сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

P2-87-817

В.Н.Стрельцов

КОНЦЕПЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ДЛИНЫ И ЕЕ ПРИМЕНЕНИЯ

1987

ВВЕДЕНИЕ

Концепция релятивистской длины (КРД) была сформулирована в начале 60-х годов. По существу она основывается на отличном от традиционного определении понятия размеров быстродвижущихся объектов, в частности, их продольных размеров. При этом измерительная процедура базируется на известном локационном методе измерения расстояний. Следствием КРД является релятивистская "формула удлинения".

Тесную взаимосвязь "формулы удлинения" с релятивистским замедлением времени можно считать прямым следствием единства пространственно-временного континуума, являющегося, в свою очередь, основой теории относительности.

КРД встретила в свое время сильные возражения. Оказалось, однако, что с ее помощью удалось разрешить ряд известных "парадоксов" теории относительности, да и вообще устранить трудности, возникшие при релятивизации различных областей классической физики. Тем не менее, эта по сути дела новая закономерность остается пока в тени. Во всех монографиях по теории относительности, да и в любых учебниках по физике речь идет о лоренцевом сокращении.

В предлагаемой читателю первой части небольшого обзора суммируются основные результаты оригинальных работ, касающихся КРД и ее применения в классической физике.

1. КОНЦЕПЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ДЛИНЫ. "ФОРМУЛА УДЛИНЕНИЯ"

1.1. *Определение понятия релятивистской длины.* Нетрадиционное определение понятия релятивистской длины основано на локационном методе измерения расстояний. В его рамках, например, длина быстро движущегося вдоль своего максимального размера стержня определяется средним расстоянием, пройденным световым сигналом в прямом и обратном направлениях по стержню, т.е. от одного его конца (A) до другого (B) 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. Если, например, стержень движется со скоростью v слева направо вдоль оси x (рис. 1),

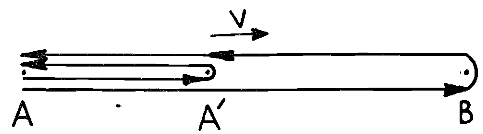

Рис. 1. Схема измерения релятивистской длины.

то время определяется по двум часам, которые находились у левого конца стержня (A и A′), в момент отправления (t_1) и приема (t_2) светового сигнала. Соответственно в системе покоя стержня (S^0) моменты отправления и приема t_1^0 и t_2^0 измеряются по одним часам (у левого конца стержня). При этом длина данного покоящегося стержня находится с помощью известной формулы

$$\ell^0 = c(t_2^0 - t_1^0)/2 = c\Delta t^0/2. \qquad (1.1)$$

В полном соответствии с этим длина данного стержня в S-системе (где он движется), т.е. его релятивистская длина, определяется выражением

$$\ell = c(t_2 - t_1)/2 = c\Delta t/2. \qquad (1.2)$$

Подчеркнем, что введенное таким образом определение в согласии с принципом относительности действительно не выделяет какие-либо системы отсчета перед другими, поскольку наблюдатели различных систем могут пользоваться одним и тем же световым сигналом для измерения длины данного стержня. Вместе с тем очевидно, что предложенное определение естественным образом включает в себя как частный случай и определения понятия длины покоящегося стержня.

Привлекая далее формулу релятивистского замедления времени ($\Delta t = \Delta t^0\gamma$), найдем[1]

$$\ell = \ell^0\gamma \qquad \text{(формула удлинения)}, \qquad (1.3)$$

где γ — лоренц-фактор, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, $\beta = v/c$. А это означает, что предложенная процедура измерения длины будет свидетельствовать в пользу удлинения (а не сокращения) продольных размеров быстродвижущихся объектов.

Отметим, что указанные двое часов в S-системе будут отстоять друг от друга на расстояние $\Delta x = x_{A'} - x_A = 2\beta\ell$. Можно ограничиться одними часами (A), но для этого необходима посылка дополнительных сигналов с той же целью: определение времени прихода исходного сигнала в т. A′, что и иллюстрирует рис. 1.

Здесь мы хотим обратить внимание на следующее. Времени- и пространственноподобные векторы, описывающие поведение материальных тел, характеризуются тем, что в единственной системе отсчета (0) их пространственные или временные компоненты соответственно равны нулю. С другой стороны, среди множества инерциальных систем собственная система S^0 в определенном смысле также является выделенной. Чтобы

избежать трудностей и парадоксов*, необходимо 0-систему отождествлять с собственной. При этом формула преобразования для любой величины A, описываемой указанными векторами, будет, подобно (1.3), содержать в правой части произведения $A^{(0)}\gamma$ (а не $A^{(0)}\gamma^{-1}$).

1.2. *Видимые размеры быстродвижущихся объектов.* В рассмотренном локационном методе измерения релятивистской длины световой сигнал в направлении движения стержня "догоняет" его правый конец. В обратном направлении левый конец стержня движется навстречу световому сигналу. Фактически с аналогичным положением мы имеем дело, когда следим за изменением видимых размеров быстродвижущихся тел. Строго говоря, здесь подразумевается, что указанные продольные размеры видит точечный наблюдатель. Видит — это значит, что он одновременно фиксирует сигналы, которые были испущены в различные моменты времени, скажем, концами стержня. Такой механизм "видения" действительно подтверждается результатами прямых опытов М.Дюге по фотографированию света на лету[3]. На практике наблюдатель, находящийся, например, вблизи пути движения стержня, будет видеть удлиненный в $(1+\beta)\gamma$ раз приближающийся стержень и сокращенный в $(1-\beta)\gamma$ раз пролетевший стержень и т.д.[2,4]. При этом средний видимый размер будет определяться именно "формулой удлинения" (1.3)

$$\ell = \frac{1}{2}\left[(1+\beta)\ell^0\gamma + (1-\beta)\ell^0\gamma\right] = \ell^0\gamma. \qquad (1.4)$$

Детальное обсуждение релятивистских эффектов визуального восприятия формы движущихся тел, не сводящихся к лоренцеву сокращению, можно найти в статье Б.М.Болотовского[5]. Здесь существенно то, что процессы видения или фотографирования движущихся объектов по сути дела представляют собой модификацию локационного метода измерения.

Кроме того, для дальнейшего особенно важно, что процесс видения связан со взаимодействием излученных световых сигналов (в конечном счете — фотонов) с наблюдателем или регистрирующим прибором. Иными словами, отмеченные "видимые" размеры должны отражать сам характер взаимодействия (в данном случае — электромагнитного). Вообще можно сказать, что по современным представлениям в основе механизма электромагнитных, так же, как и сильных взаимодействий, лежит фактически локация (или "видение") с помощью фотонов и глюонов соответственно.

1.3. *КРД — основа "асинхронной формулировки".* В рамках четырехмерного представления релятивистская длина представляет собой

**А в конечном счете – противоречий принципу относительности.*

величину пространственной части полуразности двух 4-векторов $X_i (i = 0,1,2,3)$, описывающих процессы распространения света в прямом (X_{AB}) и обратном (X_{BA}) направлениях вдоль стержня. При этом в системе покоя стержня будем иметь

$$X^{(0)}_{AB}(\ell^0/c,\ \ell^0,\ 0,\ 0), \quad X^{(0)}_{BA}(\ell^0/c,\ \ell^0,\ 0,\ 0). \tag{1.5а,б}$$

На основании специальных преобразований Лоренца для S-системы найдем

$$X_{AB}[(1+\beta)\ell^0\gamma/c,\ (1+\beta)\ell^0\gamma,\ 0,\ 0], \tag{1.6а}$$

$$X_{BA}[(1-\beta)\ell^0\gamma/c,\ (1-\beta)\ell^0\gamma,\ 0,\ 0]. \tag{1.6б}$$

В результате для величины $X = (X_{AB} - X_{BA})/2$ будем иметь соответственно

$$X^{(0)}(0,\ \ell^0,\ 0,\ 0), \tag{1.7}$$

$$X(\beta\ell^0\gamma,\ \ell^0\gamma,\ 0,\ 0). \tag{1.8}$$

Но выражение (1.7) фактически указывает на то, что релятивистскую длину ℓ можно получить также, если, например, воспользоваться для ее определения расположенными на концах данного стержня источниками, которые одновременно (с точки зрения S^0) испускают сигналы. Таким образом, здесь мы тоже имеем своего рода модификацию определения релятивистской длины, хотя при этом, очевидно, необходимо априорное знание того, что источники "вспыхивают" в S^0 действительно одновременно.

В недавнее время подход, связанный с использованием в качестве формулы преобразования для (продольной) длины выражения (1.3), обсуждался в ряде работ [6–9], особенно в рамках так называемой "асинхронной формулировки" [10–13]* . Однако, если общепринятое определение основывается на конкретной эйнштейновской процедуре измерения длины движущегося стержня , то в цитированных работах [6–13] (за исключением [10, 12]) процедура измерения величин, входящих в упомянутую формулу, вообще не рассматривалась. Больше того, сама по себе "асинхронная формулировка" в принципе не может дать измерительную процедуру в S без ссылок на другую S^0-систему, что вызывает чувство неудовлетворенности. Не этим ли и объясняется возврат к традиционному подходу [13]? Но в рамках

---

* *Смысл последнего названия заключается в том, что, согласно (1.8), $X^0 \neq 0$, тогда как в рамках общепринятого определения длины движущегося стержня $X^0 = 0$ ("синхронная формулировка").*

любой последовательной физической теории данную величину можно считать определенной, если только указаны конкретные операции, с помощью которых измеряется эта величина. Рассмотренная в п.1.1. процедура измерения длины, основанная на непосредственном использовании часов и световых сигналов, как раз дает такой рецепт для определения ℓ^0 и ℓ. Только после этого математическая формула (1.3) приобретает физический смысл.

1.4. *Геометрическое истолкование КРД.* Наглядным геометрическим истолкованием сути КРД служит рис. 2. На нем система координат (ct, x) определяет S-систему; движущийся стержень представляется мировой полосой. Правый край полосы касается калибровочной гиперболы, уравнение которой в параметрической форме имеет вид

$$ct = \ell^0 \operatorname{sh}\frac{y}{c}, \quad x = \ell^0 \operatorname{ch}\frac{y}{c}. \tag{1.9}$$

Здесь, как и выше, ℓ^0 — собственная длина стержня, y — быстрота стержня. Световые линии $x = ct$ и $x = -ct$ — асимптоты гиперболы, oa — нормальное сечение полосы, $oa = oa_0 = \ell^0$. Проекция этой величины на ось x и определяет релятивистскую длину

$$\ell = oa_r = \ell^0 \operatorname{ch}\frac{y}{c} = \ell^0\gamma. \tag{1.10}$$

oa_1 характеризует пространственно-временную картину распространения светового сигнала вдоль стержня в направлении его движения, a_1a_2 — в обратном направлении, а их проекции на ось x — соответствующие расстояния:

$$\begin{aligned} \ell_1 &= oa'_1 = oa_r + aa_r = \ell^0\left(\operatorname{ch}\frac{y}{c} + \operatorname{sh}\frac{y}{c}\right) = \ell^0(1+\beta)\gamma, \\ \ell_2 &= oa'_3 = a'_2a'_1 = oa_r - aa_r = \ell^0\left(\operatorname{ch}\frac{y}{c} - \operatorname{sh}\frac{y}{c}\right) = \ell^0(1-\beta)\gamma. \end{aligned} \tag{1.11}$$

Отсюда легко видеть, что релятивистская длина oa_r является действительно средним арифметическим величин oa'_1 и oa'_3. Как кажется, этот результат отражает тот факт, что отрезок касательной к гиперболе между асимптотами делится точкой касания пополам. Отметим также, что отрезок oa'_2 представляет собой разность упомянутых расстояний

$$oa'_2 = oa_1 - a'_2a'_1 = 2\ell^0 \operatorname{sh}\frac{y}{c} = 2\ell^0\beta\gamma \tag{1.12}$$

и описывает расстояние, пройденное левым концом стержня с момента посылки до момента приема светового сигнала. Оси ct_0, x_0 характеризуют собственную систему стержня, при этом ось x_0 совпадает с нормальным сечением мировой полосы стержня.

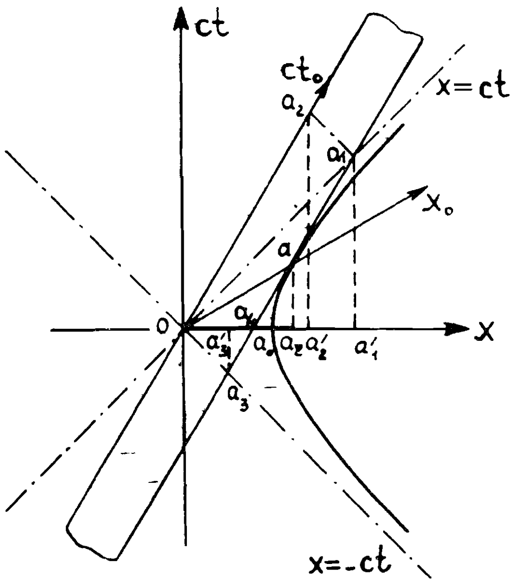

Рис. 2. Геометрическое истолкование КРД.

Таким образом, как особенно ясно из рис. 2, релятивистская длина определяется линией, ортогональной мировой полосе стержня, независимо от системы отсчета, тогда как в рамках общепринятого определения выбор указанной линии с необходимостью обусловлен системой отсчета. Именно поэтому из двух определений лишь первое удовлетворяет принципу относительности, поскольку зависит только от элементов мировой полосы стержня. В то же время традиционное определение, зависящее от выбора системы отсчета, этому принципу не удовлетворяет *.

2. КОНЦЕПЦИЯ РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ДЛИНЫ В КЛАССИЧЕСКОЙ ФИЗИКЕ

2.1.*Потенциалы Лиенара-Вихерта* [15]. Рассмотрим выражение для потенциалов поля, создаваемого произвольно движущимся точечным зарядом

$$\phi = \frac{e}{R - \vec{\beta}\vec{R}}, \quad \vec{A} = \frac{e\vec{\beta}}{R - \vec{\beta}\vec{R}}. \tag{2.1}$$

где $\vec{R}$ — радиус-вектор, проведенный из точки нахождения заряда (P) в точку наблюдения (0).

Пусть для простоты движение заряда происходит вдоль оси x (S-система), а нас интересует значение потенциалов в определенной точке на указанной оси. При этом действие приближающегося заряда будет определяться потенциалами

$$\phi' = \frac{e}{X(1-\beta)}, \quad A'_x = \frac{e\beta}{X(1-\beta)}, \quad A'_y = A'_z = 0. \tag{2.1$'$}$$

* В этой связи см. также [14].

Соответственно для пролетевшего заряда найдем

$$\phi'' = \frac{e}{X(1+\beta)}, \quad A''_x = \frac{e\beta}{X(1+\beta)}, \quad A''_y = A''_z = 0. \tag{2.1$''$}$$

Суммарное действие движущегося заряда можно описать, вводя средние значения потенциалов

$$\bar{\phi} = \frac{e}{X(1-\beta^2)}, \quad \bar{A} = \frac{e\beta}{X(1-\beta^2)}. \tag{2.2}$$

При этом в собственной системе отсчета (S^0), где данный заряд покоится, будем, очевидно, иметь

$$\bar{\phi}^{(0)} = \frac{e}{X^{(0)}}, \quad \bar{A}_x^{(0)} = 0. \tag{2.2$'$}$$

Если теперь мы воспользуемся формулами преобразования для потенциалов, то найдем выражение

$$X = X^{(0)}\gamma, \tag{2.3}$$

описывающее закон преобразования расстояния между точками P и O при переходе от собственной системы отсчета S^0 к S-системе. Очевидно, что полученное выражение — это уже знакомая нам "формула удлинения" (1.3).

Таким образом можно сказать, что классическая электродинамика по существу содержит КРД в своей структуре.

2.2. "*Парадокс*" *прямоугольного рычага Льюиса-Толмена* [16, 17]. Суть этой известной проблемы заключается в появлении крутящегося момента ($N_{12} \neq 0$) в системе отсчета (S), где угольник движется, тогда как в его собственной системе S^0

$$N_{12}^{(0)} = X_1^{(0)}F_2^{(0)} - X_2^{(0)}F_1^{(0)} = 0. \tag{2.4}$$

Здесь $X_1^{(0)}$ и $X_2^{(0)}$ — плечи рычага, направленные вдоль осей x и y соответственно; $F_2^{(0)}$ и $F_1^{(0)}$ — приложенные к ним силы. При этом для простоты вершина угольника находится в начале координат, $X_1^{(0)} = X_2^{(0)} = \ell^0$ и $F_1^{(0)} = F_2^{(0)} = F^0$. С учетом формулы лоренцева сокращения

$$X_1 = X_1^{(0)}\gamma^{-1} \quad \text{и} \quad X_2 = X_2^{(0)}, \tag{2.5а,б}$$

а также формул преобразования компонент релятивистской силы

$$F_1 = F_1^{(0)}\gamma \quad \text{и} \quad F_2 = F_2^{(0)}, \tag{2.6}$$

действительно найдем

$$N_{12} = X_1 F_2 - X_2 F_1 = \ell^0 \gamma^{-1} F^0 - \ell^0 F^0 \gamma = -\beta^2 \ell^0 F^0 \gamma \neq 0 . \tag{2.7}$$

Однако такое положение, когда у системы, находящейся в равновесии, тензор момента сил (N_{ik}) отличен от нуля, противоречит принципу относительности, да и просто здравому смыслу. Поэтому потребуем обращения в нуль N_{ik}, т.е., в частности, выполнения равенства

$$N_{12} = 0 , \tag{2.8}$$

откуда с учетом (2,5б) и (2.6) для формулы преобразования продольного плеча найдем

$$X_1 = X_1^{(0)}\gamma = \ell^0 \gamma. \tag{2.9}$$

Таким образом, мы снова приходим к "формуле удлинения". А это означает, что последовательное разрешение данного "парадокса", которому уже без малого 80 лет, возможно только в рамках КРД.

2.3. *"Проблема 4/3"*. Ее суть заключается в том, что при вычислении импульса $\vec{G}$ электромагнитного поля движущегося заряда получают выражение (см., например, [18])

$$\vec{G} = \frac{4}{3} E_0 \gamma, \tag{2.10}$$

где E_0 — электростатическая энергия в системе покоя заряда. Очевидно, что (2.10) отличается от требуемого релятивистского выражения коэффициентом 4/3. Заметим сразу, что его появление обусловлено использованием формулы лоренцева сокращения для элемента пространственного объема. В то же время привлечение релятивистской "формулы удлинения" (1.3), естественно, не приводит к подобной трудности[19, 20].

Таким образом, в рамках КРД нет никакой необходимости в том, чтобы приписывать заряду дополнительную механическую инертную массу, обусловленную, скажем, существованием неэлектрических сил — "напряжений Пуанкаре".

Следует, впрочем, заметить, что поскольку электромагнитное поле описывается уравнениями Максвелла-Лоренца, которые релятивистски инвариантны, то, казалось бы, подобной трудности вообще не должно возникать. Действительно, с учетом условия ковариантности в рамках традиционного определения имеем $\vec{G}^0 \neq 0$, что формально снимает отмеченную трудность (решает "проблему 4/3"). Но сам по себе последний результат, указывающий на то, что у покоящегося заряда импульс не равен нулю, — физически бессмыслен. Поэтому мы с необходимостью должны положить $\vec{G}^0 = 0$. Это требование, в свою очередь, фактически однозначно приводит нас ко второй модификации КРД применительно к элементу объема (dV). В результате имеем

$$dV = dV^{(0)}\gamma, \tag{2.11}$$

где $dV^{(0)}$ — элемент пространственного объема в системе покоя заряда. Очевидно, что последнее выражение действительно находится в полном соответствии с "формулой удлинения" (1.3).

2.4. *Оттовская формулировка термодинамики*[21] была предложена в начале 60-х годов и отличается от традиционной, восходящей еще к Планку[22] и Эйнштейну[23]. В рамках традиционного подхода, например, формула преобразования температуры имела вид:

$$T = T^0 \gamma^{-1}, \tag{2.12}$$

тогда как Отт предложил

$$T = T^0 \gamma, \tag{2.13}$$

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 преобразования для пространственного объема (2.11) однозначно приводит именно к оттовской формуле (2.13)[24–27].

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. При этом 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 известным релятивистским выражением

$$\Delta Q = \Delta Q^{(0)}\gamma. \tag{2.14}$$

Отсюда на основании второго закона термодинамики и инвариантности энтропии формула Отта (2.13) следует однозначно.

2.5. *Другие применения КРД* являются теми или иными аналогами рассмотренных выше случаев. Поэтому мы ограничимся фактически только их перечислением.

Начнем с аналога п.2.2. трактовки классического опыта Траутона — Нобла с заряженным конденсатором [28], как еще одного примера релятивистской формулировки статики. Другой классический интерференционный опыт Майкельсона — Морли также может быть объяснен без привлечения контракционной гипотезы [29]. Больше того, дополнительный учет влияния движения Земли на скорость распространения света вдоль поперечного плеча интерферометра приводит к "формуле удлинения" для продольного плеча [4].

В рамках КРД естественным образом снимаются трудности, связанные с появлением заряда в движущемся электрически нейтральном проводнике (рамке) с током [19, 20]; последовательно решаются вопросы динамики твердого тела [17].

По аналогии с "проблемой 4/3" устраняется трудность с импульсом и энергией жидкости [25].

Вопрос о видимых размерах быстродвижущихся объектов выходит за рамки простых визуальных наблюдений и оказывается по сути дела определяющим при рассмотрении взаимодействия движущихся заряженных частиц в ондуляторе, прохождения заряженного сгустка через резонатор [4] и др.

Наконец, КРД находит свое применение и при описании быстрого вращения [30].

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках КРД мы рассмотрели собственно определение релятивистской длины, основанное на локационном методе измерения расстояний, и две его модификации. Дано также наглядное геометрическое истолкование сути КРД.

Подчеркнуто, что КРД по сути дела входит как составной элемент в релятивистскую электродинамику. В частности, это касается потенциалов Лиенара-Вихерта, импульса электромагнитного поля заряда и др. Отмечено, что релятивизация других разделов физики, таких, как механика, термодинамика, гидродинамика и, в частности, устранение встречающихся здесь трудностей, в большой степени связаны с привлечением КРД. В ее рамках получают свою последовательную трактовку известные опыты Майкельсона-Морли, Траутона-Нобла и т.д. Вопросы, связанные с проявлением и использованием КРД в физике высоких энергий, будут рассмотрены отдельно.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Стрельцов В.Н. Сообщения ОИЯИ Р2-3482, Дубна, 1967; Р2-5555, Дубна, 1971; Р2-10912, Дубна, 1977.*
2. *Strel'tsov V.N. – Found. Phys., 1976, v.6, p.293.*
3. *Дюге М. – УФН, 1973, 109, с.157.*
4. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-86-470, Дубна, 1986.*
5. *Болотовский Б.М. Эйнштейновский сборник 1980-1981. М.: Наука, 1985, с.142.*
6. *Arzeliès H. – Nuovo Cim., 1965, 35, p.783.*
7. *Rohrlich F. – Nuovo Cim., 1966, 45B, p.76.*
8. *Gamba A.A. – Amer. J. Phys., 1967, 35, p.83.*
9. *Butler J.W. – Amer. J. Phys., 1970, 38, p.360.*
10. *Cavalleri G., Salgarelli G. – Nuovo Cim., 1969, 62A, p.722.*
11. *Gron O. – Nuovo Cim., 1973, 17B, p.141.*
12. *Pahor S., Strnad J. Nuovo Cim., 1974, 20B, p.105.*
13. *Gron O. – Amer. J. Phys., 1981, 49, p.28.*
14. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-84-843, Дубна, 1984.*
15. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-7647, Дубна, 1973.*
16. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-9509, Дубна, 1976.*
17. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-11684, Дубна, 1978.*
18. *Паули В. Теория относительности. М.: Наука, 1983, § 63.*
19. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-6710, Дубна, 1972.*
20. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-11115, Дубна, 1977.*
21. *Ott H. – Z. Phys., 1963, 175, p.70.*
22. *Планк М. Избранные труды. М.: Наука, 1975, с.467.*
23. *Эйнштейн А. Собр. научных трудов. М.: Наука, 1965, т.1, с.65.*
24. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-6694, 1972.*
25. *Strel'tsov V.N. – Found. Phys., 1977, 7, p.325.*
26. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-11925, Дубна, 1978.*
27. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-82-43, Дубна, 1982.*
28. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-6532, Дубна, 1972.*
29. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ Р2-5946, Дубна, 1972.*
30. *Стрельцов В.Н. Сообщение ОИЯИ, Р2-11385, Дубна, 1978.*

Рукопись поступила в издательский отдел
15 октября 1987 года.

ТЕМАТИЧЕСКИЕ КАТЕГОРИИ ПУБЛИКАЦИЙ ОБЪЕДИНЕННОГО ИНСТИТУТА ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

Индекс	Тематика
1.	Экспериментальная физика высоких энергий
2.	Теоретическая физика высоких энергий
3.	Экспериментальная нейтронная физика
4.	Теоретическая физика низких энергий
5.	Математика
6.	Ядерная спектроскопия и радиохимия
7.	Физика тяжелых ионов
8.	Криогеника
9.	Ускорители
10.	Автоматизация обработки экспериментальных данных
11.	Вычислительная математика и техника
12.	Химия
13.	Техника физического эксперимента
14.	Исследования твердых тел и жидкостей ядерными методами
15.	Экспериментальная физика ядерных реакций при низких энергиях
16.	Дозиметрия и физика защиты
17.	Теория конденсированного состояния
18.	Использование результатов и методов фундаментальных физических исследований в смежных областях науки и техники
19.	Биофизика

Стрельцов В.Н. P2-87-817

Концепция релятивистской длины
и ее применения

Дается краткий обзор работ, посвященных концепции релятивистской длины (КРД), двум модификациям этого понятия и их применениям в классической физике. Дано наглядное геометрическое истолкование КРД. Отмечается, что КРД является по существу составным элементом релятивистской электродинамики. Привлечение КРД позволяет разрешить ряд известных "парадоксов" теории относительности и избежать трудностей релятивизации различных разделов классической физики. В ее рамках находят свою последовательную трактовку известные опыты Майкельсона-Морли, Траутона-Нобла и др.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод автора

Strel'tsov V.N. P2-87-817

Concept of Relativistic Length
and Its Applications

A short review of papers dealing with the concept of relativistic length (CRL) its two modifications and their applications in classical physics is presented. Graphic geometrical interpretation of CRL is given. It is noted that CRL is essentially a component of relativistic electrodynamics. Application of CRL permits to solve a number of the know "paradoxes" of special relativity and to avoid difficulties of relativization of different sections of classical physics. Within its limits the known experiments of Michelson-Morley, Trauton-Noble a.o. could be successively interpreted.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987