

СКАЛЯРНОЕ ПОЛЕ В ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ. ТЕОРИЯ И ЭКСПЕРИМЕНТ

Шипов Г.И.

Академик РАН <http://www.shipov-vacuum.com>

Введение

Физика - наука экспериментальная и никакие теоретические рассуждения не в состоянии отменить наблюдаемые эксперименты, повторенные многократно в различных местах. Казалось бы, что эта аксиома никогда не нарушалась в процессе развития современной физики, начиная с Ньютона. Однако в последнюю сотню лет мы наблюдаем в фундаментальной физике отказ от этой аксиомы, начиная, например, с известных всему миру экспериментальных работ Николы Тесла [1-6]. Это (сознательное или неосознанное) действие со стороны высокопоставленных ученых, ответственных за состояние науки, тянет, как минимум, на несоответствие занимаемой должности.

Простейшие теоретические и экспериментальные исследования, проведенные автором [7-13], показывают, что гениальный Никола Тесла, обнаружив скалярное электромагнитное излучение, сделал в электродинамике открытие, достойное Нобелевской премии.

1. Обобщение уравнений Максвелла для переменных зарядов

С теоретической точки зрения, простейшим обобщением электродинамики Максвелла-Лоренца, в которой заряд постоянен $e = const$, является электродинамика с переменным зарядом $e = e(\vec{x}, t) \neq const$. Эта ситуация вполне возможна в теории элементарных частиц, при рождении заряженных частиц из вакуума, когда полный заряд системы сохраняется, но локально, в некоторой области, заряд становится функцией координат и времени. В нерелятивистской электродинамике переменный заряд системы зарядов $Q = Q(\vec{x}, t) \neq const$ впервые использовал Н. Тесла в своих устройствах. Мы, для простоты, представим обобщение электродинамик Максвелла-Лоренца в случае одного переменного заряда.

Уравнения классической электродинамики, записанные в 4D инерциальной системе отсчета, включают в себя уравнения движения заряда e с массой m в электромагнитных полях \vec{E} и \vec{H} (уравнения Лоренца)

$$m \frac{du^i}{ds} = \frac{e}{c^2} F^{ki} u_k, \quad i, k = 0, 1, 2, 3 \quad (1)$$

и уравнения полей \vec{E} и \vec{H} (уравнения Максвелла)

$$\frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^i, \quad j^i = \rho \frac{dx^i}{dt}, \quad \rho = e\delta(\vec{r}), \quad (2)$$

$$\frac{\partial F_{ik}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{kl}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{li}}{\partial x^k} = 0, \quad (3)$$

где $\delta(\vec{r})$ - дельта функция Дирака, ds - интервал пространства Минковского, $u_k = dx_k/ds$, $u_k u^k = 1$ - единичный вектор 4D скорости. В уравнениях (1)-(3) $F^{ik} = -F^{ki}$ - тензор электромагнитного поля, определяемый через электромагнитные поля \vec{E} и \vec{H} и 4D потенциал A^i известным образом [14]

$$F^{ik} = A^{ki} - A^{ik} = \frac{\partial A^k}{\partial x^i} - \frac{\partial A^i}{\partial x^k} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -H_z & H_y \\ E_y & H_z & 0 & -H_x \\ E_z & -H_y & H_x & 0 \end{pmatrix}. \quad (4)$$

Беря производную от левой и правой части уравнений (2), имеем

$$\frac{\partial}{\partial x^i} \frac{\partial F^{ik}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} \frac{\partial J^i}{\partial x^i} = 0, \quad (5)$$

откуда следует уравнение непрерывности электродинамики Максвелла-Лоренца

$$\frac{\partial J^i}{\partial x^i} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{J} = 0 \quad (6)$$

и, следовательно, закон сохранения заряда $e = \text{const}$ [14]. Напомним, что 4D ток имеет следующие компоненты $J^i = (J^0 = \rho c, \vec{J} = \rho \vec{v})$. Закон сохранения (6) требует выполнения условия калибровки Лоренца

$$\frac{\partial A^i}{\partial x^i} = \frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{A} = 0, \quad (7)$$

при этом 4D потенциал имеет следующие компоненты $A^i = (A^0 = \varphi, \vec{A})$ $A_i = (A_0 = \varphi, -\vec{A})$. Соответственно, для переменного заряда $e = e(\vec{x}, t) \neq \text{const}$, условия (6) и (7) нарушаются. В этом случае, дополнительно к векторным электромагнитным полям \vec{E} и \vec{H} , появляется скалярное поле S , которое мы определим как

$$S = S_E + S_H = -\frac{\partial A^i}{\partial x^i} = -\left(\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{A}\right) \neq 0. \quad (8)$$

С учетом скалярного электромагнитного поля (8) уравнения Максвелла (2) принимают вид

$$\frac{\partial F^{0k}}{\partial x^k} = -\frac{\partial S}{\partial x^0} - \frac{\partial}{\partial x^k} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} = -\frac{4\pi}{c} j^0,$$

$$\frac{\partial F^{\alpha k}}{\partial x^k} = \frac{\partial S}{\partial x^\alpha} - \frac{\partial}{\partial x^k} \frac{\partial A^\alpha}{\partial x_k} = -\frac{4\pi}{c} j^\alpha,$$

где $k = 0, 1, 2, 3$, $\alpha, \beta = 1, 2, 3$. Вводя обозначения $\frac{\partial}{\partial x^k} \frac{\partial \varphi}{\partial x_k} \rightarrow -\square \varphi$ и $\frac{\partial}{\partial x^k} \frac{\partial A^\alpha}{\partial x_k} \rightarrow -\square A^\alpha$,

где $\square = \Delta - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}$ - оператор Даламбера, запишем обобщенные уравнения Максвелла в виде

$$\square \varphi - \frac{1}{c} \frac{\partial S}{\partial t} = -4\pi \rho, \quad (9)$$

$$\square \vec{A} + grad S = \frac{4\pi}{c} \vec{j}. \quad (10)$$

Легко видеть, что при $S = 0$ уравнения (9) и (10) переходят в обычные уравнения Максвелла (2) с источниками. Через векторные поля \vec{E} и \vec{H} уравнения (9) и (10) запишутся как

$$div \vec{E} - \frac{1}{c} \frac{\partial S}{\partial t} = 4\pi\rho, \quad (9a) \quad rot \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + grad S = \frac{4\pi}{c} \vec{j}. \quad (10a)$$

Из (8) видно, что скалярное поле S представляется в виде суммы поля «электрического» скалярного поля

$$S_E = -\frac{1}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t} \quad (11)$$

и «магнитного» скалярного поля

$$S_H = -div \vec{A}. \quad (12)$$

Поскольку для системы зарядов можно записать $\varphi(\vec{x}, t) = -Q(\vec{x}, t)/r$, то экспериментальное наблюдение поля (11) должно проявляться в системах с большим потенциалом $\varphi(\vec{x}, t)$, в который быстро меняется с течением времени. Именно такие процессы наблюдали Н. Тесла [3,6] и его последователи [10,13] в экспериментах с заряженной сферой, на которую от генератора подается высоковольтный потенциал $\varphi(\vec{x}, t)$ с большой частотой. С другой стороны, «магнитное» скалярное поле (12) может существовать независимо от «электромагнитного» скалярного поля (11) и действительно наблюдается в сильных магнитных системах с большой пространственной неоднородностью векторного потенциала $\vec{A}(\vec{x}, t)$ [16-20].

В заключение этого раздела отметим, что свободные от зарядов уравнения поля (3) не меняют своего вида при S отличном от нуля.

2. Энергия-импульс электромагнитного поля с учетом скалярного поля S

Интересно отметить, что скалярное поле (8) было введено впервые В.А. Фоком и Б. Подольским [21] и использовалось в теоретической физике этими авторами совместно с Дираком [22] при развитии квантовой электродинамики Дирака. Для описания свободного от источников электромагнитного поля, авторы записывают функцию Лагранжа в виде

$$L = \frac{1}{8\pi} (\vec{E}^2 - \vec{H}^2) - \frac{1}{8\pi} S^2, \quad (13)$$

при этом авторы не только ничего не говорили о связи скалярного поля S с экспериментами Н. Тесла, но, даже, и не обсуждали физический смысл введения этого поля в электродинамику [21, 22]. Чтобы получить уравнения электродинамики переменных зарядов (9а) и (10а), необходимо добавить в функцию Лагранжа источники электромагнитного поля, записав L в виде

$$L = \frac{1}{8\pi} (\vec{E}^2 - \vec{H}^2) - \frac{1}{8\pi} S^2 + \frac{1}{c} \vec{A} \cdot \vec{j} - \varphi \rho. \quad (14)$$

Теорема для мощности электромагнитного поля при условии $S = 0$ имеет вид [14]

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{E^2 + H^2}{8\pi} = -\vec{j} \cdot \vec{E} - \frac{c}{4\pi} \operatorname{div} [\vec{E}\vec{H}], \quad (15)$$

Если же $S \neq 0$, находим

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{E^2 + H^2 + S^2}{8\pi} = -\vec{j} \cdot \vec{E} - c\rho S - \frac{c}{4\pi} \operatorname{div} ([\vec{E}\vec{H}] - \vec{E}S). \quad (16)$$

Здесь мы использовали подстановку

$$\rho \rightarrow \rho' = \rho + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial S}{\partial t}, \quad (17)$$

$$\vec{j} \rightarrow \vec{j}' = \vec{j} - \frac{c}{4\pi} \operatorname{grad} S, \quad (18)$$

которая следует из уравнений (9а) и (10а), и известное соотношение $\operatorname{div}(S\vec{E}) = S \operatorname{div} \vec{E} + \vec{E} \operatorname{grad} S$. Из (16) видно, что с учетом скалярного поля S , вектор Пойтинга (Умова-Пойнтинга) имеет вид

$$\vec{P} = \frac{c}{4\pi} ([\vec{E}\vec{H}] - \vec{E}S). \quad (19)$$

Из уравнения (9а) и (10а) следует, что скалярное поле S можно рассматривать как источники векторных полей \vec{E} и \vec{H} . Мы видим, что уравнения электродинамики (9а) и (10а), содержащей скалярное поле S и другие интересные выражения, могут быть получены путем замены ρ и \vec{j} в уравнениях электродинамика Максвелла-Лоренца соотношениями (17) и (18).

3. Уравнения движения плотности заряда ρ с учетом скалярного поля S

Используя подстановку (17), (18), находим вместо (6) уравнение непрерывности в виде

$$\frac{\partial J^i}{\partial x^i} = \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = \frac{c}{4\pi} \left(-\frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 S}{\partial t^2} + \Delta S \right) = -\frac{c}{4\pi} \square S \neq 0. \quad (20)$$

Уравнение движения 4D тока J^i (20) показывает, что источником скалярных волн является изменение плотности заряда (системы зарядов) во времени и пространственное изменение тока (системы токов). Чтобы получить уравнения движения плотности заряда (системы зарядов) в полях \vec{E} и \vec{H} , представим правую 3D часть уравнений движения (1) в виде $\rho \vec{E} + [\vec{j}\vec{H}]/c$. Производя в этом соотношении подстановку (17), (18), находим

$$\begin{aligned} \rho \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{J}\vec{H}] &\rightarrow \left(\rho + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial S}{\partial t} \right) \vec{E} + \frac{1}{c} \left[\left(\vec{J} - \frac{c}{4\pi} \text{grad } S \right) \vec{H} \right] = \\ &= \left(\rho \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{J}\vec{H}] \right) + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial S}{\partial t} \vec{E} - \frac{1}{4\pi} [\text{grad } S \vec{H}]. \end{aligned} \quad (21)$$

Далее представим здесь

$$\frac{1}{4\pi c} \frac{\partial S}{\partial t} \vec{E} = \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial(S\vec{E})}{\partial t} - \frac{1}{4\pi c} S \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

и используем тождество $[\text{grad } S \vec{H}] = \text{rot}(S\vec{H}) - S \text{rot} \vec{H}$. Тогда из (21) имеем

$$\begin{aligned} \left(\rho \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{J}\vec{H}] \right) + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial(S\vec{E})}{\partial t} - \frac{1}{4\pi} \text{rot}(S\vec{H}) + S \frac{1}{4\pi} \text{rot} \vec{H} - \frac{1}{4\pi c} S \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \\ = \left(\rho \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{J}\vec{H}] \right) + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial(S\vec{E})}{\partial t} - \frac{1}{4\pi} \text{rot}(S\vec{H}) + S \frac{1}{4\pi} \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \text{rot} \vec{H} \right) \\ = \left(\rho \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{J}\vec{H}] \right) + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial(S\vec{E})}{\partial t} - \text{rot}(S\vec{H}) + S \frac{1}{4\pi} \left(\frac{4\pi}{c} \vec{J} - \text{grad } S \right) \\ = \left(\rho \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{J}\vec{H}] + \frac{1}{c} \vec{J} S \right) + \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial(S\vec{E})}{\partial t} - \text{rot}(S\vec{H}) - \frac{1}{4\pi} S \text{grad } S. \end{aligned} \quad (22)$$

В соотношении (22) сила $\vec{F}_S = \vec{J}S/c$, порожденная скалярным полем S , направлена вдоль скорости движения плотности ρ (продольная сила). Эта сила отсутствует в уравнениях движения электродинамики Максвелла-Лоренца (1). Остальные дополнительные члены в (22) имеют нелинейный характер по полю, описывая взаимодействие скалярного поля S с векторными полями \vec{E} и \vec{H} , а также самодействие поля S . Весь этот разнообразный арсенал дополнительных сил в уравнениях движения вполне может претендовать на объяснение аномального поведения электродинамических нерелятивистских систем, наблюдаемых в экспериментах Н. Тесла [1-6] и других многочисленных исследователей [7-13, 17, 18].

Следует отметить, что калибровочная инвариантность уравнений электродинамики Максвелла-Лоренца, определяемая через скалярную функцию f известным образом

$$\varphi \rightarrow \varphi' = \varphi + \frac{\partial f}{\partial t}, \quad \vec{A} \rightarrow \vec{A}' = \vec{A} - \text{grad } f, \quad \vec{E} \rightarrow \vec{E}', \vec{H} \rightarrow \vec{H}', \quad (23)$$

дополнена в нашем случае соотношением

$$S \rightarrow S' = S + \square f \quad (24)$$

4. Третий (скрытый) постулат специальной теории относительности

Требование зависимости зарядов от координат и времени приводит к фундаментальному обобщению электродинамики Максвелла-Лоренца. Однако, более подробный анализ этого нововведения, показывает, что ограничение электродинамики Максвелла-Лоренца,

связанное с описанием постоянных зарядов, нарушает ее релятивистскую инвариантность [12]. Действительно, условия сохранения заряда (6) и (7) представляют собой искусственное ограничение на плотность заряда. Пусть, например, заряд движется со скоростью v_x вдоль оси x . В работах А. Пуанкаре и А. Эйнштейна [23,24], использующих преобразования Лоренца, показано, что плотность заряда ρ при переходе из системы отсчета S , в которой заряд покоится, в движущуюся инерциальную систему отсчета S' преобразуется в соответствии с формулой

$$\rho' = \rho \left(1 - \frac{v_x v}{c^2}\right) \beta = \rho \left(1 - \frac{v_x v}{c^2}\right) \beta, \quad \beta = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}. \quad (25)$$

Здесь v_x – скорость движения заряда, которая (при движении во внешнем поле) всегда переменна, а v – скорость инерциальной системы отсчета, которая всегда постоянна. Точечный заряд с плотностью $\rho = e\delta(\vec{r})$ в системе отсчета S' определяется из соотношения

$$e' = \int \rho' dV' = const, \quad dV' = dx' dy' dz' = \beta dx dy dz$$

или

$$e'(x, t) = \int \rho \left(1 - \frac{v_x v}{c^2}\right) \beta^2 dx dy dz = e \beta^2 \left(1 - \frac{v_x(x, t) v}{c^2}\right). \quad (26)$$

Из этой формулы видно, что, в общем случае, заряд всегда зависит от скорости частицы, которая, вообще говоря, при движении заряда во внешних полях электромагнитных полей переменна. Из этой же формулы следует, что инвариантность заряда

$$e' = e = const = inv \quad (27)$$

имеет место при условии

$$\beta^2 \left(1 - \frac{v_x v}{c^2}\right) = 1. \quad (28)$$

Очевидно, что это равенство выполняется, если

$$v_x = v = const. \quad (29)$$

Итак, условие постоянства точечного заряда при преобразованиях Лоренца выполняется если:

- 1) заряд e связан с системой отсчета S' ;
- 2) система отсчета S' движется прямолинейно и равномерно (или покоится) относительно инерциальных систем отсчета.

Условия 1) и 2) выполнимы только тогда, когда внешние электромагнитные поля равны нулю, т.е. для свободных зарядов, а мы ведем расчеты для зарядов, движущихся во внешних полях \vec{E} и \vec{H} . Это противоречие снимается А. Пуанкаре и А. Эйнштейном предположением, что ускорение зарядов мало и в этом приближении можно считать, что система отсчета, связанная с ускоренно движущимся зарядом, является «почти инерциальной» [23,24]. Именно этот факт лишает уравнения (1) и (2) релятивистской инвариантности, которая выполняется всегда приближенно и только для слабых полей, удовлетворяющих неравенству [14]

$$\left| \frac{e^3}{m^2 c^4} \frac{F}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} \right| \ll 1. \quad (30)$$

Понятие инерциальной системы отсчета в физике является идеализацией, поскольку реальная система отсчета всегда связана с телом отсчета, взаимодействующим через физические поля с другими системами отсчета. В силу этого факта, в природе инерциальной системы отсчета не существует. Поэтому в электродинамике, вместо точных равенств (27)-(29), А. Эйнштейну и его последователям, пришлось использовать приближенные равенства

$$e' \approx e \approx const = inv, \quad v_x \approx v = const, \quad (31)$$

ошибочно считая, что уравнения (1) и (2) являются релятивистски инвариантными при любых полях \vec{E} и \vec{H} и при скоростях от 0 до скоростей сколь угодно близких к скорости света c . Эта ошибка сдерживает развитие фундаментальной физики вот уже более 100 лет, а избавиться от этой ошибки позволяет общерелятивистская электродинамика с тензорным потенциалом [25] и ее вакуумное обобщение [26].

5. Геометризованная общерелятивистская электродинамика с тензорным потенциалом

По мнению А. Эйнштейна, для создания Единой Теории Поля необходимо решить две проблемы:

1. Первая проблема Эйнштейна - найти уравнения общерелятивистской (геометризованной) электродинамики.
2. Вторая проблема Эйнштейна - поучить детерминированные квантовые уравнения как следствие более продвинутой теории относительности

Основы по разработке принципов и уравнений этой программы были опубликованы авторам в работах [25, 27-29], а её дальнейшее развитие привело к созданию теории Физического Вакуума, базирующейся на Всеобщем принципе относительности [26].

Основные принципы геометризованной электродинамики с тензорным потенциалом таковы:

1. Пространство событий электродинамики представляет собой точечное многообразие со структурой параметрического риманова пространства, на котором задана трансляционная риманова метрика

$$ds^2 = g_{ik} dx^i dx^k, \quad i, k, \dots = 0, 1, 2, 3 \quad (32)$$

с метрическим тензором

$$g_{ik}(x^i, k) = \eta_{ik} + ka_{ik}, \quad (33)$$

зависящим от координат x^i и от удельного заряда пробной частицы $k = e/m$.

2. Потенциал электродинамики сильных полей представляет собой симметричный тензор

$$a_{ik} = a_{ki}. \quad (34)$$

3. Заряженная пробная частица с массой m и зарядом e движется согласно уравнениям

$$\frac{d^2 x^i}{ds^2} = -\Gamma^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} = \frac{e}{mc^2} E^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} \quad (35)$$

параметрического риманова пространства с метрическим тензором (33).

4. Напряженность сильного электромагнитного поля, определяемая как

$$E^i_{jk} = -\frac{c^2}{2} g^{im} (a_{jm,k} + a_{km,j} - a_{jk,m}) \quad (36)$$

имеет не тензорный закон преобразования

$$E^{i'}_{j'k'} = \frac{\partial^2 x^i}{\partial x^{j'} \partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} + \frac{\partial x^j}{\partial x^{j'}} \frac{\partial x^k}{\partial x^{k'}} \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} E^i_{jk} \quad (37)$$

относительно координатных преобразований трансляционных координат x^i .

Тензор кривизны параметрического риманова пространства с метрикой (32) и метрическим тензором (33) определяется через сильное электромагнитное поле (37) как

$$R^i_{jkm} = -2 \frac{e}{mc^2} \partial_{[k} E^i_{|j|m]} + 2 \frac{e^2}{m^2 c^4} E^i_{s[k} E^s_{|j|m]}, \quad (38)$$

а уравнения поля нелинейной геометризированной электродинамики имеют вид [26]

$$R_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} R = \frac{8\pi k}{c^4} T_{ik}, \quad T_{ik} = \rho c^2 u_i u_k, \quad u^i u_i = 1. \quad (39)$$

Так же, как и в уравнениях электродинамики максвелла $\rho = Ze\delta(\vec{r})$, $Z = \pm(1,2,3 \dots)$ – плотность точечного источника.

5.1 Электродинамика Максвелла-Лоренца как приближение векторного потенциала в общерелятивистской электродинамике

Уравнения (35) могут быть получены путем вариации интеграла действия

$$S = -mc \int ds = -mc \int (g_{ik} dx^i dx^k)^{1/2} = -mc \int \left(g_{ik} \frac{dx^i}{dt} \frac{dx^k}{dt} \right)^{1/2} dt = \int L dt, \quad (40)$$

где L – функция Лагранжа, имеющая геометрическую природу. Умножая уравнения (35) на характерный параметр электродинамики $r_{кл} = e^2/mc^2$ – классический радиус электрона, находим условие слабости электромагнитного поля (малости ускорения заряда) в виде

$$\left| \frac{e^3}{m^2 c^4} E^i_{jk} \frac{dx^j}{ds} \frac{dx^k}{ds} \right| \ll 1. \quad (41)$$

В случае слабых электромагнитных полей действие (40) можно представить как

$$S = -mc \int ds = -mc \int (g_{ik} dx^i dx^k)^{1/2} = -mc \int \left(1 + k a_{ik} \frac{dx^i}{ds_0} \frac{dx^k}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0, \quad (42)$$

где

$$ds_0 = (\eta_{ik} dx^i dx^k)^{\frac{1}{2}}, \eta_{ik} = \eta^{ik} = \text{diag}(1 - 1 - 1 - 1) \quad (43)$$

- метрика псевдоевклидова (пустого) пространства. Электромагнитное поле, искривляющее пространство, считается слабым, если в (42) выполняется условие

$$\left| k a_{ik} \frac{dx^i dx^k}{ds_0} \right| \ll 1. \quad (44)$$

В слабых электромагнитных полях условия (41) и (44) дают одинаковые результаты.

Распишем второй член в скобках в соотношении (42) в виде

$$\frac{e}{m} \left\{ a_{00} \left(\frac{dx^0}{ds_0} \right)^2 + 2a_{\alpha 0} \frac{dx^\alpha dx^0}{ds_0 ds_0} + a_{\alpha\beta} \frac{dx^\alpha dx^\beta}{ds_0 ds_0} \right\}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3 \quad (45)$$

и введем обозначения

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00} \frac{dx^0}{ds_0}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \frac{dx^0}{ds_0} + \frac{c^2}{2} a_{\alpha\beta} \frac{dx^\beta}{ds_0}, \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (46)$$

В результате, соотношение (45) можно записать как

$$\frac{2e}{m} \left\{ A_0 \frac{dx^0}{ds_0} + A_\alpha \frac{dx^\alpha}{ds_0} \right\} = \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0}, \quad i = 0, 1, 2, 3. \quad (47)$$

Подставляя (47) в (42), получим интервал пространства в виде

$$ds = \left(1 + \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} ds_0. \quad (48)$$

Теперь для слабых геометризованных электромагнитных полей условие (44) выглядит как

$$\left| \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right| \ll 1, \quad (49)$$

поэтому в (48) мы можем представить скобку в виде ряда

$$\left(1 + \frac{2e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right)^{1/2} = 1 + \frac{e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} + \dots \quad (50)$$

Ограничиваясь в (50) первыми двумя членами, запишем (48) как

$$ds = \left(1 + \frac{e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0. \quad (51)$$

Решая вариационную задачу для действия

$$S = -mc \int ds = -mc \int \left(1 + \frac{e}{mc^2} A_i \frac{dx^i}{ds_0} \right) ds_0, \quad (52)$$

мы получим «укороченные» уравнения движения электродинамики Максвелла-Лоренца, подобные уравнениям (1), при этом не надо забывать, что полученные нами уравнения имеют геометрическую природу, а их применение ограничено условием слабости поля (51).

Трехмерная часть уравнений (52) совпадает с уравнениями Лоренца $md\vec{v}/dt = e\vec{E} + e[\vec{v}\vec{H}]/c$, в которых поля \vec{E} и \vec{H} определяются через потенциал (46), при условии, что компоненты 4D векторного потенциала (46) с определены с точностью до членов первого порядка по v/c , а именно, когда

$$A_0 = \frac{c^2}{2} a_{00}, \quad A_\alpha = a_{\alpha 0} c^2 \quad \alpha, \beta = 1, 2, 3. \quad (53)$$

Таким образом, в слабых электромагнитных полях и при нерелятивистских скоростях уравнения движения общерелятивистской электродинамики с тензорным потенциалом переходят в уравнения Лоренца, в которых остается только векторный потенциал (53).

Свертывая тензор (38) по индексам i и k , получим тензор Риччи $R_{jm} = R^i_{jim}$. Мы теперь можем получить из (39) решение вакуумных уравнений $R_{ik} = 0$, подобное сферически симметричному решению Шварцшильда

$$ds^2 = \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2\phi_C}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2\phi_C}{c^2}\right)^{-1} dr^2 - r^2(d\theta^2 + \sin^2 \theta d\phi^2), \quad (54)$$

но зависит от кулоновского потенциала $\phi_C = -Ze/r$, $Z = 1, 2, 3, \dots$ точечного источника статического электромагнитного поля с зарядом $-Ze$. Здесь знак минус выбрал из соображений притяжения между пробным зарядом $+e$ и зарядом источника $-Ze$. Нам удобно представить метрику (54) в (квази)декартовых координатах

$$ds^2 = \left(1 + \frac{e}{\mu} \frac{2\phi_C}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{e}{\mu} \frac{2\phi_C}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2), \quad (55)$$

откуда, вводя символ Кронекера $\delta_{\alpha\beta}$, имеем

$$a_{00} = \frac{2\phi_C}{c^2}, \quad a_{\alpha 0} = 0, \quad a_{\alpha\beta} = \frac{2\phi_C}{c^2} \delta_{\alpha\beta}. \quad (56)$$

Метрика (55) записана в системе отсчета S , в которой источник поля $-Ze$ покоится. Если источник поля движется со скоростью v_α , то, вместо метрики (56), мы имеем метрику, подобную метрике Фока [30]

$$ds^2 = \left(1 + \frac{e}{m} \frac{2\phi_C}{c^2}\right) c^2 dt^2 - \left(1 - \frac{e}{m} \frac{2\phi_C}{c^2}\right) (dx^2 + dy^2 + dz^2) + \frac{8}{c^2} \left(\frac{e}{m} \phi_C^x dx + \frac{e}{m} \phi_C^y dy + \frac{e}{m} \phi_C^z dz\right) dt,$$

откуда, в нерелятивистском приближении порядка v/c

$$a_{00} = \frac{2}{c^2} A_0, \quad a_{\alpha 0} = \frac{4}{c^2} A_\alpha, \quad a_{\alpha\beta} = \frac{2\phi_C}{c^2} \delta_{\alpha\beta}. \quad (57)$$

В слабых полях вакуумные уравнения общерелятивистской электродинамики представляются как

$$R_{ik} = -\frac{k}{2} \square a_{ik} = \frac{8\pi k}{c^4} \left(T_{ik} - \frac{1}{2} g_{ik} T\right). \quad (58)$$

Подставляя в (58) соотношения (57), получим

$$\square A_i = -\frac{4\pi}{c}j_i, \quad j^i = (\rho c, \rho v^\alpha), \quad i = 0,1,2,3 \quad (59)$$

и

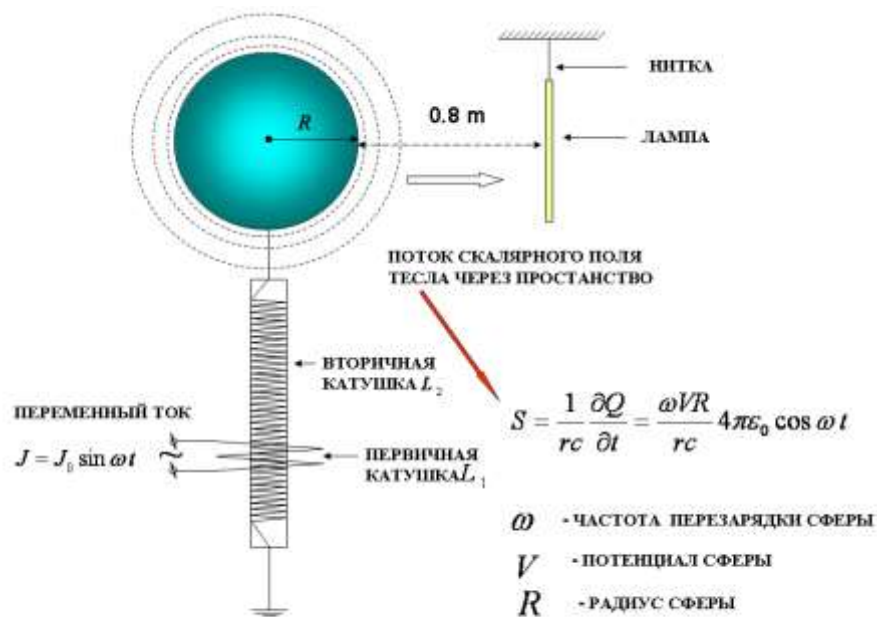
$$\square \phi_C \delta_{\alpha\beta} = -\frac{4\pi}{c} \rho \delta_{\alpha\beta}. \quad \alpha, \beta = 1,2,3. \quad (60)$$

Уравнения (59) представляю собой геометризированные уравнения Максвелла (2) и справедливы только для слабых электромагнитных полей.

Таким образом, в слабых полях и при нерелятивистских скоростях движения уравнения поля (39) общерелятивистской электродинамики переходят в уравнения (2) электродинамики Максвелла, при этом у тензорного потенциала a_{ik} остаются компоненты, образующие векторный потенциал (53).

Заключение

Современная классическая и квантовая электродинамики имеют более или менее строгую формулировку только для точечного источника электромагнитного поля с плотностью заряда $\rho = e\delta(\vec{r})$, $e = const$. Это условие является третьим постулатом специальной теории относительности, ограничивающим релятивистскую инвариантность уравнений. Выход за рамки третьего постулата позволяет расширить электродинамику Максвелла-Лоренца, дополнив ее скалярными электромагнитными полями, которые впервые были обнаружены экспериментально Николаем Тесла в конце 19 века. На рисунке представлена про-



стейшая схема для демонстрации скалярного поля, излучаемая сферой с переменным поверхностным зарядом. Из формулы на рисунке видно, что скалярное поле S сферы возрастает с увеличением частоты ω , потенциала V электромагнитного тока, подаваемого на сферу, и радиуса сферы R [9,13]. Именно такую зависимость наблюдал Н. Тесла. Поток скалярного поля S он регистрировал с помощью лампы, заполненной газом, как это показано на рисунке. Следует ожидать, что дальнейшее развитие электродинамики Тесла

приведет к созданию прорывных технологий, например, новых устройств для передачи электромагнитной энергии.

25.01.2020

Литература

1. *Tesla N.* // Coil for electro-magnets, United States Patent 512,340, January 9 1894.
2. *Tesla N.* // Apparatus for producing electric currents of high frequency and potential, United States Patent 568,176, September 22 1896.
3. *Tesla N.* // The one-wire transmission system. U.S. Patent 0,593,138, "Electrical Transformer" 1897.
4. *Tesla N.* // Means for increasing the intensity of electrical oscillations, United States Patent 685,012, October 22 1901.
5. *Tesla N.* // Method of intensifying and utilising effects transmitted through natural media, United States Patent 685,953, November 5 1905.
6. *Tesla N.* "The True Wireless". Electrical Experimenter (May 1919).
7. *Шипов Г.И.* // Торсионное поле как источник скалярных (продольных) электромагнитных полей в вакуумной электродинамике // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.12771, 30.12.2005.
8. *Шипов Г.И.* // Эксперимент по обнаружению монополярного излучения заряда // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.14594, 09.10.2007.
9. *Шипов Г.И.* // Физический вакуум, торсионные поля, квантовая механика и эксперименты Н. Тесла // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ. 15740, 07.01.2010.
10. *Шипов Г.И.* // Электродинамика Тесла в теории физического вакуума // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.16470, 05.04.2011.
11. *Шипов Г.И., Лобова М.А.* // Скалярное излучение в вакуумной электродинамике. Теория и эксперимент // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.17752, 20.11.2012.
12. *Шипов Г.И.* // Застой в теоретической физике и пути выхода из него. Классическая электродинамика // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ. 18636, 09.03.2014.
13. *Шипов Г.И.* // Эфир Тесла, вакуум Эйнштейна и теория физического вакуума // «Академия Тринитаризма», М., Эл № 77-6567, публ.20635, 25.05.2015.
<http://www.trinitas.ru/rus/doc/0231/008a/1137-shp.pdf> .
14. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Теория поля. Т.2. М.: Наука, 1988.
15. *Tesla N.* // "World System of Wirelrrs Trasmision of Energy", Telegraph and Telephon Age, Oct. 16, 1927, p. 457.
16. *Ампер А.М.* Электродинамика. - М.: АН СССР, 1954.
17. *Николаев Г.В.* Непротиворечивая электродинамика, теория эксперименты, парадоксы, Томск, ТФ ВОИНТЕР, 1997, с.145.
18. *Aharonov Y., Bohm D.* Phys. Rev. 115, pp. 485-491, 1959.
19. *Акимов А.Е.* //Эвристическое обсуждение проблемы поиска дальнодействий: EGS – концепция. М., 1991. 63 с. Препр. МНТЦ ВЕНТ; №7А.
20. *Солис М.А.* //Эффект Хатчисона, Новая энергетика, № 5-6, 2003, 37.

21. *Фок В.А., Подольский. Б.* // О квантовании электромагнитных волн и взаимодействии зарядов по теории Дирака, *Sow. Phys. I*, стр. 801 (1932) . Перевод на русский язык в сборнике: В. А. Фок. Работы по квантовой теории поля. М.: ЛКИ, 2007.
22. *Дирак П. А. М., Фок В.А., Подольский. Б.* // О квантовой электродинамике, *Sow. Phys. 2*, стр. 468-479 (1932) . Перевод на русский язык в сборнике: В. А. Фок. Работы по квантовой теории поля. М.: ЛКИ, 2007.
23. *Пуанкаре А.* // В сб. статей «Принцип относительности». М.: Атомиздат. 1973, сс.90-97.
24. *Einstein A.* // *Ann. Phys.* 1905. Vol. 17. P.891.
25. *Шипов Г.И.* // Общерелятивистская нелинейная электродинамика с тензорным потенциалом. Известия вузов, Физика, 1972, № 10, с. 98- 102.
26. *Шипов Г.И.* // Теория Физического Вакуума, теория эксперименты и технологии, М., Наука, 1997. 450 с.
27. *Шипов Г.И.* // Уравнения поля тетрад в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1976, № 6, с. 132.
28. *Шипов Г.И.* // Общерелятивистские нелинейные спинорные уравнения. Известия вузов, Физика, 1977, № 3, с. 121.
29. *Шипов Г.И.* // Теория гравитации в пространстве абсолютного параллелизма. Известия вузов, Физика, 1977, № 6, с. 142.
30. *Фок В.А.* // Теория пространства, времени и тяготения. М., ГИТТЛ, 1955, сс. 238-241, 245-251, 295-297.