сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-94-460

В.Н.Стрельцов

ОСНОВЫ СОВРЕМЕННОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

1994

Стрельцов В.Н. Р2-94-460

Основы современной теории относительности

Излагаются основные черты современной (локационной) формулировки теории относительности. Эта формулировка оперирует с запаздывающими (световыми) расстояниями и введенной на их основе релятивистской, или локационной, длиной. Дается ее сравнение с традиционным (эйнштейновским) подходом, в рамках которого мы практически имеем дело с мгновенными, или одновременными, расстояниями. Подчеркивается, что релятивистский эффект Доплера и излучение Черенкова являются прямым экспериментальным подтверждением локационной формулировки.

Новые результаты теории: установление того, что электрическое (гравитационное) поле движущегося заряда (тела) имеет форму эллипсоида вращения, вытянутого в направлении движения; единое описание излучения Черенкова, переходного излучения и излучения ниже черенковского порога; объяснение роста сечений взаимодействия при высоких энергиях; установление осцилляций электрического поля атомов и т.д.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1994

Перевод автора

Strel'tsov V.N. P2-94-460

The Principles of Modern Relativity Theory

The main features of the modern (radar) formulation of relativity theory are presented. This formulation operates with retarded (light) distances and relativistic or radar length introduced on their basis. Its comparison with the traditional (Einstein's) approach is given, in the frame of which we deal in fact with instant or simultaneous distances. It is stressed that the relativistic Doppler effects and the Cherenkov effect are a direct experimental verification of the radar formulation.

The new results of theory: the ascertainment of that the electric (gravitational) field of a moving charge (body) has the form of the revolution ellipsoid stretched in the motion direction; the united description of Cherenkov's radiation, the transition radiation and the radiation below Cherenkov's threshold; the explanation of the interaction cross-section growth at high energies; the ascertainment of the oscillation of the atom electric field etc..

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1994

L.b.s.

...Принцип относительности налагает условия, которым должны удовлетворять все физические законы. Он глубоко влияет на всю физическую науку, начиная от космологии, которая имеет дело с очень большим, вплоть до учения об атоме, имеющего дело с очень малым.

П.Дирак [1]

ВВЕДЕНИЕ

Специальная теория относительности в ее общепринятом в настоящее время виде была сформулирована фактически в начале нашего столетия. При этом с самого возникновения ее построение опиралось на локационную процедуру, использовавшуюся, например, для синхронизации удаленных часов. Больше того, эта же процедура послужила затем Эйнштейну для прямого вывода преобразований Лоренца [2]. Как известно, исторически указанные преобразования были получены из условия инвариантности уравнений Максвелла при переходе к движущейся (инерциальной) системе отсчета.

Теория относительности внесла революционные изменения в существовавшие представления о пространстве и времени, восходящие еще и к Ньютону. Она открыла новые пути осмысления естественных явлений и послужила основой для релятивизации многих разделов физики, начиная с электродинамики, механики, термодинамики и т.д. Однако процесс возникновения и становления принципиально новых представлений не может сразу полностью отделиться от прежних понятий. Ввиду своей привычности эти старые термины, «будучи незамеченными», остаются служить теории, которая, по существу, их отвергла. Сюда в первую очередь следует отнести понятие твердого стержня (масштаба). Действительно, такая основополагающая сущность, как система отсчета, мыслилась в виде каркаса из твердых стержней и множества расставленных в различных местах синхронизированных часов [3]. Напомним, что представление о твердом (недеформируемом) стержне было заимствовано из повседневной жизни, в которой мы имеем дело с очень малыми (по отношению к световой) скоростями. По существу, недеформируемость означает, что возмущение, например, от одного конца стержня к другому распространяется практически мгновенно. Иными словами можно сказать, что твердый стержень реализует мгновенную (одновременную) длину. В нерелятивистском случае указанное условие действительно выполняется и такое представление вполне оправдано. Однако при переходе к скоростям движения, близким к световым, скорость распространения деформации будет уже представлять собою малую величину. Тем не менее, подсознательно мы все же продолжаем оставаться на прежних позициях, т.е. пользоваться представлением о твердых телах. Характерным примером здесь может служить один известный элементарный вывод соотношения $E = mc^2$ [4], где неявно предполагается, что за счет излучения светового импульса твердый цилиндр мгновенно приходит в движение [5]. До сих пор этот вывод приводится при изложении теории относительности (см., напр., [6а]).

Другая, локационная формулировка [7,8] оперирует с непосредственно наблюдаемыми на опыте световыми или запаздывающими расстояниями и опирается на локационный метод измерения расстояний [9][1]. Тем самым в рамках этой формулировки мы избавляемся от целого ряда фиктивных понятий и, в первую очередь, таких, как твердые масштабы (стержни). Чисто математически этот подход находится в связи с так называемой асинхронной формулировкой [12].

Уже на основании вышеизложенного можно заключить, что основное отличие двух подходов должно быть связано с поведением пространственных размеров материальных тел. Действительно, если в первом случае мы имеем сокращение продольных размеров движущихся объектов, то во втором — их увеличение.

Главная цель настоящей работы заключается в изложении основных особенностей локационной формулировки, ее отличия от традиционного (эйнштейновского) подхода.

1. ТРАДИЦИОННЫЙ (ЭЙНШТЕЙНОВСКИЙ) ПОДХОД

Именно этот подход излагается во всех учебниках и монографиях по теории относительности. Интересующая нас сторона касается, главным образом, пространственной части пространственно-временной картины (т.е. таких понятий, как длина, расстояние, и образованных на их основе величин).

[1]Следует подчеркнуть, что прежний подход [10,11], основой которого стали наблюдатели, снабженные одинаковыми часами и локаторами, носил скорее формальный характер, поскольку в результате перехода к мгновенным расстояниям все выводы, соответствующие эйнштейновскому подходу, сохранились в силе.

Напомним, что согласно Эйнштейну длиной движущегося стержня называется расстояние между одновременными положениями его концов [2]. Очевидно, что это определение охватывает и какие угодно малые скорости движения стержня, т.е. в пределе и покоящийся стержень. Таким образом, можно сказать, что в рамках традиционного подхода мы имеем дело с одновременными, или мгновенными, расстояниями (ср. с мгновенной формой релятивистской динамики Дирака [1]).

Вместе с тем одной из главных заслуг теории относительности считается установление относительности понятия одновременности, т.е. его неинвариантности, или зависимости от системы отсчета. Очевидно, что физическому понятию, опирающемуся на условие одновременности ($t = \text{const}$), будет присущ тот же недостаток. Именно поэтому общепринятое определение длины (связанное с установлением одновременного положения концов стержня) противоречит принципу относительности, поскольку зависит от системы отсчета[2].

На математическом языке приведенные рассуждения сводятся к очень простому требованию. Вводимое физическое понятие должно быть ковариантным, т.е. движущийся стержень должен описываться пространственноподобным 4-вектором. Общепринятое определение длины движущегося стержня дает рецепт получения соответствующей четверки чисел (в каждой системе отсчета). Если при этом условие лоренц-ковариантности выполнено, то указанные четверки должны представлять один и тот же 4-вектор. Или иначе, соответствующий сокращенной длине 4-интервал должен быть лоренц-инвариантен.

Как известно, релятивистский интервал — это четырехмерная величина, определяемая двумя точечными событиями и являющаяся аналогом трехмерного расстояния между двумя точками. Или, как говорят, метрика (четырехмерного) пространства Минковского определяется квадратом интервала

$$-s^2 = c^2\Delta t^2 - \Delta x^2 - \Delta y^2 - \Delta z^2 , \qquad (1)$$

зависящего от разности координат указанных событий. Интервал — основной инвариант теории относительности, поэтому его называют также фундаментальным инвариантом. Вещественными представителями интервала являются часы и масштабы (стержни).

Напомним, что инвариант это величина, которая не изменяет своего значения (остается инвариантной) при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой. Поскольку этот переход связан с изменением скорости движения, то инвариантность интервала должна означать его независимость от скорости, т.е. постоянство.

С учетом сказанного рассмотрим традиционное определение длины l_c движущегося стержня. Пусть для простоты стержень ориентирован и движется

[2]В этой связи см. также [13].

вдоль оси x S-системы. В рамках данного определения ему сопоставляются два одновременных (точечных) события на его концах, или четырехкомпонентная величина,

$$l_c^n = (0, \Delta x, 0, 0) = (0, l_c, 0, 0)\,. \tag{2}$$

Поэтому пространственноподобный интервал, отвечающий данному движущемуся стержню, имеет вид:

$$s_c = \Delta x = l_c\,. \tag{3}$$

Как известно, прямым следствием требования одновременности засечек положения концов движущегося стержня $\Delta t = 0$ (одновременности упомянутой пары событий) является формула сокращения

$$l_c = l^* \,(1 - \beta^2)^{1/2}\,. \tag{4}$$

Здесь l^* — длина стержня в покое, или собственная длина, β_c — его скорость (скорость S^*-системы относительно S).

На основании (4) следует, что интервал s_c явно зависит от скорости движения

$$s_c = l^* \,(1 - \beta^2)^{1/2}\,. \tag{5}$$

Но, как отмечалось выше, такая зависимость означает, что традиционное определение не удовлетворяет условию лоренц-инвариантности интервала [14]. Или иначе, сокращенная длина не является компонентой 4-вектора [15], а тем самым общепринятое определение не удовлетворяет требованию лоренц-ковариантности.

Но с точки зрения теории относительности это страшный приговор, означающий, по существу, что одновременной (мгновенной) длине нет места в этой теории.

Конечно, вызывает удивление, что эта важная проверка (инвариантности интервала стержня) не была проведена после введения 4-геометрии Минковского [16]. Хотя саму постановку вопроса можно найти, например, в известных «Лекциях по физическим основам теории относительности (1933—1934)» Л.И.Мандельштама [17].

Здесь может быть уместно напомнить также о принципе наблюдаемости. Согласно ему в науке не следует вводить ненаблюдаемые величины. Иначе говоря, для измерения этих величин нельзя предлагать такие операции, которые не осуществимы. Известная эйнштейновская (макроскопическая) процедура засечки одновременного положения концов движущегося стержня наблюдателями с помощью множества расставленных в пространстве и предварительно синхронизированных часов, на первый взгляд, не вызывает возражений. Однако

на практике основная область применимости теории относительности — это явления микромира, к которым она попросту не применима.

2. СОВРЕМЕННЫЙ ПОДХОД (ЛОКАЦИОННАЯ ФОРМУЛИРОВКА)

2.1. Концепция релятивистской (локационной) длины

Сущность локационной формулировки заключается в том, что она имеет дело именно с непосредственно наблюдаемыми на опыте (измеряемыми локационным методом) расстояниями между неодновременными точками. В электродинамике, как известно, такие расстояния получили название запаздывающих. Еще раньше подобные (световые) расстояния применялись при установлении угла аберрации света звезд.

Можно сказать, что переход к локационной формулировке связан с устранением фактически ненаблюдаемых (т.е. фиктивных) мгновенных расстояний. В результате пространственно-временная структура — основа теории относительности — претерпевает коренное изменение.

Световые, или запаздывающие, расстояния. Понятие «световое расстояние» возникло, по существу, задолго до зарождения теории относительности. Именно световое расстояние определяет угол аберрации. Аберрация же света звезд — давно известное явление, которое впервые наблюдалось Брадлеем еще в 1727 г. [18].

Однако непосредственное использование таких расстояний связано с запаздывающими потенциалами или потенциалами Лиенара—Вихерта [19,20]. Для электрического потенциала, создаваемого движущимся со скоростью $\mathbf{v}$ точечным зарядом e, имеем:

$$\varphi = \frac{e}{R_{\text{ret}}\,(1 - (\boldsymbol{\beta}\,\mathbf{n}_{\text{ret}})} = \frac{e}{R_{\text{ret}}\,(1 - \beta\cos\theta)}\,. \tag{6}$$

Здесь $\mathbf{R}_{\text{ret}}$ — вектор запаздывающего расстояния, проведенный из точки нахождения заряда в точку наблюдения, $\boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}/c$, $\mathbf{n}_{\text{ret}} = \mathbf{R}_{\text{ret}}/R_{\text{ret}}$. Привлекая формулу преобразования для потенциала и учитывая, что в системе покоя заряда поле описывается кулоновским потенциалом

$$\varphi^* = \frac{e}{R^*}\,, \tag{7}$$

найдем [21], что

$$R^* = R_{\text{ret}}\,(1 - \beta\cos\theta)\,\gamma\,, \tag{8}$$

где $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$. Это выражение описывает закон преобразования запаздывающего расстояния при переходе от собственной системы источника S^* к S-системе, где он движется со скоростью v. Конечно, представленную формулу можно вывести также прямо из преобразования Лоренца для временной координаты. При этом для двух наиболее характерных случаев, когда поле распространяется в направлении движения источника (вперед, $\theta = 0$) и в противоположном направлении (назад, $\theta = \pi$),

$$R_f = (1+\beta)\, R^*\gamma\,, \tag{9}$$

$$R_b = (1-\beta)\, R^*\gamma\,. \tag{10}$$

Релятивистская (локационная) длина. Нетрадиционное определение релятивистской длины [22,23] основано на локационном методе изменения расстояний[3]. В его рамках длина быстродвижущегося (например, вдоль своего максимального размера) стержня определяется полусуммой росстояний, пройденных световым сигналом в прямом и обратном направлениях по стержню, т.е. от одного его конца до другого и обратно. При этом процедура измерения времени распространения светового сигнала тождественна соответствующей процедуре, служащей для проверки формулы релятивистского замедления времени. Фактически на основе последней формулы мы и приходим к формуле удлинения для продольных размеров. Здесь, однако, мы приведем другой ее вывод.

Пусть для простоты стержень ориентирован и движется в направлении оси x (слева направо) со скоростью βc. Сигнал посылается в момент пролета левого конца. Свет достигает правого конца, отражается там и возвращается назад, к левому концу. Для расстояния, пройденного световым сигналом, когда он движется вперед, в одном направлении со стержнем (догоняет его правый конец), будем иметь:

$$l_f = (1+\beta)\, l^*\gamma\,. \tag{11}$$

Здесь l^* — длина данного стержня в покое. Эта формула является прямым следствием подстановки в преобразование Лоренца

$$\Delta x = (\Delta x^* + \beta c \Delta t^*)\,\gamma \tag{12}$$

величин $\Delta x^* = l^*$ и $\Delta t^* = l^*/c$, отвечающих распространению светового сигнала вдоль покоящегося стержня в направлении оси x^*. При изменении направления распространения света мы должны изменить знаки пространственных координат в (12). Таким образом, когда световой сигнал (после отражения) движется назад, в направлении, противоположном направлению движения стержня (навстречу его левому концу), он проходит расстояние

[3] Можно сказать, что при его введении движущийся наблюдатель попросту «подсмотрел» процедуру измерения длины покоящегося стержня (в другой системе отсчета), но воспользовался своими измерительными приборами (часами).

$$l_b = (1-\beta)\, l^*\gamma\,. \tag{13}$$

В результате для релятивистской длины найдем

$$l_r = \frac{1}{2}(l_f + l_b) = l^*\gamma \quad \text{(формула удлинения)}. \tag{14}$$

Подчеркнем, что величины l_f и l_b определяют расстояния между точками, которые берутся в разные моменты времени, т.е., очевидно, в точности соответствуют двум самым характерным модификациям запаздывающих расстояний (9) и (10) в электродинамике.

В рамках четырехмерного представления 4-вектор релятивистской длины дается полуразностью двух 4-векторов, описывающих процессы распространения света в прямом и обратном направлениях вдоль стержня, и имеет вид

$$l_r^i = (\beta l^*\gamma, l^*\gamma, 0, 0)\,. \tag{15}$$

При этом для квадрата интервала будем иметь:

$$s_r^2 = (l^*\gamma)^2 - (\beta l^*\gamma)^2 = (l^*)^2\,, \tag{16}$$

т.е. требование лоренц-инвариантности выполнено.

2.2. Прежние трудности теории устраняются

«Парадокс» прямоугольного рычага Льюиса—Толмена [24]. Суть этой известной проблемы заключается в появлении крутящего момента ($N_z \neq 0$) в системе отсчета S, где угольник движется, тогда как в его собственной системе S^*

$$N_z^* = X^* F_y^* - Y^* F_x^* = 0\,. \tag{17}$$

Здесь X^* и Y^* — плечи рычага, направленные вдоль осей x^* и y^* соответственно, F_y^* и F_x^* — приложенные к ним силы, причем $X^* = Y^* = l^*$, $F_x^* = F_y^* = F^*$. На основании принципа относительности и в S-системе должно выполняться аналогичное равенство, которое мы представим в виде

$$\frac{X}{Y} = \frac{F_x}{F_y}\,. \tag{18}$$

На основе формул преобразования для компонент силы $F_x/F_y = \gamma$, откуда для преобразования продольного плеча имеем формулу удлинения (14). В то же время применение формулы лоренцева сокращения ведет к нарушению равенства (18) и появлению одного из самых известных «парадоксов» теории относительности. Впервые правильное решение этого парадокса было дано Арзелье только в 1965 г. [25].

«Проблема 4/3». Суть этой известной проблемы заключается в том, что при вычислении энергии и импульса электромагнитного поля движущегося заряда

(G^i) мы приходим к формулам, которые отличаются от требуемых релятивистских. Заметим сразу, что этот результат является прямым следствием использования формулы лоренцева сжатия для элемента пространственного объема. В то же время привлечение формулы удлинения (14) не приводит к подобной трудности (см., напр., [26]).

Следует подчеркнуть, что именно в рамках этой проблемы было фактически получено самое первое, хотя и косвенное, свидетельство нековариантности сокращенной длины (точнее, сокращенного объема), когда для вычисления G^i М.Лауэ [27] воспользовался явно ковариантным выражением:

$$G^i = \int T^{ik} dV_k . \tag{19}$$

Здесь T^{ik} — тензор энергии-импульса электромагнитного поля, dV_k — четырехмерная величина, которая в соответствии с общепринятым определением имеет только одну временную компоненту[4] (см., напр., [28]). Поскольку лоренц-ковариантность T^{ik} сомнений не вызывает, то нековариантность G^i в левой части (19) должна, очевидно, означать нековариантность dV_k, а тем самым и сокращенной длины.

С другой стороны, при решении «проблемы 4/3» [29] была впервые введена формула увеличения пространственного объема, соответствующая (14).

Но, может быть, особенно важно то, что в рамках локационной формулировки нет необходимости в приписывании заряду дополнительной массы, обусловленной, скажем, «напряжениями Пуанкаре». Аналогичную роль для разрешения предыдущего парадокса выполнял гипотетический «поток энергии Лауэ».

«Парадокс» с электростатической энергией конденсатора (см., напр., [30]) сродни предыдущей проблеме. Как известно, энергия плоскопараллельного конденсатора, пластины которого нормальны к оси x^*, равна:

$$E^* = \varepsilon^* V^* = \frac{(\mathcal{E}_x^*)^2}{8\pi} \sigma l , \tag{20}$$

где ε^* — плотность энергии электрического поля $\mathcal{E}_x^*$, σ — площадь его пластины, l^* — зазор между ними. Поскольку $\mathcal{E}_x^*$ (а, следовательно, ε^*) и σ не преобразуется при переходе к движущейся системе, то формула для энергии движущегося конденсатора, которая в рассматриваемом случае имеет вид

$$E = \varepsilon V = \varepsilon^* \sigma l , \tag{21}$$

[4] Элемент пространственного объема.

будет существенно зависеть от поведения x-составляющей (l) пространственного объема. Если в качестве l мы возьмем мгновенную длину l_c, то, очевидно, придем к противоречию с известной релятивистской формулой для энергии $E = E^* \gamma$. Подобной трудности не возникает [26], если l задается локационной, или релятивистской, длиной l_r, которая в соответствии с (14) растет, как и требуется, пропорционально γ.

Неинвариантность заряда проводника с током. Рассмотрим элемент проводника, покоящийся в S^*-системе и направленный по оси x^*, по которому течет ток с плотностью j_*^1. Пусть при этом плотности отрицательных и покоящихся положительных зарядов ρ_-^* и ρ_+^* внутри проводника одинаковы, а поэтому суммарная плотность $\rho^* = 0$. Таким образом, с точки зрения наблюдателя из S^*-системы проволока не заряжена:

$$\Delta q^* = \rho^* \Delta V^* = 0 , \tag{22}$$

где Δq^* — заряд, а ΔV^* — объем рассматриваемого элемента проводника.

Перейдем теперь в такую систему отсчета S, относительно которой отрицательные заряды, создающие ток с плотностью j_*^1, покоятся. На основании формул преобразования для суммарной плотности зарядов найдем

$$\rho = \rho_- + \rho_+ = -\beta^2 \rho_-^* \gamma , \tag{23}$$

откуда заключаем, что произведение

$$\rho \Delta V \neq 0 . \tag{24}$$

На основании этого обычно делается вывод (см., напр., [6а, 31]) о появлении заряда в движущемся проводнике с током.

Следует, однако, подчеркнуть, что в рамках специальной теории относительности заряд (так же, как и масса) является инвариантной величиной и не должен изменяться при переходе от одной системы отсчета к другой. Поэтому вывод о том, что нейтральный проводник с током в результате движения заряжается, является следствием нековариантного определения величины, обусловленного, в свою очередь, нековариантным определением пространственного объема.

С другой стороны, в рамках локационной формулировки, опираясь на формулу

$$\Delta q = j^i \Delta V_i \tag{25}$$

и соответствующее определение 4-вектора элемента объема

$$\Delta V_i = (\Delta V^*\gamma, -\beta\Delta V^*\gamma, 0, 0), \tag{26}$$

найдем

$$\Delta q = j^0 \Delta V_0 + j^1 \Delta V_1 = (-\rho^*_- \beta^2\gamma)\, \Delta V^*\gamma + (-\beta\rho^*_-\gamma)\,(-\beta\Delta V^*\gamma) = 0\,. \tag{27}$$

Таким образом, в полном согласии с требованием инвариантности заряда имеем, что с точки зрения S-системы данный проводник также электрически нейтрален.

В последнее время рассмотренный пример обсуждается (см., напр., [32] и ссылки там) в связи с вопросом, появляется ли заряд у электрически нейтрального замкнутого проводника после возбуждения в нем тока. Однако, поскольку при этом число электронов не меняется и по-прежнему равно числу ионов, то речь может идти только о появлении электрического поля за счет разницы в поведении поля движущегося и покоящегося зарядов [33].

Оттовская формулировка термодинамики [34] была предложена в начале 60-х годов и отличается от традиционной, восходящей еще к Планку [35] и Эйнштейну [3]. В рамках традиционного подхода, например, формула преобразования температуры имела вид:

$$T = T^*\gamma^{-1}\,, \tag{28}$$

тогда как Отт предложил формулу

$$T = T^*\gamma\,, \tag{29}$$

вытекающую из соответствующей формулы преобразования для количества тепла ΔQ.

Уравнение состояния идеального газа связывает между собой температуру и пространственный объем. При этом требование лоренц-инвариантности указанного уравнения с привлечением формулы удлинения для пространственного объема однозначно приводит к оттовской формуле (29) [36].

Приведем также простые, но, по нашему мнению, достаточно убедительные доводы в пользу оттовской формулировки релятивистской термодинамики. Рассмотрим для этого некоторое материальное тело, которое передает свою тепловую энергию в форме излучения. Притом нас, естественно, будет интересовать случай, когда в процессе излучения состояние движения тела не меняется (условие инерциальности). Но тогда очевидно, что формула преобразования для ΔQ (в данном случае это электромагнитная энергия) должна с необходимостью определяться релятивистским выражением [37]

$$\Delta Q = \Delta Q^*\gamma\,. \tag{30}$$

Отсюда на основании второго закона термодинамики и инвариантности энтропии формула Отта (29) следует однозначно.

Другие трудности (и их устранение) являются теми или иными аналогами рассмотренных выше случаев. Поэтому мы ограничимся фактически только их перечислением.

Начнем с аналогичной первому примеру трактовки классического опыта Траутона—Нобла с заряженным конденсатором [38] как еще одного примера релятивистской формулировки статики. Другой классический интерференционный опыт Майкельсона—Морли также может быть истолкован без привлечения контракционной гипотезы [5].

В рамках локационной формулировки последовательно решаются вопросы динамики твердого тела [39]. По аналогии с «проблемой 4/3» устраняется трудность с импульсом и энергией жидкости [36].

Вопрос о видимых размерах быстродействующих объектов заслуживает упоминания, поскольку при его рассмотрении впервые было высказано сомнение о наблюдаемости лоренцева сокращения [40]. С другой стороны, он выходит за рамки простых визуальных наблюдений и оказывается, по сути дела, определяющим при рассмотрении взаимодействия движущихся заряженных частиц в ондуляторе, прохождения заряженного сгустка через резонаторы [41] и др.

Но, по-видимому, самой непосредственной областью применимости современной формулировки и, в частности, концепции релятивистской длины следует считать физику высоких энергий [42]. Например, известный рост длин формирования при больших энергиях соответствует фактически формуле (14).

2.3. Прямые экспериментальные подтверждения локационной формулировки

Релятивистский эффект Доплера. Как мы знаем, в настоящее время за эталон длины фактически принята длина волны оранжевой линии криптона-86. На основании (14) для формулы преобразования длины волны будем, очевидно, иметь:

$$\lambda = \lambda^*\gamma\,. \tag{31}$$

В соответствии с требованием принципа относительности при этом число длин волн, укладывающихся в движущемся эталонном метре, действительно останется неизменным. Из формулы (31) следует, что длина волны света, излучаемого движущимися атомами, должна возрастать на величину

$$\delta\lambda = \lambda - \lambda^* \approx \frac{1}{2}\beta^2\lambda^*\,. \tag{32}$$

Именно это явление наблюдалось в опытах по исследованию поперечного эффекта Доплера, первый из которых был выполнен Айвсом и Стилуэллом [43].

Заметим, что изменение длины волны при движении в сторону красного конца спектра (красное смещение) — достаточно хорошо известный факт, так же как и сама формула (32) (см., напр., [44]). Однако при этом совершенно упускается из виду то, что здесь, по сути дела, мы имеем другой (отличный от общепринятого) закон преобразования длины движущегося масштаба. Действительно, в формуле (31) λ описывает, например, расстояние между соседними гребнями волны, которые «берутся» в разные моменты времени. Тогда как согласно общепринятому (эйнштейновскому) определению длиной движущегося масштаба называется расстояние между одновременными положениями его концов. При этом в случае справедливости формулы сокращения эффект, очевидно, имел бы другой знак, т.е. смещение линий должно было бы происходить в фиолетовую сторону спектра.

Излучение Черенкова. Электрический потенциал Лиенара—Вихерта в среде с показателем преломления n имеет вид:

$$\Phi = \frac{e}{n^2 R_{\text{ret}}(1 - \beta n \cos\theta)}. \qquad (33)$$

Как явствует из последнего выражения, при

$$\cos\theta_c = 1/\beta n \qquad (34)$$

потенциал обращается в бесконечность, что соответствует появлению черенковского излучения. Виртуальные кванты электромагнитного поля превращаются в реальные фотоны видимого света за счет резкого увеличения плотности энергии поля. Подчеркнем, что при этом угол Черенкова θ_c задается именно запаздывающим (световым) расстоянием. С другой стороны, обычный переход (в соответствии с эйнштейновским подходом) к мгновенным расстояниям (см., напр., [45а])

$$R_{\text{ret}}(1 - \beta n \cos\theta) \to R\,(1 - \beta^2 n^2 \sin^2\Theta)^{1/2} \qquad (35)$$

приводит нас к потенциалу Хевисайда [46]:

$$\Phi_{\text{H}} = \frac{e}{n^2 R\,(1 - \beta^2 n^2 \sin^2\Theta)^{1/2}}. \qquad (36)$$

Как известно, общепринятое представление поля движущегося заряда в форме сфероида является следствием именно этого выражения. Однако указанный переход к мгновенным расстояниям (35) ведет к изменению угла излучения. Действительно, как легко видеть, потенциал Хевисайда обращается в бесконечность под углом

$$\Theta = \operatorname{arccosec} \beta n \quad (\Theta > \pi/2). \qquad (37)$$

А поскольку на опыте (например, в черенковских счетчиках) измеряется θ_c, то это означает, что именно локационная формулировка адекватна природе. С другой стороны, переход к моменту наблюдения можно рассматривать как

своего рода нарушение принципа относительности. Действительно, при этом момент наблюдения выделяется по отношению к моменту излучения. Иначе говоря, как бы нарушается равноправие между излучающим зарядом (объектом) и регистрирующим объектом.

В заключение этой части приведем сравнительную таблицу ряда характерных результатов прежнего (эйнштейновского) подхода и современной формулировки.

ТАБЛИЦА

Общепринятый подход	Современная формулировка
Преобразование продольных размеров	
$l = l^* \gamma^{-1}$	$l = l^* \gamma$
Вращательный момент равновесной системы	
$N_z^* = 0\ (F_x^*, F_y^* \neq 0),\ \ N_z \neq 0$	$N_z = N_z^* = 0$
Импульс и энергия электромагнитного поля	
$G^1 = \frac{4\beta}{3c} E^* \gamma,\ \ E = (1 + \frac{1}{3}\beta^2) E^* \gamma$	$G^1 = \frac{\beta}{c} E^* \gamma;\ \ E = E^* \gamma$
Электрический потенциал	
$\Phi_{\text{H}} = \frac{e}{R\,(1 - \beta^2 \sin^2\Theta)^{1/2}}$	$\Phi_{\text{LW}} = \frac{e}{R_{\text{ret}}(1 - \beta\cos\theta)}$
Масса движущегося тела	
$m = m^* \gamma$	$m = m^*$
Электрический заряд проводника с током	
$q \neq q^*$	$q = q^*$
Преобразования количества тепла, температуры и давления	
$Q = Q^* \gamma^{-1},\ \ T = T^* \gamma^{-1},\ \ p = p^*$	$Q = Q^* \gamma,\ \ T = T^* \gamma,\ \ p_{\parallel} = (p^* + \beta^2 \varepsilon^*)\gamma^2,\ \ p_{\perp} = p^*$
Релятивистский эффект Доплера	
$\lambda = \lambda^* \gamma$ (формула удлинения)	
Угол Черенкова	
$\operatorname{cosec}\Theta = \beta n$	$\sec\theta = \beta n$
Обращение времени	
$E \to E,\ \ \mathbf{p} \to -\mathbf{p},\ \ \mathbf{M} \to -\mathbf{M},\ \ \varphi \to \varphi,\ \ \mathbf{A} \to -\mathbf{A}$	$E \to -E,\ \ \mathbf{p} \to \mathbf{p},\ \ \mathbf{M} \to \mathbf{M},\ \ \varphi \to -\varphi,\ \ \mathbf{A} \to \mathbf{A}$

2.4. Новые результаты теории

Видимый размер движущегося стержня. Именно при рассмотрении этого вопроса [40] была впервые поставлена под сомнение безусловность прежнего утверждения теории о сокращении движущихся тел. В результате, можно сказать, лоренцево сокращение просто заняло одно из мест в ряду наблюдаемых размеров движущегося стержня от $(1+\beta)\, l^*\gamma$ до $(1-\beta)\, l^*\gamma$. В то время, как локационная длина соответствует среднему значению этого ряда. Любопытно, что при этом второй, рассмотренный в работе [40], случай отвечает положению стержня с видимым размером, определяемым именно формулой удлинения (14).

Форма электрического поля движущегося заряда. На основе потенциала Лиенара—Вихерта (6) эквипотенциальные кривые релятивистского заряда задаются уравнением эллипса [47]

$$R_{\text{ret}} = f\,(1-\beta\cos\theta)^{-1}\,, \tag{38}$$

вытянутым в направлении движения. Здесь $f = e/\varphi$ — фокальный параметр, β — эксцентриситет эллипса. Как следует из (38), с ростом скорости заряда его поле все более вытягивается вперед и действует на все большие расстояния. При этом для продольных и поперечных размеров поля имеем:

$$R_{\|} \sim 2\gamma^2\,, \quad R \sim 2\gamma\,. \tag{39}$$

Можно сказать, что имеет место своего рода «релятивистское дальнодействие». Но самое главное — такое поведение поля существенно отличается от его привычного представления в форме сфероида, описываемого уравнением

$$R = f\,(1-\beta^2\sin^2\Theta)^{-1/2}\,, \tag{40}$$

которое вытекает из формулы (36) при $n = 1$.

Излучение, обусловленное «скоростной частью» электромагнитного поля движущегося заряда. Его разновидностями являются излучение Черенкова, переходное излучение и излучение в газе ниже черенковского порога. При больших скоростях для интенсивности такого излучения в элемент телесного угла будем иметь [48]

$$W_c \cong \frac{e^2\beta c n\gamma^{-4}}{4\pi R^2}\cdot\frac{\sin^2\theta}{(1-\beta n\cos\theta)^6}\,. \tag{41}$$

Как видно, все излучение сосредоточено в очень узком конусе вокруг направления движения частицы. В пределе $\beta n \to 1$ это излучение может служить прямым целеуказанием частицы. Конечно, этот факт является прямым следствием того, что поле релятивистского заряда вытянуто вперед (а не сжато) в направлении движения. Это свойство направленности вперед поля релятивистского заряда, в частности, объясняет эмпирическое правило для отыскания направления оптического переходного излучения, испущенного «назад» при влете частицы в среду. Согласно этому правилу излучение «идет» по направлению скорости частицы и отражается от поверхности, как от зеркала.

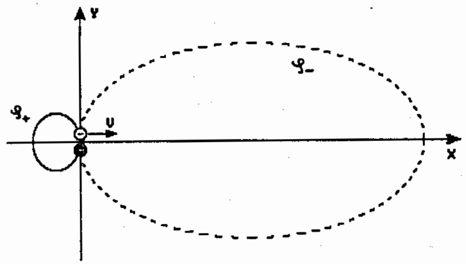
Следует отметить, что обсуждаемое излучение, в общем, значительно слабее тормозного излучения (за счет «ускорительной части» поля): $W_c \sim \gamma^{-2}\, W_m$.

Тензор мощности-силы [5] является аналогом тензора энергии-импульса и также служит для описания непрерывного распределения материи. Например, электромагнитный тензор мощности-силы имеет вид

$$P^{ik} = \frac{1}{c}\, j^i F^k_l u^l\,, \tag{42}$$

где $u^l = dx^l/d\tau$ — 4-скорость, τ — собственное время.

Осцилляции электрического поля атомов [49] являются прямым следствием различного поведения полей движущегося и покоящегося зарядов. Рассмотрим простейший атом Бора, образованный покоящимся положительным зарядом (ядром) и движущимся отрицательным электроном. Эквипотенциальные кривые, отвечающие заданному положению электрона, представлены на рисунке[5]. Как видно, атом будет выглядеть нейтральным только под углом $\theta = \pi/2$ к направлению движения электрона. В направлении «вперед» он будет казаться отрицательно заряженным, а «назад» — положительно.



Или иначе, поскольку вращение электрона ведет к изменению направлений его движения, то в заданной точке наблюдения электрический потенциал атома будет осциллировать согласно формуле

$$\Phi \cong \frac{e}{R}\;\frac{\beta\sin\varphi}{1-\beta\sin\varphi}\,. \tag{43}$$

Здесь φ — полярный угол электрона в плоскости его вращения, где эффект максимален. Хотя амплитуды разных знаков отличаются по величине, среднее за период значение потенциала равно нулю вследствие влияния эффекта Доплера.

Поскольку по современным представлениям элементарные частицы также являются составными системами, то для них мы будем иметь аналогичный эффект.

Объяснения роста сечений взаимодействия при высоких энергиях [50] опирается на отмеченный эффект «релятивистского дальнодействия», теперь уже, ядерного поля. В частности, это ведет к эффективному росту поперечных размеров адронов, определяемых фактически эквипотенциалами поля. Указанный рост происходит только за счет квантов ядерного поля, обладающих спином. В то же время поперечные размеры пионного поля, как это следует из

[5] Чтобы подчеркнуть эффект, мы взяли $\beta = 0{,}75$, хотя для атома Бора $\beta \approx 10^{-2}$.

релятивистского потенциала Юкавы, остаются неизменными с ростом скорости (см., напр., [42]). Поскольку по современным представлениям адроны состоят из кварков, которые взаимодействуют путем обмена глюонами, то в пределе именно кварки образуют фактически «граничную область» адронов. Поэтому, изменение поперечных размеров адронов ($R_{\perp}$) должно определяться поведением кваркового, т.е. спинорного поля. Расчеты с использованием релятивистского кваркового потенциала Юкавы указывают на рост $R_{\perp} \sim (ln\gamma)^{0,8}$. Это должно приводить к соответствующему росту поперечного сечения пропорционально $(ln\gamma)^{1,6}$.

В настоящее время полученный результат является, можно сказать, единственным физическим обоснованием данного экспериментального факта. Добавим, что здесь мы имеем определенную аналогию с возрастанием ионизационных потерь при релятивистских скоростях (за счет далеких столкновений).

Правило сложения 4-скоростей u^i и v^i определяется формулами [51]:

$$U^0 c = u^i v_i , \quad U^\alpha = u^\alpha + v^\alpha \frac{u^0 + U^0}{v^0 + c} . \tag{44а,б}$$

Здесь U^i — относительная 4-скорость, т.е. скорость частицы в системе покоя другой, $\alpha = 1,2,3$.

Использование понятия относительности 4-скорости, и, в частности, модуля ее пространственной части $|U|$ позволяет существенно упростить ряд известных выражений. Среди них выражение для числа столкновений $d\nu$, происходящих в объеме dV за время dt. В нерелятивистском случае оно имеет вид (см., например., [45б]):

$$d\nu = \sigma v_{\text{отн}} n_1 n_2 dV dt . \tag{45}$$

Здесь σ — сечение взаимодействия, n_1 и n_2 — плотности пучков частиц. Ее релятивистское обобщение выглядит так:

$$d\nu = \sigma\, |U|\, n_1^* n_2^*\, dV dt , \tag{46}$$

где n_1^* и n_2^* — плотности пучков частиц в их системах покоя. Эта формула гораздо нагляднее общепринятой записи [45б] с использованием меллеровского потока.

Известная инвариантная переменная b_{ik} [52], применяемая в релятивистской ядерной физике, выражается через U^i. Полагая $i=1$ и $k=2$, имеем:

$$b_{12} = 2\,(U^0 - c)\,, \quad |U| = b_{12}\,(1 + b_{12}/4c)\,. \tag{47а,б}$$

Античастицы [53]. Специфическим результатом теории относительности является то, что в ее рамках энергия E определяется как

$$E = p^0 = mc \frac{dx^0}{d\tau} = mc^2 \frac{dt}{d\tau} . \tag{48}$$

Поэтому при отражении времени $t = -|t|$ мы будем иметь движение объектов с отрицательной энергией $p^0 = -|E|$ вспять во времени. Это полностью аналогично движению в отрицательном направлении оси x с импульсом $p^1 = -|p_x|$ при зеркальном отражении. Но первая картина совершенно не согласуется с нашим повседневным опытом, основанным на существовании «стрелы времени». Поскольку мы принадлежим к макромиру, то не можем «видеть» частицу, движущуюся назад во времни. Мы будем воспринимать это явление «реинтерпретированным». Образно говоря, подобно тому как переворачиваются (реинтерпретируются) видимые глазом изображения предметов. Так, согласно процедуре реинтерпретации, меняются местами начальное и конечное состояния, что приводит к изменению знаков энергии, импульса, заряда и спиральности частиц. Например, вместо электрона мы «видим» положительно заряженный позитрон и т.п.

Следует подчеркнуть, что в рамках данного подхода устраняются все трудности, присущие дираковскому вакууму с бесконечным зарядом, бесконечной отрицательной энергией и т.д. С другой стороны, таких вопросов как, скажем, равенство масс частиц и античастиц, их времен жизни и т.п. (в общепринятом подходе требуются специальные доказательства) здесь вообще не возникает.

Как вытекает из сказанного выше, по существу T-операция приводит нас к античастицам. Поэтому, как кажется, нарушение T-инвариантности должно приводить к невозможности самого «введения» античастиц, т.е. сопровождаться нарушением закона сохранения лептонного заряда (например, в K_{l_3}-распадах).

Вместе с тем, поскольку P- и T-операции являются «проекциями» релятивистского отражения R (4-инверсии), несохранение P-четности должно автоматически привести к нарушению R, а следовательно, и ее «компоненты» T.

Потенциалы гравитационного поля движущегося тела [54] получаются в результате лоренц-преобразования потенциала Ньютона. С учетом всех особенностей известного перехода от потенциала Кулона к потенциалу Лиенара—Вихерта [55] будем иметь

$$g^i = -G \frac{mu^i}{R_{\text{ret}}\,(1 - \beta\cos\theta)\,\gamma} . \tag{49}$$

Здесь G — гравитационная постоянная, m — масса тела. На основании (49) следует, что эквипотенциальные кривые гравитационного поля релятивистской частицы имеют форму эллипсов, вытянутых в направлении движения.

Соответствующее релятивистское обобщение силы Ньютона имеет вид

$$F^i = -mu^k G^i_k , \tag{50}$$

где $G^i_k = \partial g^i / \partial x^k$ — тензор «напряженности» гравитационного поля.

Среди других результатов отметим такие.

Анизотропное пространство-время (см., напр., [56]) можно рассматривать как следствие углубления нашего представления о конвенциональном характере понятий одновременности и расстояния. В частности, это выразилось во введении в преобразование Лоренца временного параметра Рейхенбаха или пространственного параметра.

Фронтальная форма теории (см., напр., [57]), связанная с переменными светового фронта, имеет, по-видимому, достаточно глубокий физический смысл. Так, на языке известного локационного опыта это означает переход к непосредственно измеряемым на опыте временам отправления и приема отраженного сигнала вместо вводимых времени отражения и координаты удаленной точки.

Релятивистское вращение (см., напр., [58]) строго говоря, выходит за рамки теории относительности. Однако в специальном случае неизменности радиуса мы имеем лоренц-подобные (тангециальные) преобразования.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Общепринятая в настоящее время трактовка теории относительности опирается на эйнштейновское определение длины движущегося стержня и оперирует фактически с мгновенными (одновременными) расстояниями. Указанные величины, однако, не являются компонентами 4-векторов, т.е. не удовлетворяют требованию лоренц-ковариантности.

Локационная формулировка, напротив, имеет дело с «приготовленными природой» световыми, или запаздывающими (т.е. неодновременными), расстояниями и введенной на их основе релятивистской, или локационной, длиной. В ее рамках разрешаются прежние трудности теории. Среди них «парадокс» рычага Льюиса—Толмена, «проблема 4/3», неинвариантность заряда проводника с током и т.п. Прямым экспериментальным свидетельством в пользу этой формулировки служат релятивистский эффект Доплера, излучение Черенкова и др.

Среди новых результатов теории отметим следующие:

— установление того, что электрическое (гравитационное) поле заряда (тела) имеет форму эллипсоида, вытянутого в направлении движения;

— единое описание излучения Черенкова, переходного излучения и излучения ниже черенковского порога;

— объяснение роста сечений взаимодействия при высоких энергиях;

— установление осцилляций электрического поля атомов и т.д.

ЛИТЕРАТУРА

1. Dirac P.A.M. — Rev.Mod.Phys., 1949, vol. 21, p.392.
2. Einstein A. — Ann.Phys., 1905, vol. 17, p.891.
3. Idem — Jahrb.Rad.El., 1907, vol. 4, p.411.
4. Idem — Ann.Phys., 1906, vol. 20, p.627.
5. Strel'tsov V.N. — Hadronic J., 1994, vol. 17, p.73.
6. Born M. — Einstein's Theory of Relativity. Dover, NY, 1962, a) p.283, b) p.295.
7. Стрельцов В.Н. — Сообщения ОИЯИ Р2-90-426, Р2-90-484, Дубна, 1990.
8. Idem — JINR Commun. D2-92-341, Dubna, 1992.
9. Idem — Found.Phys., 1976, vol. 6, p.293.
10. Miln E.A. — Relativity, Gravitation and World — Structure. Oxford, Clarendon Press, 1935.
11. Bondi H. — Relativity and Common Sense. Anchor Books Doubleday & Co., NY, 1964.
12. Cavalleri G., Salgarelli G. — Nuovo Cim., 1969, vol. 62A, p.722.
13. Fermi E. — Z.Phys., 1922, vol. 23, p.340.
14. Стрельцов В.Н., Хвастунов М.С. — Сообщения ОИЯИ D2-94-72, Р2-94-171, Дубна, 1994.
15. Strel'tsov V.N. — Hadronic J., 1994, vol. 17, p.105.
16. Minkowski G. — Phys.Zs., 1909, vol. 10, p.104.
17. Мандельштам Л.И. — Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. М.: Наука, 1972, с.252.
18. Bradley J. — Phil.Trans.Roy.Soc. London A, 1728, 35, p.637.
19. Lienard A. — Eclairage Electricue, 1898, vol. 16, p.5.
20. Wiechert E. — Arch.Neerl., 1900, vol. 5, p.549.
21. Strel'tsov V.N. — JINR Commun. D2-92-147, Dubna, 1992.
22. Idem — Сообщение ОИЯИ Р2-3482, 1967; Р2-5555, Дубна, 1971.
23. Idem — Found.Phys., 1976, vol. 6, p.293.
24. Lewis G.M., Tolman R.C. — Phil.Mag., 1909, vol. 18, p.510.
25. Arzelies H. — Nuovo Cim., 1965, vol. 35, p.783.
26. Strel'tsov V.N. — Hadronic J., 1990, vol. 13, p.345.
27. von Laue M. — Ann.Phys. (Leipzig), 1911, vol. 35, p.124.
28. Moller C. — The Theory of Relativity. Clarendon, Oxford, 1972, Sec.4.17.
29. Kwal B. — J.Phys. Radium, 1949, vol. 10, p.103.
30. Rindler W., Denur J. — Am.J.Phys., 1988, vol. 56, p.795.
31. Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M. — The Feinman Lectures of Physics. Addison — Wesley, Reading, Mass., 1964, vol. 2, p.13-6.
32. Lemon D.K., Edwards W.F., Kenyon C.S. — Phys.Lett. A, 1992, vol. 162, p.105.
33. Strel'tsov V.N. — Hadronic J., 1992, vol. 15, p.457.

34. Ott H. — Z.Phys., 1963, vol. 175, p.70.
35. Plank M. — Berl.Ber., 1907, p.542.
36. Strel'tsov V.N. — Found.Phys., 1977, vol. 7, p.325.
37. Idem — Hadronic J., 1992, vol. 15, p.463.
38. Idem — Сообщение ОИЯИ Р2-6532, Дубна, 1972.
39. Idem — Сообщение ОИЯИ Р2-11684, Дубна, 1978.
40. Terrell J. — Phys.Rev., 1959, vol. 116, p.1041.
41. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ Р2-86-470, Дубна, 1986.
42. Idem — Sov.J.Part.Nucl., 1991, vol. 22, p.552.
43. Ives H.E., Stilwell G.R. — J.Opt.Soc.Am., 1938, vol. 28, p.215.
44. Ditchburn R.W. — Light. Blackie and Son.Ltd., London, 1963, Sec.11.34.
45. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. — Теория поля. М.: Наука, 1988, a) §63, b) §12.
46. Heaviside O. — Phil.Mag., 1889, vol. 27, p.324.
47. Стрельцов В.Н. — Сообщение ОИЯИ Р2-89-234, Дубна, 1989.
48. Idem — JINR Commun. D2-94-244, Dubna, 1994.
49. Idem — JINR Commun. D2-94-212, Dubna, 1994.
50. Belyakov V.A., Strel'tsov V.N. — JINR Commun. E2-92-368, Dubna, 1992.
51. Strel'tsov V.N., Strokovsky E.A. — Eur.J.Phys., 1992, vol. 13, p.14.
52. Балдин А.М. — Докл. Акад. наук СССР, 1972, т. 222, с.1064.
53. Strel'tsov V.N. — Phys. Essays, 1992, vol. 5, p.201.
54. Idem — JINR Commun. D2-94-326, Dubna, 1994.
55. Idem — JINR Commun. D2-93-437, Dubna, 1993.
56. Idem — Hadronic.J., 1990, vol. 13, p.299.
57. Idem — JINR Commun. E2-91-97, Dubna, 1991.
58. Idem — Сообщение ОИЯИ Р2-80-266, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел
1 декабря 1994 года.