АЛЬТЕРНАТИВА МАКСВЕЛЛОПОДОБНЫМ УРАВНЕНИЯМ ГРАВИТАЦИИ

Д.т.н., проф. В. Эткин

(Институт интегративных исследований)

Аннотация

На основе закона сохранения энергии в форме, предложенной Н. Умовым, найдены максвеллоподобные уравнения, охватывающие явления гравиэлектромагнетизма. Эти уравнения не требуют привлечения дополнительных гипотез и постулатов, и не содержат операторов поля, что делает их предельно простыми и прозрачными. Это позволяет преодолеть известную неполноту и ограниченность уравнений Максвелла.

1. Введение.

Нередко приходится слышать, что в уравнениях Максвелла [1] «заключена вся электродинамика». Между тем теория, основанная на этих уравнениях, не даёт удовлетворительного ответа на элементарные вопросы о том, что такое электрический заряд и чем обусловлено появление у него сил притяжения и отталкивания, чем отличаются токи проводимости и смещения, а также вихревые электрические и безвихревые магнитные поля, каков механизм их преобразования, в чём физический смысл векторного магнитного потенциала, какова причина появления силы Лоренца и как избежать её постулирования, как совершают работу магнитные поля и т. д. и т. п. Обнаружилось множество явлений, объяснение которых наталкивается на непреодолимые трудности. Некоторые из них достаточно хорошо известны, например, не преодолённое до сих пор размежевание теории электромагнитного поля Максвелла с электромеханикой, неприменимость уравнений Максвелла для незамкнутых токов; нарушение 3-го закона Ньютона для перекрёстных токов; странные исключения из правила потока в униполярном двигателе Фарадея [2], нарушение в электромагнитным поле закона сохранения энергии, существование продольного магнитного поля Николаева [3]и излучений неэлектромагнитной природы [4] и т. п. Всё это побуждает к рассмотрению гравиэлектомагнетизма с более общих позиций электродинамики как единой теория процессов переноса и преобразования любых форм энергии [5].

2. Универсальная форма закона сохранения и превращения энергии

Энергодинамика отличается от других фундаментальных дисциплин прежде всего формой, в которой она привлекает закон сохранения и превращения энергии. Во времена, когда физики ещё понимали, что такое энергия, она была синонимом «живой силы» Г. Лейбница и мерой движения, а закон её сохранения записывался в форме, предложенной российским учёным Н. Умовым (1874) [6]:

$$d\mathscr{E}/dt = -\int \nabla\cdot\boldsymbol{j}_e dV, \tag{1}$$

где $\boldsymbol{j}_e$ – плотность её потока через векторный элемент $d\boldsymbol{f}$ замкнутой поверхности неподвижной системы неизменного объёма V в направлении внешней нормали $\boldsymbol{n}$ (рис.1).

Такая форма закона сохранения энергии учитывает кинетику реальных процессов, не делая при этом никаких предположений относительно механизма переноса энергии и внутренней структуры системы, т. е. считая её сплошной средой. Согласно заложенной в это уравнение концепцией близкодействия, энергия E не просто исчезает в одних точках пространства и возникает в других, а переносится каким-либо энергоносителем Θ_k (массой k-го вещества M_k, его зарядом Q_k, энтропией S_k, импульсом $\boldsymbol{P}_k$ и т. п.) через границы системы.

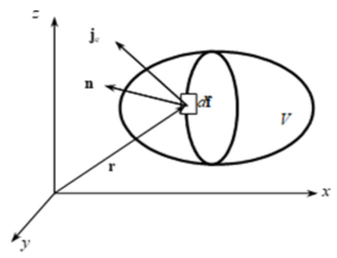

Рис.1. Поток энергии через границы системы

Учтём теперь, что поток энергии $\boldsymbol{j}_u$ складывается из потоков $\boldsymbol{j}_{ek}$ энергии U_k, переносимой k-м энергоносителем Θ_k (массой k-го вещества M_k, его зарядом Q_k, энтропией S_k, импульса $\boldsymbol{P}_k$ и т. п.). Каждый из таких потоков в свою очередь выражается произведением потока энергоносителя $\boldsymbol{j}_k$ на его потенциал ψ_k (удельную энергию), т. е. $\boldsymbol{j}_{ek} = \psi_k \boldsymbol{j}_k = \psi_k \rho_k \boldsymbol{v}_k$, где и $\boldsymbol{v}_k$ – скорость переноса k-го энергоносителя через неподвижные границы системы, $\rho_k = d\Theta_k/dV$ – его плотность:

$$\boldsymbol{j}_e = \Sigma_k \boldsymbol{j}_{ek} = \Sigma_k \psi_k \boldsymbol{j}_k, \tag{2}$$

После подстановки (2) и разложения $\nabla\cdot(\psi_k \boldsymbol{j}_k)$ на независимые составляющие $\Sigma_k \psi_k \nabla\cdot\boldsymbol{j}_k + \Sigma_k \boldsymbol{j}_k\cdot\nabla\psi_{ki}$ приводит закон сохранения энергии в форме:

$$d\mathscr{E}/dt + \Sigma_k\int\psi_k\nabla\cdot\boldsymbol{j}_k dV + \Sigma_k\int\boldsymbol{j}_k\cdot\nabla\psi_k dV = 0, \tag{3}$$

Если теперь вынести за знак интеграла некоторое среднее значение Ψ_k потенциала ψ_k и среднее значения $\boldsymbol{X}_k \equiv \bar{\bar{\nabla}}\psi_k$ градиента потенциала $\boldsymbol{x}_k = \nabla\psi_k$, и разложить скорость $\boldsymbol{v}_k$ на независимые поступательную $\boldsymbol{u}_k$ и вращательную $\boldsymbol{w}_k = \boldsymbol{\omega}_k\times\widehat{\boldsymbol{r}}_k$ составляющие

$$\boldsymbol{v}_k = \boldsymbol{u}_k + \boldsymbol{\omega}_k\times\widehat{\boldsymbol{r}}_k, \tag{4}$$

где $\boldsymbol{\omega}_k$ – угловая скорость вращения единичного объёма системы; $\widehat{\boldsymbol{r}}_k$ – мгновенный радиус вращения единицы объёма системы, то закон сохранения энергии (4) можно выразить через параметры тела (системы тел) в целом, как это принято в классической механике и термодинамике:

$$d\mathscr{E}/dt + \Sigma_k\Psi_k J_k + \Sigma_k \boldsymbol{F}_k\cdot\boldsymbol{u}_k + \Sigma_k\boldsymbol{M}_k\cdot\boldsymbol{\omega}_k = 0. \tag{5}$$

Здесь $J_k = -\int\nabla\cdot\boldsymbol{j}_k dV$ – скалярный расход k-го энергоносителя через границы системы; $\boldsymbol{F}_k$, $\boldsymbol{M}_k = \boldsymbol{F}_k\times\widehat{\boldsymbol{r}}_k$ – силы и крутящие моменты в их общефизическом понимании; $\boldsymbol{u}_k$, $\boldsymbol{\omega}_k$ – поступательные и вращательные скорости энергоносителя.

В таком виде уравнение баланса энергии применимо ко всем её материальным носителей энергии, включая её первичную форму (как бы мы её ни называли: эфиром, физическим вакуумом, скрытой массой, тёмной материей, тёмной энергией, квинтэссенцией и т. п.).

3. Максвеллоподобная форма уравнений поля

Универсальная форма закона сохранения энергии (5,6) позволяет ставить вопрос не только о независимом от максвелловского и хэвисайдовского вывода урадненений ЭМП [7], но и об общих закономерностях любого поля (гравитационного, гидро-динамического, электродинамического, электрооптико-акустического и т.п.). В частности, для процессов взаимопревращения электростатической и электомагнитной энергии в консервативных изолированных системах ($d\mathscr{E}_e/dt = 0$; $J_e = 0$) уравнение (5) принимает вид:

$$d\mathscr{E}_e/dt + \boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{D}/dt + \boldsymbol{H}\cdot d\boldsymbol{B}/dt = 0, \quad (6)$$

Согласно (6), такая система совершает два вида работ, причём один из них совершают магнитные силы Лоренца, дающие в сумме крутящий момент $\boldsymbol{M}_k$. Это опровергает расхожее мнение, что магнитные силы Лоренца не совершают работы, поскольку всегда направлени по нормали к траектории движения заряда [8]. Из (6) следует равенство:

$$\boldsymbol{E}\cdot d\boldsymbol{D}/dt = - \boldsymbol{B}\cdot d\boldsymbol{B}/dt. \quad (7)$$

Если положить

$$\boldsymbol{E} = - k_{eB}\, d\boldsymbol{B}/dt, \quad (8)$$

где k_{eB} – некоторый коэффициент, выравнивающий размерности, то и

$$\boldsymbol{B} = k_{eB}\, d\boldsymbol{D}/dt. \quad (9)$$

Первое из этих соотношений отражает закон электромагнитной индукции Фарадея, согласно которому отклонение стрелки гальванометра (величины, пропорциональной полю $\boldsymbol{E}$) определяется скоростью изменения «потока магнитного сцепления $d\boldsymbol{B}/dt$. От соответствующего уравнения Максвелла (точнее, Хэвисайда - Герца)

$$\nabla\times\boldsymbol{E} = -\,\partial\boldsymbol{B}/\partial t \quad (10)$$

оно отличается тем, что в нём отсутствует оператор ротора электрического поля $\nabla\times\boldsymbol{E}$ и фигурирует полная производная по времени $d\boldsymbol{B}/dt$ вместо частной $\partial\boldsymbol{B}/\partial t$. Это означает, что оно не постулирует существования «вихревого» электрического поля у неподвижного заряда в противоречие с экспериментом. Далее, замена $\partial\boldsymbol{B}/\partial t$ на $d\boldsymbol{B}/dt$ означает, что выражение (10) не исключает «конвективную» составляющую $\boldsymbol{J}_м^к = (\boldsymbol{\upsilon}_м\cdot\nabla)\boldsymbol{B}$ «магнитного потока сцепления» $\boldsymbol{B}$

$$d\boldsymbol{B}/dt = (\partial\boldsymbol{B}/\partial t)_{\boldsymbol{r}} + (\boldsymbol{\upsilon}_м\cdot\nabla)\boldsymbol{B}, \quad (11)$$

которая обусловлена фарадеевским перемещением силовых линий вместе с магнетиком.

Учёт этой составляющей позволяет объяснить, например, возникновение магнитного поля при вращении электрически нейтрального металлического диска (эффекты Роуланда – Эйхенвальда и Рентгена - Эйхенвальда), а также поляризацию диэлектрической пластины при её движении в магнитном поле (эффект Вильсона – Барнета) [2].

Уравнение (9) также отличается от второго уравнения Максвелла

$$\nabla\times\boldsymbol{B} = \boldsymbol{J}_e^{п} + \partial\boldsymbol{D}/\partial t \quad (12)$$

не только отсутствием оператора «rot» к уже существующему вихревому вектору $\boldsymbol{B}$, но и тем, что не исключает наличия «конвективного» члена $(\boldsymbol{\upsilon}_e\cdot\nabla)\boldsymbol{D}$ у полной производной от вектора электрической индукции

$$d\boldsymbol{D}/dt = (\partial\boldsymbol{D}/\partial t)_{\boldsymbol{r}} + (\boldsymbol{\upsilon}_e\cdot\nabla)\boldsymbol{D}. \quad (13)$$

Это означает, что соотношение (10) учитывает наряду с током смещения $\boldsymbol{J}_e^c = (\partial\boldsymbol{D}/\partial t)$ и током проводимости $\boldsymbol{J}_e^{п} = (\boldsymbol{u}_e\cdot\nabla)\boldsymbol{D}$, обусловленным движением заряда относительно проводника со скоростью $\boldsymbol{u}_e$, «конвективный ток» $\boldsymbol{J}_e^{к} = (\boldsymbol{\upsilon}_e\cdot\nabla)\boldsymbol{D}$, обусловленный движением в магнитном поле самого проводника или диэлектрика со скоростью $\boldsymbol{\upsilon}_e$. Последнее объясняет, почему в униполярных двигателях Фарадея эдс возникает там, где «поток» $\partial\boldsymbol{B}/\partial t$ не меняется, и не возникает там, где этот поток изменяется

[2]. Это исключает необходимость использования различных законов силы для случая движущегося контура и меняющегося поля, отмеченную Р. Фейнманом.

Соответственно (11) и (13) видоизменяется и другая пара уравнений Хэвисайда – Герца:

$$\nabla\cdot\boldsymbol{D} = \rho_e + \rho_e^{\text{п}};\ \nabla\cdot\mathbf{B} = \boldsymbol{J}_e^c + \boldsymbol{J}_e^{\text{п}} + \boldsymbol{J}_e^{\text{к}}, \tag{14}$$

которая требует учёта наличия у токонесущей системы не только свободного заряда ρ_e, порождающего ток проводимости $\boldsymbol{J}_e^{\text{п}}$ и конвективный ток $\boldsymbol{J}_e^{\text{к}}$, но и «поляризационного» заряда $\rho_e^{\text{п}}$, порождающего «ток смещения» $\boldsymbol{J}_e^c$. При этом необходимость введения последнего возникает не потому, что он в трактовке Максвелла «продолжает» токи проводимости[1], делая электрический контур с током замкнутым, а применение к вектору $\boldsymbol{E}$ оператора ротора – имеющим смысл, а в силу неравномерности распределения заряда в присутствии электрического поля.

Таким образом, обе пары уравнений (8), (9) и (14) наряду с их полной симметрией и предельной простотой охватывают более широкий круг явлений, нежели уравнения Хэвисайда – Герца, приписываемые Максвеллу. Это делает их альтернативными этим уравнениям.

4. Максвеллоподобные уравнения гравитации

Идея описания гравитационных полей в максвеллоподобном виде была впервые высказана О. Хэвисайдом (1893) при переформулировке им оригинальных уравнений Максвелла [9]. В них в качестве аналога плотности заряда ρ_e, плотности тока $\rho_e\boldsymbol{v}_e$, напряжённости электрического $\boldsymbol{E}$ и магнитного $\boldsymbol{B}$ полей и т. д. рассматривалась те же параметры гравитационного поля (с индексом «g»), т. е. ρ_g, $\rho_g\boldsymbol{v}_g$, $\boldsymbol{E}_g$, $\boldsymbol{B}_g$ и т. д. Вследствие этого уравнения Хэвисайда для ГЭМ имели тот же вид, что и уравнения Максвелла для ЭМП.

Однако для этого О. Хэвисайду пришлось прибегнуть к ряду дополнительных постулатов. Главным было допущение о существовании вихревого гравитационного поля. Это принципиально расходилось с представлениями того времени о чисто потенциальном характере гравитационного поля. Именно на этом базировалось решение Парижской академии наук от 1775 года не рассматривать проекты вечных двигателей типа несбалансированых колёс, ибо только в потенциальном поле работа силы тяжести $\boldsymbol{F}_g$ по любому замкнутому пути $\oint \boldsymbol{F}_g\cdot d\boldsymbol{r} = 0$. Далее, пришлось пренебречь принципиальным отличием гравитационного поля от электрического и магнитного полей, которым свойственно как притяжение, так и отталкивание. Наконец, пришлось признать единство механизма действия гравитационной силы, которая подобно силе Лоренца принималась состоящей из двух компонент, одна из которых, $\rho_g\boldsymbol{E}_g$, была ответственна за ускорение частиц, а другая, $\rho_g\boldsymbol{v}_g\times\boldsymbol{B}_g$ – за их вращение. Всё это в те времена не имело экспериментальных оснований и лишь усиливало постулативный характер самих уравнений Максвелла.

Всего этого можно было избежать, если придерживаться закона сохранения энергии в форме (5). В этом случае под $\boldsymbol{F}_k$ и $\boldsymbol{u}_k$ следует понимать гравитационную силу $\boldsymbol{F}_g$ и скорость $\boldsymbol{u}_m$ перемещения массы M, а под $\boldsymbol{M}_k$ и $\boldsymbol{\omega}_k$ – крутящий момент и угловую скорость вращения, например, несбалансированного колеса. Тогда для получения максвеллоподоб-

[1] Кстати, токи смещения отнюдь не «продолжают» токи проводимости, а направлены навстречу им, в чём можно убедиться по окончанию зарядки конденсатора в разорванной им цепи.

ных уравнений гравитации в условия изоляции системы ($d\mathcal{E}_g/dt = 0$, $J_k = 0$) достаточно самого определения крутящего момента $\mathbf{M}_k = \mathbf{F}_k \times \hat{\mathbf{r}}_k$, откуда немедленно последует и $\mathbf{w}_k = \boldsymbol{\omega}_k \times \hat{\mathbf{r}}_k$. Таким образом, максвеллоподобные уравнения гравитации содержатся в самом законе сохранения энергии (5).

Отсюда следует первостепенной важности вывод об ошибочности решения Парижской АН от 1775 года и возможности извлечения энергии из гравитационного поля в устройствах типа несбалансированных колес, периодически демонстрировавшихся представительным комиссиям, начиная с XII века [10]. Как выясняется в соответствии с законом (5), для этого достаточно непотенциальности гравитационного поля и того, чтобы плечо момента $\hat{\mathbf{r}}_k$ в фазе подъёма груза было меньше, чем в фазе его опускания. Достойно сожаления, что предубеждения до сих пор играют более значительную роль, нежели сами экспериментальные факты. В противном случае давно стало бы ясно, что наилучшим доказательством этого служит кругооборот воды в природе.

Литература

1. Максвелл Дж. К. Трактат по электричеству и магнетизму. – М.: Наука, 1989, Т.1,2.
2. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Т. 5. М.: Мир,1976.
3. Николаев Г.В. Непротиворечивая электродинамика. Теории, эксперименты, парадоксы. ТПУ, 1997.
4. *Эткин В.А.* Паралогизмы в теории Максвелла. //Исследования в области прикладных наук. (Сб. трудов науч. конф). Арад (Израиль), 2015.
5. 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..
6. Умов Н.А. Избранные сочинения. М. Л., 1950.
7. Эткин В.А. Энергодинамический вывод уравнений Максвелла.// Доклады независимых авторов. 2013. – Вып. 23.- С. 165-168. *Etkin V.A.* Thermodynamic Derivation of Maxwell’s Electrodynamic Equations. //Global Journal of Physics, 3(1).2015). 1-8
8. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М., Теоретическая физика. Т.8. Электродинамика сплошных сред. – М.: Наука, 1982, с.166.
9. Heaviside O. A gravitational and electromagnetic analogy. The Electrician, 1893. 57.
10. Эткин В.А. Теоретические основы бестопливной энергетики. – Канада: «Альтаспера», 2015.