ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р2 - 3482

В.Н. Стрельцов

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ЗАМЕЧАНИЕ К СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

1967.

P2 - 3482

В.Н. Стрельцов

ЗАМЕЧАНИЕ К СПЕЦИАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Одним из основных объектов специальной теории относительности (см.,например,[1]) является (точечное) событие, а одной из ее основных задач – количественная классификация указанных событий.

1. Обычно для того чтобы некоторый (точечный) наблюдатель (В) смог количественно классифицировать происходящее около него событие, его снабжают часами. Часы или измеритель времени – это такой прибор, который воспроизводит процессы единичной длительности и может иметь, кроме того, вспомогательные приспособления, позволяющие считать количество указанных единичных процессов. Пусть некоторые события произошли в те моменты, когда стрелка часов показывала цифры 1,3 и 5. Тогда наш наблюдатель сможет сказать, например, что первое и третье события равно удалены во времени от события 2.

Вообразим себе далее некоторого другого наблюдателя Д, едущего в поезде. Указанный наблюдатель сможет количественно классифицировать события, происходящие вблизи него, не прибегая к помощи часов. Для этого ему будет достаточно установить, мимо какого именно километрового столба он проезжал в момент совершения события. Если при этом некоторые события произошли в те моменты, когда вагон с наблюдателем проезжал мимо столбов с цифрами 1,3 и 5, то наблюдатель сможет сказать: "Первое и третье события равно отстоят в пространстве от события 2". Очевидно, что с помощью указанной процедуры наблюдатель Д сможет также определить длину некоторого стержня, лежащего вдоль полотна железной дороги. Поэтому в дальнейшем совокупность всех этих объектов, принимающих участие в измерении[x], мы будем условно называть прибором – измерителем длины.

---

x/По-видимому, лучше просто представлять себе здесь некоторого наблюдателя, перемещающегося вдоль стержня (реализующего собою ось x) и непрерывно отмеряющего единичные длины с помощью прикладывания эталонного масштаба.

Пусть далее мы хотим количественно классифицировать событие, которое происходит в удаленной от некоторого наблюдателя точке (а) и вызывается, скажем, световым сигналом, посланным указанным наблюдателем. Если это наблюдатель В, то он отметит по своим часам временную координату t_1 отправления и временную координату t_2 возвращения отраженного сигнала. При этом время совершения события он определит как $t_a = \frac{t_1 - t_2}{2}$. (Эта процедура, очевидно, может быть использована для синхронизации часов наблюдателя с часами, расположенными в точке а). Однако, оперируя только с временной координатой, наблюдатель В не сможет (количественно) отличить событие а от некоторого другого события в, происшедшего вблизи него в тот же самый момент времени $t_b = \frac{t_2 - t_1}{2}$. Для того чтобы сделать это, необходимо ввести дополнительную - пространственную координату x, положив, например, для события а $x_a = c\,\frac{t_2 - t_1}{2}$ и $x_b = 0$ - для события b.

Если отмеченный опыт с посылкой светового сигнала будет проводить наблюдатель Д, то он установит с помощью "измерителя длины" координаты x_1 и x_2, соответствующие моментам отправления и возвращения светового сигнала. При этом ничто не мешает ему определить пространственную координату события как $x_a = \frac{x_2 - x_1}{2}$. (Эта процедура, очевидно, может быть использована наблюдателем Д для "синхронизации" ряда "измерителей длин" между собой).

Для того чтобы отличить событие а от некоторого другого события в, происшедшего вблизи него, он также должен ввести дополнительную координату. При этом он рассуждает следующим образом: "Наблюдатель В исходил из временной координаты и ввел затем пространственные координаты, прибегнув к световым сигналам. Я же исходил из пространственных координат, хотя измерял их иным способом, чем наблюдатель В. Дальше я использовал тот же самый опыт с посылкой светового сигнала, что и наблюдатель В. Следовательно, вводимая мною дополнительная координата должна иметь смысл времени и быть равной $t_a = \frac{x_2 - x_1}{2c}$ и $t_b = 0$. [x/].

Заметим, здесь, что использованный наблюдателем Д способ описания событий имеет совершенно равные права с общепринятым способом наблюдателя В.

[x/] Раньше мы имели два способа определения длины: с помощью прикладывания единичного масштаба и с помощью часов и световых сигналов, но только одно определение времени (с помощью часов). Вводимое новое определение времени устраняет эту своего рода несимметрию.

Ниже мы пересмотрим ряд обычных понятий и измерительных операций, используемых в специальной теории относительности, прибегнув к "измерителям длин" вместо обычных часов.

2. Будем представлять себе теперь систему отсчета в виде целого ряда "синхронизированных" между собой указанным выше способом "измерителей длины". Пусть далее некоторый наблюдатель Д, (в этой системе отсчета) вместе с посылкой светового сигнала заставил двигаться в том же направлении [x/] материальное тело. Тогда, очевидно, что если момент отправления характеризовался координатами x_1 и t_1, то сигнал и тело достигнут некоторого другого наблюдателя $Д_2$ (в этой же системе отсчета) в моменты, определяемые координатами x_c, t_2 и x_T, t_2, где $x_c < x_T$. Отсюда следует, что при новом выборе измерительных приборов движения материальных тел будут характеризоваться скоростями $w > c$. Скорость света c будет теперь нижним пределом возможных скоростей.

Рассмотрим далее случай движения одной системы отсчета относительно другой. Пусть при этом два положения некоторого наблюдателя (в собственной системе отсчета) определяются координатами $x'_1 = 0$, $t'_1 = 0$ и x'_2, $t_2 = 0$. Тогда по наблюдениям из другой системы отсчета им будут соответствовать точки с координатами $x_1 = 0$, $t_1 = 0$ и x_2, t_2, причем $\frac{x_2}{t_2} = w$, где w -относительная скорость движения данных систем отсчета. Используя это условие, мы, как оказывается, можем сохранить формулы преобразования координат при переходе от одной системы отсчета к другой в обычном виде

$$x = \frac{x' + \beta c t'}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad \text{и} \quad t = \frac{t' + \beta / c\, x'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \tag{1}$$

положив в них, однако, $\beta = \frac{c}{w}$. Отсюда, например, (переходя к пределу $c \to 0$), легко получить формулы "преобразования Галилея". Они будут иметь вид

$$x = x' \quad \text{и} \quad t = t' + \frac{x'}{w}. \tag{2}$$

[x/] Пусть для определенности это направление совпадает с положительным направлением оси x.

Следует подчеркнуть, что формулы преобразования (1) и (2) совершенно равноправны с обычными формулами преобразования Лоренца и Галилея. При этом выражения (1) по виду полностью совпадают с обычными формулами Лоренца, поэтому при выполнении соответствующих условий известные ранее результаты специальной теории относительности должны иметь место и в новом подходе.

В качестве примера рассмотрим вопрос о том, как изменяются длины стержней и длительности процессов при наблюдении их из разных систем отсчета. В соответствии с классической процедурой измерения покоящегося (в обычном смысле) стержня путем прикладывания вдоль него единичного масштаба, мы будем определять собственную длину стержня, соответствующую $\beta = 0$, путем установления положения его концов (x'_1 и x'_2) некоторым "измерителем длины", как это описано выше. Таким образом, собственной длиной стержня ℓ' мы будем называть разность координат x'_2 и x'_1, взятых в моменты времени $t'_2 = t'_1$. Введем теперь определение несобственной длины стержня, соответствующей $\beta \neq 0$. Так как указанная длина в предельном случае $\beta = 0$ должна быть равна собственной длине данного стержня, то обе эти величины должны быть связаны между собой некоторым выражением, а это выражение должно вытекать из формул преобразований координат. Коль скоро длина ℓ' определяется как разность координат x'_2 и x'_1, взятых в моменты времени $t'_2 = t'_1$, то формулы преобразования координат, куда мы подставим отмеченные значения, приведут к жестким ограничениям на выбор определения несобственной длины стержня. Действительно, полагая для простоты $x'_2 = \ell'$, $x'_1 = t'_2 = t'_1 = 0$, из формул (1) будем иметь тогда $x_1 = 0$, $x_2 = \dfrac{\ell'}{\sqrt{1-\beta^2}}$, $t_1 = 0$, $t_2 = \dfrac{\ell'\beta/c}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Отсюда следует, что несобственной длиной стержня ℓ' мы должны считать единственно разность координат x_2 и x_1, взятых в моменты времени t_2 и t_1, соответственно, причем $t_2 - t_1 = (x_2 - x_1)\beta/c$. Другого выбора у нас нет.

Таким образом, мы получим, что

$$\ell = \frac{\ell'}{\sqrt{1-\beta^2}} .$$

А это означает, что в той системе отсчета, где данный стержень характеризуется $\beta \neq 0$, его длина будет больше, чем в собственной системе отсчета.

Используя далее введенное выше определение времени (в собственной системе отсчета), получим, что время t, соответствующее собственному времени t', в системе отсчета, характеризуемой величиной $\beta \neq 0$, будет определяться с помощью формулы

$$t = \frac{t'}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad \text{(замедление времени).}$$

Литература

1. А. Эйнштейн. Сущность теории относительности ИИЛ, М. (1955).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 августа 1967 г.