КОРРЕКЦИЯ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ С ПОЗИЦИЙ ЭНЕРГОДИНАМИКИ

Д.т.н., проф. В.Эткин

Обоснована необходимость коррекции ряда понятий и соотношений классической электродинамики, и показаны преимущества построения её как следствия энергодинамики, что позволяет преодолеть ряд существующих трудностей электродинамики

Введение. Известно еще со времен М.Фарадея, что в электромагнитном поле напряженности её электрической и магнитной составляющей **E** и **H** изменяются синфазно. Это противоречит классическим представлениям о электромагнитной волне как результате периодического преобразования электрической энергии в магнитную и наоборот[1)], и приводит к нарушению закона сохранения энергии в ней. Последнее становится особенно очевидным, если энергию электромагнитного поля E представить в виде суммы $E = \varepsilon_o\mathbf{E}^2/2 + \mu_o\mathbf{H}^2/2$, где ε_o и μ_o – постоянные величины, именуемые диэлектрической и магнитной проницаемостью вакуума. Тем самым представление Максвелла о свете как электромагнитной волне, положенные им в основание его уравнений, вступают в противоречие с законом сохранения энергии. Это обстоятельство, не получившее до сих пор удовлетворительного объяснения, побуждает к поиску иных путей обоснования упомянутых уравнений, а вместе этим – и иного описания «электротонического» (в терминологии М.Фарадея) состояния, которое не приводило бы к конфликту с законом сохранения энергии. Если придерживаться классической линии развития физики, решение этих задач целесообразно осуществить на базе более общей теории процессов переноса и преобразования любых форм энергии, каковой является энергодинамика [2].

1. Энергодинамическое описание электродинамических систем. Системы, в которых протекают колебательные процессы, внутренне неравновесны (пространственно неоднородны), поскольку отклонение какого-либо параметра в колебательном процессе от его равновесного значения различно в разных точках системы. Это требует применения к электродинамическим системам аппарата неравновесной термодинамики [3], предварительно обобщенного на случай систем, совершающих полезную работу. Именно такой теорией и является энергодинамика, распространяющая методы термодинамики на нестатические процессы и нетепловые формы энергии [2]. В ней доказывается, что число независимых координат, характеризующих состояние какой-либо системы, равно числу независимых процессов, протекающих в ней. В соответствии с этим описание неоднородных систем требует введения дополнительных экстенсивных и интенсивных параметров. В качестве экстенсивной меры пространственной неоднородности энергодинамика предлагает моменты распределения известных «термостатических» параметров Θ_i типа объема V, энтропии S, чисел молей k-х веществ N_k, заряда $З$, компонент P_α импульса $\mathbf{P}$ ($\alpha = 1,2,3$) и т.п. [3]. Эти моменты определяются единым выражением [2,4]:

$$\mathbf{Z}_i = \int[\rho_i(\mathbf{r},t) - \rho_{io}(t)]\,\mathbf{r}dV = \Theta_i\Delta\mathbf{R}_i\,, \qquad (1)$$

где $\rho_{io}(t)$ – плотность $\rho_i(\mathbf{r},t)$ величины Θ_i при её однородном распределении (при $\rho_i \neq \rho_i(\mathbf{r})$); $\Delta\mathbf{R}_i = \mathbf{R}_i - \mathbf{R}_{io}$ – вектор смещения центра величины Θ_i при отклонении её распределения от равномерного (равновесного); $\mathbf{r}$ – пространственная (эйлерова) координата точки поля.

Характерной особенностью этих координат состояния является их неаддитивность, из-за которой момент $\mathbf{Z}_i$ для системы в целом не равен сумме таких моментов для отдельных

[1)] В литературе это обычно иллюстрируется «цепочкой Брэгга».

её элементов. Это связано с тем, что при «стягивании» системы в точку $\rho_i(\mathbf{r},t) \to \rho_{i\mathrm{o}}(t)$, так что пределом $\mathbf{Z}_i$ оказывается нуль, а не плотность этого параметра.

Благодаря введению таких координат состояние неоднородной системы в целом характеризуется в общем случае удвоенным числом экстенсивных параметров состояния, т.е. $Э = Э(\Theta_i, \mathbf{Z}_i)$. Это означает, что полный дифференциал внутренней энергии системы U имеет вид :

$$dU = \Sigma_i \psi_i \, d\Theta_i - \Sigma_i \mathbf{X}_i \cdot d\mathbf{Z}_i , \qquad (2)$$

где $\psi_i \equiv (\partial Э/\partial\Theta_i)$ – обобщенные потенциала типа абсолютного давления, температуры, химического потенциала k-го вещества, компонент v_α скорости $\mathbf{v}$, электрического потенциала φ и т.д.; $\mathbf{X}_i \equiv -(\partial U/\partial \mathbf{Z}_i)$ – обобщенные термодинамические силы, являющиеся интенсивной мерой пространственной неоднородности системы. Их аналогом в случае сложно деформированных сплошных сред являются «натяжения», характеризующие напряженное состояние таких систем. Несложно установить их связь с силами $\mathbf{F}$ в их обычном (ньютоновском) понимании. Поскольку частная производная $(\partial U/\partial \mathbf{Z}_i)$ находится в условиях постоянства всех других координат, в том числе Θ_i , то

$$\mathbf{X}_i = -\Theta_i^{-1}(\partial U/\partial \mathbf{R}_i) = \mathbf{F}_i/\Theta_i. \qquad (3)$$

Таким образом, термодинамические силы (ТДС) представляют собой не что иное, как ньютоновские силы $\mathbf{F}_i$, отнесенные к единице носителя данной формы движения Θ_i. Тем самым энергодинамика осуществляет дифференциацию сил и распространяет механическое понятие силы $\mathbf{F}$ на процессы любой i-й природы. Благодаря этому любые силы $\mathbf{F}_i$ приобретают в энергодинамике единый смысл, единую размерность и единый способ их нахождения, применимый для дальнодействующих и короткодействующих, внешних и внутренних, полезных и диссипативных, механических и немеханических сил [5].

Изначальное введение в энергодинамику чуждого классической термодинамике понятия силы открывает возможность объяснения на её основе сути явлений, анализа их кинетики и вывода на её основе важнейших принципов, законов и уравнений целого ряда фундаментальных дисциплин, включая электродинамику [6].

2. Специфика электродинамических процессов. Если в выражении (1) под ρ_i понимать плотность свободного заряда ρ_e, мы получим определение момента распределения электрического заряда $\mathbf{Z}_e = \Theta_e \Delta\mathbf{R}_e$, где $\Theta_e = \int\rho_e \, dV$ – электрический заряд области V; $\Delta\mathbf{R}_e$ – вектор его смещения при отклонении распределения заряда от однородного. В системе единичного объема момент $\mathbf{Z}_e$ тождественен вектору электрического смещения $\mathbf{D}$.

Электромагнитные явления, как известно, возникает только при наличии тока, т.е. движения свободных и связанных зарядов $З_e$ и $З_c$ с некоторой скоростью $\mathbf{v}_e$ или $\mathbf{v}_c$. Это означает, что электродинамическая система обладает по сравнению с электростатической дополнительной степенью свободы, связанной с наличием в ней тока $\mathbf{J} = З\mathbf{v}$ с отличной от нуля плотностью $\mathbf{j} = \rho_e\mathbf{v}$. Это требует введения некоторой дополнительной экстенсивной координаты «электротонического» состояния $\Theta_м$, учитывающей все независимые компоненты $\rho_e v_\alpha$ плотности тока $\mathbf{j}$. Этим требованиям отвечает величина $\Theta_м = \int\rho_e(\Sigma_\alpha v_\alpha^2)^{1/2} dV$, которую иногда называют «магнитной массой» [7].

В системах с неоднородным распределение тока этим координатам соответствует момент их распределения $\mathbf{Z}_м$:

$$\mathbf{Z}_м = \int[\rho_м(\mathbf{r},t) - \rho_{мo}(t)] \, \mathbf{r} dV = \Theta_м \Delta\mathbf{R}_{м\alpha} , \qquad (4)$$

где $\rho_{мo}(t)$ – плотность $\rho_м(\mathbf{r},t)$ при однородном распределении тока (когда $\rho_м \neq \rho_м(\mathbf{r})$); $\Delta\mathbf{R}_{м\alpha} = \mathbf{R}_{м\alpha} - \mathbf{R}_{мo}$ – вектор смещения центра величины $\Theta_{м\alpha}$ при отклонении её распределения от равномерного (однородного). Как следует из выражения (4), момент $\mathbf{Z}_м$ обращается в нуль когда токи $\mathbf{j}$ в различных точках системы исчезают, и достигает максимальной величины, когда процесс поляризации диэлектрика прекращается. В системе единичного объема момент $\mathbf{Z}_м$ тождественен вектору магнитной индукции $\mathbf{B}$. Отмеченная выше неаддитивность параметров $\mathbf{Z}_e$ и $\mathbf{Z}_м$ объясняет, почему в электродинамике любые экстенсивные величины относят только к единице объема системы[1)].

Раскроем теперь выражение термодинамических сил $\mathbf{X}_i$, вводимых соотношением (3). Если представить энергию равновесной системы $Э$ как сумму «парциальных» энергий $Э_i$ всех степеней её свободы $U = \Sigma_i U_i$, выразив каждую из них произведением количественной меры движения данного рода Θ_i на его потенциал ψ_i как меру интенсивности этого движения $U_i = \psi_i\Theta_i$, то, вынося Θ_i за знак производной, найдем:

$$\mathbf{X}_i = -(\partial\Sigma_i\psi_i\Theta_i/\partial\mathbf{Z}_i) = -(\partial\psi_i/\partial\mathbf{R}_i) = -\nabla\psi_i. \qquad (5)$$

Таким образом, термодинамические силы выражаются единым образом через отрицательные градиенты соответствующего потенциала. В частности, отсюда следует, что термодинамическая сила (ТДС) $\mathbf{X}_e = -\nabla\varphi$ соответствует понятию напряженности электрического поля $\mathbf{E}$. Это позволяет в ряде случаев ввести по аналогии с ЭДС понятие «магнитодвижущей силы» (МДС), определив её как силу $\mathbf{X}_i$, стремящуюся вернуть систему в состояние с однородным распределением плотности тока:

$$\mathbf{X}_м = -(\partial U/\partial\mathbf{Z}_м) = -|\mathbf{J}_e|^{-1}(\partial U/\partial\mathbf{R}_м)\ . \qquad (6)$$

Если ограничиться случаем «магнитостатики» и представить в некотором приближении энергию постоянного магнита в виде произведения магнитной координаты $\Theta_м = (\Sigma_\alpha\Theta_{м\alpha}{}^2)^{1/2}$ и некоторого «квазипотенциала» $\psi_м$, то $\mathbf{X}_м$ также выразится отрицательным градиентом этого потенциала $-(\partial\psi_м/\partial\mathbf{R}_м)$. Такое приближение, как известно, хорошо работает на достаточном удалении от полюса магнитной спицы или совокупности токов [1]. В общем же случае непотенциальных полей $\mathbf{X}_м$ соответствует понятию напряженности магниного поля $\mathbf{H}$. которая соответствует уравнению 1-го и 2-го начал термодинамики диэлектриков и магнетиков для системы единичного объема [8]

$$dU_V = \Sigma_i\,\psi_i\,d\Theta_i - \mathbf{E}\cdot d\mathbf{D} - \mathbf{H}\cdot d\mathbf{B} = 0 \qquad (7)$$

при отсутствии потерь, теплообмена и массообмена ($\Sigma_i\psi_i d\Theta_i = 0$). Действительно, поскольку два последних члена характеризуют обратимую работу поляризации $đW_{ev} = \mathbf{E}d\mathbf{D}$ и намагничивания $đW_{мv} = \mathbf{H}d\mathbf{B}$ однородной системы, при преобразовании энергии из одной формы в другую работа $đW_{ev}$ и $đW_{мv}$ имеют противоположный знак.

Из сопоставление уравнений (2) и (7) следует важных вывод о том, что векторы индукции $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ являются в действительности параметрами пространственной неоднородности и имеют смысл моментов распределения электрического и магнитного «заряда» в системе единичного объема. Поскольку в колебательном процессе момент $\mathbf{Z}_e$ достигает максимального значения при исчезновении тока смещения (когда $\mathbf{Z}_м$ обращается в нуль), противонаправленный характер изменений векторов $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$ в колебательном процессе получает естественное объяснение, а вместе с тем – и сохранение энергии в нем. Следует заметить, что представление электрической U_{eV} и магнитной $U_{мV}$ составляющих энергии системы единичного объема в форме $U_{eV} = \mathbf{X}_e\cdot\mathbf{Z}_e = \mathbf{E}\cdot\mathbf{D}$ и $U_{мV} = \mathbf{X}_м\cdot\mathbf{Z}_e = \mathbf{H}\cdot\mathbf{B}$ отнюдь не исключает возможности противоположного изменения векторов $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$, что непосредственно вытекает из закона сохранения энергии системы в форме (7).

1) Несмотря на то, что эта единица объема в разных системах единиц может быть весьма различной.

3. Устранение «белых пятен» в электродинамике. Предложенное обобщение неравновесной термодинамики при явном учете пространственной неоднородности позволяет получить ряд новых результатов. Прежде всего это касается вывода закона Кулона без использования закона Гаусса и лишенного физического смысла понятия «потока напряженности» $\Phi_E = \int \mathbf{E} \cdot d\mathbf{f}$ электрического поля **E** через замкнутую поверхность f». Этот закон может быть получен исходя из неоднородного распределения заряда в пространстве [2,9].

Еще более важным представляется энергодинамическое обоснование уравнений Максвелла, считавшихся ранее не выводимыми из каких-либо первичных принципов. Вывод этих уравнений для электромагнитных сред основан на уравнении (7) и введенном выше понятии потока смещения в них. Применяя закон сохранения энергии (7) в условиях $\Sigma_i \psi_i d\Theta_i = 0$ к системе, представляющей собой замкнутый магнитопровод, охватываемый замкнутым контуром тока, 1-му и 2-му уравнению Максвелла можно придать вид [2,10] :

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = -\,d\mathbf{B}/dt, \tag{8}$$

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{H} = d\mathbf{D}/dt\,. \tag{9}$$

Эти уравнения отличаются от общепринятой формы их записи, предложенной Герцем и Хэвисайдом, тем, что в последних полные производные $d\mathbf{B}/dt$ и $d\mathbf{D}/dt$, присутствовавшие в исходных уравнениях Максвелла, заменены частными производными $(\partial\mathbf{B}/\partial t)$ и $(\partial\mathbf{D}/\partial t)$. Полные производные от векторов $\mathbf{B} = \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ и $\mathbf{D} = \mathbf{D}(\mathbf{r}, t)$ как функций радиус-вектора точки поля **r** и времени t имеют вид:

$$d\mathbf{D}/dt = (\partial\mathbf{D}/\partial t) + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{D}, \tag{10}$$

$$d\mathbf{B}/dt = (\partial\mathbf{B}/\partial t) + (\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{B}, \tag{11}$$

т.е. включает в себя наряду с локальной составляющей $(\partial\mathbf{D}/\partial t)$ и $(\partial\mathbf{B}/\partial t)$ дополнительную «конвективную» составляющую $(\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{D}$ и $(\mathbf{v}\cdot\nabla)\mathbf{B}$, обусловленную перемещением свободных и связанных зарядов или их магнитных аналогов со скоростью **v**. Наличие этих составляющих устраняет ряд «белых пятен» электродинамики. В частности, он объясняет, почему, например, ЭДС появляется там, где величина $\partial\mathbf{B}/\partial t$ не меняется, и не возникает там, где этот поток изменяется. Благодаря этому исключается отмеченная Р.Фейнманом необходимость использования различных законов силы для случая движущегося контура и меняющегося поля [1]. С этих позиций становится также понятным возникновение магнитного поля при движении поляризованного диэлектрика (эффекты Роуланда – Эйхенвальда и Рентгена – Эйхенвальда), а также поляризация диэлектрической пластины при ее движении в магнитном поле (эффект Вильсона – Барнета) [11].

Вместе с тем из предложенного обоснования уравнений Максвелла следует вывод о том, что электрическое и магнитное поля не обязательно содержат вихревую составляющую, фигурирующую в уравнениях (8) и (9). Эти поля могут быть и потенциальными, когда $\mathbf{E} = \mathbf{X}_e = -\nabla\varphi$ и $\mathbf{H} = \mathbf{X}_м = -\nabla\psi_м$. Появление в (8) и (9) rot **E** и rot **H** обусловлено рассмотрением частного случая системы, состоящей из замкнутого электрического контура, охватывающего замкнутый же магнитопровод [5]. Это имеет непосредственное отношение к обоснованию существования продольных (направленных по вектору **E** или **H**) электромагнитных волн, порожденных периодическим изменением этих сил [2] [12].

Возвратимся теперь к вопросу о нарушении закона сохранения энергии в электромагнитном поле (ЭМП), затронутому в начале статьи, и покажем, что этот вывод является следствием «переопределения» ЭМП как объекта исследования. Действительно, характеризуя «электротоническое» состояние ЭМП с помощью тех же параметров **E**, **H**, **D** и **B**,

[2] Существование таких волн не вытекает из уравнений Максвелла.

что и в антенне-излучателе, следовало бы учитывать наличие помимо уравнений состояния ЭМП $\mathbf{D} = \varepsilon_o\mathbf{E}$ и $\mathbf{B} = \mu_o\mathbf{H}$ синфазность векторов **E** и **H** в нем, вследствие чего $\mathbf{H} = \mathbf{H}(\mathbf{E})$. Благодаря этим трем связям независимым является лишь один из упомянутых четырех параметров. В таком случае никакого преобразования энергии из электрической в магнитную в ЭМП не происходит, что и снимает проблему нарушения закона сохранения энергии в этом процессе.

Далее, если исходить из гениальной догадки Максвелла о том, что «свет – это поперечное волнообразное движение той же самой среды, которая вызывает электрические и магнитные явления», никоим образом нельзя предположить, что эти явления происходят в самой этой среде, а не индуцированы ею. Учитывая, что эта среда электрически нейтральна, а магнитная составляющая ЭМП в ней отсутствует (или ничтожна), гораздо логичнее допустить, что сама эта среда характеризуется определенной плотностью $\rho = \rho(\mathbf{r},t)$ как функцией радиус-вектора точки поля **r** и времени t, поскольку ею должна обладать любая материальная среда (как бы мы её ни называли – эфиром или полем) [13]. В таком случае полная производная от энергии этой среды $E = E[\rho(\mathbf{r},t)]$ по времени включает в себя градиент энергии ∇E, определяющий силу воздействия этой среды **F** на вещество. Наличие этой силы и вызывает процессы поляризации и намагничивания вещества. Тем самым мы приходим к выводу, что уравнения Максвелла (6) и (7) описывают процессы, происходящие в веществе и не имеют отношения к самому электромагнитному полю.

4. Коррекция ряда понятий электродинамики. Рассмотрение электродинамики как частного случая энергодинамики позволяет также «перевести» ряд далеких от совершенства понятий электродинамики на общий для всех «динамик» язык. Прежде всего это касается такого трудно воспринимаемого понятия, как «ток смещения», которое было формально введено Максвеллом соотношением $\mathbf{j}_e^c = \partial\mathbf{D}/\partial t$. Между тем, как следует из (10), эта производная характеризует лишь локальную скорость изменения индуцированного электрического поля, которая не имеет ничего общего со скоростью смещения чего бы то ни было. Смысл тока смещения имеет второй член производной $d\mathbf{D}/dt$, действительно связанный со смещением заряда со скоростью **v**[1)]. При этом плотность тока смещения $\mathbf{j}_e^c = \rho_e\mathbf{v}$ приобретает тот же смысл, что и ток проводимости. Этот ток столь же реален, как и ток проводимости, отличаясь от него лишь тем, что он не выходит за границы системы (проводник не замкнут). В вакууме этот ток, естественно, отсутствует, что, однако, не исключает возможности появления отличного от нуля смещения $\mathbf{Z}_e$ в пространстве между катодом и анодом вследствие перетекания заряда по внешней цепи. Поэтому сохранение за производной $\partial\mathbf{D}/\partial t$ названия «тока смещения» лишь вводит в заблуждение.

Обобщение понятия тока смещения на неэлектрические формы энергии позволяет ввести по аналогии с $\mathbf{j}_e^c$ понятие «магнитного тока смещения» $\mathbf{j}_м^c = \rho_м\mathbf{v}_м$, связанного со смещением в противоположные стороны разноименных полюсов магнитного диполя в процессе намагничивания магнетика. Эта «конвективная» составляющая производной $d\mathbf{B}/dt$ также отлична от нуля [2,14].

Следующий вывод касается понятия векторного потенциала **A**, вводимого соотношением $\mathbf{B} = \mathrm{rot}\,\mathbf{A}$. Его принадлежность к обобщенным потенциалам ψ_i становятся более очевидными, если использовать выражение $\mathbf{A} = (\mathbf{v}_e/c^2)\varphi$ [1], т.е. раскрыть его смысл как произведения электрического потенциала φ, отнесенного к квадрату скорости света c, и скорости движения заряда $\mathbf{v}_e$, также являющуюся потенциалом в выражении кинетической энергии последнего $\mathbf{v}_e \cdot d\mathbf{P}_e$. Используя (8), по правилам векторного анализа имеем:

$$\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = [\mathbf{v}_e,\mathrm{rot}\mathbf{B}] - \partial\mathbf{B}/\partial t = \mathrm{rot}\,[\mathbf{v}_e\times\mathbf{B}] - \mathrm{rot}\,(\partial\mathbf{A}/\partial t), \tag{12}$$

или

1) Характерно, что в исходных уравнениях Максвелла фигурировала именно полная производная **D** по времени, что, по-видимому, и послужило основанием для термина «ток смещения».

$$\mathbf{E} = [\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}] - (\partial \mathbf{A}/\partial t). \qquad (13)$$

Это объясняет появление дополнительных слагаемых – $(\partial \mathbf{A}_e/\partial t)$ и $[\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}]$ в выражении электродвижущей силы $\mathcal{E}$ (ЭДС), записанной Максвеллом для замкнутого контура в форме

$$\mathcal{E} = \int(-\nabla\varphi - \partial \mathbf{A}_e/\partial t + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B})d\boldsymbol{\ell}_e\,, \qquad (14)$$

где $d\boldsymbol{\ell}_e$ – векторный элемент длины электрического контура.

По существу, выражение в скобках (14) определяет результирующую силу, вызывающую циркуляцию тока. К их числу относится и сила $\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$, представляющая собой магнитную составляющую силы Лоренца, отнесенную к величине переносимого заряда. Как видим, получить выражение этой силы можно, не прибегая к соображениям теории относительности [14].

Поскольку в замкнутой цепи $\mathbf{E} = -\nabla\varphi = 0$, ЭДС $\mathcal{E}$ фактически характеризует «сторонние» (неэлектрические) силы, вынуждающие заряд двигаться по замкнутому контуру [7]. Это вскрывает ошибочность включения силы $\partial \mathbf{A}_e/\partial t$ в понятие электрического поля $\mathbf{E}$. Вместе с тем вскрывается необоснованность применения термина ЭДС к силам неэлектрической природы, которые являются лишь компонентами результирующей силы $\Sigma \mathbf{X}_{ie} = -\nabla\varphi - \partial \mathbf{A}_e/\partial t + \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}$. Помимо указанных компонент, в это понятие могут быть включены силы, вызванные разностью концентраций заряженных веществ, их температур, давлений и т.п. [5]. Это открывает возможность дальнейшего обобщения закона Ома путем замены в нем силы $\mathbf{E}$ на $\Sigma \mathbf{X}_{ie}$ [6]:

$$\mathbf{j}_e = -\,\sigma_e \Sigma \mathbf{X}_{ie} = -\,(\nabla\varphi + \partial \mathbf{A}_e/\partial t - \mathbf{v}_e \times \mathbf{B}, \qquad (15)$$

где σ_e – коэффициент электропроводности.

Еще одно замечание относится к применению термина «поток» к величинам $\Phi_e = \int(\partial \mathbf{D}/\partial t)\cdot d\mathbf{f}_e$ и $\Phi_м = \int(\partial \mathbf{B}/\partial t)\cdot d\mathbf{f}_м$, традиционно представляемым числом силовых линий электрического и магнитного поля, «пронизывающих» электрические и магнитные контуры сечением f_e и $f_м$ [7]. Эти «потоки», как и упомянутый выше «поток вектора» в законе Гаусса, очень далеки по физическому смыслу от понятия потока в гидродинамике и аэродинамике, где они неразрывно связаны со скоростью переноса какого-либо материального объекта. Подобные исторические наслоения чрезвычайно затрудняют понимание электродинамики.

Приведение понятийного и математического аппарата электродинамики в единую междисциплинарную систему устраняет эти трудности и позволяет решить ряд задач, казавшихся не разрешимыми с позиций современной электродинамики.

Литература

1. *Фейнман Р. , Лейтон Р., Сэндс М.*. Фейнмановские лекции по физике. – М.: Мир, 1976. Т.6.
2. *Эткин В.* Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии).- СПб.- Наука, 2008.-409 с.
3. *Де Гроот С.Р., Мазур Р.* Неравновесная термодинамика. – М.:Мир, 1964, 456 с.
4. *Etkin V.A.* Parameters of spatial heterogeneity of non-equilibrium systems (Параметры пространственной неоднородности неравновесных систем) viXra.org > Classical Physics- 1205.0087v1 от 22.05.2012.
5. *Эткин В.* О единстве и многообразии сил в природе. http://zhurnal.lib.ru/editors/e/ etkin_w_a/ 01.08.2009.

6. *Эткин В.* Синтез основ инженерных дисциплин (энергодинамический подход к интеграции знаний). – Lambert Acad. Publ., Saarbrücken, 2011, 290 s.
7. *Поливанов К.М.* Электродинамика движущихся тел. – М.: Энергоатомиздат, 1982.-192 с.
8. *Базаров И.П.* Термодинамика. Изд. 4–е. М.: Высшая школа, 1991.
9. *Эткин В.А*. К решению проблемы расходимостей. http://sciteclibrary.ru/rus/ catalog/ pages/11302.html. 20.08.2011.
10. *Эткин В.А.* Термодинамический вывод уравнений Максвелла. http://sciteclibrary.ru/rus/ catalog/pages/7628.html 7 июля 2004
11. *Эткин В.* Об ограниченности электродинамики Максвелла. http://zhurnal.lib.ru/editors/e/etkin_w_a/. 27.09.2009 .
12. *Абдулкеримов С.А., Ермолаев Ю.М., Родионов Б.Н.* Продольные электромагнитные волны. Теория, эксперименты и перспективы применения. –М., 2003.
13. *Эткин В.А.* О неэлектромагнитной природе света. http://www.sciteclibrary.ru/rus/ catalog/pages/9816.html). 3.08.2009
14. *Эткин В.А*. Вывод выражения силы Лоренца из уравнений Максвелла. http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/12134.html от 19.07.2012.