

Ерохин Владимир Викторович

ГЛАВНАЯ ОШИБКА ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Адрес статьи: www.gramota.net/materials/1/2010/5/17.html

Статья опубликована в авторской редакции и отражает точку зрения автора(ов) по рассматриваемому вопросу.

Источник

Альманах современной науки и образования

Тамбов: Грамота, 2010. № 5 (36). С. 45-53. ISSN 1993-5552.

Адрес журнала: www.gramota.net/editions/1.html

Содержание данного номера журнала: www.gramota.net/materials/1/2010/5/

© Издательство "Грамота"

Информация о возможности публикации статей в журнале размещена на Интернет сайте издательства: www.gramota.net

Вопросы, связанные с публикациями научных материалов, редакция просит направлять на адрес: almanac@gramota.net

УДК 537.8

Владимир Викторович Ерохин

ГЛАВНАЯ ОШИБКА ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ[©]

Могут ли быть ошибки в классической электродинамике? Если учесть многочисленные внутренние противоречия и грубые расхождения с опытом, а также полную беспомощность теории в качественном объяснении электромагнитных явлений, то очевидно, что ошибки не могут быть, а непременно есть.

Исправление этих ошибок не только избавляет теорию от проблем, но и позволяет понять простой и ясный механизм электромагнетизма. Одна из таких ошибок эмпирической электродинамики рассмотрена в статье.

Элементарная, однако, принципиально важная задача: как отличается поле движущегося через некоторую точку заряда, от его статического поля *в той же* точке, решается в классической электродинамике некорректно, что является одной из основных причин обнаруженных в последние десятилетия внутренних противоречий этой теории и ее расхождения с опытом.

Оговаривать самоочевидные условия, необходимые для корректного решения столь простой задачи, было бы излишним, если бы не тот факт, что практически все эти условия классическая электродинамика нарушает:

1. Очевидно, что понятие поля заряда в точке его местонахождения не имеет смысла, необходимо определить *мгновенное* распределение поля вокруг заряда *на одном и том же* расстоянии R от него. При этом во всех точках вокруг заряда должно *одновременно* измеряться *одно и то же* запаздывающее поле, «сформированное» зарядом, движущимся *через одну и ту же* координату.

2. Система отсчета служит базой для измерений, поэтому начало отсчета не должно перемещаться при любом изменении скорости заряда, в том числе при уменьшении скорости до нуля. Функцией скорости являются не начало отсчета, а текущая координата vt заряда и текущий радиус $R_t = \sqrt{(x-vt)^2 + y^2}$. При $v=0$, очевидно, $R_t = \sqrt{x^2 + y^2} = R$.

3. Наблюдатель $P(x, y, z)$ неподвижен, Он может иметь любые координаты, но эти координаты постоянны и от скорости заряда не зависят.

4. Запаздывание потенциала *не является* функцией скорости, поэтому запаздывающая координата неизменна, и запаздывающий радиус R_0 имеет одно и то же значение в диапазоне скоростей $-c < v < c$, скорость $v=0$ *исключением не является*, несмотря на то, что статическое поле неизменно во времени. Чтобы убедиться в этом, достаточно представить неподвижный заряд, появляющийся лишь на мгновение, и тут же исчезающий.

5. Статическим полем заряда является его поле при скорости $v=0$, измеренное на том же расстоянии R , на котором измеряется поле движущегося заряда. Чтобы наблюдатель одновременно измерил запаздывающее поле покоящегося и движущегося зарядов их запаздывающие координаты должны совпадать, иначе эти поля разойдутся во времени,

6. Наблюдатель измеряет запаздывающее поле, а не поле заряда в его текущих координатах - последнее станет известно наблюдателю только спустя время $t=R_t/c$. Текущие координаты движущегося заряда наблюдателю не могут быть известны, он может только вычислить эти координаты из известного ему запаздывающего состояния заряда в предположении, что последний не изменял состояние своего движения за период запаздывания.

Симметрична ли функция вида $b(x-a)/[(x-a)^2 + by^2]^{3/2}$ относительно оси y ? Не спешите говорить «Конечно же нет, поскольку при $y=0$ функция принимает явно несимметричный вид $b/(x-a)^2$. В многочисленных учебниках по классической электродинамике уже свыше ста лет утверждается обратное.

Рассмотрим систему из двух зарядов, один из которых движется вдоль оси x через некоторую точку, а другой покоится в той же точке. Пусть этой точкой будет начало координат в момент времени $t=0$. (*Ввиду осевой симметрии задачи компоненту $E(z)$ поля будем опускать*).

Поле движущегося заряда определяется классическим уравнением

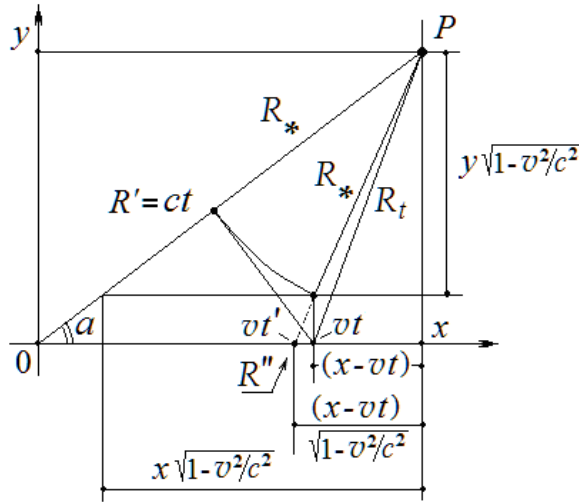
$$E_v(x) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{(1-v^2/c^2) \cdot (x-vt)}{[(x-vt)^2 + (1-v^2/c^2)(y^2+z^2)]^{3/2}} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^{*2}} \cdot \frac{(x-vt)}{R_*},$$

$$E_v(y) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{(1-v^2/c^2) \cdot y}{[(x-vt)^2 + (1-v^2/c^2)(y^2+z^2)]^{3/2}} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^{*2}} \cdot \frac{y}{R_*},$$

или

$$E_v = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R'^2} \cdot \frac{R_t}{R_*} = E_0 \cdot \frac{R'^2 R_t}{R_*^3} = E_0 \cdot \frac{R'^2 (1-v^2/c^2) R_t}{R_*^3}, \quad (1a)$$

где $E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 (x^2 + y^2)}$, $R' = ct = \sqrt{x^2 + y^2}$, $R'' = R_* / \sqrt{1-v^2/c^2}$, $R_* = R' \cdot \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right)$, $R_t = \sqrt{(x-vt)^2 + y^2}$, (Рис. 1).



$$\begin{aligned} R' &= \sqrt{x^2 + y^2} \\ R_* &= R' \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right) \\ R_* &= \sqrt{(x-vt)^2 + (1-v^2/c^2)y^2} \\ R_* &= R_t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \beta} \\ R_t &= \sqrt{(x-vt)^2 + y^2} \\ R_t &= \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \alpha} \\ R'' &= \frac{R_*}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \end{aligned}$$

Рис. 1. К полю движущегося заряда - геометрические соотношения.
Потенциалы заряда определяются радиусом R_* Льенара-Вихерта

В эмпирической теории уравнение (1) записано в координатах текущего момента по той причине, что поле измеряется наблюдателем в момент t . Однако в этом нет никакой необходимости, поскольку уравнение (1), записанное в запаздывающих координатах, и без того описывает поле в точке его измерения, на радиусе $R = ct$, то есть в текущий момент времени t . Напротив, запись уравнения в координатах текущего момента приводит к зависимости запаздывания от угла наблюдения при том же радиусе (от угла β между текущим радиусом и вектором скорости заряда), а также к зависимости запаздывания от скорости заряда.

Заметим также, что в статике, при подстановке $v=0$, уравнение (1) принимает вид

$$E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 (x^2 + y^2)} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R'^2}.$$

При этом текущий радиус R_t становится равен запаздывающему, R' .

Подставляя в (1a) значения радиусов R'' , R_t и R_* , запишем его посредством запаздывающего радиуса R' , скорости v и угла α (обозначения см. на рис. 1):

$$E_v = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R'^2} \cdot \frac{R'^2 (1-v^2/c^2) R_t}{R_*^3} = E_0 \frac{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right) \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \alpha}}{\left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right)^3}. \quad (2)$$

В такой форме уравнение удобно для анализа. Относительно статического поля E_0 классическое поле (1) движущегося заряда равно:

впереди заряда ($\alpha=0$, $\cos \alpha=1$)

$$E_v(x) = E_0 \left(\frac{c+v}{c-v} \right), \quad (2a)$$

позади заряда ($\alpha=\pi$, $\cos \alpha=-1$)

$$E_v(x) = E_0 \left(\frac{c-v}{c+v} \right), \quad (2b)$$

поперечное поле ($\alpha=\pi/2$, $\cos \alpha=0$)

$$E_v(y) = E_0 (1-v^2/c^2) \sqrt{1+v^2/c^2} \quad (2c)$$

Следующий отсюда общий вид классического поля (1) движущегося заряда показан на Рис. 2.

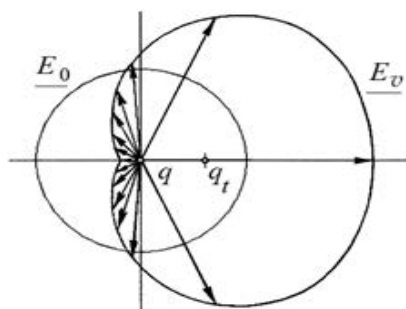


Рис. 2. Общий вид поля движущегося заряда, следующий из уравнения (2). Векторы поля возрастают впереди и уменьшаются позади, одновременно поворачиваясь назад. Поток вектора поля не изменяется

Однако хорошо известно, что поле движущегося заряда выглядит вовсе не так. Оно симметрично вдоль направления вектора скорости: возрастает в поперечном направлении и в одинаковой степени уменьшается впереди и позади него (Рис. 3).

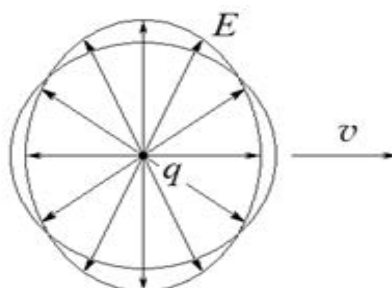


Рис. 3. Общий вид поля движущегося заряда согласно классической электродинамике. Эллипсоид Хэвисайда

Рассмотрим, как получают эллипсоид Хэвисайда в классической теории. Выразив радиус R_* Льенара-Вихерта через текущий радиус R_t и угол β между этим радиусом и осью x , запишем уравнение (1а) в виде

$$\mathbf{E}_v = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_t^2} \cdot \frac{R_t^2 (1-v^2/c^2) \mathbf{R}_t}{R_*^3} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_t^3} \cdot \frac{(1-v^2/c^2) \mathbf{R}_t}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \beta\right)^{3/2}} \quad (3)$$

где $R_* = R_t \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2} \sin^2 \beta}$. Радиусы и координаты, определяющие поле заряда согласно уравнениям (1) и

(3), показаны на Рис. 4. Запаздывание игнорируется, и в качестве радиуса R' в уравнении (3) принимается радиус R_t и, соответственно, статическим полем считается поле $\frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_t^2} = E_0$.

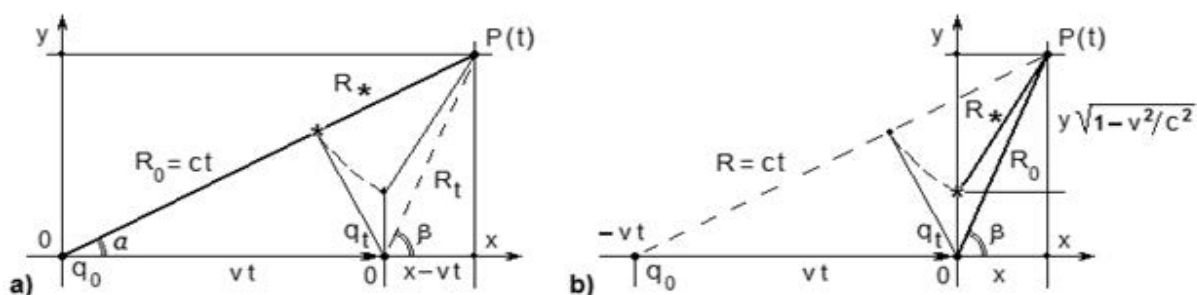


Рис. 4. Определение поля движущегося заряда: а) согласно уравнению (1), и б) согласно уравнению (3). Начало отсчета из запаздывающих координат перемещается в текущие

Уравнение (3) представляется равным уравнению (1), поскольку поле E_v не изменилось, однако изменилось поле E_0 и, соответственно, отношение E_v/E_0 , поэтому анализ (3), в отличие от (1), приводит уже не к полю, показанному на Рис.2, а к эллипсоиду Хэвисайда (Рис. 3):

очевидно, что при $\beta = 0$, или при $\beta = \pi$ поле (3) примет вид

$$E_v = E_0 \cdot (1 - v^2/c^2),$$

(3х)

впереди и позади заряда поле уменьшается;

при $\beta = \pi/2$ поле

$$E_v = E_0 \cdot \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}}, \quad (3y)$$

поперечное поле возрастает.

Таким образом, благодаря подмене E_0 , поле заряда принимает вид эллипсоида (Рис. 3).

По сути, уравнение (3) равно (1), поскольку дает то же самое значение поля движущегося заряда. Но статическое поле в уравнении (3) определяется уже не запаздывающим радиусом, как поле движущегося заряда, а текущим радиусом R_t , который является функцией скорости заряда. А статика от скорости не должна зависеть никак, статическое поле определяется подстановкой $v=0$ в уравнение (1). И если величину $v=0$ мы подставляем в уравнение (3), то нужно учесть, что в этом уравнении $x=(x-vt)$ является функцией скорости, при изменении скорости эта величина меняется, и при скорости $v=0$ будет $(x-vt)=x$. Таким образом, уравнение (3) - не просто другая форма записи уравнения (1) поля движущегося заряда, а совсем другое уравнение.

Эллипсоид Хэвисайда получается вследствие того, что уравнение (3) записано в текущих координатах движущегося заряда, и начало отсчета перемещается в координату $x=vt$: Расстояние $(x-vt)$ при этом становится равным x , и «базовым» становится радиус R_t , вместо запаздывающего радиуса R_0 , фигурирующего в уравнении (1). Запаздывающей координатой движущегося заряда, согласно уравнению (3), является координата $x=-vt$, (Рис. 4b). Если уравнение (1) предполагает запаздывающую координату заряда в начале отсчета, то в уравнении (3) начало отсчета находится в проекционном положении движущегося заряда. Почему-то не учитывается, что в статике $(x-vt)=x$, и при $v \rightarrow 0$ радиус $R_t \rightarrow R'$, поэтому $E_0 \neq \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_t^2}$, но $E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R'^2}$,

где R' - запаздывающий радиус.

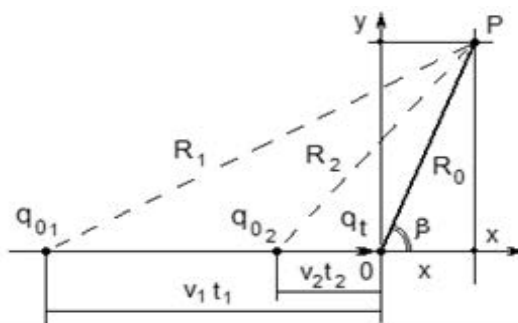


Рис. 5. Согласно уравнению (3), запаздывающая координата является функцией скорости (при условии, что координаты наблюдателя не зависят от скорости заряда)

Если скорость заряда будет другой, например v_2 вместо v_1 , то запаздывающая координата изменится, и будет равна $-v_2 t$. Соответственно изменится и запаздывающий радиус (Рис. 5). Хотя уравнение (3) предполагает, что величина $(x-vt)$, будучи выбранной для некоторой скорости x , далее от скорости не зависит, и остается неизменной при любой скорости (если уж она одинакова для скорости v и скорости $v=0$).

Однако это недопустимо, поскольку запаздывание от скорости не зависит, и чтобы сохранить запаздывание неизменным, необходимо переместить либо начало отсчета, либо наблюдателя P (Рис. 6).

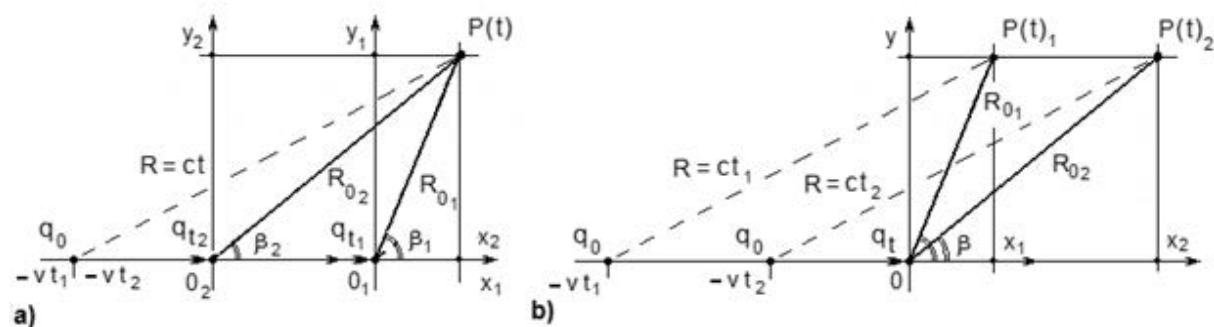


Рис. 6. Чтобы сохранить запаздывание неизменным, наблюдатель должен менять свои координаты в зависимости от скорости заряда, либо передвигать начало отсчета

Но и это было бы некорректно: если наблюдатель ставит целью определить зависимость поля заряда от его скорости, то этой цели нельзя достигнуть, меняя свои координаты всякий раз при изменении скорости заряда. А начало отсчета не может служить базой для каких либо измерений, если его можно произвольно перемещать при этих измерениях.

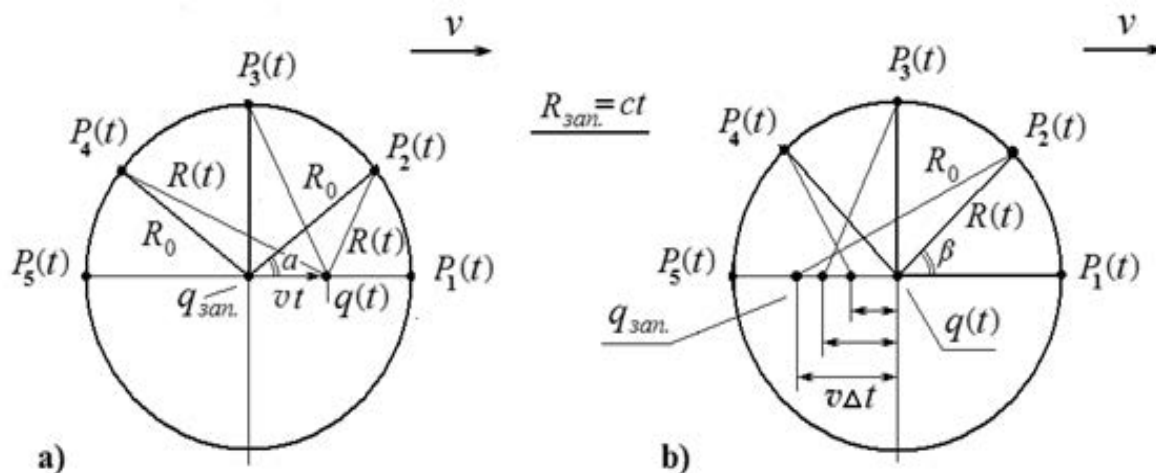


Рис. 7. Корректное (а) и некорректное (б) сравнение полей движущегося и покоящегося зарядов

Далее: поле необходимо измерить в разных точках вокруг заряда на одном и том же расстоянии от него, в одно и то же время. Все эти условия автоматически обеспечиваются запаздывающим радиусом, по которому потенциал и поле достигают наблюдателя (Рис. 7а). Привязка к «текущим» координатам не позволяет этого сделать, поскольку поле покоящегося заряда мы измеряем на одном и том же расстоянии от его запаздывающих координат (в статике они же и текущие), и в одно и то же время, но поле движущегося заряда разными наблюдателями измеряется в разных его запаздывающих координатах (которые как раз и определяют поле), и на разном расстоянии от них, как показано на Рис. 7б. Текущие координаты заряда в момент t измерения поля никакого отношения к этому полю не имеют: поле текущего состояния заряда достигнет наблюдателя только в момент $t + R_t/c$.

Ошибка делается по той причине, что поле измеряется в момент t , поэтому полагается, что уравнение должно быть записано в координатах момента t , - в текущих координатах, для того, чтобы поле измерялось всюду одновременно. Однако результат получился совершенно противоположный. По всей вероятности, подвела аналогия с потенциалами.

При определении поля заряда из потенциалов Лье́на-Вихерта их действительно необходимо было записать в координатах момента t , для того, чтобы обеспечить корректное дифференцирование. Поскольку поле также измеряется в момент t , то же самое делается и при анализе поля заряда. Однако это два принципиально разных случая, и рассматриваться они должны по-разному.

Уравнение скалярного потенциала Лье́на-Вихерта

$$\varphi_v = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R' \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right)} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \left(\sqrt{x^2 + y^2} - \frac{v}{c} x\right)} \quad (4)$$

записывается в проекционных координатах момента t

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{(x - vt)^2 - (1 - v^2/c^2)(y^2 + z^2)}} \quad (5)$$

по той причине, что необходимо получить мгновенное распределение потенциала в окрестностях стороннего наблюдателя P в один и тот же момент t . Дифференцирование потенциалов в форме (4) было бы некорректно, поскольку приращение координат приводит к изменению запаздывающего радиуса и, соответственно, момента времени определения потенциала (Рис. 8а).

Если же уравнение потенциалов записать в текущих координатах, то в любой точке потенциал определяется в одно и то же время: мы получим мгновенную картину распределения потенциала (Рис. 8б).

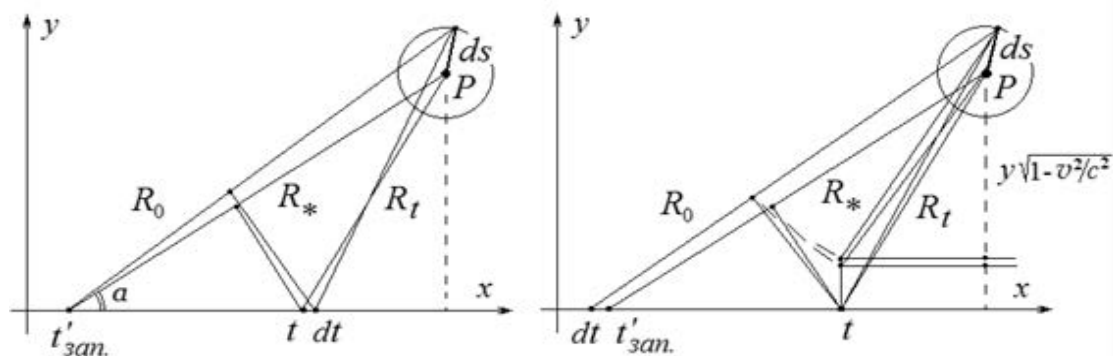


Рис. 8. Дифференцирование скалярного потенциала. Потенциал Льенара-Вихерта не позволяет получить мгновенное распределение градиента потенциала (Рис. 8а). Запись уравнения потенциалов в проекционных координатах момента t дает нам мгновенное распределение потенциала в пространстве (Рис. 8б)

Но при определении общего вида поля нам ничего дифференцировать не нужно, нам нужно знать мгновенное распределение не потенциала, а поля, и не в окрестностях стороннего наблюдателя, а в окрестностях самого заряда. И чтобы одновременно измерить поле в разных точках, одинаково отстоящих от заряда, мы должны иметь один и тот же запаздывающий радиус, как было показано на Рис. 7а. Запись уравнения в текущих координатах напротив, не позволяет получить мгновенное распределение поля вокруг заряда, а дает разрозненный набор векторов поля, сформированных в разное время и в разных точках траектории заряда, как видно из Рис. 7б. Поэтому уравнение поля должно быть записано в запаздывающих координатах, и анализировать следует уравнение поля в форме (1), (2), но никак не в форме (3). На Рис. 9 показан результат корректного анализа уравнения (1) поля движущегося заряда.

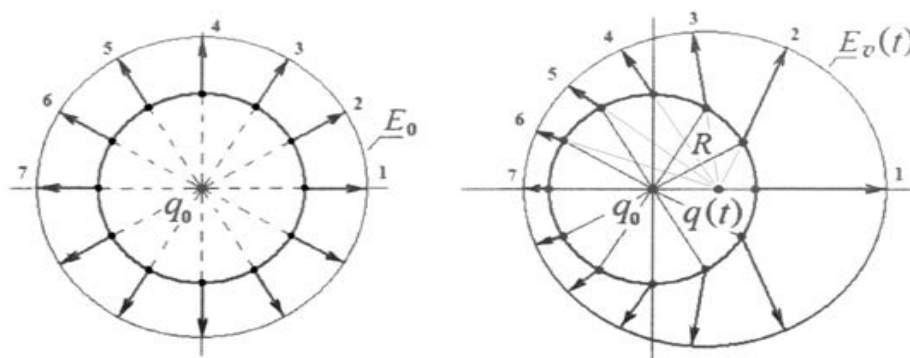


Рис. 9. Поле заряда показано в текущий момент t , как и в классическом варианте, но запаздывание статического потенциала при этом не игнорируется, поэтому запаздывающие координаты заряда определены однозначно

При $R \rightarrow 0$ запаздывающие и текущие координаты заряда будут стремиться к одной точке, но картина поля от изменения масштаба никак не изменится. Поэтому, стягивая в точку область неопределенности $\Delta x = v\Delta t$, то есть, устремляя к нулю радиус R' , представим поле движущегося заряда (Рис. 9), как оно показано на Рис. 10.

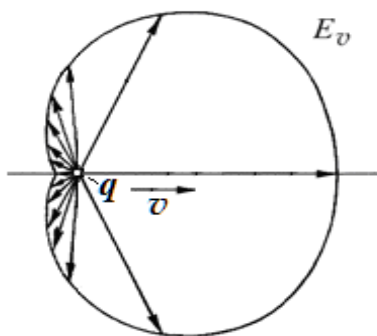


Рис. 10. Поле движущегося заряда, устраняющее противоречия электродинамики, и позволяющее объяснить механизм электромагнитных взаимодействий

Классическая теория полагает, что в момент t наблюдатель измеряет **не** поле заряда в его запаздывающих координатах, а поле заряда в его текущих координатах момента t , которое, впрочем, определяется запаздывающим состоянием заряда. Однако это как раз и означает, что измеряется поле заряда в его запаздывающих координатах.

Текущее состояние заряда никак не может быть известно наблюдателю, он узнает о нем только спустя время $t = R_t / c$, а в случае произвольного движения заряда текущие координаты полностью теряют смысл для внешнего наблюдателя, относительно которого заряд движется. Текущие координаты имеют смысл только в системе отсчета самого заряда, да и нет в этой системе отсчета других координат кроме текущих. А запаздывающее состояние заряда наблюдателю известно, как бы заряд не двигался в дальнейшем (Рис. 11а).

В итоге ошибочного представления, поле заряда, движущегося в начале отсчета, сравнивается с полем заряда, покоящегося в совсем других, текущих (проекционных) координатах движущегося заряда. С тем же успехом можно сравнивать со статическим полем заряда, покоящегося в любых других произвольно выбранных координатах, - поскольку в статике запаздывание хотя и существует, но на поле не влияет. Но какой в этом смысл? Координаты зарядов должны совпадать, чтобы можно было сравнить их поля в любой точке в один и тот же момент времени. Это условие обеспечивают только запаздывающие координаты, текущие же приводят к зависимости запаздывания от угла β , как видно из Рис. 7 выше.

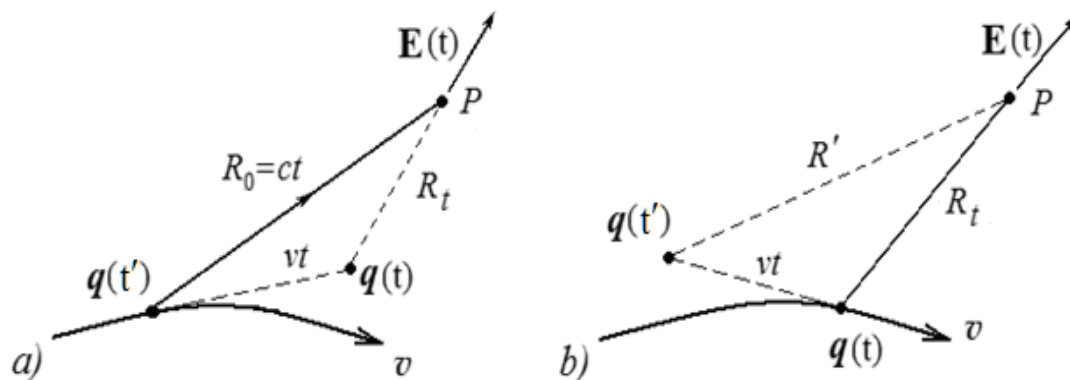


Рис. 11. Классический анализ поля исходит из представления, будто нам известны текущие (проекционные) координаты заряда, из них необходимо найти запаздывающие координаты, а из последних - поле, измеряемое в момент t (Рис. 11б). Но поле момента t и без того находится из запаздывающих координат, привязка к текущим координатам не нужна, как это было в случае с дифференцированием потенциалов. К тому же проекционные координаты в общем случае неизвестны, «текущий» (проекционный) радиус в системе отсчета наблюдателя не имеет реального смысла, наблюдать можно только запаздывающие координаты (Рис. 11а)

Добавим также, что привязка к текущим координатам позволяет вычислить запаздывающие координаты заряда в случае инерциального движения, но в общем случае произвольного движения заряда вычисленные запаздывающие координаты смысла не имеют (Рис. 11б).

Анализ Фейнмана

Ошибочный результат следует из игнорирования запаздывания потенциала статического заряда; его можно получить не только из уравнения в форме (3), но и из уравнения (1) непосредственно.

Ниже приведен анализ уравнения (1) в изложении Фейнмана [1]:

«...Если измерить поле под прямым углом к направлению вектора скорости заряда, то есть, при $(x - vt) = 0$, то расстояние от заряда будет равно $R = y$, а напряженность поля в этих точках

$$E_{\perp} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\sqrt{1-v^2/c^2}} \cdot \frac{1}{(y^2 + z^2)} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{1-v^2/c^2}} \quad (5a)$$

Она равна обычному кулоновому полю статического заряда $E_0 = q/4\pi\epsilon_0 R$, усиленному множителем $1/\sqrt{1-v^2/c^2}$. Таким образом, поперечное поле заряда возрастает.

Впереди и позади заряда координаты $y = z = 0$, поэтому $R = (x - vt)$, и напряженность поля равна

$$E_R = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{(1-v^2/c^2)}{(x-vt)^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} \cdot (1-v^2/c^2) \quad (5b)$$

То есть, впереди и позади заряда поле уменьшается в $(1 - v^2/c^2)$ раз.

В целом силовые линии поля движущегося заряда образуют эллипсоид, названный эллипсоидом Хэвисайда» (Рис. 3).

Но почему вдруг «...при $(x - vt) = 0$, расстояние от заряда будет равно $R = y$ »? Статика в уравнении (1) определяется условием $v = 0$, а не $v = x/t$, а значит, $R = \sqrt{x^2 + y^2}$ превратится в $R = y$ при условии $x = 0$ (Рис. 4а). Текущая координата $x = vt$ имеет самое косвенное отношение к запаздывающему полю заряда, поэтому приравнивать к нулю следует не ее, но x . Уравнение (1) описывает запаздывающее поле заряда q_0 в его запаздывающих координатах, а не поле заряда q_t в текущих координатах, как предполагает существующая теория, - «текущее» поле пока еще известно только на нулевом радиусе, и достигнет наблюдателя только в момент $t + R_t / c$.

Если исходить из уравнения (3), то начало отсчета смещено в текущую координату движущегося заряда, и статическое поле принимается равным

$$E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R'^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 [x^2 + y^2]},$$

где $\sqrt{x^2 + y^2} = R_t$. Но если начало отсчета смещено на расстояние $x=vt$, то запаздывающая координата равна $-vt$, расстояние от заряда до наблюдателя вдоль оси x , равно $(x + vt)$, а запаздывающий радиус $R = \sqrt{(x+vt)^2 + y^2}$, (Рис. 12). Поэтому полем статического заряда является поле

$$E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 [(x+vt)^2 + y^2]} \quad (6)$$

которое от скорости не зависит - поскольку здесь в качестве координаты x принята та $x=(x-vt)$. С этим статическим полем уже можно сравнивать поле движущегося заряда (3), записанное в тех же смещенных координатах $x=(x-vt)$.

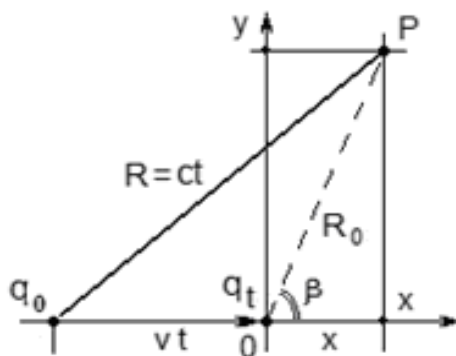


Рис. 12. Запаздывающая координата покоящегося заряда равна $(-vt)$, как и координата движущегося заряда. Статическое поле, как и поле движущегося заряда, должно определяться запаздывающим радиусом $R = \sqrt{(x+vt)^2 + y^2}$

Поле (6) может быть представлено в функции угла β :

$$E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 R_t^2} \frac{(1-v^2/c^2)^2}{\left[\frac{v}{c} \cos\beta + \sqrt{\cos^2\beta + (1-v^2/c^2)\sin^2\beta} \right]^2}$$

Предполагается, что эллипсоид Хэвисайда иллюстрирует релятивистские эффекты. В таком случае было бы логично кроме релятивистского продольного сокращения говорить и о поперечном удлинении, как его иллюстрирует тот же эллипсоид. Релятивистский коэффициент при движении появляется везде и всюду; чтобы убедиться в этом, достаточно взглянуть на Рис. 1. Эллипсоид - результат логической ошибки, а не релятивистских эффектов.

Дополнение

Классическое уравнение (1) предполагает, что в момент $t=0$ заряд проходит начало координат. Поэтому уравнение «привязывает заряд к началу отсчета, и подстановка $v=0$ из любой координаты приводит заряд к началу отсчета. Этого нетрудно избежать, связав начало отсчета не с движущимся зарядом, а с неподвижным наблюдателем, поместив его в начало отсчета.

В привычной форме записи для «отвязки» заряда от начала отсчета следует учесть, что в общем случае запаздывающий радиус движущегося заряда

$$R' = ct = \frac{\frac{v}{c}(x-vt) + \sqrt{(x-vt)^2 + (1-v^2/c^2)(y^2+z^2)}}{(1-v^2/c^2)} \quad (7)$$

а его запаздывающая координата

$$(x-vt') = \frac{(x-vt) + \frac{v}{c}\sqrt{(x-vt)^2 + (1-v^2/c^2)(y^2+z^2)}}{(1-v^2/c^2)} \quad (8)$$

Сохранение заряда

Нетрудно видеть, что продольная несимметрия классического уравнения поля (1), показанная на *Рис. 2*, не нарушает сохранение заряда:

$$E_R = E_v \cdot \frac{R_*}{R_t} = \frac{q \cdot (1 - v^2/c^2) \cdot \sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \alpha}}{4\pi R'^2 \cdot \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right)^3} \cdot \frac{\left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right)}{\sqrt{1 + \frac{v^2}{c^2} - 2 \frac{v}{c} \cos \alpha}} = \frac{q \cdot (1 - v^2/c^2)}{4\pi R'^2 \cdot \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right)^2}.$$

$$q_v = \oint E_R dS = \int_0^\pi \frac{q \cdot (1 - v^2/c^2) \cdot 2\pi R_0 \sin \alpha \cdot R_0 d\alpha}{4\pi R'^2 \cdot \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right)^2} = \int_0^\pi \frac{q \cdot (1 - v^2/c^2) \cdot \sin \alpha}{2 \cdot \left(1 - \frac{v}{c} \cos \alpha\right)^2} \cdot d\alpha = q_0$$

Выводы

Классическое представление о конфигурации поля движущегося заряда в корне ошибочно. В эмпирической теории сравниваются поля зарядов, координаты которых совпадают «здесь и сейчас»: в момент t наблюдатель P измеряет поле движущегося заряда в запаздывающих координатах момента $(t - R/c)$, и поле неподвижного заряда в текущих координатах, тогда как поле только определяется запаздывающими пространственно-временными координатами. Запаздывание от скорости не зависит, и скорость $v=0$ не исключение, а частный случай. В классическом анализе поля неподвижного и движущегося зарядов определяются различными радиусами.

Следствия

Рассмотренная выше ошибка не единственная в эмпирической электродинамике. Следствия этих ошибок выходят далеко за рамки электродинамики, но прежде всего они привели к наличию многочисленных внутренних противоречий теории, нарушению законов сохранения, грубому расхождению с опытом и полной беспомощности в качественном объяснении электромагнитных явлений.

Коррекция представления о поле движущегося заряда позволяет прийти к ясному пониманию физической сущности магнитного поля, объяснить механизм сил Лоренца, индукции Фарадея и Мейсснера, самоиндукции, излучения, решить практически все проблемы электродинамики, поскольку истоками этих проблем как раз и являются ошибочные представления. Численные результаты при этом получаются практически те же, что и в эмпирической электродинамике, за исключением тех случаев, в которых эмпирическая теория вообще не работает (эффект Мейсснера например, взаимодействие участков тока). Разбор ряда других ошибок эмпирической электродинамики и решение основных проблем электродинамики показаны в работе [1].

Список литературы

1. **Ерохин В. В.** Основы конструктивной электродинамики. Ч. 1. Магнитное поле в нерелятивистском приближении [Электронный ресурс]. URL: http://vev50.narod.ru/ED_1.html
2. **Фейнмановские лекции по физике.** Т. 6. Гл. 26. § 2.

УДК 539.319:620.179

Татьяна Рудольфовна Змызгова

Курганский государственный университет

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ДАННЫХ ТАРИРОВОЧНЫХ ИСПЫТАНИЙ ДДИТ[©]

Прогнозирование ресурса работы деталей машин и металлоконструкций по критерию усталостного повреждения является нетривиальной задачей вероятностного характера вследствие необходимости учета рассеяния внутренних свойств элементов, а также случайной природы внешних воздействий. Одним из перспективных направлений решения проблемы оценки нагруженности и ресурса различных деталей машин в процессе конструкторско-технологической доработки является использование методик, основанных на обработке информации, полученной при помощи датчиков деформации интегрального типа (ДДИТ), которые представляют собой новые нетрадиционные средства экспериментального исследования.

Методики применения ДДИТ основаны на использовании зависимостей прочностного расчета деталей, корреляционных связей между реакцией датчиков и разрушением деталей и конструкций, полуэмпирических моделей накопления повреждений [5; 7].