

# АЛЬТЕРНАТИВА ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ МАКСВЕЛЛА

Проф. В. А. Эткин

(Институт интегративных исследований)

## Аннотация

С позиций энергодинамики как теории мощности реальных процессов переноса и преобразования любых форм энергии рассматривается ситуация в физике накануне появления теории электромагнитного поля (ЭМП) Максвелла. Показывается, что электродинамику можно было построить, не прибегая к теории ЭМП и уравнениям Максвелла. На основе энергодинамики раскрывается смысл электрического заряда, векторного магнитного потенциала, продольного и вихревого магнитного поля, векторов электрической и магнитной индукции, сил Ампера и Лоренца. Доказывается способность электромагнитного поля совершать несколько видов работы и возможность избежать размежевания теории ЭМП с электромеханикой.

## 1. Введение.

Нередко приходится слышать, что в уравнениях Максвелла «заключена вся электродинамика» [1]. Его теория электромагнитного поля (ЭМП) ввела в обиход некую единую материальную сущность, «способную переносить энергию после того, как она покинула одно тело и ещё не достигла другого» [2], и тем самым впервые признано существование волн, способных распространяться в пустоте. Именно это и создало предпосылки изгнания эфира из физики.

Именно Максвелл начал процесс перехода к математическому описанию явлений вместо их наглядных моделей. Его теория подменила экспериментально найденные параметры «электротонического» (по Фарадею) состояния токонесущих систем их полевыми функциями, лишёнными физической наглядности механических величин и не связанных с ними. Эта теория придала полю свойства материальной среды и привела к делению материи на вещество и поле, что неудовлетворительно хотя бы потому, что те же поля имеются и в веществе. Такая смена парадигмы лишила вещество его диалектической противоположности, что предопределило отказ от наиболее прогрессивного метода исследования и торжество позитивизма, не требующего понимания сущности явлений.

Уравнения Максвелла особенно знамениты тем, что дают решение в виде электромагнитных волн. Однако хорошо известно, что в этом решении имеется фундаментальная несуразность: они нарушают закон сохранения энергии ЭМП  $\mathcal{E}_{\text{ЭМП}} = \epsilon_0 \mathbf{E}^2/2 + \mu_0 \mathbf{H}^2/2$  в силу известной ещё со времён М. Фарадея *синфазности* колебаний электрической  $\mathbf{E}$  и магнитной  $\mathbf{H}$  компонент при распространении волны. По логике же её распространения, иллюстрируемой «цепочкой Брэгга», колебания этих компонент должны иметь разность фаз в  $\pi/2$ , что подтверждается и измерениями в «ближней зоне» радиоантенн.

Далее, теория ЭМП вопреки М. Фарадею отождествила электромагнетизм со светом, в то время как тот в конце жизни признал, что его «многочисленные изыскания с целью открыть связь между светом и электричеством закончились неудачей» [3]. Как

следует из современных астрофизических данных, «скрытая масса» Вселенной, являющаяся «светоносной» средой, не участвует в электромагнитных взаимодействиях [4]. Более того, даже в прецизионных экспериментах с оптоволоконными линиями в них не удаётся обнаружить сколь-либо заметной магнитной составляющей ЭМП [5], не говоря уже о её равенстве электрической мощности, как это следует из теории Максвелла.

Теория электромагнетизма, основанная на уравнениях и постулатах Максвелла, так и не дала удовлетворительного ответа на элементарные вопросы о том, что такое электрический заряд и чем обусловлено появление у него сил как притяжения, так и отталкивания, чем физически отличаются токи смещения от токов проводимости, откуда взялись вихревые электрические поля, если ранее они были названы магнитными и объяснены ещё Ампером как результат существования замкнутых (молекулярных) токов, каким образом они могут превращаться в магнитные, какова суть и физический смысл векторного магнитного потенциала, чем отличается сила Ампера от сил Лоренца и почему для объяснения последней приходится прибегать к ОТО, как эти силы совершают работу, если они нормальны к току, почему перекрёстные токи нарушают 3-й закон Ньютона, и т. д., и т. п.

Поставив во главу угла уравнения электромагнитного поля, теория Максвелла представила реальные силы Ампера  $F_A$  и Лоренца  $F_L$  как их решения и выразила их параметрами поля. Это привело к утрате электродинамикой наглядности и объяснительной способности и привело к размежеванию электромеханики с теорией ЭМП, когда при решении практических задач специалисты вынуждены прибегать к двум плохо совместимым наборам понятий и уравнений [6]. Наконец, именно кажущаяся несовместимость волновых уравнений ЭМП Максвелла с преобразованиями Галилея привела к фактическому отказу от понятия силы и подмене его «обменным взаимодействием» в квантовой механике и «искривлением пространства» в теории относительности. Вследствие этого в основании современного естествознания оказались две взаимоисключающие теории со своей понятийной системой и математическим аппаратом. Это привело к серьёзному «кризису их непонимания» и в конечном счёте – к затяжному кризису теоретической физики в целом.

В этом докладе я предлагаю мысленно вернуться к середине XIX столетия, когда электродинамика ещё только формировалась как научная дисциплина, и с позиций сегодняшнего дня предложить альтернативный путь, который позволил бы избежать такого рода последствий. Наша цель – показать, что этот путь актуален и сегодня.

## **2. Энергодинамическая форма закона сохранения энергии**

Энергодинамика (от греч.  $\epsilon\nu\rho\acute{\epsilon}\gamma\epsilon\iota\alpha$  —действие;  $\text{dynamicos}$  - сила) [7] отличается от других фундаментальных дисциплин прежде всего тем, что начинает их построение не с моделей, а с наиболее общей формы закона сохранения и превращения энергии, понимая её как синоним «живой силы» Г. Лейбница  $Mv$  и как общую меру всех форм движения материи (колебательной, поступательной и вращательной). Модели, как и найденные опытным путём «законы» (Ома, Ампера, Био-Саварра и т. д.) рассматриваются ею как следствие теории, и привлекаются ею для замыкания системы её уравнений в качестве так называемых «условий однозначности», число, характер и смысл которых определяются этой теорией. Такой (дедуктивный) подход придаёт энергодинамике характер «теории

принципов» (в классификации А. Эйнштейна) и обеспечивает ей степень достоверности, недостижимую для «конструктивных» теорий.

При этом она исходит из концепции близкодействия, согласно которой энергия системы  $\mathcal{E}$  не просто исчезает в одних точках пространства и возникает в других, а переносится через векторные элементы её границы  $df$  потоком энергии с плотностью  $\mathbf{j}_e$  какими-либо материальными носителями  $\Theta_k$  (числа молей  $k$ -х веществ  $N_k$ , их зарядами  $Q_k$ , энтропией  $S_k$ , импульсом  $\mathbf{P}_k$  и т. п.). В таком случае для них справедлив закон сохранения энергии в форме, предложенной российским учёным Н. Умовым (1874) [8]:

$$d\mathcal{E}/dt = - \oint \mathbf{j}_e \cdot d\mathbf{f}, \quad (1)$$

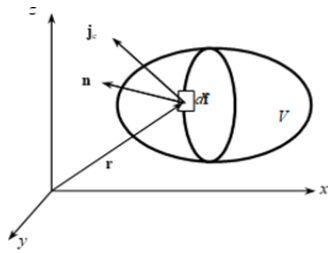


Рис. 1. Поток энергии через границы системы

Такая форма закона сохранения энергии учитывает кинетику реальных процессов, не делая при этом никаких предположений относительно механизма переноса энергии и внутренней структуры системы. Она предполагает лишь существование у каждого независимого потока энергии своего независимого *энергоносителя*, в качестве которого так или иначе выступает его масса  $k$ -го компонента системы  $M_k$ .

Учтём теперь, что поток  $\mathbf{j}_e$  энергии  $\mathcal{E}$  складывается из потоков  $\mathbf{j}_{ek}$  энергии  $\mathcal{E}_k$ , переносимой  $k$ -м энергоносителем  $\Theta_k$ . Каждый из таких потоков в свою очередь выражается произведением потока энергоносителя  $\mathbf{j}_k$  на его потенциал  $\psi_k$  (удельную энергию), т. е.  $\mathbf{j}_{ek} = \psi_k \mathbf{j}_k = \psi_k \rho_k \mathbf{v}_k$ , где  $\mathbf{v}_k$  – скорость переноса  $k$ -го энергоносителя через неподвижные границы системы,  $\rho_k = d\Theta_k/dV$  – его плотность:

$$\mathbf{j}_e = \sum \mathbf{j}_{ek} = \sum \psi_k \mathbf{j}_k, \quad (2)$$

Воспользовавшись теоремой Гаусса-Остроградского, выражение (1) можно преобразовать к виду  $d\mathcal{E}/dt = - \int \nabla \cdot \mathbf{j}_e dV$ . После подстановки в него (2) и разложения  $\nabla \cdot (\psi_k \mathbf{j}_k)$  на две независимые составляющие  $\sum \psi_k \nabla \cdot \mathbf{j}_k + \sum \mathbf{j}_k \cdot \nabla \psi_k$  закон сохранения энергии принимает вид:

$$d\mathcal{E}/dt + \sum \int \psi_k \nabla \cdot \mathbf{j}_k dV + \sum \int \mathbf{j}_k \cdot \nabla \psi_k dV = 0, \quad (3)$$

Если вынести за знак интеграла некоторое среднее значение  $\Psi_k$  потенциала  $\psi_k$  и среднее значение  $\mathbf{X}_k \equiv \bar{\nabla} \psi_k$  градиента потенциала  $\nabla \psi_k$ , закон сохранения (2) можно выразить через параметры системы в целом, как это принято в классической термодинамике:

$$d\mathcal{E}/dt + \sum \Psi_k J_k + \sum \mathbf{X}_k \cdot \mathbf{J}_k = 0, \quad (BT) \quad (3)$$

Здесь  $J_k = \int \nabla \cdot \mathbf{j}_k dV = \oint \mathbf{j}_k \cdot d\mathbf{f}$  – расход  $k$ -го энергоносителя через границы системы в направлении внешней нормали  $\mathbf{n}$ ;  $\mathbf{J}_k = \int \rho_k \mathbf{v}_k dV = \Theta_k \mathbf{v}_k$  – результирующий (векторный) поток этого же энергоносителя, связанный с перемещением системы как целого со скоростью  $\mathbf{v}_k$  и имеющий смысл её импульса.

Ещё более детальную картину происходящих в неоднородных системах процессов можно получить, разложив скорость  $\mathbf{v}_k$  на независимые поступательную  $\mathbf{u}_k$  и вращательную  $\mathbf{w}_k = \boldsymbol{\omega}_k \times \mathcal{R}_k$  составляющие

$$\mathbf{v}_k = \mathbf{u}_k + \boldsymbol{\omega}_k \times \mathcal{R}_k, \quad (4)$$

где  $\boldsymbol{\omega}_k$ ,  $\mathcal{R}_k$  – угловая скорость и мгновенный радиус вращения единицы объёма системы. Тогда наряду с т. наз. «термодинамическими» силами  $\mathbf{X}_k = \mathbf{F}_k/\Theta_k$  в уравнении закона сохранения энергии появляются силы  $\mathbf{F}_k$  в их обычном (общезначимом) понимании) и их «крутящие» моменты  $\mathbf{M}_k = \mathbf{F}_k \times \mathcal{R}_k$ , а закон сохранения энергии принимает более общий вид, где скорость изменения энергии системы предстаёт в виде суммы мощностей колебательного, поступательного и вращательного движения каждого из компонентов системы:

$$d\mathcal{E}/dt + \sum_k \Psi_k J_k + \sum_k \mathbf{F}_k \cdot \mathbf{u}_k + \sum_k \mathbf{M}_k \cdot \boldsymbol{\omega}_k = 0. \quad (5)$$

Эта наиболее полная форма закона сохранения и превращения энергии выражает мощность процессов взаимопревращения энергии через известные механические величины. Согласно ей, энергообмен системы с окружающей средой осуществляется тремя принципиально различными способами, соответствующими трём его суммам. Первая характеризует перенос «колебательной» энергии  $k$ -го энергоносителя  $\mathcal{E}_k^v = M_k v_k^2$  через границы системы без изменения её формы (путем теплообмена, массообмена, диффузии, электризации и т. п.  $d\mathcal{E}_k^v/dt = \sum_k \Psi_k J_k$ . Вторая и третья суммы (5), напротив, связаны с изменением формы движения (её превращением из поступательной  $\mathcal{E}_k^u = \int \mathbf{u}_k d\mathbf{J}_k^u$  во вращательную  $\mathcal{E}_k^\omega = \int \boldsymbol{\omega}_k d\mathbf{L}_k^\omega$ , где  $\mathbf{J}_k^u = M_k \mathbf{u}_k$ ,  $\mathbf{L}_k^\omega = M_k (\boldsymbol{\omega}_k \times \mathcal{R}_k)$  – импульс и его момент.

Эти формы движения имеются у любого материального энергоносителя, что делает уравнение (5) универсальным и пригодным для построения на его основе других фундаментальных дисциплин. Рассмотрим кратко результаты приложения энергодинамики к электродинамике.

## 2. Электростатическая и электродинамическая энергия

Как мы уже отмечали, полученное Максвеллом выражение энергии ЭМП через параметры  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$ , полученное на основе его волновых уравнений, не согласуется с законом сохранения энергии вследствие доказанной на опыте их синфазности. Это побуждает к построению электродинамики не на основе его теории ЭМП, а на базе энергодинамики. Последняя исходит из пространственной неоднородности распределения плотности  $\rho_k = dM_k/dt$  любого  $k$ -го материального носителя энергии, вследствие чего она становится зависящей от радиус-вектора точки её поля  $\mathbf{r}$  и времени  $t$ , т.е. плотность  $\rho_k = \rho_k(\mathbf{r}, t)$ . В таком случае её полное изменение во времени этой включает себя локальную  $(\partial \rho_k / \partial t)_r$  и конвективную  $(\mathbf{v}_k \cdot \nabla) \rho_k$  составляющие:

$$d\rho_k/dt = (\partial \rho_k / \partial t)_r + (\mathbf{v}_k \cdot \nabla) \rho_k, \quad (6)$$

Это выражение представляет собой «кинематическое» уравнение волны в её так называемом «одноволновом» приближении (рис.2) [9]. Из него следует, что стоячая волна плотности произвольной экстенсивной величины образована путём переноса некоторого её количества  $M$  из положения с радиус-вектором  $\mathbf{r}'$  в положение  $\mathbf{r}''$ , т. е. смещением центра этой массы на длину полу волны  $\lambda_k$ . В стоячей волне это смещение осуществляется за полупериод

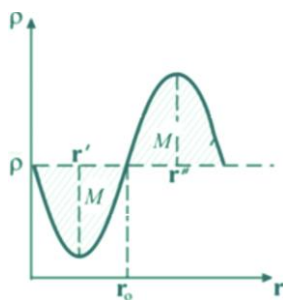


Рис.2. Образование волны

волны  $v_k/2$  и изменяется от нуля в пучности волны до максимума в её узлах, составляя в среднем  $v_k = 2(\mathbf{r}'' - \mathbf{r}')/v_k = \lambda_k v_k$ . Поэтому процесс волнообразования в любом  $k$ -м веществе неразрывно связан с преодолением ньютоновских сил инерции  $\mathbf{F}_k = -d\mathbf{P}_k/dt$  и с совершением работы по вовлечению материи в колебательное движение с импульсом  $\mathbf{P}_k$ :

$$dW_k = \mathbf{F}_k \cdot d\mathbf{r}_k = \mathbf{v}_k \cdot d\mathbf{P}_k. \quad (7)$$

Чтобы найти эту работу, а вслед за ней – и энергию колебательного движения  $k$ -го вещества  $\mathcal{E}_k^v$ , учтём, что  $v_k = \lambda_k v_k$  определяет скорость распространения возмущений в рассматриваемой среде [9]. Эта скорость определяется свойствами среды (её плотностью) и для данного её состояния неизменна. В таком случае интегрирование (2) выражает искомую колебательную энергию  $\mathcal{E}_k^v$  как величину

$$\mathcal{E}_k^v = \int \mathbf{v}_k \cdot d\mathbf{P}_k = M_k v_k^2. \quad (8)$$

Именно эта величина, фигурировавшая ещё в трудах Г. Лейбница как «живая сила», получила по предложению Т. Юнга (1807) «энергией» (без деления её на кинетическую и потенциальную). Согласно (8), энергия любой  $k$ -й субстанции является мерой её колебательного движения и пропорциональна её массе  $M_k$ , поэтому это выражение можно с полным основанием назвать *принципом их пропорциональности*. При этом коэффициентом пропорциональности  $v_k^2$  служит согласно (8) удельная величина энергии  $\psi_k = d\mathcal{E}_k^v/dM_k$ , именуемая *обобщённым потенциалом*.

Эфир и эфироподобные среды (скрытая масса, физический вакуум, тёмная материя, квинэссенция и т. п.), которые теоретическая физика была вынуждена ввести после изгнания эфира, изначально занимали всё пространство Вселенной ( $V=\infty$ ) и потому были в принципе несжимаемы (неспособны увеличить плотность за счёт уменьшения объёма  $\rho_0 = dM_0/dV$  при неизменной массе  $M_0$ ). Поэтому для них скорость распространения возмущений максимальна и с корпускулярной точки зрения равна скорости света в пустоте  $c$ . Это было известно задолго до А. Эйнштейна (Х. Шрамм (1871); Н. Умов (1873); Дж. Томсон (1881); О. Хэвисайд (1890), А. Пуанкаре (1898); Хазенорль (1904) [1].

Согласно (8), живая сила (энергия  $\mathcal{E}_k^v = M_k v_k^2$ ) любого  $k$ -го независимого компонента системы включает в себя кинетическую энергию его упорядоченного поступательного  $\mathcal{E}_k^u = M_k u_k^2/2$  и вращательного  $\mathcal{E}_k^\omega = I_k \omega_k^2/2$  движения, а также так называемую «потенциальную» энергию  $\mathcal{E}_k^r = \int \mathbf{F}_k \cdot d\mathbf{r}_k$ , способную совершать работу лишь при возникновении упорядоченного движения ( $d\mathbf{r}_k \neq 0$ ). Эту энергию можно рассматривать как энергию «заторможенного» («замороженного») движения, когда элементарная работа  $dW_k = \mathbf{F}_k \cdot d\mathbf{r}_k$ , затраченная ранее на волнообразование, возвращает систему вновь в неоднородное состояние. Эту энергию правильнее было бы назвать *анергией*, поскольку она является антиподом живой силы, а закон сохранения энергии отнести к сумме энергии и анергии. Однако, уступая сложившейся традиции, мы будем считать её частью энергии, чтобы сохранить её смысл как меры движения («наблюдаемого» и «скрытого», упорядоченного и неупорядоченного, актуального и заторможенного). Для изолированных систем эта энергия является внутренней, как и все процессы, происходящие в ней. Это соответствует закону её сохранения в виде уравнения баланса:

$$U_k = \mathcal{E}_k^u + \mathcal{E}_k^\omega + \mathcal{E}_k^r, \quad (9)$$

которое определяет внутреннюю энергию не по обратному балансу (как рассеянную форму энергии<sup>1</sup>), а как сумму всех форм движения. Такая форма справедлива для любых компонентов системы, в том числе для «скрытой» массы как одной из приемниц эфира. Это делает его основой для построения любой фундаментальной дисциплины, изучающей как вещественные, так и полевые формы материи.

### 3. Альтернатива понятию электрического заряда

Даже по прошествии нескольких столетий активного изучения электрических явлений, ортодоксальная физика не может сказать о сущности электрического заряда ничего сверх того, что существует нечто двух знаков, из которых разноимённые притягиваются, а одноимённые – отталкиваются. Между тем, если подходить к электродинамике с позиций энергодинамики, то станут понятными или получат новую трактовку многие общезначимые понятия, вытекающие из него. Это касается и понятия «заряд»  $Q$ .

Согласно (5) и (9), каждому  $k$ -му независимому компоненту системы присуща некоторая часть  $\mathcal{E}_k^v = M_k v_k^2$  энергии системы  $\mathcal{E}^v = \sum_k \mathcal{E}_k^v$ , которую для краткости следовало бы назвать «парциальной». Ей соответствует и свой энергоноситель  $\Theta_k$  с размерностью, удобной теоретикам и экспериментаторам, и величиной, пропорциональной массе энергоносителя  $M_k$ . Поскольку же энергоносители мы различаем по способу изоляции от данного вида взаимодействия и по свойственным этому энергоносителю спектральным характеристикам, то под зарядом  $Q$  следует понимать *выраженную в электрических единицах массу*  $M_e$  той части системы, которая вовлечена в электромагнитную форму движения (т. е. кратко её электрическую массу  $M_e$ ). Для её нахождения можно использовать известного соотношения массы и заряда электронов. Такой подход приближает нас к пониманию заряда Б. Франклиным, который считал, что его знак не присущ ему «от рождения», а является результатом отклонения его плотности от среднего (нейтрального) уровня. В таком случае становятся ненужными исторически сложившиеся модельные представления о существовании «смоляного» и «янтарного» электричества, двух типов «электрических жидкостей» или сортов элементарных частиц с зарядами противоположного знака (электронов и позитронов). Такой подход противоположен конструированию теорий на основе умозрительных моделей, и в том числе на основе концепции «суперсимметрии» (существования частиц и античастиц, материи и антиматерии). Что же касается применения массы  $M_k$  в качестве общей меры количества энергоносителя, то оно сулит полный переворот в метрологии, поскольку влечёт за собой единую размерность общезначимых понятий в любой из дисциплин.

---

<sup>1</sup> «Механизм» этого рассеяния (диссипации) становится понятным, если учесть, что при сохранении энергии  $\mathcal{E}_k^v = M_k v_k^2 = M_k (\lambda v)^2$  длина  $\lambda$  и амплитуда волны убывают с увеличением частоты колебаний  $v$ . В таком случае колебания становятся менее заметными (подобными ряби на воде), и движение переходит в «скрытую» форму.

#### 4. Электростатический и электродинамический потенциалы

Как и в механике, «электротоническое» (по Фарадею) состояние токонесущей системы требует введения независимых энергоносителей для состояния покоя и движения заряда. Для состояния покоя (электростатики) таким энергоносителем является заряд  $Q$  (или электрическая масса  $M_e$ ), а для состояния его движения (электродинамики) – его импульс  $\mathbf{J}_e = Q\mathbf{v}_e$ , именуемый в электротехнике током. В таком случае электрический (электростатический) потенциал  $\phi$  и электродинамический («магнитный») потенциал  $\psi_e$  определяются согласно (5) частными производными от энергии токонесущей системы  $\mathcal{E}$  по соответствующему энергоносителю ( $Q$  или  $\mathbf{J}_e$ ) и приобретают смысл удельной потенциальной энергии  $\mathcal{E}_k^r/Q$  и удельной кинетической энергии упорядоченного движения заряда  $\mathcal{E}_k^u/\mathbf{J}_e$ , т. е. скорости  $\mathbf{v}_e$  [10]:

$$\phi \equiv (\partial\mathcal{E}/\partial Q); \quad \psi_e \equiv (\partial\mathcal{E}/\partial\mathbf{J}_e) = \mathbf{v}_e. \quad (10)$$

Однако во времена Максвелла понятие обобщённого потенциала как удельной величины энергии ещё не существовало – были известны только термодинамические потенциалы типа свободной и связанной энергии. Поэтому он назвал «векторным магнитным потенциалом»  $\mathbf{A}$  величину

$$\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi) \int (\mathbf{j}_e/R_e) dV, \quad (11)$$

где  $\mu_0$  – магнитная проницаемость среды;  $R_e$  – расстояния от точки поля до элемента тока  $\mathbf{j}_e dV$  как его источника. Истинный физический смысл этой величины как аналога количества движения в механике Ньютона  $\mathbf{P} = M\mathbf{v}_e$ , определяющего силу инерции  $\mathbf{F} = -d\mathbf{P}/dt$ , до сих пор вызывает споры, а попытки освободиться от его неоднозначности путем наложения дополнительных условий (калибровок) Кулона, Пуанкаре, Лоренца, братьев Лондон, Вейля, Фока — Швингера, Ландау и т. п. – неудовлетворительными [11]. Между тем его смысл нетрудно установить на простейшем примере однослойного соленоида с радиусом катушки проводника  $R_e$ , (рис.3), если выразить плотность тока в нём

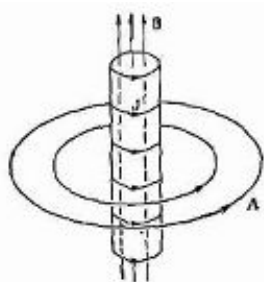


Рис.3. Поле соленоида

$\mathbf{j}_e = \rho_e \mathbf{v}_e$  через вращательную составляющую скорости движения заряда в соленоиде ( $\mathbf{R}_e \times \boldsymbol{\omega}_e$ ). Вынося постоянную для соленоида величину  $\mathbf{R}_e \times \boldsymbol{\omega}_e$  за знак интеграла (11) и учитывая, что  $\int \rho_e dV$  представляет собой суммарный заряд  $Q$ , движущийся в обмотке соленоида (величина, пропорциональная числу его ампер-витков), получим:

$$\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi) Q (\mathbf{e} \times \boldsymbol{\omega}_e), \quad (12)$$

Здесь  $\mathbf{e} = \mathbf{R}_e/R_e$  – единичный вектор, указывающий на мгновенное направление тока. Из (12) следует, что параметр  $\mathbf{A}$  пропорционален не только угловой скорости  $\boldsymbol{\omega}_e$ , но и заряду системы  $Q$ , т. е. является величиной экстенсивной, что противоречит понятию обобщённого потенциала. От этого недостатка свободна сама угловая скорость  $\boldsymbol{\omega}_e$ , тем более что она не зависит от проницаемости среды  $\mu_0$  и определяется вполне однозначно. Всё это свидетельствует о том, что именно угловая скорость заряда как интенсивный параметр и является истинным векторным магнитным потенциалом, в то время как параметр  $\mathbf{A}$  является мерой количества вращательного движения заряда, аналогичной моменту импульса  $\mathbf{L}_k = M_k(\boldsymbol{\omega}_k \times \mathcal{R}_k)$ . Отсюда следует, что формально-математическое

введение в электродинамику понятия векторного магнитной индукции  $\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A}$  законом Био-Савара-Лапласа [12]:

$$\mathbf{B} = (\mu_0/4\pi R_e^2) \int (\mathbf{j}_e \times \mathbf{e}) dV. \quad (13)$$

не учитывает существования у магнитного поля безвихревой (продольной по отношению к току) составляющей, которая совершает работу в опытах Г. Николаева [13]. Одновременно подтверждается и ещё одно из принципиально важных следствий энергодинамики, согласно которому построение теории на базе модели (а не наоборот) чревато утратой некоторых важных связей, присущих объекту изучения.

## 5. Электродинамические силы и работа токонесящих систем.

Применим математический аппарат энергодинамики к «токонесящим» системам, понимая под ними всю совокупность взаимодействующих (взаимно движущихся) элементов объёма  $dV$  или частиц, обладающих так называемым «зарядом»  $Q$ . Согласно закону сохранения энергии (5), энергодинамика позволяет рассматривать такие системы как изолированные. Для таких систем вся её энергия  $\mathcal{E}$ , как и все процессы, силы и поля в ней, являются внутренними, так что  $\mathcal{E} \equiv U$ . Это сразу делает несостоятельными понятия внешней (кинетической и потенциальной) энергии такой токонесящей системы.

Далее, становится понятным, что силовые поля, имеющиеся в системе, не индуцированы внешними полями, а порождены неравномерным распределением по её объёму  $V$  зарядов и токов, имеющихся в самой системе. Отсюда решающая роль, которую приобретают в электродинамике параметры неоднородности токонесящих систем. Прежде чем найти их, заметим, что их потенциальная энергия зависит от взаимного расположения зарядов и потому не принадлежит ни одному из них. Поэтому эту энергию условно приписывают одному из них (пробному) как бы находящемуся в «поле» другого (полеобразующего) заряда, настолько большего, чем пробный, что внесение последнего практически не искажает этого поля. Это и оправдывало понятие «внешнего» поля, образованного всеми зарядами окружающей среды. Однако для изолированной системы все заряды равноправны, так что встаёт вопрос о смысле величины, играющей роль смещения  $d\mathbf{r}_k$  в выражении работы (7) для всей совокупностью зарядов системы.

Энергодинамика решает эту проблему путём нахождения положения центра величины энергоносителя в целом  $\mathbf{R}_k$  и его смещения  $\Delta\mathbf{R}_k$  от положения в однородной системе  $\mathbf{R}_{k0}$ . Это положение для любого энергоносителя  $\Theta_k$  определяется по известным правилам нахождения «центра тяжести»

$$\mathbf{R}_k = \Theta_k^{-1} \int \rho_k \mathbf{r} dV; \mathbf{R}_{k0} = \Theta_k^{-1} \int \rho_{k0} \mathbf{r} dV. \quad (14)$$

где  $\mathbf{r}$  – бегущая (эйлерова) координата точки элемента объёма системы  $V$ .

Отсюда следует существование некоторого «момента распределения заряда»  $\mathbf{Z}_e$  [10]:

$$\mathbf{Z}_e = Q\Delta\mathbf{R}_e = \int [\rho_e(\mathbf{r}, t) - \rho_{e0}(t)] \mathbf{r} dV \quad (15)$$

с плечом  $\Delta\mathbf{R}_e = \mathbf{R}_e - \mathbf{R}_{e0}$ , характеризующим смещение центра энергоносителя от его равновесного положения и именуемым «вектором смещения».

Особенностью этих моментов является их неаддитивность, проявляющаяся в том, что эти моменты  $\mathbf{Z}_e$  для системы в целом не равны сумме таких моментов для отдельных



её элементов. Это проявляется в том, что при «стягивании» системы в точку плечи этих моментов  $\Delta \mathbf{R}_e$  стремятся к нулю. По этой причине все расчёты с токонесущими системами осуществляются в электродинамике не для бесконечно малого, а единичного объёма. В таком случае эти моменты  $\mathbf{Z}_e$  приобретают смысл векторов электрического смещения (электрической индукции)  $\mathbf{D}$ .

Подобные же моменты можно найти и для токов  $\mathbf{J}_e = Q\mathbf{v}_e$ , если их плотность  $\mathbf{j}_e = d\mathbf{J}_e/dV$  распределена неравномерно по сечению или объёму системы. Они определяются тем же способом, что и (15), однако ввиду векторной природы тока рассматривается его векторное произведение со смещением  $\Delta \mathbf{R}_j$ :

$$\mathbf{Z}_m = \mathbf{J}_e \times \Delta \mathbf{R}_j = \int [\mathbf{j}_j(\mathbf{r}, t) - \mathbf{j}_{j0}(t)] \times \mathbf{r} dV. \quad (16)$$

Отсюда следует, что моменты  $\mathbf{Z}_m$  имеют смысл «векторов распределения тока», для которых  $\nabla \cdot \mathbf{Z}_m = \mathbf{j}_j$ , т. е. в отличие от  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ , равна плотности тока. Это означает, что источниками электрического и магнитного силовых полей являются плотности  $\rho_e$  любых зарядов (как свободных, так и связанных), и любых токов (как замкнутых, так и незамкнутых), а энергоносителями электростатической и электродинамической (магнитной) энергии являются моменты распределения заряда  $\mathbf{Z}_e$  и тока  $\mathbf{Z}_m$ . Несложно показать, что эти параметры можно представить в виде диполей со смыслом векторов поляризации и намагничивания, если поделить заряды на «положительные» и «отрицательные», а полюса магнитов и электромагнитов – на «северные» и «южные» []. Однако в этом нет необходимости, поскольку предложенный подход исключает необходимость не только существования разноимённых электрических зарядов, но и поиск воображаемых «магнитных монополей».

Благодаря введению параметров неоднородности  $\mathbf{Z}_e$  и  $\mathbf{Z}_m$  становится очевидным, что «электротоническое состояние» токонесущих систем как целого характеризуется не только зарядом  $Q$ , но и этими моментами, т. е.  $\mathcal{E}_e = \mathcal{E}_e(Q, \mathbf{Z}_e, \mathbf{Z}_m)$ . Это означает, что её полный дифференциал может быть записан в виде усиленного равенства (тождества) [14]:

$$d\mathcal{E}_e = \varphi dQ + \mathbf{E} \cdot d\mathbf{Z}_e + \mathbf{H} \cdot d\mathbf{Z}_m, \quad (17)$$

где  $\varphi \equiv (\partial \mathcal{E}_e / \partial Q)$  – скалярный (электрический) потенциал;  $\mathbf{E} \equiv (\partial \mathcal{E}_e / \partial \mathbf{Z}_e)$ ,  $\mathbf{H} \equiv (\partial \mathcal{E}_e / \partial \mathbf{Z}_m)$  – напряжённости электрического (электростатического) и электродинамического (магнитного) поля, создаваемого токонесущей системой.

Согласно этому выражению, в токонесущей системе совершается три вида работ. Первая из них,  $dW_e'$  представляет собой работу ввода заряда  $Q$  в какую-либо область системы с потенциалом  $\varphi$  и описывается выражением:

$$dW_e' = \varphi dQ, \quad (18)$$

Второй сумме правой части (18) соответствует работа тока в проводящих системах:

$$dW_e'' = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{Z}_e = \mathbf{F}_e \cdot d\mathbf{R}_e, \quad (19)$$

поскольку  $\mathbf{E} = \mathbf{F}_e/Q$ , а  $d\mathbf{Z}_e = Qd\mathbf{R}_e$ .

Выражению (23) можно придать ещё более простой вид, если учесть, что в стационарном процессе  $\varphi \neq \varphi(t)$  и  $\mathbf{E} \equiv -\nabla\varphi = -d\varphi/d\mathbf{R}_e$ . Тогда  $dW_e'' = -Qd\varphi$ , и становится очевидным, что этот вид работы связан с переносом свободного заряда  $Q$  в неоднородном поле потенциала  $\varphi$ . В диэлектриках, где смещение  $d\mathbf{Z}_e = Qd\mathbf{R}_e$  оказывается «финитным» (ограниченным размерами тела), действие сил  $\mathbf{F}_e = \mathbf{E}Q$  сводится к перераспределению заряда (созданию его избытка в одной части и дефицита – в другой), т. е. к созданию «вектора электрического смещения»  $d\mathbf{D} = d\mathbf{Z}_e$ , этот вид работы  $\mathbf{F}_e \cdot d\mathbf{R}_e$  приобретает смысл «работы поляризации»:

$$dW_e'' = E \cdot dD. \quad (20)$$

Наконец, в токонесящих системах, где имеются замкнутые токи (постоянный магнетизм или электромагнетизм), совершается ещё один вид работы  $dW_e'''$ , связанный с усилением токов в одних частях системы и их ослаблением – в других, т. е. с магнитной поляризацией (намагничиванием):

$$dW_e''' = \mathbf{H} \cdot d\mathbf{Z}_M. \quad (21)$$

Эту работу совершают те же электрические силы  $F_e = EQ$ , когда они вызывают изменение момента распределения токов  $d\mathbf{Z}_M$ . Однако поскольку изменение тока  $J_e = Qv_e$  в соответствии с (4) может быть вызвано перераспределением как токов проводимости  $J_e'' = Qu_e$ , так и кольцевыми (замкнутыми) токами  $J_e^0 = Q(\omega_e \times \mathcal{R}_e)$ , создающими намагниченность, то и  $d\mathbf{Z}_M$  включает в себя две составляющие, одна из которых,  $d_u \mathbf{Z}_M = J_e'' \times \mathcal{R}_e = QR_e u_e$ , характеризует смещение центра токов проводимости, а другая,  $d_\omega \mathbf{Z}_M = Q(\omega_e \times \mathcal{R}_e)$ , вызывает появление крутящего момента  $M_k$  (4), образованного магнитными составляющими сил Ампера  $F_A = -dL_e/dt$  по как производными по времени от количества вращательного движения и аналогами сил Лоренца в ЭМП.

Таким образом, существует два вида «магнитных» сил  $F_M$ , одна из которых,  $F_M'' = -dJ_e/dt$ , связана с «продольным» магнитным полем  $\mathbf{H}$  и совершает работу, аналогичную магнитным подъёмникам, а другая,  $F_M^0 = -dL_e/dt$ , момент которых и осуществляет вращение различных электрических машин. Соответственно и поля  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{B}$  этих сил имеют различную природу и размерность, что становится очевидным при рассмотрении токонесящих систем произвольной массы<sup>2</sup>. Это подтверждает правоту Г. Николаева, делая в то же время излишним введение некоего дополнительного «скалярного» магнитного поля [13]. Становится очевидной и ошибочность утверждения, что «магнитное поле не совершает работы, поскольку сила Лоренца нормальна к току» [14].

## 6. Полевая (близкодействующая) форма закона Кулона

Согласно энергодинамике, законы Кулона, Ампера и Био-Савара относятся к условиям однозначности, привлекаемым ею в качестве условий однозначности для установления связи переменных  $\varphi_e$  и  $Q_e$ ,  $X_e$  и  $Z_e$ ,  $M_e$  и  $\omega_e$  уравнениях типа (6) и (17) и им подобных. Вместе тем именно теория определяет число таких уравнений связи, их характер, физический смысл входящих в них величин, условия их нахождения и т. п. Поэтому к нахождению упомянутых законов следует приступать только тогда, когда решаемая проблема и её теория уже сформулированы [7]. Таков, например, вывод закона Био-Савара-Лаласа [16]. В данной статье мы дополним его выводом близкодействующей формы закона Кулона [17].

Согласно принципу пропорциональности массы и энергии (3), плотность энергии  $\mathcal{E}_k^v$   $\rho_{ek} = d\mathcal{E}_k^v/dV$  пропорциональна плотности энергоносителя системы  $\rho_k$

$$\rho_{ek} = \psi_k \rho_k, \text{ Дж/м}^3. \quad (22)$$

Применяя к обеим частям выражения (22) оператор  $\nabla$  и учитывая, что градиент плотности энергии  $\nabla \rho_e$  имеет смысл напряжённости  $X_k$  соответствующего поля, непосредственно приходим к полевой (близкодействующей) форме закона Кулона [7]:

<sup>2</sup> При этом величины  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{B}$  приобретают различную размерность, поскольку  $\mathbf{H}$  является интенсивной, а  $\mathbf{B}$  – экстенсивной величиной.

$$X_k = \psi_k \nabla \rho_k. \quad (23)$$

Это уравнение связывает напряжённость любого поля  $X_k$  с градиентом плотности его энергоносителя единым для всех полей образом и потому имеет право называться универсальным законом любого поля. Согласно ему, напряжённость любого поля  $X_k$  является мерой его неоднородности, т. е. поля порождены неоднородным распределением энергоносителя, а не только наличием их самих. Для гравитационного поля, у которого ускорение свободного падения  $g$  связано с его потенциалом  $\psi_g$  соотношением  $X_g = \rho \psi_g = \rho c^2$ , выражение (5) принимает вид, аналогичный биполярному закону гравитации  $g = c^2 \nabla \rho / \rho$ . [18].

Согласно этому выражению, величина гравитационного ускорения пропорциональна относительному градиенту  $\nabla \rho / \rho$  плотности вещества, образующего гравитационное поле. При этом гравитационная сила всегда направлена по градиенту плотности вещества  $\nabla \rho$  и потому имеет «приталкивательный» характер по отношению к области уплотнения вещества. Не составляет исключения и электрическое поле  $E \equiv X_e = -\nabla \phi$ , что позволяет непосредственно записать альтернативный закону Кулона полевой аналог его закона

$$E = -\phi \nabla \rho_e / \rho_e. \quad (24)$$

Как следует из него, при  $E = -\nabla \phi$  электрическое поле  $E$  для потенциалов  $\phi$  и зарядов  $Q$  одного знака всегда носит «отталкивающий» характер, что исключает необходимость придумывания двух различных субстанций в качестве носителя заряда.

Несмотря на значительное отличие выражения (7) от закона Ш. Кулона (1785):

$$\phi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{r}, \quad (25)$$

последнему также можно придать форму (25), если выделить в пространстве сферу единичного объёма  $V_0$  с радиусом  $R_0$  и зарядом  $Q$  в её центре. Тогда потенциал  $\phi(r_0)$  на его поверхности будет иметь одно и то же значение

$$\phi(\rho_e) = (V_0/4\pi\epsilon_0 r_0) \rho_e(\mathbf{r}). \quad (26)$$

Это выражение представляет потенциал  $\phi(\rho)$  как неявную функцию  $\phi(\rho_e) = \phi[\rho_e(\mathbf{r})]$  координаты поля  $\mathbf{r}$  что сохраняет смысл понятия напряжённости  $E$  электростатического поля как отрицательного градиента этого потенциала. При этом с учётом постоянства выражения в скобках (3) имеем:

$$E = -\nabla \phi(\rho) = -(V_0/4\pi\epsilon_0 r_0) \nabla \rho_e. \quad (27)$$

Дополнив выражение в скобках до величины потенциала сферы единичного объёма  $\phi_0 = \rho V_0/4\pi\epsilon_0 r_0$  путём умножения и деления на  $\rho_e$ , непосредственно придём к выражению (24). Таким образом, энергодинамическая форма закона Кулона (24) не противоречит найденной экспериментально. Однако она содержит то, чего не было в законе Кулона: она предсказывает существование электростатического равновесия, соответствующего условию  $\nabla \rho_e = 0$ . Как и условие гравитационного равновесия  $\nabla \rho_g = 0$ , это открывает ещё не оценённые возможности объяснения явлений, казавшихся странными с позиций современного естествознания [18]. Одно, тем не менее, становится ясным уже сегодня: все положения электромеханики можно получить, не привлекая понятие ЭМП и уравнения Максвелла. Это коренным образом изменяет представления об их истинной роли в

истории науки и электротехники в частности, побуждая к критическому анализу постулатов, заложенных в основание теории ЭМП.

### Литература

1. Уиттекер Э. История теории эфира и электричества. - Москва - Ижевск, 2001. с.
2. Максвелл Дж. К. Трактат по электричеству и магнетизму. Т.1,2. – М.: Наука, 1989.
3. Фарадей М. Избранные работы по электричеству. – М.-Л.: ГОНТИ, 1939.
4. Clowe D. et al. A Direct Empirical Proof of the Existence of Dark Matter.) // The Astrophysical Journal Letters. 648(2).2006. 109–113.
5. Буррези М. и др. Сетевой ресурс <http://www.itlicorp.com/news/2839/>, 2009.
6. Поливанов К.М. Электродинамика движущихся тел. – М.: Энергоатомиздат, 1982.-192 с.
7. Эткин В.А. Энергодинамика (синтез теорий переноса и преобразования энергии). СПб., «Наука», 2008. – 409 с Etkin V. Energodynamics (Thermodynamic Fundamentals of Synergetics).- New York, 2011.
8. Умов Н.А. Избранные сочинения. М. Л., 1950.
9. Крауфорд Ф. Берклевский курс физики. Т.3: Волны. М.: Мир, 1965. 529 с.
10. Etkin V.A. Correction and Generalization of a Displacement Current Concepts. - <http://vixra.org/abs/1404.0045>.
11. Эткин В. Коррекция электродинамики с позиций энергодинамики. /В кн. Эткин В.А. «От термо – к энергодинамике», Хайфа, 2020. с. 238-248.
12. Эткин В. О смысле векторного магнитного потенциала. /В кн. В.А.Эткин «От термо – к энергодинамике», Хайфа, 2020. с248-256; Эткин В.А. Альтернатива уравнениям Максвелла. //Österreichisches Multiscience Journal, 5(1).2020.55-62.
13. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. ТПУ, 1997.
14. Эткин В. Коррекция электродинамики с позиций энергодинамики. /В кн. В.А.Эткин «От термо – к энергодинамике», Хайфа, 2020. с. 238-248.
15. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т.8. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982, с.156.
16. Эткин В.А. Закон Био-Савара-Лампласа как следствие энергодинамики. (<http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/13705.html> (от 16.04.2014).
17. Эткин В.А. Закон Кулона для непрерывно распределённых зарядов. (<http://www.iri-as.org/>. 11(2017).
18. Эткин В.А. Биполярный закон гравитации. //Доклады независимых авторов, 53(2021). 144-156.