О ФИЗИЧЕСКОМ МЕХАНИЗМЕ ПЕРЕНОСА ЭНЕРГИИ ВОЛНАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

В.В. Сидоренков

МГТУ им. Н.Э. Баумана, vsidor4606@yandex.ru

Общепринятая логика обсуждения вопроса о переносе энергии электромагнитного поля посредством волн в настоящее время такова, что проблемы здесь как бы и нет: всем все понятно, однако в действительности проблема выяснения физического механизма переноса энергии синфазными компонентами электромагнитной волны объективно существует, и для разрешения парадокса требуется эвристический, кардинальный подход.

Концепция электромагнитного (ЭМ) поля является центральной в классической электродинамике, поскольку считается [1], что с помощью этого поля осуществляется взаимодействие разнесенных в пространстве электрических зарядов. При этом полагают все явления электромагнетизма физически полно представленными указанным полем, свойства которого исчерпывающе описываются системой электродинамических уравнений Максвелла:

$$\text{(a)}\quad \operatorname{rot}\vec{E} = -\mu\mu_0\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}, \qquad \text{(b)}\quad \operatorname{div}(\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}) = \rho, \qquad (1)$$

$$\text{(c)}\quad \operatorname{rot}\vec{H} = \varepsilon\varepsilon_0\left(\frac{\vec{E}}{\tau_{рел}} + \frac{\partial\vec{E}}{\partial t}\right), \qquad \text{(d)}\quad \operatorname{div}(\mu\mu_0\vec{H}) = 0,$$

где $\tau_{рел} = \varepsilon\varepsilon_0/\sigma$ - постоянная времени релаксации заряда в среде за счет электропроводности. Эти уравнения рассматривают области пространства, где присутствует ЭМ поле, структурно реализуемое, согласно уравнениям (1a) и (1c), посредством динамически неразрывно связанных между собой двух векторных взаимно ортогональных полевых компонент: электрической $\vec{E}$ и магнитной $\vec{H}$ напряженности. Уравнение (1b) описывает результат явления электрической поляризации в виде отклика материальной среды на наличие в данной точке стороннего электрического заряда (ρ – объемная плотность стороннего заряда) либо на воздействие на среду внешнего электрического поля ($\rho = 0$). Соответственно, уравнение (1d) характеризует явление магнитной поляризации.

Важнейшим фундаментальным следствием уравнений Максвелла служит тот факт, что компоненты $\vec{E}$ и $\vec{H}$ описываемого поля распространяются в пространстве в виде электродинамических волн. Например, из (1a) и (1c) так можно получить волновое уравнение для поля электрической напряженности $\vec{E}$:

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot}\vec{E} = \operatorname{grad}\operatorname{div}\vec{E} - \Delta\vec{E} = -\mu\mu_0\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot}\vec{H} = -\sigma\mu\mu_0\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} - \frac{1}{\mathrm{v}^2}\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial t^2}.$$

Аналогично получим уравнение для магнитной напряженности $\vec{H}$. Видно, что скорость распространения этих волн определяется только лишь электрическими и магнитными параметрами пространства: ε, μ и σ, в частности, в отсутствие поглощения $\mathrm{v} = 1/\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}$.

С целью ответа на вопрос, как распространяются эти волны и что они переносят, обратимся к *закону сохранения энергии*, аналитическую формулировку которого можно получить при совместном решении уравнений Максвелла (1) в виде так называемой теоремы Пойнтинга:

$$\vec{H}\operatorname{rot}\vec{E} - \vec{E}\operatorname{rot}\vec{H} = \operatorname{div}[\vec{E},\vec{H}] = -\sigma(\vec{E},\vec{E}) - \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} - \mu\mu_0\vec{H}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}. \qquad (2)$$

Согласно (2), поток ЭМ энергии, определяемый вектором Пойнтинга $[\vec{E},\vec{H}]$, идет на компенсацию в данной точке среды джоулевых (тепловых) потерь в процессе электропроводности и на изменение электрической и магнитной энергий, и наоборот, указанные процессы вызывают излучение наружу потока электромагнитной энергии.

Проанализируем параметры распространения ЭМ поля в виде плоской линейно поляризованной волны в однородной изотропной материальной среде. С этой целью рассмотрим волновой пакет, распространяющийся вдоль оси x с компонентами $E_y(x,t)$ и $H_z(x,t)$, которые представим комплексными спектральными интегралами:

$$E_y(x,t) = \mathrm{Re}\int_0^{\infty} E(\omega,\varphi)e^{-i\omega t+ikx}d\omega \quad \text{и}$$

$$H_z(x,t) = \mathrm{Re}\int_0^{\infty} H(\omega,\psi)e^{-i\omega t+ikx}d\omega ,$$ где $E(\omega,\varphi) = E(\omega)e^{i\varphi(\omega)}$ и

$H(\omega,\psi) = H(\omega)e^{i\psi(\omega)}$ - комплексные амплитуды.

Подставляя их в уравнения (1а) и (1с), приходим к соотношениям $kE = \mu\mu_0\omega H$ и $kH = i\sigma E + \varepsilon\varepsilon_0\omega E$. В итоге получаем для уравнений системы (1) выражение: $k^2(\omega) = i\mu\mu_0\sigma\omega + \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\omega^2$.

В конкретном случае среды идеального диэлектрика ($\sigma = 0$) с учетом формулы $\mathrm{v} = 1/\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}$ из $k^2(\omega)$ следует обычное дисперсионное соотношение $k(\omega) = \omega/\mathrm{v}$ [1], описывающее однородные плоские волны ЭМ поля. При этом связь комплексных амплитуд в волновых решениях уравнений системы (1) представится в следующем виде: $H(\omega,\psi) = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0/\mu\mu_0}\,E(\omega,\varphi)$, а сами волновые решения описывают ЭМ волну, компоненты поля $\vec{E}$ и $\vec{H}$ которой *синфазно* ($\psi(\omega) = \varphi(\omega)$) распространяются в пространстве.

Поскольку суть электромагнетизма – это взаимодействие ЭМ поля с материальной средой, то его анализ в итоге часто сводится к стремлению описать энергетику ЭМ явлений. Обратимся и мы к *закону сохранения энергии*, который, согласно (2), при $\sigma = 0$ запишется в виде:

$$\mathrm{div}[\vec{E},\vec{H}] = -\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} - \mu\mu_0\vec{H}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t}. \qquad (3)$$

Для анализа нам вполне достаточно рассмотреть, как выполняется выражение (3) для плоской монохроматической ЭМ волны, полевые компоненты которой, согласно волновым решениям уравнений Максвелла, в свободном пространстве без потерь распространяются *синфазно*: $E_y(x,t) = E_m\cos(\omega t - kx)$ и $H_z(x,t) = H_m\cos(\omega t - kx)$. Подставляя их в соотношение (3), окончательно получаем:

$$\mathrm{div}[\vec{E},\vec{H}] = \left\{\left(\frac{\varepsilon\varepsilon_0 E_m^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 H_m^2}{2}\right)\omega\right\}\sin 2(\omega t - kx). \qquad (4)$$

Здесь $<\mathrm{div}[\vec{E},\vec{H}]> = 0$, так как по определению - это объемная плотность потока векторного поля в данной точке, а потому для бегущей волны в пространстве без потерь усредненный по времени поток ее энергии через замкнутую поверхность будет равен нулю.

Как видим, решение уравнений электродинамики Максвелла (1) для плоской ЭМ волны не отвечает обычным физическим представлениям о распространении энергии посредством волн (процесс взаимного преобразования во времени в данной точке пространства энергии одной компоненты в энергию другой компоненты). Следовательно, электродинамические уравнения (1) описывают необычные, весьма странные волны, которые логично назвать псевдоволнами, поскольку с одной стороны, синфазные волны в принципе не способны переносить ЭМ энергию, а с другой - перенос энергии реально наблюдается, более того, это явление широко и всесторонне используется практически, определяя многие аспекты жизни современного общества.

Таким образом, имеем парадокс, и как это ни странно, существующий уже более века. Поражает здесь то, что общепринятая логика анализа переноса ЭМ энергии волнами в научной и учебной литературе такова, что проблемы как бы и нет, всем все понятно. Например, из соотношения для комплексных амплитуд в волновых решениях уравнений системы (1) $H(\omega,\psi) = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0 / \mu\mu_0} E(\omega,\varphi)$ формально следует, что для ЭМ энергии $\varepsilon\varepsilon_0 E_m^2 / 2 = \mu\mu_0 H_m^2 / 2$, хотя эту энергию, как показано выше, посредством синфазных волн ЭМ поле переносить не способно в принципе. Правда, делались попытки действительно разобраться в этом вопросе, но эти объяснения (например, [2]), на наш взгляд, не выдерживают критики, поскольку обсуждаются не сами уравнения Максвелла или прямые их следствия, а то, что эти уравнения не учитывают характеристики реальных ЭМ излучателей или специфику взаимодействия материальной среды с ЭМ полем при распространении его волн. Это, по мнению авторов, и создает сдвиг фазы колебаний между компонентами на $\pi/2$.

Для большей убедительности наших аргументов напомним основные физические представления о переносе энергии посредством волнового процесса, например, рассмотрим распространение волн от брошенного в воду камня. Частицы воды массой m, поднятые на гребне волны на высоту h, имеют запас потенциальной энергии $\Pi = mgh$, а через четверть периода колебаний, когда гребень волны спадает, в соответствии с *законом сохранения энергии* потенциальная энергия частиц воды переходит в кинетическую энергию их движения $K = m\text{v}^2 / 2$, где скорость частиц $\text{v} = \sqrt{2gh}$. Наличие взаимодействия молекул воды и приводит к возбуждению механической поверхностной поперечной волны. К сожалению, вышесказанное для *синфазных* волновых компонент ЭМ поля, описываемых уравнениями Максвелла (1), невозможно в принципе. И все же физически естественно ожидать, что в главном механизм волнового переноса ЭМ энергии должен быть таким же, как и у других волн иной физической природы.

Таким образом, проблема выяснения физического механизма переноса энергии синфазными компонентами ЭМ волны объективно существует, и для ее решения требуется весьма нестандартный подход. Однако в наличии у нас имеется только система уравнений электродинамики Максвелла, а потому для разрешения обсуждаемого парадокса ничего не остается, как продолжить критический анализ именно уравнений (1) с целью поиска новых (скрытых) реалий в их физическом содержании. И, действительно, такие реалии в уравнениях (1) были обнаружены [3], а их суть заключена в соотношениях первичной взаимосвязи *ЭМ поля* с компонентами электрической $\vec{E}$ и магнитной $\vec{H}$ напряженности и поля *ЭМ векторного потенциала* с электрической $\vec{A}^e$ и магнитной $\vec{A}^m$ компонентами:

$$\text{(a)}\ \ \mu\mu_0\vec{H} = \operatorname{rot}\vec{A}^m, \qquad \text{(b)}\ \ \varepsilon\varepsilon_0\vec{E} = \operatorname{rot}\vec{A}^e, \qquad (5)$$

$$\text{(c)}\ \ \vec{E} = -\frac{\partial\vec{A}^m}{\partial t}, \qquad \text{(d)}\ \ \vec{H} = \frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial\vec{A}^e}{\partial t}.$$

Соотношение (5а) вводится с помощью уравнения (1d), поскольку дивергенция ротора произвольного векторного поля тождественно равна нулю. Соответственно, (5b) следует из уравнения (1b) при $\rho = 0$, справедливого для сред с локальной электронейтральностью. Далее подстановка (5а) в (1а) дает (5c), а подстановка (5b) в (1c) с учетом закона Ома $\vec{j} = \sigma\vec{E}$ приводит к (5d). Здесь два (даже три) представленных соотношения хорошо известны [1], а соотношение (5d), по-видимому, просто не сочли достойным должного внимания.

Однако объединение полученных соотношений в систему (5) оказалось весьма конструктивным, поскольку в этом случае возникает система дифференциальных уравнений, описывающих значительно более сложное и необычное с точки зрения общепринятых воззрений вихревое векторное поле в виде совокупности функционально связанных четырех полевых компонент $\vec{E}$, $\vec{H}$ и $\vec{A}^e$, $\vec{A}^m$, которое физически логично условно назвать **реальным электромагнитным полем**.

Объективность существования указанного *четырехкомпонентного вихревого поля* иллюстрируется нетривиальными следствиями из полученных выше соотношений, поскольку подстановки (5c) в (5b) и (5d) в (5a) приводят к системе новых электродинамических уравнений, структурно аналогичной системе традиционных уравнений Максвелла (1), но уже для *поля ЭМ векторного потенциала* с электрической $\vec{A}^e$ и магнитной $\vec{A}^m$ компонентами*:*

$$\text{(a)}\ \ \mathrm{rot}\,\vec{A}^e = -\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial\vec{A}^m}{\partial t}, \qquad \text{(b)}\ \ \mathrm{div}\,(\mu\mu_0\vec{A}^e) = 0, \quad (6)$$

$$\text{(c)}\ \ \mathrm{rot}\,\vec{A}^m = \mu\mu_0\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial\vec{A}^e}{\partial t}\right), \quad \text{(d)}\ \ \mathrm{div}\,(\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m) = 0.$$

Чисто вихревой характер компонент поля векторного потенциала обеспечивается условием кулоновской калибровки посредством дивергентных уравнений (6b) и (6d), которые при этом представляют собой начальные условия в математической задаче Коши для уравнений (6a) и (6c), что делает систему уравнений (6) замкнутой.

Соответственно, математические операции с соотношениями (5) позволяют получить еще две других системы уравнений [3]:
для *электрического поля* с компонентами $\vec{E}$ и $\vec{A}^e$

$$\text{(a)}\ \ \mathrm{rot}\,\vec{E} = -\mu\mu_0\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial\vec{A}^e}{\partial t}\right), \quad \text{(b)}\ \ \mathrm{div}\,(\varepsilon\varepsilon_0\vec{E}) = 0, \quad (7)$$

$$\text{(c)}\ \ \mathrm{rot}\,\vec{A}^e = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \qquad \text{(d)}\ \ \mathrm{div}\,(\mu\mu_0\vec{A}^e) = 0$$

и для *магнитного поля* с компонентами $\vec{H}$ и $\vec{A}^m$:

$$\text{(a)}\ \ \mathrm{rot}\,\vec{H} = -\varepsilon\varepsilon_0\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^m}{\tau_{рел}} + \frac{\partial\vec{A}^m}{\partial t}\right), \quad \text{(b)}\ \ \mathrm{div}(\mu\mu_0\vec{H}) = 0, \quad (8)$$

$$\text{(c)}\ \ \mathrm{rot}\,\vec{A}^m = \mu\mu_0\vec{H}, \qquad \text{(d)}\ \ \mathrm{div}\,(\varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m) = 0.$$

Кстати, если считать соотношения (5) исходными, то из них подобным образом следуют и уравнения системы (1), справедливые

для локально электронейтральных сред ($\rho = 0$). Таким образом, уравнения системы (5) первичной взаимосвязи компонент ЭМ поля и поля ЭМ векторного потенциала, безусловно, фундаментальны.

Далее, как и должно быть, из этих систем электродинамических уравнений непосредственно следуют соотношения баланса:
судя по размерности, для *потока момента ЭМ импульса* из уравнений (6)

$$\mathrm{div}[\vec{A}^e,\vec{A}^m] = -\frac{\mu\mu_0}{\tau_{рел}}(\vec{A}^e,\vec{A}^e) - \mu\mu_0\vec{A}^e\frac{\partial\vec{A}^e}{\partial t} - \varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m\frac{\partial\vec{A}^m}{\partial t}, \quad (9)$$

для *потока электрической энергии* из уравнений (7)

$$\mathrm{div}[\vec{E},\vec{A}^e] = -\varepsilon\varepsilon_0(\vec{E},\vec{E}) - \mu\mu_0\vec{A}^e\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^e}{\tau_{рел}} + \frac{\partial\vec{A}^e}{\partial t}\right) \quad (10)$$

и для *потока магнитной энергии* из уравнений (8)

$$\mathrm{div}[\vec{H},\vec{A}^m] = -\mu\mu_0(\vec{H},\vec{H}) - \varepsilon\varepsilon_0\vec{A}^m\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\vec{A}^m}{\tau_{рел}} + \frac{\partial\vec{A}^m}{\partial t}\right). \quad (11)$$

Это еще раз подтверждает и аргументированно доказывает, что, наряду с *ЭМ полем* с векторными компонентами $\vec{E}$ и $\vec{H}$, в Природе существуют и другие поля: *поле ЭМ векторного потенциала* с компонентами $\vec{A}^e$ и $\vec{A}^m$, *электрическое поле* с компонентами $\vec{E}$ и $\vec{A}^e$, *магнитное поле* с $\vec{H}$ и $\vec{A}^m$. Следовательно, структура конкретного электродинамического поля из двух векторных взаимно ортогональных компонент реализует способ его объективного существования, делает принципиально возможным его распространение в виде потока соответствующей физической величины.

Можно убедиться, следуя логике рассуждений вывода волнового уравнения для поля электрической напряженности $\vec{E}$, что форма и структура представленных систем уравнений (1) и (6)-(8) говорят о существовании волновых решений для всех четырех компонент *реального электромагнитного поля*. Тем самым описываются волны конкретных вышеперечисленных двухкомпонентных полей посредством одной из парных комбинаций четырех указанных волновых уравнений. В итоге возникает физически очевидный вопрос: что это за волны и каковы характеристики их распространения?

Поскольку структурная симметрия уравнений систем (1) и (6) математически тождественна, а волновые решения уравнений (1) выше уже проанализированы, то далее анализ условий распространения плоских электродинамических волн в однородных изотропных материальных средах проведем, прежде всего, для уравнений систем (7) и (8). Их необычные структуры между собой также тождественны, а волновые решения уравнений практически неизвестны.

Итак, рассмотрим волновой пакет плоской линейно поляризованной *электрической волны* с компонентами $E_y(x,t)$ и $A_z^e(x,t)$ для системы (7) либо *магнитной волны* с компонентами $H_z(x,t)$ и $A_y^m(x,t)$ для системы (8), которые представим комплексными спектральными интегралами. Тогда, проводя аналогичные рассуждения, как и для рассматриваемого выше пакета плоской ЭМ волны, получим соотношения для волн *электрического поля* $kE = \frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}\sigma\omega A^e - i\mu\mu_0\omega^2 A^e$ и $kA^e = i\varepsilon\varepsilon_0 E$. Соответственно, для волн *магнитного поля* $kH = \sigma\omega A^m - i\varepsilon\varepsilon_0\omega^2 A^m$ и $kA^m = i\mu\mu_0 H$. Таким образом, для обеих систем уравнений (7) и (8) имеем общее для них выражение: $k^2(\omega) = i\mu\mu_0\sigma\omega + \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\omega^2$

В конкретном случае среды идеального диэлектрика ($\sigma = 0$) из $k^2(\omega)$ с учетом формулы $\mathrm{v} = 1/\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}$ следует обычное дисперсионное соотношение $k(\omega) = \omega/\mathrm{v}$ [1], описывающее однородные плоские волны электрического или магнитного полей. При этом связь комплексных амплитуд компонент указанных волновых полей имеет специфический вид:

$$A^e(\omega,\psi) = \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}}E(\omega,\varphi)e^{i\pi/2} \text{ и } A^m(\omega,\psi) = \frac{1}{\omega}\sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}}H(\omega,\varphi)e^{i\pi/2}.$$

Специфика состоит в том, что при распространении в диэлектрической среде колебания компонент поля сдвинуты между собой по фазе на $\pi/2$. Конечно, данный результат математически тривиален, поскольку компоненты ЭМ поля и поля ЭМ векторного потенциала связаны между собой посредством производной по времени (см. соотношения (5)). Однако концептуально, с физической точки зрения такой факт весьма примечателен.

Справедливости ради следует сказать, что впервые о реальности *магнитной поперечной волны* с двумя ее компонентами $\vec{H}$ и $\vec{A}^m$, сдвинутыми при распространении по фазе на $\pi/2$, почти 30 лет назад официально в виде приоритета на открытие заявил Докторович [4], и данный факт он безуспешно пытается донести до других все эти долгие годы, ссылаясь на приоритет и свою статью по этой теме. Печально, но только Время - высший судья, и именно оно расставит всех и все по своим местам!

Полностью аналогичные рассуждения для пакета плоской волны *ЭМ векторного потенциала* с компонентами $A_z^e(x,t)$ и $A_y^m(x,t)$ в системе (6) дают $kA^e = \varepsilon\varepsilon_0\omega A^m$ и $kA^m = i\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}\sigma A^e + \mu\mu_0\omega A^e$, откуда снова следует выражение $k^2(\omega) = i\mu\mu_0\sigma\omega + \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0\omega^2$. А потому для среды идеального диэлектрика ($\sigma = 0$) дисперсионное соотношение для уравнений (6) есть $k(\omega) = \omega/\mathrm{v}$ при связи комплексных амплитуд в волновых решениях $A^m(\omega,\psi) = \sqrt{\mu\mu_0/\varepsilon\varepsilon_0}A^e(\omega,\varphi)$, где сами волновые решения описывают плоские однородные поперечные волны, компоненты поля которых, как и в случае ЭМ волн, *синфазно* распространяются в пространстве.

Как видим, именно уравнения поля *ЭМ векторного потенциала* (6) описывают волны, переносящие в пространстве *поток момента импульса*, которые со времен Пойнтинга безуспешно пытаются описать с помощью уравнений ЭМ поля (1) (см. анализ в [5]). В этой связи укажем на пионерские работы [6], где обсуждается неэнергетическое (информационное) взаимодействие векторного потенциала со средой при передаче в ней потенциальных волн и их детектирование с помощью эффекта, аналогичного эффекту Ааронова-Бома.

Согласно соотношениям (5), синфазные между собой компоненты волны поля ЭМ векторного потенциала имеют сдвиг по фазе на $\pi/2$ относительно также синфазных между собой компонент волны ЭМ поля, тем самым приводя к вышеуказанной специфике в поведении компонент полей электрической и магнитной волн. Система соотношений (5) иллюстрирует также другой непреложный факт, что существование и распространение поля ЭМ векторного потенциала в принципе невозможно без сопутствующего ему ЭМ поля, причем, как установлено выше, перенос синфазными компонентами указанных полей потока соответствующей физической величины посредством обычного волнового процесса невозможен, и он реализуется опосредованно в виде так называемых *псевдоволн*.

Для проводящей среды в асимптотике металлов ($\omega << \sigma / \varepsilon\varepsilon_0$), как показал анализ [7], распространение волн всех четырех электродинамических составляющих *реального электромагнитного поля* подчиняется теоретически хорошо изученному закону для плоских волн ЭМ поля в металлах [1], где все волновые решения имеют вид экспоненциально затухающих в пространстве плоских волн со сдвигом фазы между компонентами на $\pi/4$.

Однако вернемся к анализу энергетики распространения составляющих *реального электромагнитного поля* в виде плоских волн в однородной диэлектрической среде без потерь ($\sigma = 0$). Для этого обратимся к *закону сохранения электрической энергии*, выражение которого согласно (10) в этом случае запишется как:

$$\operatorname{div}[\vec{E}, \vec{A}^e] = -\varepsilon\varepsilon_0(\vec{E}, \vec{E}) - \mu\mu_0 \vec{A}^e \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \vec{A}^e}{\partial t}\right). \qquad (12)$$

Выясним, выполняется ли это выражение для плоской монохроматической *электрической волны*, полевые компоненты которой, согласно волновым решениям уравнений системы (7), обладая сдвигом фазы колебаний $\pi/2$, имеют следующий вид: $E_y(x,t) = E_m \cos(\omega t - kx)$ и $A_z^e(x,t) = A_m^e \sin(\omega t - kx)$. Тогда, подставляя их в выражение (12), приходим к соотношению:

$$\operatorname{div}[\vec{E}, \vec{A}^e] = -\varepsilon\varepsilon_0 E_m^2 \cos^2(\omega t - kx) + \mu\mu_0 \omega^2 A_m^2 \sin^2(\omega t - kx) .$$

Такой результат вполне удовлетворяет закону сохранения энергии, поскольку усреднение по времени последнего соотношения дает

$$< \operatorname{div}[\vec{E}, \vec{A}^e] > = \left(-\frac{\varepsilon\varepsilon_0 E_m^2}{2} + \frac{\mu\mu_0 A_m^{e\,2}}{2}\omega^2 \right) = 0 , \qquad (13)$$

а потому *электрическая волна* действительно переносит в пространстве чисто *электрическую энергию*: $\varepsilon\varepsilon_0 E_m^2 / 2 = \mu\mu_0 A_m^{e\,2} \omega^2 / 2$.

Соответственно, для *магнитного поля*, распространяющегося в однородной среде без потерь ($\sigma = 0$), *закон сохранения магнитной энергии* согласно (11) запишется в виде соотношения:

$$\operatorname{div}[\vec{H}, \vec{A}^m] = -\mu\mu_0(\vec{H}, \vec{H}) - \varepsilon\varepsilon_0 \vec{A}^m \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \vec{A}^m}{\partial t}\right). \qquad (14)$$

Рассмотрим, как выполняется этот закон для плоской монохроматической *магнитной волны*, полевые компоненты которой, согласно волновым решениям уравнений системы (8), имеют следующий вид: $H_z(x,t) = H_m \cos(\omega t - kx)$ и $A_z^m(x,t) = A_m^m \sin(\omega t - kx)$. Подставляя их в соотношение (14) и проводя аналогичные рассуждения как при выводе формулы (13), получаем в итоге:

$$< \mathrm{div}[\vec{H}, \vec{A}^m] > = \left(-\frac{\mu\mu_0 H_m^2}{2} + \frac{\varepsilon\varepsilon_0 A_m^{m2}}{2}\omega^2 \right) = 0 \,. \qquad (15)$$

Итак, в случае *магнитного поля* снова приходим к физически здравому результату, который удовлетворяет закону сохранения энергии, и посредством *магнитной волны* в свободном пространстве переносится чисто *магнитная энергия*: $\mu\mu_0 H_m^2 / 2 = \varepsilon\varepsilon_0 A_m^{m2}\omega^2 / 2$.

Таким образом, аргументированно установлено, что в Природе объективно существует сравнительно сложное и необычное с точки зрения современных представлений вихревое четырехвекторное поле в виде совокупности функционально связанных четырех полевых компонент $\vec{E}$, $\vec{H}$ и $\vec{A}^e$, $\vec{A}^m$. Это поле, условно названное **реальным электромагнитным полем** (в работе [7] **– единым электродинамическим полем**), посредством указанных компонент реализует четыре электродинамических поля: электрическое, магнитное, электромагнитное и векторного потенциала, которые распространяются в пространстве в виде единого волнового процесса, при котором переносятся *электрическая энергия*, *магнитная энергия*, *ЭМ энергия на единицу частоты*, *момент ЭМ импульса*. Причем способностью к непосредственному распространению в пространстве в виде волн, отвечающих обычным физическим представлениям о волновом процессе, обладают только *электрическое* и *магнитное* поля за счет наличия у этих волн сдвига фазы колебаний на $\pi/2$ между их компонентами $\vec{E}$ и $\vec{A}^e$, соответственно, $\vec{H}$ и $\vec{A}^m$. Реализация собственно *волн ЭМ поля и ЭМ векторного потенциала*, удовлетворяющих обычному физическому механизму волнового процесса, принципиально невозможна, а сами эти поля, как показано выше, распространяются опосредованно в виде *псевдоволн*, поскольку их синфазные компоненты являются составной частью компонент *электрической и магнитной волн*, распространяющихся обычным образом. Именно тем самым все составляющие реального электромагнитного поля объективно перемещаются в пространстве совместно в виде единого волнового процесса.

Однако в настоящее время существующими методами регистрации электродинамических полей реально наблюдают только *псевдоволны* “обычного” ЭМ поля. И хотя конкретное наблюдение волн остальных обсуждаемых здесь полей – дело будущего, объективность их существования и неоспоримая практическая значимость достоверно подтверждается принципиальной невозможностью без их посредства реализации ряда физических характеристик и свойств ЭМ поля, в частности, его способности переноса ЭМ энергии. Как видим, застарелый парадокс существования волн ЭМ поля и их способности переноса энергии этого поля наконец успешно и весьма нетривиально разрешен, а результаты проведенных исследований представляют собой серьезное концептуальное развитие основных физических представлений о структуре и свойствах ЭМ поля в классической электродинамике.

Литература

1. *Матвеев А.Н.* Электродинамика. М.: Высшая школа, 1980.
2. *Пирогов А.А.* // Электросвязь. 1993. №5. С. 13-14.
3. *Сидоренков В.В.* // Вестник МГТУ им. Н.Э. Баумана. Сер. Естественные науки. 2006. № 1. С. 28-37; // Материалы IX Международной конференции «Физика в системе современного образования». Санкт-Петербург: РГПУ, 2007. Секция “Профессиональное физическое образование”. С. 127-129; // Вестник Воронежского государственного технического университета. 2007. Т. 3. № 11. С. 75-82.
4. *Докторович З.И.* // Заявленное открытие "Магнитные поперечные волны" №32ОТ-10247, дата поступления 5 мая 1980 г., // http://www.scitec-library.ru/rus/catalog/pages/4797.html.
5. *Соколов И.В.* // УФН. 1991. Т. 161. № 10. С. 175-190.
6. *Чирков А.Г., Агеев А.Н.* // ФТТ. 2002. Т. 44. Вып. 1. С. 3-5; 2007. Т. 49. Вып. 7. С. 1217-1221.
7. *Сидоренков В.В.* // http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/8935.html.