \varepsilon_1 \mu_2) = \mu_1 (\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1^2) \sin^2 \vartheta_0. \quad (26)$$

Решение этого уравнения дает угол падения $\vartheta_{\parallel p}$, при котором отраженная волна рассматриваемой поляризации отсутствует

$$\tan^2 \vartheta_{\parallel p} = \frac{\varepsilon_2 \varepsilon_2 \mu_1 - \varepsilon_1 \mu_2}{\varepsilon_1 \varepsilon_2 \mu_2 - \varepsilon_1 \mu_1}. \quad (27)$$

Если в формулах (24)—(27) положить $\mu_1 = \mu_2 = 1$, то они переходят в формулы Френеля [14, § 86]. В частности, для угла $\vartheta_{\parallel p}$ (27) получается:

$\tan \vartheta_{\parallel p} = \sqrt{\varepsilon_2 / \varepsilon_1}$ — известное выражение для угла Брюстера.

Формулы (18), (22), (23), (25) и (27) приводятся в [3] как оригинальные (без ссылок на какие-либо работы). Между тем они известны еще со времен Гельмгольца [15, § 67]; содержащееся там предположение, "что ε и μ существенно положительны", как показано В. Е. Пафомовым [11], совершенно излишне.

12. Согласно [3] "при отказе от немагнитного приближения* существенно меняется ... условие отсутствия отражения света на плоской границе раздела двух сред. Это условие состоит не в равенстве показателей преломления двух сред, а в равенстве их волновых сопротивлений".** Этот результат В. Г. Веселаго является, по-видимому, оригинальным, но он ошибочен. Действительно, уравнение (21) (определяющее угол падения, при котором отраженная волна \perp -поляризации отсутствует) превращается в тождество ($0 = 0$), если $\varepsilon_1 \mu_2 = \varepsilon_2 \mu_1$ и при этом $|\mu_1| = |\mu_2|$, т. е. в двух случаях:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_1, \mu_2 = \mu_1; \quad \varepsilon_2 = -\varepsilon_1, \mu_2 = -\mu_1. \quad (28)$$

Уравнение (26) (определяющее угол падения, при котором отраженная волна \parallel -поляризации отсутствует) превращается в тождество ($0 = 0$), если $\varepsilon_2 \mu_1 = \varepsilon_1 \mu_2$ и при этом $|\varepsilon_1| = |\varepsilon_2|$, т. е. при тех же условиях (28).

Ясно, что условия (28) существенно отличаются от условия Веселаго $\mu_1 / \varepsilon_1 = \mu_2 / \varepsilon_2$ [3].

* "Немагнитным приближением" в [3] называется приближение, соответствующее условию, что магнитная проницаемость среды при данной частоте равна 1.

** Волновым сопротивлением в [3] называется величина $\sqrt{\mu/\varepsilon}$; в электродинамике металлов она называется поверхностным импедансом металла [14, §87].

13. Согласно [7—9] знак проекции волнового вектора k_{2z} во 2-й среде определяется из требования, чтобы энергия незатухающей волны во 2-й среде оттекала от границы вглубь среды, строго говоря, диссипация энергии электромагнитного поля в среде всегда присутствует, т. е. $\varepsilon'' = \text{Im } \varepsilon, \mu'' = \text{Im } \mu \neq 0$ и, соответственно, в формулах (8) и (9) для 2-й среды ε, μ и волновой вектор \vec{k} — комплексные величины.

Мнимая часть волнового вектора $\text{Im } k_{2z} = \text{Im } k_z > 0$ в соответствии с тем, что преломленная волна затухает вглубь 2-й среды, где $z > 0$ [14, § 86]. Возникает вопрос: согласуется ли такой выбор знака k_z'' , если затем пренебречь диссипацией энергии волны, с тем выбором знака k_z' , о котором говорилось в начале этого пункта. На этот вопрос В. Г. Веселаго в [3] дает следующий ответ: "Нетрудно убедиться, что при малом затухании выражение для \vec{k} будет иметь вид

$$k = k' + ik'' = \sqrt{(\varepsilon' + i\varepsilon'')(\mu' + i\mu'')} \square \square \sqrt{\varepsilon' \mu'} \left[1 + \frac{i}{2} \left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\mu''}{\mu'} \right) \right] \dots" \quad (29)$$

Автор этой формулы [3] напрасно полагает, что в ней нетрудно убедиться: даже если восстановить правильные размерности в этой формуле (k нужно умножить на $\frac{c}{\omega}$), то она останется ошибочной. Она написана, очевидно, для случая нормального падения, так что $k_x = k_y = 0$, и закон дисперсии (8) имеет вид:

$$k^2 = k'^2 - k''^2 + 2ik'k'' = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \mu' \left[\left(1 - \frac{\varepsilon'' \mu''}{\varepsilon' \mu'} \right) + i \left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\mu''}{\mu'} \right) \right], \quad (30)$$

где $k' = k'_{2z}, k'' = k''_{2z}, \varepsilon = \varepsilon_2, \mu = \mu_2$.

Из (30) получаем:

$$\frac{2c^2}{\omega^2} k'k'' = \varepsilon' \mu' \left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\mu''}{\mu'} \right), \quad \frac{c^2}{\omega^2} (k'^2 - k''^2) = \varepsilon' \mu' \left(1 - \frac{\varepsilon'' \mu''}{\varepsilon' \mu'} \right). \quad (31)$$

В [19, § 4] показано, что для среды, находящейся (в отсутствие поля) в состоянии термодинами-

ческого равновесия, с необходимостью выполняются следующие неравенства:

$$\varepsilon'' > 0, \quad \varepsilon'' + \frac{c^2 k'^2}{\omega^2} \frac{\mu''}{|\mu|^2} > 0. \quad (32)$$

Если затухание волны мало, то $c^2 k'^2 / \omega^2 \ll \varepsilon' \mu'$ и второе неравенство в (32) можно записать в виде

$$\varepsilon' \left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\mu''}{\mu'} \right) > 0. \quad (33)$$

Используя первое равенство в (31) и учитывая, что $k'' > 0$, из (33) получаем: $k' > 0$ — если ε' (и μ') > 0 и $k' < 0$ — если ε' (и μ') < 0 .

Таким образом, при малом затухании волны формула для волнового вектора имеет вид

$$k = k' + ik'' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon' \mu'} \left[1 + \frac{i}{2} \left(\frac{\varepsilon''}{\varepsilon'} + \frac{\mu''}{\mu'} \right) \right] \frac{\varepsilon'}{|\varepsilon'|}. \quad (34)$$

Сравнение формулы (34) с соответствующей формулой (29) показывает, что последняя (в [3] это — формула (12)) является ошибочной: в ней опущен последний множитель из (34), определяющий знак показателя преломления*.

Итак, из 30 результатов в [1—3], приведенных выше, лишь шесть являются оригинальными, причем четыре из них ошибочные и только два правильные (они касаются линз и плоскопараллельной пластинки с $\varepsilon' = \mu' = 1$), что явно недостаточно, чтобы признать работы [1—3] "основополагающими".

Что касается истории проблемы, то в работах [1—3] она изложена столь неотчетливо и с такими передержками, что у читателя действительно может создаться впечатление, что представленные в этих работах результаты оригинальные, а сами работы "основополагающие".

В конце вводной части статьи [1] В. Г. Веселаго пишет: "Нужно подчеркнуть, что до сих пор нет ни одного эксперимента, в котором наблюдались бы вещества с отрицательными ε и μ . Однако сейчас можно высказать ряд соображений о том, где и как такие вещества искать".

Если иметь в виду, что основным физическим признаком таких веществ, сред или систем является противоположность направлений фазовой и групповой скоростей, то сделанное В. Г. Веселаго "подчеркивание" является не совсем аккуратным и вводит в заблуждение, поскольку в 1967 г. уже практически использовались такие электродинамические системы, как лампы обратной волны (ЛОВ), в которых направления фазовой и групповой скоростей противоположны.

* Обращаем внимание на работу [25], в которой рассматриваемый здесь вопрос чрезвычайно усложняется, но до конца не решается. Правильно этот вопрос обсуждается также в работе [80].

Примечательно также, что Веселаго, не упоминая об уже тогда существовавших ЛОВ и о возможности создания других искусственных электродинамических систем (или сред), предлагает такие вещества искать, по всей вероятности, в каких-то готовых или пригодных для смешивания полуготовых формах, таких как обычная плазма и гипотетические монополи Дирака. По этой причине вряд ли можно считать В. Г. Веселаго "отцом" или предсказателем искусственных метаматериалов с отрицательной групповой скоростью.

Особенности цитирования предшественников в работах по "левым" средам

Из приведенного в предыдущем разделе анализа работ В. Г. Веселаго [1—3] следует, что ни одна из них по своему реальному научному содержанию не может служить достаточным основанием для того, чтобы добросовестные исследователи ссылались на нее как на первоисточник по вопросам электродинамики сред, в которых могут распространяться волны с отрицательной групповой скоростью. Подобное цитирование означало бы игнорирование более чем полувековой истории исследований [4—12], предшествующих публикациям В. Г. Веселаго на эту тему.

Между тем, как уже отмечалось во введении, работа [1] стала предметом именно такого массового цитирования. Процесс этого явно неадекватного цитирования начался в 2000 г. со статьи [30], в которой по каким-то причинам (это отдельный вопрос) в качестве единственного первоисточника была указана работа [1]: "В 1968 г. Веселаго [1] теоретически исследовал электродинамические свойства среды с одновременно отрицательными значениями ε и μ и пришел к выводу, что распространение излучения в такой среде будет иметь драматические отличия, проистекающие от изменения знака групповой скорости, включая обращение Доплеровского сдвига и Черенковского излучения, аномальную рефракцию и даже обращение радиационного давления в радиационное растяжение" [30]. Аналогичные слова были тут же повторены в [31].

Если иметь в виду последующее развитие событий, то такое начало, полностью игнорирующее работы [4—12], вряд ли можно считать чистой случайностью. В статье [24] написано: "Надо отдать должное зарубежным исследователям: они сумели очень быстро "раскрутить" свой успех как публикациями в престижных физических журна-

лах, так и серией статей в научно-популярных журналах и даже газетных публикациях”.

Определенную роль в этом “раскручивании” могли сыграть и специфические особенности цитирования предшественников в работах самого В. Г. Веселаго [1—3, 82]. В тексте статьи [82] воспроизводятся уже известные к тому времени результаты об особенностях эффектов Доплера и Вавилова—Черенкова в средах с отрицательной групповой скоростью, а также об особенностях преломления волн на границе таких сред. Ссылки на работы Пафомова и Мандельштама здесь еще присутствуют, но работа Сивухина [10], тоже касающаяся общих свойств среды с отрицательными ϵ и μ , при этом не упоминается. Отсутствие этой ссылки создает ложное впечатление, что вывод работы [82] о взаимной противоположности фазовой и групповой скоростей в таких средах принадлежит Веселаго.

Не вполне адекватное представление о содержании работы [82] создает и ее слишком общая аннотация: “Рассмотрены общие свойства веществ с отрицательными ϵ и μ . Примером таких сред могут служить проводящие ферромагнетики. Показано, что в случае $\epsilon < 0$ и $\mu < 0$ коэффициент преломления таких веществ относительно вакуума является отрицательным”.

Следующий шаг в направлении неадекватного цитирования сделан в “основополагающей” работе [1], где при упоминании эффектов Доплера и Вавилова—Черенкова в средах с отрицательной групповой скоростью Веселаго сначала дает ссылку на свою вышеупомянутую работу [82] 1966 г., а не на работу Пафомова [11] 1959 г. В разделе III (“Преломление луча на границе двух сред с различной правизной”) статьи [1] ссылка на Мандельштама [7] дается не сразу и в такой форме, которая несет в себе двусмысленную неоднозначность: “Как мы видим, преломленный луч во второй, левой, среде будет идти симметрично относительно оси z по сравнению со случаем, когда вторая среда — правая [7]”.

Такая форма цитирования для незнакомого с предметом читателя не исключает возможности, что ссылка [7] относится только к случаю, “когда вторая среда — правая”.

В связи с этим вряд ли можно считать совершенной случайностью и такое вот прямо-таки директивное указание в работе [40]: “Основополагающей работой в теории отрицательно преломляющих сред следует считать работу В. Г. Веселаго, опубликованную в 60-х годах”.

“Снова к основам” — так назывался текст за подписью М. Компана, опубликованный 15 декабря 2003 г. в Информационном бюллетене “Перспективные технологии” (*ПерсТ*, 2003, 10, с указа-

нием номера выпуска 23 на титуле и 22 на остальных листах), который был снабжен подзаголовком “Левши выходят из тени” и повествовал о т. н. “материалах-левшах” (left-handed materials). М. Компан [48] пишет: “Придуманные российским физиком В. Г. Веселаго в 60-х годах ([1] и ссылки в ней) эти вещества по некоторым своим свойствам действительно должны вести себя как антиподы привычных материалов. В 2000—2003 гг. прошла вторая волна публикаций, вызванная первой успешной (хотя и очень искусственной) реализацией “левшей”, например [33]. К этому сроку о первой волне публикаций уже помнили единицы, так что вторая волна для многих явилась неожиданным открытием.

Отметим, что авторы открытия 2000 г. ссылались на работы В. Г. Веселаго, что давало повод гордиться успехами отечественной физики. Тогда же в 2000 г. ПерсТ опубликовал интервью с Виктором Георгиевичем (*ПерсТ*, 2000, 7, вып. 11, с. 1). В публикации упоминались некоторые парадоксальные свойства этих материалов, например, обратный знак эффекта Доплера, преломление света в обратную сторону (словно он испытывает отражение от нормали к поверхности), и уж совсем противоестественный обратный знак вектора Пойнтинга (так что волны должны бежать в сторону источника, возбуждающего волны)”.

В процессе раскручивания маховика неадекватного цитирования принимают участие не только физики (и журналисты), но также и авторы смежных научных областей. В научно-популярном приложении к “Новой газете” “Кентавр” № 3 за 2007 г. заместитель директора ИПМ им. М. В. Келдыша РАН, доктор физ.-мат. наук Г. Г. Малинецкий пишет: “Приведу еще один пример. Наноструктуры позволяют создавать покрытия с невиданными свойствами. Они в принципе дают возможность идеально маскировать объекты. В основе этих работ лежат метаматериалы, существование которых было предсказано Виктором Георгиевичем Веселаго в 1967 г. Эта работа нобелевского уровня не была замечена и оценена около 40 лет. Но сейчас именно она определяет развитие большой области нанофизики. Однако для того чтобы проектировать наноматериалы, требуются уникальные компьютерные расчеты. На слайде представлено распространение волны в таком материале, рассчитанное в Институте прикладной математики им. М. В. Келдыша РАН и потребовавшее новых моделей, принципиально новых алгоритмов и расчетов на многопроцессорных комплексах. Насколько нам известно, в других организациях и странах мира так считать пока не умеют. Реализация идеи Веселаго требует введения в материал

наночастиц, сравнимых по размерам с длиной волны. Эта же идея лежит в основе фотонных кристаллов-объектов, позволяющих маскировать предметы и эффективно управлять падающим излучением”.

Определенный ответ на вопрос о том, что могло побудить данного автора к написанию подобных строк, просматривается в самом процитированном тексте. Очевидно также, что и многие другие авторы, просто цитирующие работу [1], тоже тем самым вполне естественным образом обозначают свою принадлежность к актуальному направлению и его развитию.

В результате такого коллективного сознательного и бессознательного рекламного творчества фигура “основоположника” освобождается от нежелательной “конкуренции” со стороны других ученых, имена которых при этом просто не упоминаются. Бывают случаи, когда здравствующие ученые достаточно четко реагируют в научной печати на подобные принижения их роли в конкретных научных исследованиях. Поскольку ни Лэмб, ни Мандельштам, ни Пафомов не могут участвовать в подобном процессе, то защита их имен от недобросовестного цитирования должна осуществляться теми живущими, кто считает недопустимыми искажения подобного рода в отношении любого ученого.

В своей статье [1] В. Г. Веселаго сослался на Мандельштама, Пафомова и других предшественников явно неадекватно и не пытался в дальнейшем исправить эту некорректность подобно тому, как это сделали, например, авторы дополнения [64], исправившие свое некорректное цитирование в их статье [63] предыдущей работы [52] других авторов. В дополнении [64], в частности, написано: “В подстрочном примечании в нашей работе [63] мы упомянули работу Маккея и Лахтакиа [52], но не подчеркнули преимущества и важность их работы. Читателям кажется, что мы разделяем приоритет этого результата с Маккеем и Лахтакиа. Но это не соответствует действительности. ... Мы делаем это заявление, чтобы избежать нарушения приоритета работы Маккея и Лахтакиа и предотвратить любые будущие недоразумения относительно этого приоритета”.

Подобное нарушение в отношении всех предшественников как раз и было допущено в [1], но никаких необходимых исправлений автором [1] сделано не было. Более того, в работе [2] В. Г. Веселаго вообще уже не ссылается ни на Мандельштама, ни на других авторов, и пишет, что благодаря работе [33] можно считать экспериментально подтвержденными основные положения работы В. Г. Веселаго. А в статье [66] В. Г. Веселаго и Е. Е. Нариманова с названием “The left hand of

brightness: past, present and future of negative index materials” написано: “После того как Веселаго предсказал существование материалов с негативным индексом и проанализировал их свойства, он и его сотрудники предприняли интенсивные поиски таких систем”.

Статья Пендри и Смита [67] “В поисках СУПЕРЛИНЗЫ” начинается словами: “Почти сорок лет назад советский ученый Виктор Веселаго выдвинул гипотезу о существовании материалов с отрицательным показателем преломления”.

В статье [67] утверждается также, что “сконструированная из метаматериала с удивительными оптическими свойствами суперлинза дает изображения с деталями меньше длины волны используемого света” и что “возможность отрицательного преломления заставила физиков пересмотреть практически весь раздел электромагнетизма”. Здесь же анонсируется очередная публикация [68] на эту тему под названием “Теория и практика Виктора Веселаго”.

Всей этой истории с массовым неадекватным цитированием могло бы вообще не случиться, если бы еще при рецензировании статьи В. Г. Веселаго [1] в 1967 г. ему было бы указано, в частности, на необходимость сослаться на Л. И. Мандельштама, А. Шустера и других предшественников уже на первой странице этой статьи, где В. Г. Веселаго рассуждает о возможности существования сред с отрицательными значениями ϵ и μ , т. е. с отрицательной групповой скоростью, и об их отличии от обычных сред, в которых существуют волны с положительной групповой скоростью. Этот пример еще раз напоминает не только о том, к чему могут приводить незначительные на первый взгляд перекосы в цитировании, но и о той ответственности, какая в связи с этим ложится на редакторов научных изданий, рецензентов научных статей и на всех работников науки. Только осознанными и своевременными совместными усилиями можно сохранить в науке ту атмосферу честного ей служения, без которого существование науки фактически невозможно.

Заключение

В настоящей работе на основе проведенного анализа результатов статей [1—3] показано, что содержание публикации [1] не может служить основанием для ссылки на нее как на первоисточник по вопросам электродинамики сред с отрицательным показателем преломления (с отрицательной групповой скоростью) или по соответствующим “метаматериалам”.

Весьма распространенное цитирование статьи [1] в таком качестве дает ложное представление об истории развития и реальных достижениях в ис-

следовании этих вопросов. В научные исследования вносятся чрезмерные рекламно-пиаровские компоненты, которые отнюдь не всегда способствуют реальному прогрессу этих исследований.

Если предложение “плаща-невидимки” на основе метаматериала [65] дополнилось “укрывающим ковром” из более простых материалов (“Разработана концепция создания “ковра-невидимки”. Теоретический расчет показал возможность полностью скрывать реальные формы объектов, накрытых тонким материалом на основе кварцевого стекла”. Адрес новости: <http://cnews.ru/news/top/index.shtml?2008/07/08/307664>), то громкое утверждение о преодолении дифракционного предела при формировании изображения с помощью “суперлинзы Веселаго” (или “Веселаго—Пендри”), с самого начала вызывавшее возражения [34, 35], в недавней работе [83] оценивается уже достаточно определенно: “Строго показано, что электромагнитное излучение диполя, проникающее в среду с отрицательным показателем преломления, фокусируется там в некоторую область. Определены размеры области фокусировки. В результате выяснено, что дифракционный предел не может быть преодолен при использовании однородных материалов с отрицательным преломлением. Аналогичный вывод об отсутствии суперразрешения относится и к случаю прохождения излучения через слой вещества с отрицательным преломлением”.

Рассмотренные в настоящей работе примеры неадекватного цитирования научных работ в научных (и не только научных) публикациях при всей их выразительности не являются, к сожалению, исключительными. В последние годы к этой проблеме по нарастающей добавлялось также избыточное увлечение звучными терминологическими конструкциями, далеко не всегда адекватно отражающими существо дела.

Если такие, в частности, словосочетания как “стабилизация атома в сильном поле” или “генерация без инверсии” при заметной их провокационности все еще сохраняют определенную физическую содержательность, то в отношении новообразований “фотонный кристалл” или “остановленный свет” это уже вряд ли можно сказать. В последнем случае, например, возникает явно деструктивная интерференция с таким общеизвестным понятием как стоячая волна.

Ситуация с “левыми материалами” во многом напоминает историю с “остановленным светом” [84], критически рассмотренную в статье Е. Б. Александрова и В. С. Запасского “Легенда об остановленном свете” [85], где, в частности, написано: “Итак, интерпретация полученных в работе результатов содержит очевидные ошибки, и приведенные в ней экспериментальные наблюдения

(сами по себе вполне корректные) не содержат никаких свидетельств “хранения” и “высвобождения” света. Эта работа, по нашему мнению, не только вводит читателей в заблуждение, но и порождает серьезные сомнения в отношении многих других публикаций, касающихся этой модной в последнее время тематики и рассматривающих работу [84] как одну из основополагающих. По этой причине мы считаем важной адекватную оценку работы [84], имеющей необычайно высокий индекс цитируемости и даже восторженные отзывы в СМИ. В правоте нашей оценки мы дополнительно утвердились, получив отклики на нашу публикацию в Интернете”.

В заключение на основании всего изложенного выше мы хотели бы, присоединяясь к мнению авторов [85], еще раз подчеркнуть важность этой проблемы, один из конкретных примеров которой рассмотрен в настоящей работе и которая, к сожалению, проявляется в различных областях физики (и не только физики).

*Авторы выражают глубокую благодарность
Р. А. Силину и Б. П. Горшуну за интерес
к обсуждаемым вопросам и плодотворные
дискуссии.*

Л и т е р а т у р а

1. Веселаго В. Г.// УФН. 1967. № 92. С. 517.
2. Веселаго В. Г.// Там же. 2002. № 172. С. 1215.
3. Веселаго В. Г.// Там же. 2003. № 173. С. 790.
4. Lamb H.: Proc.London Math. Soc. 1904. (2), I. P. 473.
5. Lamb H. Hydrodynamics, Cambridge Univ. Press, 1930.
6. Шустер А. Введение в теоретическую оптику. — М—Л.: ОНТИ, 1935.
7. Мандельштам Л. И.// ЖЭТФ. 1945. № 15. С. 475.
8. Мандельштам Л. И. Полное собр. тр. Т. 2. — М.: Изд-во АН СССР, 1947.
9. Мандельштам Л. И. Полное собр. тр. Т. 5. — М.: Изд-во АН СССР, 1950.
10. Сивухин Д. В.// Оптика. Спектроскопия. 1957. Т. 3. № 4. С. 308.
11. Пафомов В. Б.// ЖЭТФ. 1959. № 36. С. 1853.
12. Агранович В. М., Гинзбург В. Л. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория. — М.: Наука, 1965.
13. Борн М., Вольф Э.// Основы оптики. — М.: Наука, 1965.
14. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука, 2002.
15. Сивухин Д. В. Общий курс физики. Т. 4. Оптика. — М.: Физматгиз, 2002.
16. Силин Р. А., Сазонов В. П. Замедляющие системы. — М.: Сов. радио, 1966.
17. Силин Р. А. Необычные законы преломления и отражения. — М.: Фазис, 1991.
18. Силин Р. А. Периодические системы. — М.: Фазис, 2002.

19. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмалеподобных сред. — М.: Атомиздат, 1961.
20. Агранович В. М.// УФН. 2004. № 174. С. 681.
21. Макаров В. П., Рухадзе А. А., Самохин А. А.// УФЖ. 2005. № 50 (8А). С. 159.
22. Макаров В. П., Рухадзе А. А.// ЖЭТФ. 2004. № 125 (2). С. 345; 2006. № 130 (9). С. 409.
23. Иванов А. В., Котельникова О. А., Ведяев А. В., Иванов В. А.// Вестник МГУ. Сер. Физика. Астрономия. 2004. № 6. С. 25.
24. Блюх К. Ю., Блюх Ю. П.// УФН. 2004. № 174. С. 439.
25. Виноградов А. П., Дорофеев А. В., Зухди С.// Там же. 2008. № 175 (5). С. 511.
26. Трубецков Д. И., Храмов А. Е. Лекции по СВЧ-электронике для физиков. Т. 1. — М.: Физматлит, 2003.
27. Ваишковский А. В., Локк Э. Г.// УФН. 2006. № 176 (5). С. 557.
28. Силин В. П.// Там же. С. 562.
29. Агранович В. М., Гартиштейн Ю. Н.// Там же. № 176 (10). С. 1051.
30. Smith D. R. et al.// Phys. Rev. Lett. 2000. No. 84. P. 4184.
31. Scheve P. F., Stein B.// Physics News Update. 2000. No. 476. Story # 1.
32. Pendry J. B.// Phys. Rev. Lett. 2000. № 85. P. 3966.
33. Shelby R. A., Smith D. R., Schultz S.// Science. 2001. No. 292. P. 77.
34. 't Hooft G. W.// Phys. Rev. Lett. 2001. No. 87. P. 249701.
35. Williams J. M.// Ibid. P. 249703.
36. Valanju P. M., Walser R. M., Valanju A. P.// Ibid. 2002. No. 88. P. 187401.
37. Garcia N., Nieto-Vesperinas M.// Optics Lett. 2002. No. 27. P. 885.
38. Marques R., Martel J., Mesa F., Medina F.// Phys. Rev. Lett. 2002. No. 89. P. 183901.
39. Grbic A., Eleftheriades G. V.// J. Appl. Phys. 2002. No. 92. P. 5930.
40. Масловский С. И.// Письма в ЖТФ. 2003. № 29 (1). С. 69.
41. Cummer S. A.// Appl. Phys. Lett. 2003. No. 82. P. 2008.
42. Houck A. A., Brock J. B., Chuang I. I.// Ibid. No. 90. P. 137401.
43. Smith D. R.// Physics World. 2003. No. 16. P. 23.
44. Zharov A. A., Shadrivov I. I., Kivshar Y. S.// Phys. Rev. Lett. 2003. No. 91. P. 037401.
45. Reed E. J., Soljacic M., Joannopoulos J. D.// Ibid. P. 133901.
46. Zhang Y., Fluegel B., Mascarenhas A.// Ibid. P. 157404.
47. Kondrat'ev I. G., Smirnov A. I.// Ibid. P. 249401.
48. Компан М.// ПерсТ. 2003. № 10 (23). С. 5.
49. Liu Z., Lin Z., Chui S. T.// Phys. Rev. E. 2004. No. 69. P. 016619.
50. Shadrivov I. I., Sukhorukov A. A., Kivshar Y. S. et al.// Ibid. P. 016617.
51. Maestre D., Enoch S.// J Opt. Soc. Am. A. 2004. No. 21. P. 122.
52. Mackay T. G., Lakhtakia A.// Phys. Rev. E. 2004. No. 69. P. 02662.
53. Лагарьков А. Н., Кусель В. Н.// ДАН. 2004. № 394 (1). С. 40.
54. Grbich A., Eleftheriades G. V.// Phys. Rev. Lett. 2004. No. 92 (11). P. 1174003.
55. Zhang X., Liu Z.// Appl. Phys. Lett. 2004. No. 85. P. 341.
56. Компан М.// ПерсТ. 2005. № 12 (5). С. 1.
57. Smith D. R.// Science. 2005. No. 308. P. 502.
58. Shen J. Q.// Phys. Lett. A. 2005. No. 344. P. 144.
59. Pimenov A., Loidl A., Przytycki P., Dabrowski B.// Phys. Rev. Lett. 2005. No. 95. P. 247009.
60. Depine R., Lakhtakia A.// New J. Phys. 2005. No. 7. P. 168.
61. Schurig D., Smith D. R.// Ibid. P. 162.
62. Greogor R. B., Parazzoli C. G., Nielsen J.A., et al.// Appl. Phys. Lett. 2005. No. 87. P. 091114.
63. Shen J. Q., He S.// J. Phys. A: Math. Gen. 2006. No. 39. P. 457.
64. Shen J. Q., He S.// Ibid. P. 15057.
65. Pendry J. B., Schurig D., Smith D. R.// Science. 2006. No. 312. P. 1780.
66. Veselago V. G., Narimanov E. E.// Nature materials. 2006. No. 5. P. 759.
67. Пендри Д., Смит Д.// В мире науки. 2006. № 11. С. 14.
68. Закутная О.// Там же. № 12. С. 16.
69. Pendry J. B.// Science. 2007. No. 315. P. 1226.
70. Zheludev N., Ozbay E.// J. Opt. A: Pure Appl. Opt. Editorial. 2007. No. 9.
71. Ozbay E., Guven K., Aydin K.// Ibid. P. 5301.
72. Sohl C., Gustafsson M., Kristensson G.// J. Phys. D: Appl. Phys. 2007. No. 40. P. 7146.
73. Wood B.// Laser & Photon. Rev. 2007. No. 1 (3). P. 249.
74. Courtial J., Nelson J.// New J. Phys. 2008. No. 10. P. 023028.
75. Григорьев В. В., Кабанов В. В.// ЖПС. 2008. № 75. С. 187.
76. Zhang X., Liu Z.// Nature materials. 2008. No. 7. P. 435.
77. Litchinitser N. M., Shalaev V. M.// Laser Phys. Lett. 2008. No. 5 (6). P. 411.
78. Yao J, Liu Z., Liu Y. et al.// Science. 2008. No. 321. P. 930.
79. Ramm A. C.// arXiv: 0809.0280. 2008. V. I.
80. Локк Э. Г.// УФН. 2008. № 178 (4). С. 397.
81. Day C.// Physics Today. 2008. No. 58 (4). P. 21.
82. Веселаго В. Г.// ФТТ. 1966. № 8 (12). С. 3571.
83. Петрин А. Б.// Письма в ЖЭТФ. 2008. № 87 (9). С. 550.
84. Phillips D. F. et al.// Phys. Rev. Lett. 2001. No. 86. P. 783.
85. Александров Е. Б., Запасский В. С.// УФН. 2004. № 174 (10). С. 1105.

Статья поступила в редакцию 22 января 2009 г.

On the electromagnetic waves with negative group velocity

V. P. Makarov, A. A. Rukhadze, A. A. Samokhin
Prokhorov General Physics Institute of RAS, Moscow, Russia
E-mail: rukh@fpl.gpi.ru

The publications of last years initiated by papers [1—3] and devoted to the electrodynamics of media in which the waves with negative group velocity exist, are discussed. The properties of such waves were studied from the beginning of last century and the most important results in this field were obtained by soviet physicists in 40 and 50-th. But the over majority of authors of last years publications don't take into account this.