

АЛЬТЕРНАТИВНАЯ ТЕОРИЯ ЭЛЕКТРОМАГНЕТИЗМА

(сокращенный вариант)

ВЯЧЕСЛАВ ОВСЕЙЧИК

1. ВВЕДЕНИЕ

1.1. Главную особенность используемых здесь подходов можно выразить концепцией: *каждому физическому явлению соответствует свой механизм*. Поэтому с помощью анализа процессов, в которых фундаментальную роль играют волны, а также эффекты, связанные с запаздыванием потенциалов, сравнительно просто интерпретируются явления *магнитного взаимодействия электрических токов, самоиндукции, а также скин-эффект и комптон-эффект*. Выясняется, что существуют *две разновидности поперечной силы Лоренца*.

Обнаруживаются источники движущих сил взаимодействий. Важнейшим из них являются фотоны реликтового излучения, которые задают параметры взаимодействия одиночных зарядов в стационарных системах.

Новый подход проливает свет на механическую природу электрического заряда, как своеобразного феномена.

2. МАГНИТНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ТОКОВ

2.1. В традиционной теории с помощью интерполяции формулы для замкнутых стационарных токов I_a и I_b , текущих по проводам, имеющим длины l_a и l_b соответственно, выводится сила, связывающая два прямолинейные тока [1]:

$$F = [\mu_0/(4\pi)]I_a I_b [l_a \times l_b \times R]/R^2$$

Используя векторную формулу: $a \times (b \times c) = b(ac) - c(ab)$, преобразуем это соотношение:

$$F = [\mu_0/(4\pi)]I_a I_b (l_a l_b)R/R^3 - [\mu_0/(4\pi)]l_a(l_b R)/R^3 \quad (2.1)$$

2.2. Умножая все части (2.1) на единичный вектор n , параллельный вектору R , и учитывая, что $|Rn| = |R|$, получим для силы магнитного взаимодействия токов, действующей вдоль вектора R :

$$nF = [\mu_0/(4\pi)]I_a I_b (l_a l_b)/R^2 - [\mu_0/(4\pi)]I_a I_b (l_a n)(l_b n)/R^2 \quad (2.2)$$

Для стационарных токов второй член правой части (2.1), благодаря геометрической симметрии, не вносит никакого вклада при интегрировании по замкнутому контуру (см. [1], с. 87). Он, фактически,

представляет собой математический аппендикс, предназначенный для описания явлений с помощью потока силовых линий. Поэтому в (2.2) остается только член, который можно выразить через векторные потенциалы:

$$nF = [\mu_0/(4\pi)]A_1A_2$$

где $A_1 = u_1Q_1/R$ и u_2Q_2/R - векторные потенциалы, которые создают точечные заряды Q_1 и Q_2 в точках, где находятся противоположные частицы.

2.3. Подчеркнем, что при относительно небольших скоростях движения взаимодействующих зарядов, что почти всюду имеет место на практике, сила nF является центральной силой, в которой отчетливо просматривается симметрия парного взаимодействия зарядов. С ее помощью можно интерпретировать силу Лоренца. Схему образования такой интегральной силы иллюстрирует рис. 2.

2.4. В [2], (с. 288 - 296) рассматривается система слабо взаимодействующих заряженных частиц, образованная из двух частиц, которые симметричны по всем параметрам. Здесь очень подробно освещена роль потенциалов Ленара-Вихерта. Мы приводим заключительную часть материала, изложенного в [2]. (К сожалению, этот материал исключен из рассмотрения в более позднем издании).

Итак, далее мы будем следовать теории, изложенной в [2]. Здесь записывается функция Лагранжа первой частицы в виде

$$L_1 = - m_1c^2(1 - u_1^2/c^2)^{1/2} - Q_1\phi_1 + (Q_1/c)(u_1A_1)$$

где ϕ_1 и A_1 считаются потенциалами поля, создаваемого второй частицей в той точке пространства, в которой в момент времени t находится первая частица. С учетом запаздывания и при произвольном законе движения потенциалы ϕ_1 и A_1 связаны между собой формулой:

$$A_1 = u_1\phi_1/c$$

Поэтому

$$L_1 = m_1c^2(1 - u_1^2/c^2)^{1/2} - Q_1(1 - u_1u_2/c^2)\phi_1 \quad (2.3)$$

Считая, что имеет место симметрия полей, образуемых движущимися зарядами: $Q_1 = Q_2 = Q$, и что $\phi_1 = \phi_2 = \phi$, из (2.3) может быть найдено выражение для общей энергии взаимодействия двух симметричных по своим параметрам частиц:

$$U_{\text{int}} = Q(1 - u_1u_2/c^2)\phi = Q\phi - (A_1A_2)R^2/(Qc^2)$$

где φ - потенциал поля, зависящий от мгновенного расстояния между зарядами $R(t)$. Параметр R/c отражает запаздывание потенциалов.

2.5 В окрестностях точки, где в некотором приближении можно считать, что $u_1, u_2 = \text{const}$, найдем напряженность поля, связывающего рассмотренную выше пару частиц. (Соответствующая сила при относительно медленном движении частиц считается центральной силой). Продифференцируем функцию U_{int} по $R(t)$, для случая, когда $R(t)$, как это чаще всего бывает на практике (в сфере техники, в частности) изменяется относительно слабо на промежутке времени $\Delta t \ll R/c$. (Этот промежуток сопоставим со временем свободного пробега электронов проводимости в реальном проводнике):

$$E_{\text{int}} = dU_{\text{int}}/dR = E_c - A_1A_2R^2/(Qc^2)$$

где $E_c = d\varphi/dR$ - напряженность кулоновского поля, которое при относительно медленном движении частиц можно рассматривать как статическое поле, обеспечиваемое точечными зарядами. Скалярное произведение $A_1A_2R^2/(Qc^2)$ характеризует энергию взаимодействия частиц, а также в некотором приближении и силу, связывающую частицы.

Итак, есть все основания считать, что за счет потенциалов Лиенара-Вихерта обеспечивается динамическое взаимодействие электрических зарядов, которое в частном случае представляется как магнитное взаимодействие слабо связанных зарядов и, соответственно - электрических токов.

Подчеркнем, что магнитное поле как конкретная сущность является вихревым полем. Скалярный член A_1A_2/e не имеет прямого отношения к подобному магнитному полю. Но на практике, он, как видим, играет центральную роль в «магнитном» взаимодействии стационарных токов.

2.6. Рассмотрим характерный случай, когда элементы стационарных токов лежат в одной плоскости и токи являются параллельными. Для данного случая скалярное произведение $u_1u_2 = 0$ и $A_1A_2 = 0$. Останется только компонента E_1E_2 . В тригонометрической форме ее величина в этом конкретном случае будет выражаться произведением $u_1u_2 \cos(u_1, R) \cos(u_2, R) = u_1u_2 \sin(R_0, R) \sin(R_0, R)$, где R_0 - расстояние между проводами (р.1).

Для параллельных токов имеет смысл рассматривать прямоугольный треугольник, образованными катетами l и R_0 , а также гипотенузой R . Можно видеть, что одинаковой величины токи, текущие по параллельным участкам проводов Δl_1 и Δl_2 будут связаны силой, имеющей динамическое происхождение.

2.7. Теперь рассмотрим взаимодействие относительно короткого отрезка l_1 по которому течет ток, с отрезком l_2 противоположного провода с током. Поскольку параллельных токов имеет место симметрия, и при u_1

$= u_2 = u$, $E_1 E_2 \sim u^2$, то сила взаимодействия рассчитывается с помощью определенного интеграла

$$F_m = K \int_0^{\chi_1} u^2 \sin^2 \chi \, d\chi$$

где $\chi = \sin(R_0, R)$, K - коэффициент.

Вычисление интеграла в пределах от 0 до χ_1 , когда $\chi_1 = \pi/2$ (бесконечно длинный второй провод) дает величину

$$F_m \sim Ku^2/R_0$$

Сила «магнитного» взаимодействия двух относительно длинных симметричных по своим параметрам токов представляет собой сумму сил, от отрезков Δl_1 и соседних отрезков, связанных взаимодействием со вторым проводом, что в системе СИ выражается повторным интегралом

$$I_1 I_2 \int dl_2 \int_{-\infty}^{\infty} dy \frac{R_0}{(R_0^2 + y^2)^{-3/2}} \sim F_m$$

где $y = (R^2 - R_0^2)^{1/2}$, $dl_1 = dy$.

Итак, мы получили такой же результат, как и при использовании традиционного метода, в котором применяются параметры магнитного поля см. [1], с. 87.

Однако в общем случае речь идет о методологии. Используемый здесь подход позволяет без лишних выкладок вычислять вклад энергии *каждого небольшого элемента тока* в общую энергию взаимодействия. В традиционной методике, приходится первоначально рассматривать взаимодействие замкнутых контуров, *как того требует теория Максвелла*, а затем с помощью цепочки рассуждений приходиться к соответствующей формуле для двух незамкнутых токов и учитывать, как это делается в [1], с. 86, что контурный интеграл выражения

$$\oint dl_1 \frac{dl_2 R}{R^3} = 0$$

равен нулю.

Преимущества безгеометрического подхода налицо.

2.8. Итак, согласно (2.3) общая сила взаимодействия постоянных токов, учитывающая кулоновское взаимодействие конкретных частиц, имеющих одинаковый знак, пропорциональна

$$1 - |A_1 A_2|$$

При параллельности токов $A_1 A_2 = 0$, и сила общего «магнитного» взаимодействия будет максимальной.

Таким образом, становится ясным, что «магнитное» взаимодействие токов обусловлено запаздыванием потенциалов, которое в рассматриваемых случаях *преодолевает кулоновское взаимодействие одноименных по знаку точечных зарядов.*

Итак, в «магнитное» взаимодействие токов, даже если токи являются стационарными, решающий и исключительный вклад вносит динамическое электрическое поле, обусловленное запаздыванием потенциалов. *Здесь следует отметить, что поле, считающееся магнитным, в случае стационарного поля создается в процессе многочисленных, близких по своим параметрам, одиночных процессов взаимодействия, связывающих конкретные частицы внутри промежутков времени R/c .*

3. СТАНДАРТИЗАЦИЯ СИЛЫ ТОКА И ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ КОНСТАНТ

3.1. Реализация единицы силы тока в СИ как одной из основных единиц этой системы, основывается на эксперименте, где взаимодействуют два одинаковых по величине постоянных электрических тока, параллельно текущие по относительно длинным проводам. Для расчета используется формула (см. [1]), с. 87

$$F/l = 2\mu_0 I^2 / (4\pi R_m) \quad (3.1)$$

здесь R_m - расстояние между проводами F - сила магнитного взаимодействия токов, l - длина провода, I - сила тока.

Формула (3.1) выведена на основе закона Ампера, определяющего силу, действующую на единицу длины проводника с током I_2 со стороны тока I_1 , генерирующего магнитное поле, величина которого

$$B_1 = 2\mu_0 I_1 / (4\pi R_m) \quad (3.2)$$

B_1 - индукция магнитного поля, создаваемого постоянным током I_1 , рассчитанная на единицу длины провода.

Отметим, что формула (3.2) получена интегрированием амперовых сил для тонкого провода. Для типичного элемента тока, текущего по проводу, дифференциальная сила магнитного взаимодействия определяется как векторное произведение

$$d\vec{F} = I_2 [d\vec{l}, B_1]$$

где $d\vec{l}$ - вектор, совпадающий по направлению с током и характеризующий элемент длины провода, по которому течет ток I_1 , Дифференциальная формула для силы Ампера имеет вид:

$$dF = [jB_1]dV \quad (3.3)$$

где $j = \rho u$ - плотность тока, dV - элементарный объем, в котором протекает ток.

Здесь мы будем использовать формулу для постоянного электрического тока в проводе, когда он однороден по толщине:

$$I = jS = neu/l \quad (3.4)$$

где $j = \rho u = I/V$ плотность тока, V - объем провода, в котором протекает ток, S - площадь поперечного сечения провода, n - количество электронов проводимости в проводе, имеющих одинаковую скорость u , когда они движутся под действием соответствующей разности потенциалов, приложенной к концам провода. При этом подразумевается, что на средней длине свободного пробега носителей тока их скорости практически остаются неизменными.

Подставляя в (3.3) значение параметра B_1 , и учитывая (3.4), находим

$$dF = I_2[dl \times (neu_1)]/l$$

С другой стороны, рассматривая I_2 как вектор,

$$I_2 = (neu_2)/l_2$$

получаем выражение для элементарной силы взаимодействия движущихся зарядов, имеющих соответствующие скорости u_1 и u_2

$$dF = I_2[dl, (n_1 n_2 e^2 [u_1 \times u_2]) / (l_1 l_2)]$$

3.2. При взаимодействии двух одинаковых по величине постоянных электрических токов I_1 и I_2 , параллельно текущих по относительно длинным проводам, когда $I_1 = I_2 = I$ расчет силы по (3.1) производится на единицу длины. Если длины отрезков проводов, по которым текут токи, имеют относительно расстояний между ними достаточно большие величины, то с помощью формулы (3.1) может быть обеспечена достаточная точность расчетов параметров, отражающих взаимодействие токов.

При $F/l = 2 \cdot 10^{-7}$ Н/м для стандартной ситуации, когда $I = I_{11} = 1$ А, $R_m = l = l_{11}$, в системе СИ вводится постоянная $|\mu_0| = 4\pi \cdot 10^{-7}$.

Подчеркнем, что при разработке системы единиц СИ эти условия были заданы конвенцией ([1], с. 85, 86).

3.3. Теперь стоит задача представить величину элементарного электрического заряда в виде механической величины.

Заметим, что разделив левую часть (3.1) и конкретно, - величину магнитной постоянной в правой части на $2 \cdot 10^{-7}$, при $I = 1$ А, $R_m = l$

приходим к единичному значению уточненного параметра $|(F/l)'| = 1$ и соответствующему значению магнитной постоянной $\mu_0' = 2\pi$.

Следовательно,

$$|\mu_0'| |I^2/R_m| = 2\pi \quad (3.5)$$

Можно оставить прежнее значение магнитной постоянной, но в этом случае следует пересчитать величину I' :

$$|\mu_0| |I'^2/R_m| = 2\pi$$

где $I' = (e_m un/l)$, e_m - уточненное значение величины e .

Такой подход ведет к уточнению величины константы e как механического по своей природе параметра. Из соотношения

$$I' = (e_m nu/l)/(2 \cdot 10^{-7})^{1/2}$$

находим

$$|e_m| = (2\pi|e|)/(2 \cdot 10^{-7})^{1/2} = 1,7960371(16) \cdot 10^{-22}$$

Отметим, что константа e_m отражает величину *механического аналога константы e* .

3. 4. Из (3.1) вытекает, что квадрат силы тока имеет размерность MLT^{-2} , а электрический заряд - в соответствии с (3.2) - $M^{1/2}LT^{-1}$.

Размерность электрического заряда, когда этот параметр используется при анализе взаимодействия движущихся электрических зарядов (токов), требует уточнения. В формуле (3.1) сила взаимодействия токов пропорциональна квадрату силы тока: $F \sim I^2 \sim n^2 e^2$.

В этой ситуации можно видеть, что зависимость силы взаимодействия токов от объемного заряда ne носит нелинейный характер.

И здесь всплывает одно методологически важное обстоятельство, а именно: нарушается инвариантность функции F при изменении шкалы величин заряда. Будучи представленной в выражении (3.1) функция, отражающая силу взаимодействия токов, обнаруживает квадратичную зависимость от выбора единицы силы тока.

Итак, мы встретились с проблемой асимметрии параметров, отражающих силовое взаимодействие частиц вещества. Ясно, что именно благодаря такой асимметрии размерность заряда выражается в нелинейных единицах массы - $M^{1/2}LT^{-1}$.

Для того, чтобы сбалансировать формулу (3.1) по размерности (исправить проблему асимметрии размерностей) умножим левую часть ее на единицу массы.

После такой процедуры величины параметров в формуле (3.1) не изменятся, но изменится размерность электрического заряда. Параметр

не будет выражаться теперь в единицах MLT^{-1} , то есть, заряд получает размерность импульса.

Итак, константа e_m , которая выступает как уточненное значение элементарного электрического заряда, в новой интерпретации может быть истолкована как некоторое специфическое значение импульса электрона.

4. РЕЛИКТОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

4.1. Итак, электрический заряд имеет размерность импульса, которому может соответствовать длина волны:

$$\lambda_p = h/e = 1.1106014(11) \times 10^{-3} \text{ м}$$

Вакуум формально или реально может выступать как абсолютно черное тело, температуру которого задает реликтовое излучение. Длину волны для максимума функции Планка здесь можно определить из закона смещения Вина:

$$\lambda_{\max} = hc/(4.96511k_B T) = 1.063(13) \times 10^{-3} \text{ м}$$

Здесь $k_B = 1.380652(90) \times 10^{-23} \text{ Дж К}^{-1}$, - постоянная Больцмана, $T = 2.725(37)\text{К}$ - температура реликтового излучения.

Константы λ_{\max} и λ_p близки по величине. Это значит, что электрическое взаимодействие может обеспечиваться с помощью фотонов реликтового излучения.

Все говорит о том, что величина элементарного электрического заряда, представляет собой переменную, *статистически* привязанную к максимуму функции Планка для реликтового излучения. Ясно, что в общем случае она может иметь широкий спектр значений. *Эффективная ширина* этого спектра зависит от напряженности внешнего электрического поля, действующего на электрон.

В случае относительно сильных полей, используемых для стандартизации параметров электромагнитного поля, спектр имеет острый пик и, практически, вырождается в точку, которая *задает величину элементарного электрического заряда как фиксированной постоянной*, хотя в общем случае мы имеем дело с комбинированным механическим параметром. То есть, фактически, элементарный электрический заряд - идеализированный, механический по своей природе, параметр.

Этот параметр при стандартных значениях параметров электрического поля фиксируется в форме константы.

5. ПРИНЦИПЫ МИНИМУМА И ДЕТАЛЬНЫЕ МЕХАНИЗМЫ ЯВЛЕНИЙ

5.1. Р. Фейнман в [3] определил следующий принцип минимума: «Если сделать так, чтобы все токи протекали через массу вещества, удовлетворяющего закону Ома, то токи распределятся в этой массе так, чтобы скорость, с которой генерируется в ней тепло, была наименьшей. Можно также сказать ... что скорость выделения энергии минимальна. Этот принцип, согласно классической теории, выполняется даже в распределении скоростей электронов внутри металла, по которому течет ток».

5.2. Рассмотрим уравнения Максвелла [4], применительно к имеющему гармоническую форму электрическому току вблизи поверхности относительно тонкого провода

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = - \partial \mathbf{B} / \partial t \quad (5.1)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \mathbf{j} / (\varepsilon_0 c^2) + (\partial \mathbf{E} / \partial t) / c^2 \quad (5.2)$$

$$\partial \mathbf{E} / \partial r = \rho / \varepsilon_0$$

Здесь \mathbf{B} - индукция магнитного поля в определенной точке тонкого провода, вблизи его поверхности, \mathbf{E} - напряженность электрического поля в этой точке.

5.3. Применим к (5.1) операцию rot , к (5.2) - операцию $\partial / \partial t$, а также используем для параметров соотношение, отражающее симметрию операций: $\partial \operatorname{rot} \mathbf{B} / \partial t = \operatorname{rot} \partial \mathbf{B} / \partial t$. В конечном итоге получим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = - \partial \mathbf{j} / \partial t - \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2$$

Ввиду того, что $\operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} = \operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E}$ и $\operatorname{div} \mathbf{E} = \rho / \varepsilon_0$, где ρ - объемная плотность заряда в проводе, в окрестностях определенной точки, можно записать:

$$\operatorname{grad} \rho / \varepsilon_0 + \partial \mathbf{j} / \partial t = \Delta \mathbf{E} - \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2 \quad (5.3)$$

Случай, когда обе части (5.3) равны нулю, соответствует *уравнению движения по проводу узла волны тока, близкому по своим параметрам к гармоническому току* (в узле ток равен нулю).

$$0 = \operatorname{grad} \rho / \varepsilon_0 + \partial \mathbf{j} / \partial t = \Delta \mathbf{E} - c^2 \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2 \quad (5.4)$$

Формула (5.4) может характеризовать огибающую семейства возможных решений, зависящих от параметра времени и, как будет показано в дальнейшем, от угла между векторами токов и радиус-вектором, соединяющим эти токи. Теперь (5.4) отражает уже не движение отдельной заряженной частицы, а семейства частиц, и

представляет собой усредненный по ансамблю параметр. Это семейство движется в окрестностях точки, в которой располагается узел тока.

5.4. В существующей теории ток в проводе, даже если он переменный, рассматривается как несжимаемая жидкость. Это значит, что при таком подходе $dj/dt = \rho du/dt$, и при выполнении закона сохранения заряда $d\rho/dt = 0$. Здесь неявно предполагается, что движущийся волновой объект не изменяет своей формы (электрический заряд сохраняется).

Но параметр ρ может меняться за счет рассеяние волн тока в реальной среде (речь идет, при учете всех деталей, об изменении величины электрического заряда электрона проводимости как его импульса, в частности. Этот параметр за счет коллективных процессов переноса энергии и перманентной компенсации потерь от источника тока в проводе изменяется относительно слабо ($\partial u/\partial t \approx \text{const}$) и в современной теории, описывающей стационарные токи, не рассматривается. Однако можно видеть, что реально как усредненный параметр, отражающий параметры типичного электрона проводимости (), параметр dj/dt распадается на две компоненты, и ток, в принципе, уже нельзя рассматривать в качестве стационарного

$$dj/dt = u \partial \rho / \partial t + \rho \partial u / \partial t \quad (5.5)$$

Используем это соотношение в (5.4) а также умножим все части его скалярно на вектор u

$$c^2 u (\text{grad } \rho) + u^2 \partial \rho / \partial t + \rho u \partial u / \partial t = 0 \quad (5.6)$$

Здесь учтено, что, как показывает анализ (см. (3.6)), в системе СИ, в которой исключен произвол выбора магнитной постоянной, необходимо в качестве μ_0 принимать величину 2π . Это значит, что пренебрегая коэффициентом 2π , а также считая, что магнитная постоянная является безразмерным параметром, в качестве электрической постоянной следует использовать коэффициент c^{-2} .

Отметим, что если ток нельзя считать стационарным, и затуханием тока в проводе, нельзя пренебречь, (полная картина явлений требует именно этого), действительно также соотношение для нестационарных процессов, протекающих в некотором объеме: $u \text{ grad } \rho = - \partial \rho / \partial t$. Используя его, находим из (5.6) уравнение для нестационарных процессов, протекающих внутри провода:

$$(u^2 - c^2) \partial \rho / \partial t = \rho u \partial u / \partial t = 0.5 \cos \eta \rho \partial u^2 / \partial t \quad (5.7)$$

Здесь η - угол между векторами u и $\partial u / \partial t$.

Первая деталь, которая обнаруживается в соотношении (5.7): роль параметра $(-c^2 \partial \rho / \partial t)$. Ему, на наш взгляд, соответствует явление *самоиндукции*. Знак минус указывает на характер реакции провода.

5.5. Для электронов проводимости принцип минимума расходуемой в проводе электрическим полем кинетической энергии в режиме, близком к стационарному, можно выразить асимптотическим соотношением

$$\cos \eta \partial u^2 / \partial t = \min \quad (5.8)$$

Ясно, что при $\eta = \text{const}$ соотношение (5.8) может обеспечиваться целиком за счет условия (предельный случай)

$$u \partial u / \partial t = 0 \quad (5.9)$$

5.6. Процессы движения электронов в проводе, на которые действует внешнее поле, реально проявляются как *вариационные*. Можно предположить, что за счет вариации соответствующих параметров между ускоряющимися от источника тока электрическими зарядами возникает сила, которая, действуя на электроны проводимости, направлена *нормально* вектору тока (именно на это указывает формула (5.9).

Ее можно назвать «*вариационной силой Лоренца*». Отклоняя электроны к границам провода, она образует скин-эффект. Подчеркнем, что появление этой силы может быть связано с тем, что траектории электронов подвержены хаосу и реально представляют собой ломаную линию, вычерчиваемую флюктуациями вакуума. Из подобных линий, на наш взгляд, и формируется истинная траектория коллектива частиц, имеющая случайный разброс параметров. Она удовлетворяет соответствующему принципу минимума (электроны проводимости, которые не укладываются в параметры вариации, вылетают наружу. Очищаясь от них, волна тока становится близкой по своим параметрам к стационарной).

Возможность введения траекторий для микрочастиц (такие траектории имеют смысл только на участках, определенным образом ограниченных по длине и по другим параметрам) подробно рассматривается в [5].

5.7. Проделав при $\cos \eta = 1$ несложные преобразования (5.7), проинтегрируем $\partial \rho / \rho$ как функцию параметра u , изменяющуюся от нуля до некоторой фиксированной величины:

$$\rho = \rho_0 (1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Здесь ρ_0 - значение ρ при $u = 0$, $\beta = u/c$.

Подобное соотношение существует в специальной теории относительности (СТО). Правда, в СТО ρ является функцией длины ИП, как *релятивистского параметра*. Такой подход является чисто

формальным, он не имеет прямого отношения к деталям реальных явлений.

5.8. Применяя к обеим частям соотношения (5.7) формулу $\text{grad } \rho = -\partial\rho/\partial t$ и умножая все члены полученного соотношения векторно на u , получим:

$$c^2 \partial\rho/\partial t = \rho(u \times \partial u)/\partial t = 0.5 \sin \eta \rho \partial u^2/\partial t$$

Поскольку $(\partial\rho/\rho)/\partial t = \partial \ln \rho/\partial t \sim \partial u^2/\partial t$, то мы приходим к выводу, что амплитудное значение плотности тока вблизи фиксированной точки узла волны, движущейся по проводу, меняется с течением времени (то же самое, - по длине провода, по которому движется узел) экспоненциально.

Такая пропорциональность отражает происходящее в естественных условиях рассеяние энергии электронов в проводе, когда $\Delta W/\Delta t \sim \partial u^2/\partial t$. Это ведет к уменьшению их импульсов (электрических зарядов в частности) при взаимодействии их, как носителей электрической энергии с веществом.

5.9. Еще раз подчеркнем роль механизма, маскирующего фундаментальный факт: величина электрического заряда электрона проводимости, которая выступает в существующей теории как константа, в действительности, таковой может и не являться. Но на длине свободного пробега электронов в реальных проводниках изменения их импульсов незаметны, что позволяет ими пренебречь. Ясно, что идентификация этого параметра как импульса способна сделать физическую картину явлений электродинамики существенно более точной.

Итак, можно считать, что закон сохранения электрического заряда, в принципе, неправильно отражает реальные явления и электромагнетизма и процессы рассеяния электрической энергии в веществе. Использование этого закона маскирует тонкие детали взаимодействия зарядов и токов.

Отметим, что при анализе явлений, протекающих в объеме металлических проводников, когда по нему течет электрический ток, возникает вопрос об учете того факта, что ток проводимости в металле даже для диапазона относительно небольших частот существенно больше тока смещения. Но следует учесть, что рассмотренные выше явления имеют место для случаев, когда длина провода, сравнима с длиной свободного пробега электронов проводимости в данном проводе. Это важная деталь. Реально в рассматриваемом случае имеет место переход энергии тока смещения в проводе, который движется в тонком слое, в ток проводимости и наоборот.

5.10. Итак, классический подход игнорирует процессы экспоненциального рассеяния энергии в проводе. Здесь используется

закон Ома, который дает идеализированную картину, что соответствует относительно короткому проводу. Учитывающий эту особенность анализ процессов рассеяния энергии *переменного* тока, текущего по проводу, дает возможность отчетливо видеть сопутствующие явления. Из

$$c^2(\partial\rho/\rho)/\partial t = c^2\partial\ln\rho/\partial t \sim \sin\eta \partial u^2/\partial t \quad (5.10)$$

для фиксированного значения $\sin \eta$ следует соотношение для плотности заряда

$$\Delta\rho \sim (\sin \eta) \exp \Delta u^2/c^2.$$

Это значит, что рассеянная энергия будет вытекать наружу провода в направлении, перпендикулярном вектору тока.

Такие процессы проявляются в форме скин-эффекта, для которого свойственно экспоненциальное затухание тока в радиальном направлении. Ясно, что максимальное рассеяние будет происходить в направлении $\sin \eta = 1$, то есть, перпендикулярно вектору тока.

6. ИЗЛУЧЕНИЕ ЭМВ

6.1. Затухание электрического тока, сопровождается излучением ЭМВ в широком диапазоне частот. Рассмотрим механизм этого явления, используя теорию излучения волн электрическим диполем [см. 1, с. 246]. Он представляет собой пару электрических зарядов противоположного знака, разделенных некоторым расстоянием. Здесь идет речь о поле излучения на расстояниях, сопоставимых с длиной излучаемых волн. Формула для потенциала следует из условия Лоренца

$$d\varphi/dt + \operatorname{div} A = 0$$

где $A = b/(cR_0)$, b - электрический момент диполя, R_0 характеризует точку, в которой фиксируется поле:

$$\operatorname{div} b/R_0 = - \operatorname{div} Z,$$

здесь $Z = b/R_0$.

Значение электрического поля диполя берется в момент времени $t' = t - R/c$. Его величина для этого момента выводится в [1, с. 246]:

$$E = \operatorname{grad} \varphi = \operatorname{grad} \operatorname{div} Z - (dZ/dt)/(R_0c^2)$$

С помощью соотношения $\text{rot rot } a = \text{grad div } a - \Delta a$ в [1] находят, используя тот факт, что для гармонического тока в определенной точке провода $\Delta Z \sim (d^2Z/dt^2)$:

$$E = \text{rot rot } Z$$

Интерес представляет фурье-компонента излучения b_ω , которая характеризует волну с частотой ω и волновым числом, рассчитанным для вакуума: $k = \omega/c$. Эта компонента входит в соотношение:

$$b_{\omega \text{exp}} = b_\omega \exp(-i\omega t) = b_\omega \exp[(-i\omega(t - R_0/c))] = b_\omega \exp[(-i\omega(t - R_0/c)] \exp(-ikR_0)$$

Из операции d^2Z/dt^2 следует (см. [1]):

$$E_\omega = b_\omega (k^2/R_0 + ik/R_0^2 - 1/R_0^3) \exp(-ikR_0) + n(nb_\omega)[(-k^2/R_0 -$$

$$3ik/R_0^2 + 3/R_0^3)] \exp(-ikR_0)$$

Так как $b_\omega - n(nb_\omega) = b_\omega(1 - \cos \theta) \sim E_\omega$, можно заключить, что угловая диаграмма излучения ЭМВ для компоненты $b_\omega k^2/R_0$ совпадает с угловой диаграммой излучения фотонов при комптон-эффекте.

Отсюда следует естественный вывод, что излучение ЭМВ в проводе происходит за счет столкновений электронов проводимости, участвующих в направленном движении, с фононами и с ионами атомов, в результате чего выбиваются фотоны, которые затем складываются в радиоволну. Таким образом происходит излучение радиоволн проводом.

6.2. Итак, все больше фактов подтверждает отсутствие принципиальных препятствий для того, чтобы интерпретировать явления электродинамики на основе обычной механики и теории электромагнитных волн, в качестве компонент у которых выступают фотоны. Речь идет о реальных, а не виртуальных фотонах.

Приложение 1. ДЕТАЛИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ТОКА

1. Для анализа процессов в относительно коротком цилиндрическом проводе, когда по нему протекает постоянный электрический ток, разделим провод условно на две части: *идеализированный провод* (ИП), длина которого равна средней длине свободного пробега электронов проводимости, и активную нагрузку, которую можно представить как точку, вынесенную в торец провода. Энергия, расходуемая полем в единицу времени на ускорение электрона проводимости, пропорциональна мощности такого элементарного тока:

$$0.5m_e u^2 \sim (\Delta U)^2 \gamma$$

Здесь u - скорость электрона проводимости после прохождения им разности потенциалов ΔU , γ - электрическая проводимость ИП. Ток в однородном по длине проводе адекватно описывают соотношения:

$$I = jS = \rho u S = n e_s u / l = \Delta U \gamma \quad (1.1п)$$

Здесь $e_s = e_s = 1.60217653(14) \times 10^{-19}$ Кл - величина элементарного электрического заряда в СИ, электрический заряд электрона, n - количество электронов проводимости в ИП, u - средняя скорость движения электрона в проводнике под действием поля, $\rho = n e_s / S l$ - объемная плотность электронов проводимости в проводе, l и S - длина и площадь поперечного сечения провода соответственно.

2. Из соотношений (1.1п) вытекает, что $\Delta U \sim u$. Это дает основу для перевода электрических параметров в механические. С помощью метода размерностей можно представить рассмотренные выше параметры в следующем виде:

$$\Delta U = [l u e_s / (l_{11} u_{11})] b R_{11}$$

$$\gamma = \rho S l_{11} / l = n_1 e_s l_{11} / l^2$$

здесь $R_{11} = 1$ Ом, b - коэффициент.

Видно, что удельная электрическая проводимость идеализированного провода *обратно пропорциональна квадрату его длины*. Это соответствует *закону трех вторых* для тока в вакуумном диоде [6]. Процессы здесь аналогичны, - на длине свободного пробега поле можно считать объемно-однородным.

Ясно, что электрическое сопротивление реального провода, состоящего из последовательно соединенных ИП, *будет прямо пропорционально числу таких проводов, т. е. его длине*. Это значит, что в относительно длинном проводнике при таких условиях формально выполняется закон Ома.

Для ИП, как участка цепи, можно связать стандарт разности потенциалов со стандартом R_{11} . Сила тока будет иметь нулевую размерность, электрическое сопротивление и потенциал получают размерность скорости. Эти выводы опираются на формулу для мощности тока:

$$P = (\Delta U)^2 \gamma = n u^2 e_s^2 b^2 / (l_{11} u_{11} R_{11}^2) = \Delta U I$$

Приложение 2. КИНЕМАТИЧЕСКАЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТЬ

1. Рассмотрим систему двух атомов, движущихся с взаимной относительной скоростью v .

Предположим, что реальное пространство событий *микромра* характеризуют преобразования (декартова прямоугольная система координат, атом движется вдоль координаты x со скоростью v , в нулевой точке координат находится другой атом):

$$x' = x - vt, \quad y' = y, \quad z' = z$$

$$t' = [t - (v/c^2) x] [(1 - v/c)/(1 + v/c)]^{1/2}$$

$$c' = c [(1 + v/c)/(1 - v/c)]^{1/2}$$

Здесь c - скорость фотона, излученного при разбегании атомов, движущихся вдоль координаты x , c - скорость света в стационарной системе, когда $v = 0$. Ясно, что при сближении атомов скорость света

$$c' = c [(1 - v/c)/(1 + v/c)]^{1/2} \quad (2.1п)$$

Приведенные выше преобразования позволяют записать соотношение, интерпретируемое как инвариант пространства событий.

$$x'^2 + y'^2 + z'^2 - c'^2 t'^2 = x^2 + y^2 + z^2 - c^2 t^2$$

Формулу для *относительной скорости света* как векторной величины приводит в своей работе М. Рубицкий [7]:

$$c' = c (1 - \cos \eta v/c) / (1 + \cos \eta v/c) \quad (2п.1)$$

где η - угол между направлением скорости света и радиус-вектором, соединяющим системы отсчета (в нашем случае - атомы).

На наш взгляд, формуле (2.1п) в действительности соответствует *фазовая скорость* движения волновых компонент, образующих фотон:

$$u' = u (1 - \cos \eta v/c) / (1 + \cos \eta v/c) \quad (2п.2)$$

Такой подход позволяет избежать вопроса об инвариантности скорости света в вакууме.

Умножая (2п.2) на параметр v' , где v' можно рассматривать как групповую скорость движения пакета волн, а также учитывая соотношение, выведенное де-Бройлем: $u/v' = uv = c^2$, получим

$$c' = c [(1 - (\cos \eta)v/c) / (1 + (\cos \eta)v/c)]^{1/2}$$

Ясно, что при $\eta = 0$ эта формула будет совпадать с формулой (2.1п).

Формулы для c' и c'' отражают изменения скорости света за счет продольного эффекта Доплера. *Общее время движения фотона по замкнутому пути в прямом и обратном направлении координаты X, очевидно, будет равно*

$$l/c' + l/c'' = 2(l/c)(1 - v^2/c^2)^{-1/2}$$

Здесь l - длина пути фотона в одном направлении.

Полученная формула полностью объясняет отрицательный результат опыта Майкельсона по обнаружению эфирного ветра, а также парадокс близнецов (ПБ). (Более подробно о ПБ в рассматриваемом контексте см. [7]). При таком подходе *эффект замедления времени носит чисто технический характер, а пространство является локально абсолютным.*

Эти выводы будут понятными, если использовать модель фотона, как пакета волн, у которого инертная масса пропорциональна

$$[(1 + u/c)/(1 - u/c)]^{1/2} \quad (2п.3)$$

Формула (2п.3) отражает один из возможных вариантов сложения в пакет волн, близких по своим параметрам к линейным плоским волнам. Ясно, что масса фотона будет равной нулю только при величине фазовой скорости $u = -c$.

Отрицательная величина фазовой скорости для составляющих пакет волн означает, что фотон, прежде чем вылететь из атома, ощущает на себе воздействие волн, которые *приходят оттуда, куда он должен двигаться.* На этой основе, в принципе, может быть объяснена *дифракция одиночных фотонов на препятствиях.*

В конечном итоге, просматривается *новый принцип причинности, свойственный микромиру.*

Из прошлого к нам движутся группы волн, из будущего - отдельные волны (отрицательная фазовая скорость отражает этот процесс).

Они встречаются **ЗДЕСЬ и СЕЙЧАС.**

Так может формироваться **НАСТОЯЩЕЕ.**

2. Релятивистская динамика может быть построена на концепции, что все субатомные частицы представляют собой волны-корпускулы, и что для таких объектов *выполняется инвариантность фазы волны де-Бройля.* (Отметим, что существование подобных пакетов как устойчивых образований возможно при условии, что их расплывание протекает по такому же закону, что и космологическое расширение атомных структур).

Итак, рассмотрим движение сравнительно узкого пакета почти линейных гармонических плоских волн вдоль оси x . Уравнение движения волны в интерпретации де-Бройля здесь имеет вид:

$$F = A \exp i(kx - \omega t) = A \exp 2i\pi[(px - Wt)/h]$$

где $p = \hbar k/2\pi$ и $W = \hbar\omega/2\pi$ - импульс и энергия пакета соответственно. Легко проверить, что фаза волны де-Бройля будет инвариантом

$$px - Wt = p'x' - W't',$$

при условии, что параметры пакета волн связаны соотношениями

$$x' = (x - vt)[(1 - \beta^2)]^{-1/2}$$

$$t' = [t - (v/c^2)x](1 - \beta^2)^{-1/2}$$

$$p' = (p - Wv/c^2)[(1 - \beta^2)]^{-1/2}$$

$$W' = (W - vp)(1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Здесь $\beta = v/c$. Итак, мы получили преобразования, аналогичные преобразованиям Лоренца. Их вывод не требует введения специальных *физических постулатов* и последующей переработки уравнений динамики.

При использовании нового подхода, который основывается на теории волн, ненужной становится СТО в качестве фундамента релятивистской динамики и кинематики.

3. Для релятивистских преобразований компонент напряженностей электрического и магнитного полей, образованных движущимися зарядами, имеются формулы:

$$E_x' = E_x, \quad E_y' = (E_y - \beta H_z)(1 - \beta^2)^{-1/2},$$

$$E_z' = (E_z + \beta H_y)(1 - \beta^2)^{-1/2},$$

$$H_x' = H_x, \quad H_y' = (H_y + \beta E_z)(1 - \beta^2)^{-1/2},$$

$$H_z' = (H_z - \beta E_y)(1 - \beta^2)^{-1/2}$$

Легко проверить, что из этих соотношений могут быть получены комбинированные параметры полей:

$$E_y' - H_z' = (E_y - H_z)[(1 + v/c)/(1 - v/c)]^{1/2} = (c'/c)(E_y - H_z)$$

$$E_z' - H_y' = (E_z - H_y)[(1 - v/c)/(1 + v/c)]^{1/2} = (c'/c)(E_z - H_y)$$

Видим, что при релятивистском подходе *инвариантной величиной является разность параметров, как неразделимая их совокупность*. Разделение параметров на электрические и магнитные и сопоставление

им в электродинамике как единой универсальной теории самостоятельных сущностей, на наш взгляд, является искусственным, приводит к не имеющему адекватного физического смысла формализму и порождает проблемы, не имеющие отношения к реальной физике.

Итак, везде в формулах новой теории отражается присутствие эффекта Доплера, как явления, характеризующего *кинематические* параметры движения волн. В этой связи можно привести высказывание Л. Бриллюэна: «Мы представляем себе модель часов иначе, чем Эйнштейн; при этом эффект Доплера выдвигается на первый план, а преобразования Лоренца оказываются чисто математическим приемом. Наш интерес перемещается от математических формулировок в сторону физических фактов» [8].

Последние слова могут служить девизом новых подходов в электродинамике.

Выводы: 1. Классические явления электромагнетизма можно свести к симметричному взаимодействию зарядов, естественным источником которого является реликтовое излучение, к запаздыванию потенциалов и эффекту Доплера.

2. Параметры реликтового излучения определяют величину элементарного электрического заряда. Это излучение выступает в роли калибратора энергетических параметров, описывающих взаимодействие заряженных частиц. Электрический заряд представляет собой скрытый кинематический параметр.

3. Механизм образования и излучения радиоволн в проводниках включает в себя эффект Комптона, за счет которого происходит генерация фотонов и сложение их в радиоволну.

4. Закон Ома является идеализированным законом и выполняется приближенно для токов, движущихся по коротким участкам относительно длинного проводника. Строго говоря, на длине свободного пробега электронов проводимости этот закон не действует. На таких дистанциях действует закон «три вторых». Поток электронов здесь нелинейно зависит от разности потенциалов.

5. Анализ показывает наличие двух типов поперечной силы Лоренца, которые принципиально отличаются друг от друга. Интегральная поперечная сила Лоренца образуется *из компонент центральных симметричных сил*.

Л И Т Е Р А Т У Р А:

[1]. Д. Камке, К. Кремер, Физические основы единиц измерения, Москва, 1980.

[2]. В. Г. Левич, Курс теоретической физики, т. 2, Физматгиз, 1962.

[3]. Фейнмановские лекции по физике, т. 6. Электродинамика, М., 1966.

- [4]. А. В. Астахов, Ю. М. Широков, т. 2, Электромагнитное поле, с. 40, М., Главная редакция физико-математической литературы, 1980.
- [5]. Б. Н. Родимов, Автоколебательная квантовая механика, Издательство Тюменского государственного университета, 1967.
- [6]. А. И. Ахиезер, И. А. Ахиезер, Электромагнетизм и электромагнитные волны, М. Высшая школа, 1985.
- [7]. Maciej Rubicki, Critical Analysis of Spatial Relativity in Reference to Energy Transformation, Apeiron, Vol. 15, No. 3, July 2008.
- [8]. Л. Бриллюэн, Новый взгляд на теорию относительности, М., Мир, 1967.

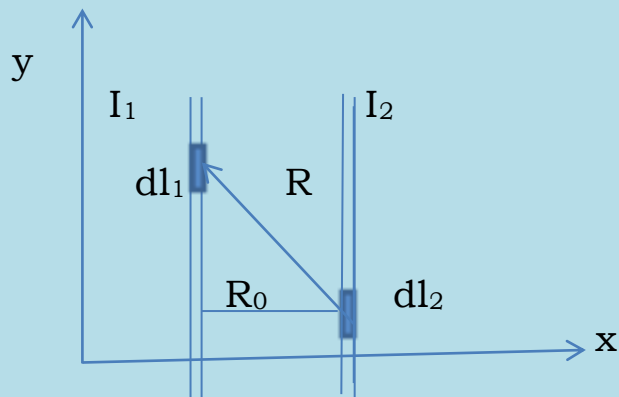


Рис. 1

Сила Лоренца

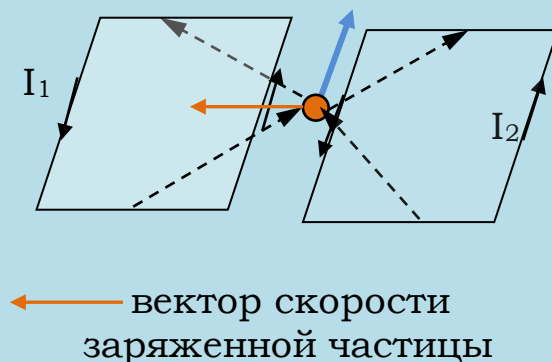


Рис. 2

Образование силы Лоренца из
компонент центральных сил ($I_1 = I_2$)

2.08.2007 г. с уточнениями и добавлениями, сделанными в 2008 - 2013 гг. Исправлено в ноябре 2015 г.

All right reserved