сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

Р2-87-643

В.Н.Стрельцов

К ВОПРОСУ О ДОПУСТИМОЙ АНИЗОТРОПИИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

1987

ВВЕДЕНИЕ

Как известно, в специальной теории относительности определение понятия одновременности разноместных событий, или , что то же самое, процедура синхронизации удаленных часов, основывается на посылке световых сигналов.Обычно полагается, что для прохождения пути до удаленного события (часов) и обратно свет затрачивает одинаковое время. При равенстве указанных путей это эквивалентно предположению (соглашению) о равенстве скоростей света в любых двух противоположных направлениях. Однако опыт в равной мере может быть согласован и с предположением о неравенстве отмеченных времён, а следовательно, с предположением о неравенстве соответствующих скоростей.

По-видимому, Пуанкаре первый обратил внимание на то, что синхронизация удаленных часов является фундаментальной проблемой.При этом он указал /I/, что положение о постоянстве скорости света в различных направлениях является постулатом, без которого нельзя провести измерение этой скорости, и что этот постулат никогда не может быть проверен прямо экспериментом.

Высказывание о том, что скорость света принципиально невозможно измерить без произвольных допущений,а поэтому мы имеем право делать произвольные предположения о скорости света (в противоположных направлениях), можно найти и у Эйнштейна /2/.

Детально условный, конвенциональный характер понятия одновременности с философских позиций разбирается в книге Рейхенбаха /3/.

Преобразования для координат,явно (количественно) учитывающие конвенциональный характер определения одновременности, а следовательно, обобщающие обычные преобразования Лоренца, были получены впервые в 1963 году В. Эдвардсом /4/, а через три года совершенно независимо автором /5/. С тех пор появился целый ряд работ на эту тему[x)]. Детальное изложение этих вопросов содержится в недавно вышедшей монографии А.А.Логунова /8/.

С другой стороны, понятие расстояния (пространственной координаты) в теории относительности определяется также на основе локационного опыта, где непосредственно измеряется сумма расстояний, пройденных световым сигналом в прямом и обратном направлениях. Обычно полагают, что эти расстояния равны .Однако предположение об их неравенстве также не противоречит опыту, а следовательно, позволяет ввести анизотропное пространство, что достигается с помощью "пространственной калибровки" /9/.

---

x) Ссылки на них можно найти,например, в /6,7/.

В самом же общем случае мы будем иметь анизотропное пространство – время, охватывающее обе возможности. Круг всех этих вопросов мы и рассмотрим ниже в рамках (I+I) – пространства.

I. ВРЕМЕННАЯ АНИЗОТРОПИЯ. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА-ЭДВАРДСА

Итак, понятие одновременности в специальной теории относительности определяется с помощью следующего опыта. Наблюдатель (находящийся в некоторой точке А) посылает в удаленную от него точку В в момент времени t_1 световой сигнал; сигнал отражается в точке В и возвращается назад в А в момент времени t_2. При этом моменту отражения сигнала приписывается время

$$t_B = t_1 + \varepsilon_0 (t_2 - t_1), \qquad (I.I)$$

где ε_0 – (временной) параметр Рейхенбаха ($0 < \varepsilon_0 < I$). Общепринятому определению одновременности соответствует $\varepsilon_0 = I/2$. Это эквивалентно, очевидно, предположению о равенстве времен распространения света в двух противоположных направлениях, что обычно означает равенство соответствующих скоростей света. В этом заключается простота и удобство традиционного определения одновременности. Однако поскольку непосредственным результатом рассматриваемого опыта являются величины t_1 и t_2, то мы не можем выделить какое-либо конкретное значение среди $0 < \varepsilon_0 < I$ как соответствующее объективной одновременности. Поэтому очевидно, что подход, в котором ε_0 заранее не фиксируется, а может принимать любые значения в интервале $0 < \varepsilon_0 < I$, представляет собой обобщение традиционного понятия одновременности.

Чтобы получить обобщенные преобразования Лоренца из обычных специальных преобразований, перепишем формулу (I.I) в виде

$$t_B = \frac{t_1 + t_2}{2} + \delta_0 \frac{t_2 - t_1}{2}, \qquad (I.I')$$

где $\delta_0 = 2\varepsilon_0 - I$. С учётом того, что в правой части (I.I') первый член – обычная временная координата, а $(t_2 - t_1)/2 = x$ ($c = I$), приходим к следующей замене для временных координат:

$$t \to t - \delta_0 x. \qquad (I.2)$$

Вводя скорости распространения света в прямом $\hat{c}_1$ и обратном $\hat{c}_2$ направлениях

$$\hat{c}_1 = (1 + \delta_0)^{-1}, \quad \hat{c}_2 = (1 - \delta_0)^{-1} \quad (1/2 < \hat{c} < \infty), \qquad (I.3)$$

перепишем (I.2) в виде

$$t \to t - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\hat{c}_1} - \frac{1}{\hat{c}_2}\right) x. \qquad (I.\ 2')$$

Можно сказать, что здесь мы имеем дело со своего рода калибровочным преобразованием временной координаты /9/.

На основании (I.2) и (I.2') придем к преобразованиям Лоренца-

Эдвардса:

$$x' = [(1 + \delta_0 v)x - vt]\gamma, \qquad (I.4)$$
$$t' = [(1 - \delta_0 v)t - (1 - \delta_0^2)vx]\gamma$$

или

$$x' = \left\{\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\hat{c}_1} - \frac{1}{\hat{c}_2}\right)v\right]x - vt\right\}\gamma,$$
$$t' = \left\{\left[1 - \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\hat{c}_1} - \frac{1}{\hat{c}_2}\right)v\right]t - \frac{v}{\hat{c}_1 \hat{c}_2}x\right\}\gamma. \qquad (I.4')$$

Здесь $\gamma = (I - v^2)^{-I/2}$, v – скорость материального объекта при обычном определении одновременности.

Преобразования (I.4) оставляют инвариантной квадратичную форму вида

$$\tau^2 = t^2 - \left(\frac{1}{\hat{c}_1} - \frac{1}{\hat{c}_2}\right)tx - \frac{1}{\hat{c}_1 \hat{c}_2}x^2. \qquad (I.5)$$

Для скоростей движения $\hat{v}_1$ (S' относительно S) и $\hat{v}_2$ (S относительно S') или, что то же самое, для скоростей движения материального объекта в прямом и обратном направлениях будем иметь

$$\hat{v}_{1,2} = \frac{v}{1 \pm \delta_0 v}. \qquad (I.6)$$

2. ВВЕДЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ АНИЗОТРОПИИ. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ДЛЯ КООРДИНАТ

Рассмотренный выше опыт, с другой стороны, может быть использован также (в соответствии с локационным методом измерения расстояний) для определения понятия расстояния от т.А до т.В. Поскольку опять таким непосредственным результатом обсуждаемого опыта являются величины t_1 и t_2, а следовательно, суммарное расстояние ($X = t_2 - t_1$), пройденное световым сигналом "туда" X_{AB} и "обратно" X_{BA}, то для X_{AB}, например, будем иметь

$$X_{AB} = \varepsilon_1 (t_2 - t_1). \qquad (2.0)$$

Здесь ε_1 – пространственный параметр $(0 < \varepsilon_1 < I)$. Общепринятому определению понятия расстояния соответствует $\varepsilon_1 = I/2$. В случае ε_1 I/2 "правые" и " левые" расстояния будут различаться, т.е. мы будем иметь дело с допустимой опытом анизотропией пространства[x)].

Чтобы получить аналогичное (I.2) "калибровочное" преобразование для пространственной координаты, рассмотрим выражение, определяющее пространственное положение т.В:

$$x_B = -t_1 + \varepsilon_1 (t_1 + t_2) = t_2 - (1 - \varepsilon_1)(t_1 + t_2), \qquad (2.I)$$

x) Ранее эта проблема затрагивалась в /I0-I2/.

Вводя $\delta_1 = 2\varepsilon_1 - \text{I}$, перепишем (2.I) в виде

$$x_B = \frac{t_2 - t_1}{2} + \delta_1 \frac{t_1 + t_2}{2}. \tag{2.I$'$}$$

Опираясь на аналогию между выражениями (2.I′) и (I.I′), придем к следующему преобразованию для пространственной координаты:

$$x \to x - \delta_1 t. \tag{2.2}$$

Вводя снова скорости распространения света в прямом $\tilde{c}_1$ и обратном $\tilde{c}_2$ направлениях

$$\tilde{c}_1 = 1 + \delta_1, \quad \tilde{c}_2 = 1 - \delta_1 \qquad (0 < \tilde{c} < 2), \tag{2.3}$$

перепишем (2.2) в виде

$$x \to x - \tfrac{1}{2}(\tilde{c}_1 - \tilde{c}_2)t = x - \bar{\tilde{c}}t. \tag{2.2$'$}$$

Здесь мы также ввели среднюю арифметическую скорость распространения света в прямом и обратном направлениях:

$$\bar{\tilde{c}} = \tfrac{1}{2}(\underset{\rightarrow}{\tilde{c}} + \underset{\leftarrow}{\tilde{c}}), \qquad \underset{\rightarrow}{\tilde{c}} = \tilde{c}_1, \quad \underset{\leftarrow}{\tilde{c}} = -\tilde{c}_2.$$

Подставляя (2.2) и (2.2′) в формулы Лоренца, придем к обобщенным преобразованиям для координат, явно учитывающим допустимую анизотропию пространства /I3/:

$$x' = [(1 - \delta_1 v)x - (1 - \delta_1^2)vt]\gamma, \tag{2.4}$$
$$t' = [(1 + \delta_1 v)t - vx]\gamma$$

или

$$x' = \{[1 - \tfrac{1}{2}(\tilde{c}_1 - \tilde{c}_2)v]x - v\tilde{c}_1\tilde{c}_2 t\}\gamma, \tag{2.4$'$}$$
$$t' = \{[1 + \tfrac{1}{2}(\tilde{c}_1 - \tilde{c}_2)v]t - vx\}\gamma.$$

При этом для квадрата интервала будем иметь

$$s^2 = x^2 - (\tilde{c}_1 - \tilde{c}_2)xt - \tilde{c}_1\tilde{c}_2 t^2. \tag{2.5}$$

На основании (2.4) для скоростей движения материального объекта в прямом и обратном направлениях найдем

$$\tilde{v}_{\substack{1\\2}} = \frac{v(1 - \delta_1^2)}{1 \mp \delta_1 v}. \tag{2.6}$$

Степень анизотропии пространства мы будем характеризовать отношением "правых" и "левых" расстояний, что в данном случае эквивалентно отношению соответствующих скоростей. При этом для света будем иметь

$$a = \frac{\tilde{c}_1}{\tilde{c}_2} = \frac{1 + \delta_1}{1 - \delta_1}, \tag{2.7}$$

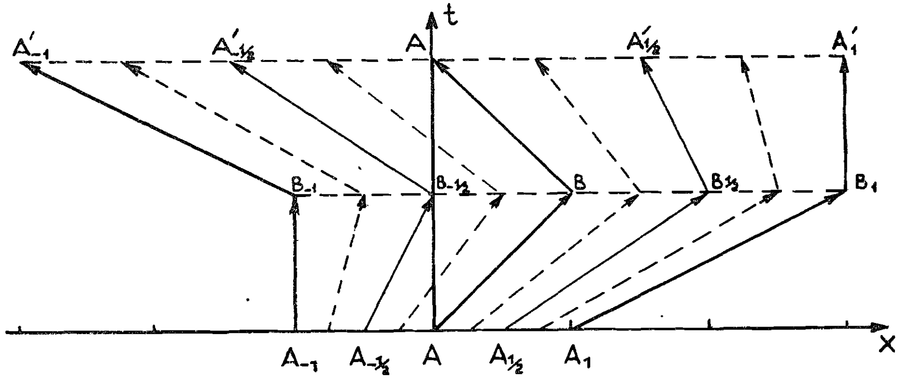
а для материального объекта

$$a^v = \frac{\tilde{v}_1}{\tilde{v}_2} = \frac{1 + \delta_1 v}{1 - \delta_1 v}, \tag{2.8}$$

т.е. степень анизотропии максимальна для светового сигнала и уменьшается по мере уменьшения скорости. В нерелятивистском пределе

очень малых v $a^v \to 1$, т.е. обсуждаемое явление имеет чисто релятивистскую природу.

Поскольку обсуждаемая возможность анизотропного пространства достаточно непривычна, то имеет смысл обратиться к геометрической картине. На основе формулы (2.I) на рисунке графически представлен



процесс распространения светового сигнала в рассматриваемом опыте при различных значениях пространственного параметра δ_1. Для простоты мы положили t_1 =I с, t_2 =3 с, точки A и B соответствуют традиционному определению расстояния, индексы у A и B указывают значения δ_1, пунктирные стрелки описывают промежуточные случаи. Для наглядности и простоты положение т.B фиксировано, поэтому точки испускания и приёма светового сигнала имеют разные координаты. Если фиксировать точку нахождения наблюдателя, то т.B будет иметь два различных положения (относительно A и A′).

3.I. АНИЗОТРОПНОЕ ПРОСТРАНСТВО-ВРЕМЯ. ОБОБЩЕННЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРЕНЦА

Перейдем теперь к рассмотрению общего случая, когда допускается как временная, так и пространственная анизотропия. При этом, например, для времени распространения света от т.A до т.B и расстояния, пройденного им, будем иметь

$$t_{AB} = (1 + \delta_0)(t_2 - t_1), \quad x_{AB} = (1 + \delta_1)(t_2 - t_1). \tag{3.I}$$

Пространственно-временную анизотропию мы введём с помощью двух последовательных преобразований:

$$x_a \to x_a - \delta_{ab} x_b , \quad a,b = 0,1, \qquad (3.2а,б)$$

где $\delta_{00} = \delta_{11} = 0, \quad \delta_{01} = \delta_0 , \delta_{10} = \delta_1 .$
Кроме того, для скоростей распространения света в прямом и обратном направлениях на основании (3.I) получим

$$c_1 = \frac{1+\delta_1}{1+\delta_0} , \quad c_2 = \frac{1-\delta_1}{1-\delta_0} , \qquad (3.3)$$

т.е. $0 < c_{1,2} < \infty .$

Подставляя (3.2) в специальные преобразования Лоренца,получим обобщенные преобразования для координат,учитывающие явно возможную анизотропию пространства - времени:

$$x' = \left[\left(1 + \frac{\delta_0-\delta_1}{1-\delta_0\delta_1}v\right)x - v\,\frac{1-\delta_1^2}{1-\delta_0\delta_1}t\right]\gamma, \qquad (3.4)$$

$$t' = \left[\left(1 - \frac{\delta_0-\delta_1}{1-\delta_0\delta_1}v\right)t - v\,\frac{1-\delta_0^2}{1-\delta_0\delta_1}x\right]\gamma$$

или

$$x' = \left[\left(1 - \frac{c_1-c_2}{c_1+c_2}v\right)x - v\,\frac{2c_1c_2}{c_1+c_2}t\right]\gamma, \qquad (3.4')$$

$$t' = \left[\left(1 + \frac{c_1-c_2}{c_1+c_2}v\right)t - v\,\frac{2}{c_1+c_2}x\right]\gamma.$$

Итак,конвенциональный характер понятий одновременности разноместных событий и расстояния допускает преобразования (3.2).Можно сказать, что здесь мы имеем дело с "координатной калибровкой"[x)].

По существу здесь налицо определенная относительность,означающая, что истинной физической конфигурации соответствует не один набор параметров δ_0 или δ_1, а целый класс калибровочно-эквивалентных конфигураций.Иначе говоря, не существует выделенных значений $\delta_0(\delta_1)$ в интервале - I,I..Для удобства практической работы обычно производят параметризацию, т.е. накладывают дополнительное условие, уничтожающее калибровочный произвол.Общепринятая или стандартная калибровка определяется условием $\delta_0, \delta_1 = 0$.

Множества преобразований (3.2а) и (3.2б) в общем не образуют группу, поскольку может быть, что сумма $(\delta + \delta') \notin$ -I.I.

Отметим также, что предельные значения δ_0 =-I и δ_1 =I в формулах (3.2) приводят к известным переменным светового фронта

x) Что напоминает вейлевскую деформацию масштаба /I4/, т.е. калибровку в её первоначальном виде, поскольку можно сказать, что длина масштаба изменяется в результате его поворота.

$$t_+ = t + x, \quad t_- = t - x , \qquad (3.5)$$

которые в рассматриваемом случае (I+I)-пространства просто совпадают с временами приёма и отправления светового сигнала t_2 и t_1 соответственно.

3.2. ОДНОПУТЕВЫЕ СКОРОСТИ ,"ПРАВЫЕ" И "ЛЕВЫЕ" РАССТОЯНИЯ ДЛЯ МАТЕРИАЛЬНЫХ ТЕЛ

На основании (3.4) для скорости движения материального тела в прямом и обратном направлениях в общем случае будем иметь

$$v_{1,2} = \frac{(1-\delta_1^2)v}{1-\delta_0\delta_1 \pm (\delta_0-\delta_1)v} . \qquad (3.6)$$

Выпишем далее два соотношения, связывающие между собой "правые" и "левые" расстояния, пройденные световым сигналом и телом (X^v) между одними и теми же точками А и В в прямом и обратном направлениях:

$$\frac{X^v_{AB}}{v_1} - \frac{X_{AB}}{c_1} = \frac{X^v_{BA}}{v_2} - \frac{X_{BA}}{c_2} , \qquad (3.7)$$

$$\frac{X_{AB}}{c_1} + \frac{X_{BA}}{c_2} = v\left(\frac{X^v_{AB}}{v_1} + \frac{X^v_{BA}}{v_2}\right) . \qquad (3.8)$$

Эти соотношения - следствие опыта. Складывая и вычитая (3.7) и (3.8) с учётом того, что

$$\frac{X_{AB}}{c_1} + \frac{X_{BA}}{c_2} = t_{AB} + t_{BA} = t_2 - t_1 , \qquad (3.9)$$

$$t_{AB} - t_{BA} = \delta(t_2 - t_1) ,$$

найдем

$$X^v_{AB} = \frac{v_1}{v}(1+\delta_0 v)X, \qquad (3.10а)$$

$$X^v_{BA} = \frac{v_2}{v}(1-\delta_0 v)X, \qquad (3.10б)$$

где

$$2X = X_{AB} + X_{BA} = t_2 - t_1 . \qquad (3.11)$$

Привлекая (3.6),получим, что

$$X^v_{AB} + X^v_{BA} = \frac{(1-\delta_1^2)[1-\delta_0\delta_1-\delta_0(\delta_0-\delta_1)v^2]}{(1-\delta_0\delta_1)^2-(\delta_0-\delta_1)^2v^2} . \qquad (3.12)$$

Иными словами, сумма "правого" и "левого" расстояний для материального тела не равна соответствующей сумме для светового сигнала.
В частном случае чисто пространственной анизотропии (δ_0 =0) будем иметь

$$X^v_{AB} + X^v_{BA} = \frac{1-\delta_1^2}{1-\delta_1^2 v^2}\,2X , \qquad (3.12')$$

т.е. суммарное расстояние, пройденное несветовым сигналом в прямом и обратном направлениях между точками А и В,будет больше соответствующего расстояния для светового сигнала.

Степень анизотропии пространства будет определяться величиной

$$a^{v} = \frac{X^{v}_{AB}}{X^{v}_{BA}} = \frac{(1+\delta_0 v)\left[1-\delta_0\delta_1-(\delta_0-\delta_1)v\right]}{(1-\delta_0 v)\left[1-\delta_0\delta_1+(\delta_0-\delta_1)v\right]}, \tag{3.13}$$

т.е. если для светового сигнала (v =I) она остается прежней, то для материального тела зависит (что достаточно неожиданно) и от временного параметра. Притом для степени временной анизотропии по-прежнему будем иметь

$$a^{v}_{t} = \frac{t^{v}_{AB}}{t^{v}_{BA}} = \frac{1+\delta_0 v}{1-\delta_0 v}. \tag{3.14}$$

Таким образом, существование предельной скорости передачи взаимодействий привело к установлению конвенционального характера обычно используемых координат. Явное введение временного и пространственных параметров в обычные формулы позволяет почувствовать степень привносимого произвола с тем, чтобы попытаться совсем устранить условные соглашения для достижения большей простоты описания.

4. ОБОБЩЕНИЕ ГЕОМЕТРИИ ЛОБАЧЕВСКОГО НА АНИЗОТРОПНОЕ ПРОСТРАНСТВО СКОРОСТЕЙ

Обычно, чтобы перейти к пространству скоростей Лобачевского, рассматривают (см.например /I5/) относительную скорость двух тел, движущихся с бесконечно близкими скоростями $\vec{v}$ и $\vec{v}+d\vec{v}$, опираясь на релятивистское правило сложения скоростей.

Можно предложить явно ковариантный путь введения элемента длины в пространстве Лобачевского. Он заключается в вычислении квадрата лоренц-инвариантного элемента интервала для бесконечно малой 4-скорости du^i (i =0,I,2,3).

Для компонент du^i имеем

$$du^0 = \vec{v}\,d\vec{v}\,\gamma^3, \quad du^\alpha = dv^\alpha\gamma + v^\alpha(\vec{v}\,d\vec{v})\gamma^3, \tag{4.1}$$

где $\alpha = 1,2,3$, $\gamma = (1-v^2)^{-1/2}$, $v^2 = \vec{v}\,\vec{v}$.

На основании (4.I) для квадрата интервала $d\tau^2 = du^i du_i$ легко найдём

$$-d\tau^2 = \left[(1-v^2)(d\vec{v})^2 + (\vec{v}\,d\vec{v})^2\right](1-v^2)^{-2}, \tag{4.2}$$

что действительно представляет собой известное выражение для квадрата элемента длины в пространстве скоростей Лобачевского.

По аналогии с этим будем исходить из квадрата интервала в анизотропном координатном (I+2) - пространстве , который можно представить в виде

$$d\tau^2 = dt^2\left(1 - v_x\left(\frac{1}{c}-\frac{1}{c'}\right) - \frac{v_x^2}{cc'} - v_y^2\right) = dt^2\gamma^{-2}. \tag{4.3}$$

Здесь для простоты $c = c_1$, $c' = c_2$, v_x и v_y - компоненты скорости материального тела, а анизотропия связана с направлением оси OX.

При этом для отличных от нуля компонент метрического тензора g_{ik}, очевидно, имеем

$$g_{00} = 1, \quad g_{01} = -\frac{1}{2}\left(\frac{1}{c}-\frac{1}{c'}\right), \quad g_{11} = -\frac{1}{cc'}, \quad g_{22} = 1. \tag{4.4}$$

На основании (4.3) для составляющих du^i найдем

$$\begin{aligned} du^0 &= \left[(-g_{01} - g_{11}v_x)dv_x + v_y dv_y\right]\gamma^3, \\ du^1 &= \left[(1 + g_{01}v_x - v_y^2)dv_x + v_x v_y dv_y\right]\gamma^3, \\ du^2 &= \left[(1 + g_{01}v_x + g_{11}v_x^2)dv_y - (g_{01} + g_{11}v_x)v_y dv_x\right]\gamma^3. \end{aligned} \tag{4.5}$$

Квадрат элемента интервала, соответствующий (4.3), в анизотропном пространстве скоростей имеет вид

$$d\tau_u^2 = g_{ik}\,du^i du^k. \tag{4.6}$$

С учётом (4.4) и (4.5) после достаточно громоздких вычислений получим

$$-d\tau_\Lambda^2 = \left\{\left(\frac{dv_x^2}{cc'} + dv_y^2\right)\gamma^{-2} + \left[(2v_x + c - c')\frac{dv_x}{2cc'} + v_y dv_y\right]^2\right\}\gamma^4. \tag{4.7}$$

Выражение (4.7) определяет собой квадрат элемента длины в обобщенном пространстве скоростей Лобачевского.

В частном случае одного измерения (4.7) переходит в

$$-2d\tau_\Lambda^2 = \frac{(c+c')^2 dv^2}{\left[cc' - v(c'-c) - v^2\right]^2}. \tag{4.8}$$

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В своё время были введены преобразования Лоренца-Эдвардса, учитывающие количественно допустимую опытом временную анизотропию. Релятивистское определение расстояния основывается на локационном опыте и также связано с измерением суммарного времени распространения светового сигнала "туда" и "обратно", т.е. опять-таки допускает некоторый произвол. Преобразование пространственной координаты, аналогичное "временной калибровке", позволяет простым образом получить соответствующие преобразования для координат, учитывающие явно допустимую опытом анизотропию пространства. Наконец, обобщенные преобразования Лоренца описывают общий случай анизотропного пространства-времени, охватывающий обе отмеченные возможности. Представляет интерес обобщение геометрии Лобачевского на анизотропное пространство скоростей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пуанкаре А. Избранные труда."Наука",М, 1974,т.3,с.419.
2. Эйнштейн А. Собр.научных трудов."Наука",М.,1965,т.I,с.175.
3. Reichenbach H. Axiomatic der relativistischen Raum-Zeit-Lehre, Braunschweig, 1924, s.26.
4. Edwards W.F. Amer.J.Phys., 1963, v.31, p.432.
5. Стрельцов В.Н. Сообщ.ОИЯИ,Р2-6968,Дубна,1973.
6. Стрельцов В.Н. Сообщ.ОИЯИ,Р2-12699,Дубна,1979.
7. Kannenberg L. Found.Phys.,1986, v.16, p.1307.
8. Логунов А.А. Лекции по теории относительности и гравитации. Изд-во МГУ,М.,1985.
9. Стрельцов В.Н. Сообщ.ОИЯИ,Р2-84-71,Дубна,1984.
10. Болтянский В.Г. Дифференциальные уравнения,1974,т.10,с.2101.
11. Стрельцов В.Н. Сообщ.ОИЯИ,Р2-11084,1977; Р2-82-330,Дубна,1982.
12. Зарипов Р.Г. В сб.:"Гравитация и теория относительности". Из-во КГУ,Казань,1984,вып.21,с.78.
13. Стрельцов В.Н. Сообщ.ОИЯИ,Р2-85-712,Дубна,1985.
14. Weyl H. Raum-Zeit-Materie, Berlin, Springer, 1923, §17.
15. Фок В.А.Теория пространства, времени и тяготения.ГИФМЛ, М.,1961,§ 17.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 августа 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. Р2-87-643

К вопросу о допустимой анизотропии пространства-времени

Обсуждается конвенциональный характер понятий одновременности и расстояния в специальной теории относительности. Рассмотрены преобразования Лоренца-Эдвардса, учитывающие явно допустимую временную анизотропию. С помощью "калибровочного" преобразования пространственной координаты в формулах Лоренца вводится допустимая опытом анизотропия пространства. Наконец, рассматривается возможность введения в рамках указанных конвенций анизотропного пространства-времени. Получены соответствующие обобщенные преобразования Лоренца, выражения для однопутевых скоростей, "правых" и "левых" расстояний для материальных тел и др. Обсуждается также возможность обобщения геометрии Лобачевского на анизотропное пространство скоростей.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод О.С.Виноградовой

Strel'tsov V.N. P2-87-643

On a Permissible Anisotropy of Space-Time

Conventional character of the concept of simultaneity and distance in a special relativity theory is discussed. Lorentz-Edwards transformations are considered taking into account explicity allowable time anisotropy. Permissible experimentally space anisotropy is introduced by the "gauge" transformation of space coordinate in the Lorentz formulae. Finally a possibility of introduction of anisotropic space-time within the stated conventions is considered. Corresponding generalized Lorentz transformations, expressions for one-way velocities, "right" and "left" distances for material bodies etc. are obtained. The possibility to generalize the Lobachevsky geometry over anisotropic space of velocities is also discussed.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987