4. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ ЛОРЕНЦА И ЧЕТЫРЕХВЕКТОРЫ

О преобразованиях Лоренца в учебной и научной литературе написано очень много и в разных публикациях им придают неоднозначный смысл. В подходах Лоренца и Эйнштейна они также имеют совершенно разное содержание.

Естественно задать вопрос: так в чем же секрет и магическая сила этих преобразований координат и времени, которые, если можно так выразиться, перевернули наши представления об окружающем нас мире в XX веке?

Для того чтобы понять механизм работы преобразований Лоренца, рассмотрим это для простейших случаев. Пусть в направлении оси *OX* (рис.6) распространяется плоская волна со скоростью ***c***.

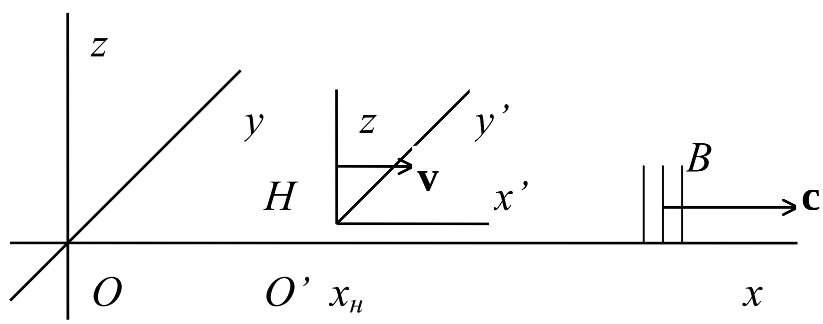

Рис.6. Движение наблюдателя *H* и распространение плоской волны *B* вдоль оси *x*

Уравнение движения фронта этой волны имеет вид:

$$x = ct. \tag{46}$$

Наблюдатель движется в том же направлении со скоростью v. Уравнение движения наблюдателя такое

$$x_н = \mathrm{v}t. \tag{47}$$

Уравнение (46) можно записать и в такой форме

$$x - \mathrm{v}t = c(t - \beta x/c), \tag{48}$$

где x - vt = x' - расстояние от наблюдателя до фронта волны.

Чтобы убедиться в справедливости уравнения (48), достаточно перенести vt в правую часть, а βx - в левую часть уравнения. В итоге имеем

$$x(1 + \beta) = ct(1 + \beta), \tag{49}$$

и после сокращения скобок мы приходим к уравнению (46).

Движущийся наблюдатель следит за распространяющейся волной и видит, что фронт волны распространяется со скоростью c - v. Поэтому для наблюдателя получается такое уравнение движения волны

$$x' = (c - \mathrm{v})t = c(t - \beta t) = c(t - \beta x/c). \tag{50}$$

Но если он изменит всего лишь начало отсчета времени и введет поправку на величину $-\beta x/c$, то для него уравнение движения фронта волны приобретет вид

$$x' = ct', \tag{51}$$

т.е. все обстоит так, что как будто он и не движется. При этом масштаб по оси $\boldsymbol{x}$ или по времени ему менять не придется.

Для плоской волны получилось все хорошо, однако в случае сферической волны ситуация чуть сложнее. Все дело в том, что электромагнитные поля, которые генерируются элементарными частицами, это - мир сферических волн, поскольку они всегда рождаются в некоторой малой области и распространяются со скоростью света в форме расширяющейся сферы. Уравнение распространения фронта сферической волны имеет вид

$$x^2 + y^2 + z^2 = c^2t^2 = R^2, \tag{52}$$

где $R = ct$ - радиус расширяющейся сферы.

При этом наблюдатель у нас тот же самый, который вводит поправку к своим часам на величину $-\beta x/c$. Поскольку в уравнении (52) содержатся дополнительные слагаемые $x^2 + y^2$, то возникает проблема согласования линейных масштабов по всем трем осям.

Для плоской волны проблема масштаба по оси $\boldsymbol{x}$ и по времени не возникала, хотя в уравнении (49) уже появился масштабный множитель $(1 + \beta)$, который мы успешно сократили.

Таким образом, нашему наблюдателю, который движется вдоль оси ОХ со скоростью **v**, нужно обеспечить благоприятные условия для восприятия сферической волны. Оказывается, что выбором соответствующего масштабного множителя, а именно $\gamma=(1-\beta^2)^{-1/2}$, удается решить эту задачу.

Проверим это в действии. Для этого умножим обе части уравнения (48), записанного для плоской волны, на γ, тогда получается

$$\gamma(x - \mathrm{v}t) = c\gamma(t - \beta x/c). \qquad (53)$$

Возведя обе части равенства (53) в квадрат, получаем

$$\gamma^2(x^2 - 2x\mathrm{v}t + \mathrm{v}^2t^2) = c^2\gamma^2(t^2 - 2\beta xt/c + \beta^2x^2/c^2). \qquad (54)$$

После соответствующей перегруппировки слагаемых имеем

$$\gamma^2x^2(1 - \beta^2) = c^2\gamma^2t^2(1 - \beta^2) \qquad (55)$$

и окончательно после сокращения γ^2 со скобкой получаем

$$x^2 = c^2 t^2, \qquad (56)$$

т.е. форма уравнения (46) полностью восстановилась. При этом заметим, что сокращение скобок в (56) произошло внутри каждой из частей, и поэтому не затрагивает масштабы по осям X и Y, если эти переменные возникнут в уравнении.

Теперь нетрудно догадаться, что если мы запишем уравнение (52) в форме

$$x'^2 + y^2 + z^2 = c^2t'^2, \qquad (57)$$

где

$$x' = \gamma(x - \mathrm{v}t) \text{ и}$$
$$t' = \gamma(t - \beta x/c), \qquad (58)$$

т.е. в соответствии с (53), то это будет то же самое уравнение (52) в тех же динамических переменных x,y,z,t. Получается, что уравнение (52) для распространения сферической волны вернуло свой первоначальный вид, хотя мы и сделали замену переменных $\boldsymbol{x}$ и t на $\boldsymbol{x}'$ и t'. Соотношения (58) называются преобразованиями Лоренца для координат и времени при переходе в подвижную систему координат.

Таким образом, нам удается убедить наблюдателя, что он как будто и не движется по оси OX, а просто у него сдвигается начало шкалы времени на величину $\beta\, x/c$ и происходит небольшое изменение масштабов по оси X и по времени t на величину γ.

Другими словами, с использованием преобразований Лоренца мы добиваемся того, что сложная задача, связанная с перемещением объекта в поле сферических волн, переводится обратно в статику, и тем самым существенно упрощается ее решение. После замены переменных x,t на x',t' дальше мы поступаем с уравнениями так, как уже привыкли поступать в статике, где все было очень просто. Данная задача не является динамической, поскольку в формулах преобразований не содержится ни масс, ни сил, ни каких-либо полей. Это чисто кинематический эффект, т.е. мы вводим поправку на этот эффект, чтобы его скомпенсировать.

Итак, мы установили, что преобразования Лоренца – это простая геометрическая поправка к картине волн на кинематический эффект, обусловленный перемещением объекта в среде.

В качестве примеров подобных поправок можно привести использование местного времени в различных городах мира для того, чтобы распорядок дня для людей, проживающих в разных городах, выглядел примерно одинаково. Здесь вводится кинематическая поправка, учитывающая вращение Земли. Аналогичная кинематическая поправка применяется в обсерваториях для телескопов, чтобы изображения планет, звезд или других наблюдаемых объектов оставались неподвижными за время наблюдения.

Поскольку человек сам создает эталоны длины и эталоны времени, то для перевода динамической задачи в статику несложно ввести новый эталон длины по оси OX и новый эталон времени, назвав его местным временем.

Если бы все частицы в эфире были неподвижны, то их силовые поля являлись бы сферически симметричными, и многие формулы имели простой вид, как закон Кулона или закон всемирного тяготения. Но все в мире движется, в результате чего силовые поля частиц за счет запаздывания рассеянных ими эфирных волн деформируются и создают большое многообразие различных по своей форме сил. Мы также живем в мире деформированных несферических полей ("кривых полей"), поскольку Солнечная система движется в эфире со скоростью около 300 км/с в направлении созвездия Льва.

В результате всех этих деформаций полей, обусловленных движением микрочастиц, электродинамика становится необычайно сложной и трудно поддающейся осмыслению частью физики, что порождает в свою очередь многочисленные мистификации в отношении пространственно-временных представлений.

Приведем еще один пример, где необходимо учитывать движение частицы в полях. Из теории поля хорошо известно, что полная производная по времени от некоторой полевой функции, вычисленная с учетом движения частицы в поле, не совпадает с частной производной от той же функции, вычисленной в неподвижной точке поля. Вычисляя полную производную по времени, мы переходим в систему координат, связанную с движущейся частицей, для которой полевые характеристики воспринимаются совсем по-иному, нежели для неподвижной частицы.

Образно говоря, движущаяся частица как бы выполняет своеобразную роль наблюдателя в подвижной системе координат и своим поведением сообщает нам, что процессы там происходят совсем не так, как у нас в неподвижной системе.

Когда мы переходим в подвижную систему координат, производя замену координаты X и времени t в соответствии с преобразованиями Лоренца, то и функции, входящие в различные динамические уравнения, очевидно, также изменят свой вид, поскольку они могут зависеть от координаты X и времени.

Представляет большой интерес найти некоторые общие правила, по которым можно было бы как по таблице производить преобразование различных функций, не повторяя кропотливых подстановок x' и t' в функции и уравнения. Оказывается, что такие правила удалось вывести, опираясь на те же самые преобразования Лоренца.

В работе [47] приводится пример прямого вывода преобразований Лоренца в применении к импульсу частицы $\boldsymbol{p}$. При этом установлено, что величины (mc, $\boldsymbol{p}$) ведут себя при переходе в подвижную систему координат точно так же, как и величины (ct, $\boldsymbol{r}$) в формулах Лоренца (58).

Можно привести целый ряд других примеров, когда четыре функции, одна из которых скалярная, а три других - это проекции некоторого известного вектора в декартовых координатах, проявляют себя как аналоги величин (ct, x,y,z) при преобразованиях Лоренца [7, 34].

Если говорить точнее, то преобразования Лоренца касаются только скалярной функции и x-компоненты подходящего к этой скалярной функции вектора. Поэтому данные правила являются довольно простыми и не требуют разработки для этого какого-то специального математического аппарата или тензорного исчисления.

Можно подсказать небольшой секрет в подборе скалярной функции под соответствующий вектор. Поскольку преобразования Лоренца чаще всего используются в электродинамике, где участвуют волновые процессы со скоростью волн $\boldsymbol{c}$, то скалярная функция, как правило, входит в эти преобразования в качестве временной компоненты в комбинации с константой $\boldsymbol{c}$.

Поэтому в данном случае просто следует соблюдать размерность при подборе скалярной функции к вектору, т.е. скалярная функция должна иметь ту же самую размерность, что и вектор. Например вектору импульса $\boldsymbol{p}$ мы подбираем скаляр mc, волновому вектору $\boldsymbol{k}$ соответствует скаляр ω/c, вектору плотности тока $\boldsymbol{j} = \rho\mathbf{v}$ соответствует скаляр $\rho\, c$, векторному потенциалу $\boldsymbol{A}$ - скалярный потенциал φ/c и так далее.

В этом случае преобразования Лоренца записываются в симметричной форме и имеют вид:

$$\begin{aligned} x' &= \gamma(x - \beta ct), \\ ct' &= \gamma(ct - \beta x). \end{aligned} \tag{59}$$

Несмотря на всю простоту данных преобразований, математики назвали рассматриваемую комбинацию из скалярной функции и вектора четырехвектором и разработали для таких четырехвекторов специальный четырехвекторный анализ. Он внешне очень напоминает обычный векторный анализ, но со своими специфическими свойствами, которые полностью определяются преобразованиями Лоренца [7].

Все же следует заметить, что скомбинировать две компоненты с помощью преобразований Лоренца, которые очень легко запомнить, может оказаться намного проще, чем путаться в громоздких и абстрактных тензорах и индексах, требующих специального изучения и запоминания, поскольку четырехвекторный анализ существенно отличается от обычного векторного анализа. За этими тензорами уже с трудом можно разглядеть реальные физические поля и уравнения движения материальных объектов.

Тензорный способ описания электромагнитных полей может оказаться удобным в целом ряде инженерных расчетов, например, при расчете ускорителя элементарных частиц или разнообразных реакций с участием этих частиц [7]. Но он не способствует пониманию физики процессов, как, к примеру, не помог в выводе уравнений Максвелла, выражения для силы Лоренца и калибровки Лоренца, не помог понять природу массы и заряда частиц, кулоновского поля и так далее. Об этих физических характеристиках мы продолжим разговор в следующих разделах.

Таким образом, единственной основой для всех преобразований функций и электромагнитных полей при переходе в подвижную систему координат являются обычные преобразования Лоренца. Их физический смысл и был детально рассмотрен нами выше, единственное назначение которых - это приведение сложной кинематической задачи к статике, где можно использовать привычные уравнения, полученные в статических условиях.

Поскольку все идеи, заложенные в преобразованиях Лоренца и четырехвекторах, возникли и развились в рамках обычных классических представлений, а также в классической электродинамике Максвелла - Лоренца, то можно сделать вывод, что они не имеют прямого отношения к специальной теории относительности (СТО).

Эйнштейном была выдвинута гипотеза о том, что все упомянутые выше преобразования могут быть получены только из принципа относительности и постулата об эквивалентности всех инерциальных систем отсчета. Исторически же преобразования Лоренца появились задолго до появления СТО и на основе совсем иных соображений.

Преобразования Лоренца возникли в рамках общих волновых представлений, которые носят универсальный характер, и поэтому не приходится сомневаться, что они будут справедливы для любых волновых процессов, в частности, в акустике движущейся среды [48]. Если преобразования Лоренца занимают центральное место в СТО, то в акустике эти преобразования используются, минуя принцип относительности.