УКРАИНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ.
Регистр. № 167 от 30 сентября 2002

Статья опубликована в Сборнике:
Потехин А. Ф. КЛАССИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ. – Одесса: Маяк, 2003. – С. 57–69.

К ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ ТЕЛ, ДВИЖУЩИХСЯ ОТНОСИТЕЛЬНО ИНЕРЦИАЛЬНЫХ СИСТЕМ ОТСЧЁТА

А. Ф. ПОТЕХИН
Одесский национальный морской университет
(65029 Одесса, ул. Мечникова, 34).

Электродинамика тел, движущихся относительно инерциальных систем отсчёта, развита в рамках понятий и законов классической механики Ньютона. Выявлена ограниченная область применения преобразований Лоренца.

1. Исходные определения [1]

Абсолютной системой отсчёта (АСО) Σ^0 называется система отсчёта, относительно которой экспериментально обнаруженное в мировом пространстве 2,7 К. излучение является однородным и изотропным. В первом приближении по Ньютону, АСО реализуется гелиоцентрической системой отсчёта Коперника, привязанной к звёздам нашей Галактики, в следующем приближении – к центрам Галактик, далее к центрам групп Галактик и т. д. В динамическом отношении АСО является выделенной и часто называется неподвижной или, более полно, системой отсчёта неподвижного эфира.

Инерциальными системами отсчёта (ИСО) называются системы отсчёта, которые движутся поступательно, равномерно и прямолинейно относительно АСО, следовательно, и друг относительно друга. Обратное утверждение неверно, т. е. не все системы отсчёта, которые движутся друг относительно друга поступательно, равномерно и прямолинейно, являются инерциальными. Например, системы отсчёта, привязанные к вагонам, движущимся поступательно, прямолинейно и равномерно друг относительно друга, но с одним и тем же ускорением относительно АСО под действием поверхностных сил, не будут инерциальными.

Если рассматриваемая система материальных частиц движется вместе с системой отсчёта $\sum$, которая, в свою очередь, движется относительно АСО $\sum^0$, то $\sum$ называется динамической системой отсчёта для данного процесса.
Если рассматриваемая система материальных частиц не принимает участия в переносном движении совместно с системой отсчёта $\sum$, то последняя называется кинематической для данного процесса.

Динамический принцип относительности Галилея есть утверждение следующего экспериментального факта: идентичные процессы, каждый из которых реализуется в своей динамической инерциальной системе отсчёта, протекают и описываются в этих системах отсчёта одинаково.

Кинематический принцип относительности Коперника есть утверждение следующего экспериментального факта: течение одного и того же процесса не зависит от того, по отношению к какой из систем отсчёта он рассматривается, но восприниматься и описываться этот процесс в каждой из них будет по-разному. Переход от описания одного и того же процесса в одной из систем отсчёта к описанию в другой системе отсчёта осуществляется кинематическим преобразованием пространственных координат и времени этих систем отсчёта, например**,**

$$\bar{r} = \bar{r}_{O'} + \bar{r}', \qquad t = t', \tag{1}$$

где $\bar{r}$ и $\bar{r}'$ - радиус- векторы одной и той же точки, t и t' - время в нештрихованной и штрихованной системах отсчёта, $\bar{r}_{O'}$ - радиус-вектор начала штрихованной системы отсчёта относительно нештрихованной.

Если уравнения движения при некотором преобразовании систем отсчёта сохраняют свой вид, но не сохраняют выражения для входящих в них функций, то эти уравнения называются ковариантными относительно данного преобразования.

Если уравнения движения при некотором преобразовании систем отсчёта сохраняют как свой вид, так и выражения для входящих в них функций, то эти уравнения называются инвариантными относительно данного преобразования.

2. Динамический и кинематический принципы относительности в механике.

Согласно Ньютону, основное уравнение динамики точки

$$\frac{d}{dt}(m\bar{v}) = F(\bar{r}, \bar{v}, t) \tag{2}$$

справедливо только в абсолютной системе отсчёта $\sum^0$. Однако, уже Ньютону был известен экспериментально установленный динамический принцип относительности Галилея. Согласно этому принципу, любые механические процессы, проводимые в замкнутой физической лаборатории, не позволяют обнаружить её поступательное, равномерное и прямолинейное движения относительно АСО. На основании данного принципа Ньютон сформулировал первый закон динамики - закон инерции: изолированная материальная частица сохраняет неизменной свою скорость в абсолютной системе отсчёта. Как следствие, взаимное движение системы взаимодействующих между собой материальных частиц, не зависит от их общего движения с одной и той же переносной скоростью: “*Относительные движения друг по отношению к другу тел, заключенных в каком-либо пространстве, одинаковы, – покоится ли это пространство или движется равномерно и прямолинейно без вращения*” [2, Следствие V, с. 49]. При этом следует учесть следующее замечание Ньютона: “*тело движущееся в подвижном пространстве участвует и в движении этого пространства, поэтому тело, движущееся от подвижного места, участвует в движении своего места*”[2, с.33]. Следствие Y Ньютон заключает таким комментарием: “*Это подтверждается обильно опытами. Все движения на корабле совершаются одинаково, находится ли он в покое или движется равномерно и прямолинейно*” [2, с. 49]. Это следствие чрезвычайно важно. Оно позволяет применять законы механики Ньютона не только в абсолютной системе отсчёта, для которой они были сформулированы, но и во всех динамических инерциальных системах отсчёта. Динамические инерциальные системы отсчёта равноправны в том смысле, что идентичные механические процессы, каждый из которых проводится и наблюдается в своей динамической ИСО (физической лаборатории) $\sum$**,** описываются одинаково.

Сделаем при этом одно очень существенное замечание. Одинаковость формулировки законов движения для идентичных процессов в разных динамических ИСО есть следствие экспериментального факта, но не инвариантности уравнений движения относительно кинематического преобразования Галилея. Например, уравнение движения шарика, падающего в покоящихся сосудах с жидкостью в каждой из динамических ИСО, имеет вид

$$m\frac{d^2\bar{r}}{dt^2} = mg - \mu\bar{v} \tag{3}$$

однако, это уравнение не инвариантно относительно преобразования Галилея

$$\bar{r} = \bar{r}' + \bar{u}t, \qquad t = t', \tag{4}$$

где $\bar{u}$ - скорость взаимного движения систем отсчёта. Более того, само понятие кинематического преобразования типа (1) применительно к динамическому принципу относительности теряет смысл, поскольку в этом принципе речь идёт о событиях в разных системах отсчёта. Кинематическое же преобразование связано с рассмотрением из разных систем отсчёта одного и того же события. В строгом соответствии с кинематическим принципом относительности, этот процесс, рассматриваемый из разных систем отсчёта, описывается по-разному в каждой из этих систем отсчёта. Об этом и свидетельствует неинвариантность уравнения (3) относительно преобразования (4).

3. **Динамический принцип относительности в электродинамике**

Согласно Максвеллу, Лоренцу, Хевисайду и др., электродинамические уравнения Максвелла справедливы только в абсолютной системы отсчёта Ньютона $\sum^0$. Вполне естественно, что в период становления электродинамики, должен был возникнуть вопрос: остаётся ли справедливым динамический принцип относительности Галилея также и для электродинамических процессов? Серия экспериментов, проведенных на переломе XIX и XX столетий, дала утвердительный ответ на этот вопрос. Этого следовало ожидать уже из первого закона механики – закона инерции. который был установлен для любых материальных частиц, вне зависимости от их химического состава и физического состояния - температуры, заряда и пр. ***“****Это – очень важное обстоятельство; если на электрон не действуют никакие внешние силы, он будет – совершенно также,, как и материальная точка – двигаться с постоянной по величине скоростью, несмотря на присутствие окружающего эфира****”*** – отмечал основоположник электродинамики движущихся тел Г. Лоренц [3, с.68]. Но вместо сформулированного выше вопроса, был поставлен другой вопрос: увлекается ли светоносный эфир движущимся телом или же существует эфирный ветер? В процессе поиска ответа на этот вопрос, были неверно истолкованы различные электродинамические опыты, подтверждающие справедливость динамического принципа относительности и в электродинамике [4].

Уравнения Максвелла в вакууме для электрического заряда плотности ρ_e^0, движущегося со скоростью $\bar{v}^0$ относительно абсолютной системы отсчёта $\sum^0$, имеют вид

$$\begin{aligned} &div\,\bar{E}^0 = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e^0, \\ &rot\,\bar{E}^0 = -\frac{\partial B^0}{\partial t^0}, \\ &div\,\bar{B}^0 = 0, \\ &rot\,\bar{B}^0 = \mu_0\rho_e^0\bar{v}^0 + \frac{1}{c^2}\frac{\partial\,\bar{E}^0}{\partial\,t^0}, \end{aligned} \qquad , \qquad (5)$$

где ε_0, μ_0 - электрическая и магнитная постоянная, т. е.

$$\varepsilon_0 = const, \quad \mu_0 = const, \quad c = (\varepsilon_0\mu_0)^{-1/2} = const, \qquad (6)$$

c - скорость распространения фронта электромагнитной волны (света) в $\sum^0$.

Пусть заряд ρ_e, движется вместе с некоторой инерциальной системой отсчёта $\sum$ и, одновременно, относительно этой системы отсчёта со скоростью $\bar{v}$, т. е., по отношению к рассматриваемому процессу, $\sum$ является динамической ИСО. В этом случае, согласно динамическому принципу относительности Галилея, уравнения Максвелла в ИСО $\sum$ имеют тот же вид, что и в $\sum^0$

$$div\,\overline{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e,$$
$$rot\,\overline{E} = -\frac{\partial B}{\partial t},$$
$$div\,\overline{B} = 0, \tag{7}$$
$$rot\,\overline{B} = \mu_0\rho_e\overline{v} + \frac{1}{c^2}\frac{\partial\,\overline{E}}{\partial\,t}$$

с теми же значениями констант согласно (6). Физический смысл константы c при этом остаётся тем же – это скорость света относительно $\sum^0$, которая, согласно эксперименту, не зависти от того, покоится или движется относительно $\sum^0$ источник света. Это является следствием того факта, что фотон не имеет массы покоя, поэтому первый закон Ньютона, закон инерции, к нему не применим. Фотон, в отличие от материальной частицы, не сохраняет скорости движения своего источника.

Следует отметить существенный вклад проф. Х. Вильхельма [5] - [7] в создание галилей-ковариантной теории электродинамики движущихся тел. Следуя Максвеллу, Лоренцу и др., проф. Вильхельм уравнения Максвелла считает справедливыми лишь в единственной, абсолютной системе отсчёта $\sum^0$. Из галилей-ковариантных электродинамических уравнений Вильхельма следует возможность обнаружения движения инерциальных систем отсчёта относительно АСО, что требует ещё экспериментального подтверждения.

4. **Кинематический принцип относительности в электродинамике**

В теории движущихся зарядов возникла и другая задача: необходимо описать в кинематической ИСО $\sum'$ поле заряда ρ_e, движение которого задано в динамической ИСО $\sum$. При этом, ИСО $\sum'$ движется относительно ИСО $\sum$ со скоростью $\overline{u} = const$. В этом случае мы имеем дело с кинематическим принципом относительности. Чтобы описать в ИСО $\sum'$ процесс, который происходит в ИСО $\sum$, применим к системе уравнений (7), кинематическое преобразование Галилея (4).

Выведем некоторые вспомогательные соотношения. Применив к функции $f(\overline{r},\, t)$ преобразования Галилея (4), получим

$$f(\overline{r},t) = f(\overline{r}'+\overline{u}t',t') = f'(r',t'). \tag{8}$$

Далее находим

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial f'}{\partial t'}\frac{\partial t'}{\partial t} + \frac{\partial f'}{\partial \overline{r}'}\frac{\partial \overline{r}'}{\partial t}. \tag{9}$$

$$\frac{\partial f}{\partial \overline{r}} = \frac{\partial f'}{\partial \overline{r}'}\frac{\partial \overline{r}'}{\partial \overline{r}}. \tag{10}$$

Принимая также во внимание, что

$$\frac{\partial t'}{\partial t} = 1, \quad \frac{\partial r'}{\partial t} = -\overline{u}, \quad \frac{\partial \overline{r}'}{\partial \overline{r}} = \delta, (\delta_{ij} = 1, i = j;\ \ \delta_{ij} = 0, i \neq j), \tag{11}$$

из (9) и (10) получаем следующие соотношения между операторами в штрихованной и не штрихованной системах отсчёта

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u}\bar{\nabla}', \quad \bar{\nabla} = \bar{\nabla}'. \qquad (12)$$

С учётом (12), уравнения Максвелла (7), после применения к ним кинематического преобразования Галилея, принимают следующий вид в штрихованной кинематической ИСО

$$\begin{aligned}
&div\bar{E}' = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e,\\
&rot\,\bar{E}' == -(\frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u}\bar{\nabla}')\bar{B}',\\
&div\,\bar{B}' = 0,\\
&rot\,\bar{B}' = \mu_0\rho_e(\bar{u} + \bar{v}') + \frac{1}{c^2}(\frac{\partial}{\partial t'} - \bar{u}\bar{\nabla}')\bar{E}',
\end{aligned} \qquad (13)$$

опять таки, с теми же значениями констант согласно (6). Выделим в последней системе уравнений члены, обуславливающие неинвариантность уравнений Максвелла относительно преобразований Галилея

$$\begin{aligned}
&div\bar{E}' = \frac{1}{\varepsilon_0}\rho_e,\\
&rot\,\bar{E}' == -\frac{\partial}{\partial t'}B' + \left[(u\nabla')\bar{B}'\right],\\
&div\,\bar{B}' = 0,\\
&rot\,\bar{B}' = \mu_0\rho_e\bar{v}' + \frac{1}{c^2}\frac{\partial}{\partial t'}E' + \left[\mu_0\rho_e\bar{u} - \frac{1}{c^2}(\bar{u}\bar{\nabla}')\bar{E}'\right],
\end{aligned} \qquad (14)$$

Как и следовало ожидать, неинвариантность обусловлена конвективным током и конвективной производной от векторов поля – члены в квадратных скобках.

5. Пример

Системы уравнений (7) и (13) исчерпывают решение задачи описания полей движущихся зарядов в инерциальных системах отсчёта. Рассмотрим пример.

Электрический заряд q' покоится в начале штрихованной ИСО $\sum'(x', y', z', t')$ движущегося трамвая, а заряд q покоится в начале нештрихованной ИСО $\sum(x, y, z, t)$ движущейся Земли. При этом, штрихованная система отсчёта движется вместе с нештрихованной и одновременно относительно неё со скоростью $\bar{u}$ в положительном направлении оси x. Найти поля этих зарядов в каждой из систем отсчёта.

а) Поле заряда q' в ИСО $\sum'$. $\sum'$ является для заряда q' динамической ИСО, поэтому следует применить систему уравнений Максвелла (7). В результате находим скалярный и векторный потенциалы

$$\phi' = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q'}{r'}, \qquad \bar{A}' = 0. \qquad (15)$$

б) Поле заряда q в ИСО $\sum$. Этот случай аналогичен предыдущему, т. е. $\sum$ является для заряда q динамической ИСО, поэтому следует применить систему уравнений Максвелла (7). В результате находим скалярный и векторный потенциалы

$$\phi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{r}, \qquad \overline{A} = 0. \qquad (16)$$

в) Поле заряда q' в ИСО $\sum$. Заряд q' движется вместе с системой отсчёта $\sum$ и одновременно относительно неё со скоростью $\overline{v} = \overline{u}$. Следовательно, $\sum$ является для заряда q' динамической ИСО, поэтому необходимо применить систему уравнений Максвелла (7). Применяя для решения этой системы уравнений предложенный Хевисайдом [8] и мощно развитый проф. Ефименко [9], [10] метод запаздывающих интегралов, находим

$$\phi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q'}{\left[(x-ut)^2 + (1-\frac{u^2}{c^2})(y^2+z^2)\right]^{1/2}}. \qquad (17)$$

$$\overline{A} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q'\overline{v}}{c^2\left[(x-ut)^2 + (1-\frac{u^2}{c^2})(y^2+z^2)\right]^{1/2}}. \qquad (18)$$

г). Поле заряда q в ИСО $\sum'$. Заряд q не движется вместе с системой отсчёта $\sum'$, но относительно неё он движется со скоростью $\overline{v}' = -\overline{u}$. Следовательно, $\sum'$ является для заряда q кинематической ИСО, поэтому необходимо применить систему уравнений (13), которая в этом случае, принимает вид

$$\begin{aligned} &div\overline{E}' = \frac{1}{\varepsilon_0} q\delta(x'-ut),\\ &rot\,\overline{E}' = 0,\\ &div\,\overline{B}' = 0,\\ &rot\,\overline{B}' = 0. \end{aligned} \qquad (19)$$

Здесь учтено, что, так как поле заряда q в системе Σ стационарно, то

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t'} - \overline{u}\overline{\nabla}' = 0 \qquad (20)$$

и, кроме того, $\overline{u} + \overline{v}' = 0$. Из системы уравнений (20) находим

$$\phi' = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0}\frac{q}{\left[(x'+ut)^2 + y'^2 + z'^2\right]^{1/2}}, \qquad \overline{A}' = 0. \qquad (21)$$

Из (21) следует: I) эквипотенциальные поверхности

$$\left[(x'+ut)^2 + y'^2 + z'^2\right] = const \qquad (22)$$

заряда q в кинематической ИСО $\sum'$ есть сферические поверхности, движущиеся вместе с этим зарядом в отрицательном направлении оси x'; II) конвективный ток, обусловленный движением кинематической ИСО, магнитного поля не создаёт. Оба этих вывода согласуются с экспериментом и опровергают СТО Эйнштейна, согласно которой решение для случая г) получается из решения для случая в) заменой скорости $\bar{v}$ на скорость $-\bar{v}$: "*Ясно*,- пишет Эйнштейн в своей основополагающей статье,- *что те же результаты получаются для тел, находящиеся в покое в «покоящейся» системе, но рассматриваемые из системы, которая равномерно движется*" [11, с.18].

6. О преобразованиях Лоренца

Общепринятая методика решения задач электродинамики движущихся тел базируется на применении преобразований Лоренца. Правда, Лоренц так и не сумел найти формул преобразования всех динамических величин, обеспечивающих полную ковариантность уравнений Максвелла. В окончательном виде общеизвестные ныне преобразования Лоренца установлены А. Пуанкаре [12]. Однако современные представления об этих преобразованиях далеки от заложенных в них Лоренцем [3] предпосылках. Во-первых, сопоставление преобразований Лоренца в электродинамике с преобразованиями Галилея в механике некорректно: в механике применяют чисто кинематические преобразования Галилея, в то время как преобразования Лоренца есть единый комплекс преобразований кинематических (пространственно-временные координаты) и динамических величин (плотность заряда и тока, вектора полей, силы и др.). Во-вторых, уравнения Максвелла не инвариантны, а лишь ковариантны относительно преобразований Лоренца. И, наконец, в-третьих, две системы отсчёта, связанные преобразованием Лоренца, обязательно должны быть динамическими ИСО для одной и той же рассматриваемой системы зарядов. Такие и только такие, "вложенные" одна в другую системы отсчёта, рассматривал Лоренц [3] при обосновании своих преобразований. Например, в приведенном выше примере система отсчёта трамвая "вложенна" в систему отсчёта Земли и перемещается вместе с последней. Лишь в этом случае (в силу динамического принципа относительности) уравнения Максвелла в каждой из этих систем отсчёта имеют один и тот же вид и (в силу кинематического принципа относительности) эти системы отсчёта могут быть связаны кинематическим преобразованием. Вследствие этого, правомерна постановка задачи Лоренцем о поиске ковариантных преобразований уравнений Максвелла. Во всех других случаях применение преобразований Лоренца неправомерно.

Несмотря на то, что Лоренц не различал такие понятия как динамический и кинематический принципы относительности, он всё же интуитивно, вплоть до 1905 года, двигался в правильном направлении, не допуская подмены одного из этих понятий другим. Но Лоренц, до конца своей жизни, так и не сумел разглядеть такой подмены понятий в *Теории относительности* Эйнштейна. "*Следует обратить особое внимание*,- пишет он,- *на замечательную обратимость, на которую указал Эйнштейн. До сих пор исследованием явлений в неподвижной системе занимался только наблюдатель* A_0, *тогда как A ограничивался подвижной системой* (позиция Лоренца до 1905г. – А. П.)… *Обратимость заключается в том, что если наблюдатель A начнёт совершенно таким же способом описывать поле неподвижной системы, он опишет его вполне точно* (ошибочная позиция Эйнштейна, с которой согласился Лоренц – А. П.) ", [3, с 328.]. Однако, последнее утверждение предполагает равноправие динамических и кинематических ИСО, что неверно –см. приведенный выше пример.

7. Заключение

Поскольку, в силу динамического принципа относительности, во всех динамических инерциальных системах отсчёта $\sum$ уравнения Максвелла имеют тот же вид, что и в неподвижной системе отсчёта $\sum^0$, то мы можем за "неподвижную" принять ту ИСО, вместе с которой движется рассматриваемая динамическая ИСО $\sum'$ для системы зарядов S. Например, для системы отсчёта $\sum'$, связанной с поверхностью Земли, гелиоцентрическая система отсчёта $\sum$ может быть принята за неподвижную; для системы отсчёта $\sum''$ трамвая, движущегося вместе с поверхностью Земли ($\sum'$) и одновременно поступательно, равномерно и прямолинейно относительно неё, $\sum'$ может быть принята за неподвижную и т. д.. Таким образом, абсолютная система отсчёта $\sum^0$ неподвижного эфира снова отступает на задний фон, ускользая от нашего восприятия. Практически, мы всегда имеем дело не с абсолютной, а с инерциальными системами отсчёта того или иного уровня. Но неявно, абсолютная система отсчёта всегда присутствует в данном выше определении динамических инерциальных систем отсчёта и проявляется она динамической силой инерции [1] в механике, динамической (магнитной частью) силой Лоренца в электродинамике и мировой константой c - скоростью распространения света – в оптике.

1. Потехин А. Ф. Краткий курс теоретической механики в вопросах и ответах с анализом базовых понятий (укр.). Рекомендовано Министерством образования и науки Украины как учебное пособие для студентов вузов. – Одесса: ОГМУ, 2000.
2. Ньютон И. Математические начала натуральной философии.–М.:Наука, 1989
3. Лоренц Г. А. Теория электронов и её применение к явлениям света и теплового излучения. – М.: Гостехиздат, 1956.
4. Potyekhin A. F. // Hadronic Journal Supplement.- 1999. – V. 14. – P. 297-313.
5. Wilhelm H. E. // Radio Science. - 1985. - V. 20, No. 5. – P. 1006-1018.
6. Wilhelm H. E. // Z. Naturforsh. – 1990. – V. 45 a. – P. 736-748.
7. Wilhelm H. E. // Hadronic Journal – 1996 – V. 19. – P. 1-39.
8. Heaviside O. // The Electrician. - 1893 – V. 31. – P. 281-282, 359.
9. Jefimenko O. D. // Galilean Electrodinamics. – 1994 – V. 5, No. 2. – P. 25-33.
10. Jefimenko O. D. Electromagnetic Retardation and Theory of Relativity - Star City, West Virginia (USA): Electret Scientific Comp., 1997.
11. Эйнштейн А. Собрание научных тр. В 4-х т. – М.: Наука, 1974. –Т 1, с18
12. Пуанкаре.А. Избранные труды. В 3-х т. – М.: Наука, 1974. –Т 3, с. 433-486.

Примечание Переписку с Редакцией журнала по данной статье см. в разделе ПЕРЕПИСКА настоящего сайта