

Анатолий Мамаев

Новая релятивистская теория пространства-времени

Анатолий Мамаев

**Новая релятивистская теория
пространства-времени**

**Физика с зависимостью заряда от скорости, без
запрета сверхсветовых скоростей и без
замедления времени**

LAP LAMBERT Academic Publishing

Impressum / Выходные данные

Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek: Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Alle in diesem Buch genannten Marken und Produktnamen unterliegen warenzeichen-, marken- oder patentrechtlichem Schutz bzw. sind Warenzeichen oder eingetragene Warenzeichen der jeweiligen Inhaber. Die Wiedergabe von Marken, Produktnamen, Gebrauchsnamen, Handelsnamen, Warenbezeichnungen u.s.w. in diesem Werk berechtigt auch ohne besondere Kennzeichnung nicht zu der Annahme, dass solche Namen im Sinne der Warenzeichen- und Markenschutzgesetzgebung als frei zu betrachten wären und daher von jedermann benutzt werden dürften.

Библиографическая информация, изданная Немецкой Национальной Библиотекой. Немецкая Национальная Библиотека включает данную публикацию в Немецкий Книжный Каталог; с подробными библиографическими данными можно ознакомиться в Интернете по адресу <http://dnb.d-nb.de>.

Любые названия марок и брендов, упомянутые в этой книге, принадлежат торговой марке, бренду или запатентованы и являются брендами соответствующих правообладателей. Использование названий брендов, названий товаров, торговых марок, описаний товаров, общих имён, и т.д. даже без точного упоминания в этой работе не является основанием того, что данные названия можно считать незарегистрированными под каким-либо брендом и не защищены законом о брендах и их можно использовать всем без ограничений.

Coverbild / Изображение на обложке предоставлено: www.ingimage.com

Verlag / Издатель:

LAP LAMBERT Academic Publishing

ist ein Imprint der / является торговой маркой

OmniScriptum GmbH & Co. KG

Heinrich-Böcking-Str. 6-8, 66121 Saarbrücken, Deutschland / Германия

Email / электронная почта: info@lap-publishing.com

Herstellung: siehe letzte Seite /

Напечатано: см. последнюю страницу

ISBN: 978-3-659-37456-2

Copyright / АВТОРСКОЕ ПРАВО © 2013 OmniScriptum GmbH & Co. KG

Alle Rechte vorbehalten. / Все права защищены. Saarbrücken 2013

СОДЕРЖАНИЕ

1. ВВЕДЕНИЕ	7
2. СУЩНОСТЬ ВТОРОГО ПОСТУЛАТА ЭЙНШТЕЙНА	12
3. ЗАКОН РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В ДВИЖУЩЕЙСЯ ИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА	25
4. ПРЯМЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ ВТОРОГО ПОСТУЛАТА ЭЙНШТЕЙНА НЕ ОПРОВЕРГАЮТ СУЩЕСТВОВАНИЕ КВАДРАТИЧНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ СВЕТА ОТ СКОРОСТИ ИСТОЧНИКА	38
4.1. Анализ Де-Ситтера	40
4.2. Эксперимент Майораны	41
4.3. Эксперименты в вакууме	42
4.4. Эксперименты с гамма-квантами	46
4.4.1. Эксперимент с альфа-частицами Альвагера, Нильссона и Кйеллмана [36].....	47
4.4.2. Эксперимент Саде [37] с позитронами	50
4.4.3. Эксперимент Филлипаса и Фокса [38]	51
4.4.4. Эксперимент Альвагера, Фарлея, Кйеллмана и Уоллина [39].....	52
5. КВАДРАТИЧНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ СВЕТА ОТ СКОРОСТИ ИСТОЧНИКА НЕ ОПРОВЕРГАЕТСЯ АСТРОНОМИЧЕСКИМИ НАБЛЮДЕНИЯМИ	61
5.1. О пространственном группировании квантов света в космосе при переменной скорости движения источника света	61
5. 2. Квадратичная зависимость скорости света как объяснение многих астрономических явлений	68
5.2.1. Сверхновые звезды.....	72
5.2.2. Пульсары	73
5.2.3. Красное смещение спектров далеких звезд и микроволновое фоновое излучение.....	74
6. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КООРДИНАТ И ВРЕМЕНИ ПРИ НЕИНВАРИАНТНОЙ СКОРОСТИ СВЕТА	79
6.1. Движение вдоль общих осей x и x'	79
6.2. Движение в произвольном направлении	84
7. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ НОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ КООРДИНАТ И ВРЕМЕНИ	88
7.1. Сокращение продольных размеров движущихся тел	88
7.2. Исчезновение парадоксов времени	92
7.3. Новый закон сложения скоростей и сверхсветовые скорости.....	96
7.4. Сверхсветовые скорости и принцип причинности при новых преобразованиях координат и времени	100
8. ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ НОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ УРАВНЕНИЯ СВЯЗИ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДВИЖУЩИХСЯ ДРУГ ОТНОСИТЕЛЬНО ДРУГА ИСО	104
8.1. Ковариантность уравнений Максвелла в вакууме относительно новых преобразований координат и времени и зависимость заряда от скорости	104

8.2. Формулы для аберрации и эффекта Доплера, вытекающие из новых преобразований	110
8.3. Теория Максвелла в вакууме в новой релятивистской форме.....	118
9. НОВАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДИНАМИКА МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ.....	126
9.1. Основные соотношения новой релятивистской динамики	126
9.2. Эксперименты на циклических ускорителях элементарных частиц и сверхсветовые скорости	134
9.2.1. Эксперимент на протонном синхротроне ЦЕРН [39].....	136
9.2.2. Эксперимент на электронном синхротроне АРУС.....	138
9.3. Время-пролётные эксперименты	140
9.3.1. Эксперимент [63].....	140
9.3.2. Эксперимент на синхроциклотроне ЛИЯФ [64].....	142
9.3.3. Эксперимент [65].....	143
9.4. Новая четырехмерная динамика материальной точки	144
10. ЭСКИЗ НОВОЙ КАРТИНЫ МИКРОМИРА, ВЫТЕКАЮЩЕЙ ИЗ НОВОЙ ТЕОРИИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ.....	150
10.1. Эскиз новой картины микромира	150
10.2. Мюонный катализ ядерного синтеза и новая теория пространства-времени	160
11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	168
ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ФОРМИНВАРИАНТНОСТЬ МЕТРИЧЕСКОГО ТЕНЗОРА И НОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ.....	174
ПРИЛОЖЕНИЕ 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЯХ СОГЛАСНО НОВОЙ ТЕОРИИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ.....	177
1. Основные расчетные формулы	177
2. Алгоритм моделирования «новых» и «сверхновых» звезд	183
3. Программа моделирования новых и сверхновых звезд	186
4. Результаты моделирования новых и сверхновых звезд.....	191
5. Моделирование пульсаров	209
5.1. Программа моделирования пульсаров.....	209
5.2. Пояснения к программе моделирования пульсаров	216
5.3. Результаты моделирования пульсаров.....	224
ПРИЛОЖЕНИЕ 3. ВЫВОД ФОРМУЛ ПЕРЕСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗ ОДНОЙ ИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА В ДРУГУЮ ПРИ НЕИНВАРИАНТНОЙ СКОРОСТИ СВЕТА	227
ЛИТЕРАТУРА.....	244

1. ВВЕДЕНИЕ

В настоящее время специальная теория относительности (СТО), созданная Лоренцем [1], Пуанкаре [2], Эйнштейном [3], Минковским [4] (переводы работ [1]...[4] имеются в [5]) и Логуновым [6], снова занимает среди множества научных теорий особое положение - она является последней научной теорией пространства-времени, признанной большинством физиков.

До недавнего времени последней научной теорией пространства-времени считалась общая теория относительности (ОТО). Но как показал Логунов А. А. [6], специальная теория относительности справедлива не только для инерциальных систем отсчета, но также и для неинерциальных систем отсчета. Поэтому произведенное Логуновым А. А. расширение СТО на неинерциальные системы отсчета вернуло специальной теории относительности статус последней научной теории пространства-времени. А это означает, что передний край исследований, имеющих целью дальнейшее развитие наших самых фундаментальных представлений о пространстве-времени, уже переместился с общей теории относительности на специальную теорию относительности.

Согласно научной теории познания развитие фундаментальных теорий происходит путем преодоления противоречий, возникающих вследствие изменения содержания понятий под влиянием практической деятельности человека.

В теории пространства-времени основными понятиями являются "координаты события" (положение в пространстве той точки, в которой событие происходит) и "время события" (временная координата события).

В статье 1905 г. [3] А. Эйнштейн дал такое определение понятию

"время события":

"Die "Zeit" eines Ereignisses ist die mit dem Ereignis gleichzeitige Angabe einer am Orte des Ereignisses befindlichen, ruhenden Uhr, welche mit einer bestimmten, ruhenden Uhr, und zwar für alle Zeitbestimmungen mit der nämlichen Uhr, synchron läuft".

В переводе на русский язык оно звучит так:

«Время события» - это одновременное с событием показание покоящихся часов, которые находятся в месте события и которые идут синхронно с некоторыми определенными покоящимися часами, причем с одними и теми же часами при всех определениях времени.»

Но развитие электроники и массовое производство электронных цифропоказывающих часов привело к осознанию того, что одновременное с событием показание часов представляет собой всего лишь набор цифр.

Действительно, сфотографировав показание часов в какой-нибудь момент времени, мы сможем зафиксировать на снимке лишь набор показываемых часами цифр. Чтобы с помощью часов определить время события, нам сначала потребуется превратить показываемый часами набор цифр в безразмерное число, а затем мысленно умножить это безразмерное число на продолжительность единицы измерения времени этими часами.



Рис. 1.1. Фотография циферблата стрелочных часов

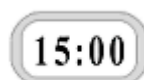


Рис.1.2. Фотография циферблата электронных часов

Как бы нам этого ни хотелось, зафиксировать на фотографическом снимке продолжительность во времени того промежутка времени, который является единицей измерения времени этих часов, - это нам не удастся.

А под "временем события", обозначаемым чаще всего символом t , который входит во многие уравнения физики, в том числе и в известные преобразования Лоренца

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot (c_0 \cdot t - \beta \cdot x), \quad x' = \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_0 \cdot t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (1.1)$$

где $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$; $\beta = V/c_0$;

V - скорость движения одной инерциальной системы отсчета относительно другой;

$x, y, z; x', y', z'$ - пространственные координаты одного и того же события в двух различных инерциальных системах отсчета - не штрихованной и штрихованной,

под символами t или t' испокон веков понимался промежуток времени между моментом начала отсчета времени (например, "рождением Христа") и рассматриваемым событием, равный произведению безразмерного числа на продолжительность единицы измерения времени, т. е.

$$t = \{t\} \cdot [t], \quad t' = \{t'\} \cdot [t'], \quad (1.2)$$

где $\{t\}$ и $\{t'\}$ характеризуют численное значение (показание часов); $[t]$ и $[t']$ являются символами единиц измерения времени.

Говорят, что символами t и t' , а также $[t]$ и $[t']$ в выражениях (1.2) обозначены физические величины (физическая величина по определению представляет собой произведение безразмерного числа на единицу измерения этой физической величины) [7].

В результате изменения содержания понятия "показание часов" из понятия "время события", определённого Эйнштейном как одновременное с событием показание часов, находящихся в месте

события, полностью исключены физические величины.

Что тогда понимать под символами λ и t' в преобразованиях Лоренца? Следует ли понимать под этими символами физические величины или под символами λ и t' в преобразованиях Лоренца следует подразумевать безразмерные числа?

Очевидно, что под символами λ и t' в преобразованиях Лоренца следует понимать физические величины. Но тогда к чему следует относить релятивистский множитель в вытекающей из преобразований Лоренца формуле

$$\{\lambda'\} \cdot [t'] = \{\lambda\} \cdot [t] \cdot \sqrt{1 - v^2 / c_0^2}, \quad (1.3)$$

где c_0 — скорость света в вакууме, v — скорость движения одной инерциальной системы отсчета (ИСО) относительно другой?

Если релятивистский множитель относить к безразмерному числу, получим

$$\{\lambda'\} = \{\lambda\} \cdot \sqrt{1 - v^2 / c_0^2}, \quad [t'] = [t]. \quad (1.4)$$

А если релятивистский множитель отнести к единице времени, получим

$$\{\lambda'\} = \{\lambda\}, \quad [t'] = [t] \cdot \sqrt{1 - v^2 / c_0^2}. \quad (1.5)$$

Говорят, что было бы правильнее считать, что справедливы формулы (1.4). Ведь если справедливыми считать формулы (1.5), то утверждение Эйнштейна об отставании показаний движущихся часов от показаний покоящихся часов окажется ошибочным. Ибо согласно первому равенству из формул (1.5) имеем $\{\lambda'\} = \{\lambda\}$, то есть показания движущихся часов совпадает с показаниями покоящихся часов.

Но если считать справедливыми формулы (1.4), то как объяснить что один промежуток времени (принятый за единицу измерения времени) при переходе от одной ИСО к другой ИСО подчиняется одной формуле (формуле $[t'] = [t]$ - второй формуле из двух формул

(1.4)), а другой промежуток времени согласно преобразованиям Лоренца подчиняется совершенно другой формуле

$$\Delta t' = \Delta t \cdot \sqrt{1 - v^2 / c_0^2}, \quad (1.6)$$

где $\Delta t'$ - промежуток времени в одной ИСО, Δt - промежуток времени в другой ИСО, вытекающей из преобразований Лоренца СТО?

Здравый смысл подсказывает нам, что связь между $[t']$ и $[t]$ должна быть точно такой же, как и связь между $\Delta t'$ и Δt . Но в специальной теории относительности этого нет. Как быть?

Можно, конечно же, посрамить здравый смысл. А можно попытаться найти такие преобразования координат и времени, при которых если $[t'] = f([t])$, то и $\Delta t' = f(\Delta t)$, где f — одна и та же функция. Попытаемся сделать это, предварительно изменив определение понятия "время события" так, чтобы "время события" было физической величиной.

Введем новое определение понятия "время события":

Время события - это продолжительность промежутка времени между моментом начала отсчета времени и моментом, в который событие произошло, равная произведению одновременного с событием показания часов (которые в момент начала отсчета времени имели нулевое показание) на единицу измерения времени этими часами.

Входящее в это определение понятие "показание часов" соответствует безразмерному числу. А само "время события" оказывается физической величиной.

2. СУЩНОСТЬ ВТОРОГО ПОСТУЛАТА ЭЙНШТЕЙНА

Оригинальная формулировка СТО была основана на явном или неявном использовании двух постулатов: принципа относительности и принципа постоянства скорости света. Но согласно Эйнштейну [8]. "Цель теоретической физики состоит в том, чтобы создать систему понятий, основанную на возможно меньшем числе логически независимых гипотез, которая позволила бы установить причинную взаимосвязь всего комплекса физических процессов".

В соответствии с этим положением в последние годы предпринимались. С этой целью в [10], например, оба указанных принципа объединяются в один "принцип относительности Эйнштейна", в [6] утверждается, что СТО может быть построена на одном лишь постулате о псевдоевклидовой структуре пространства-времени и что постулат о постоянстве скорости света является следствием псевдоевклидовой структуры пространства-времени, а в [11] доказывається, что второй постулат Эйнштейна (принцип постоянства скорости света) представляет собой следствие его первого постулата (принципа относительности).

Один из творцов специальной теории относительности - Эйнштейн тоже "объединял" два исходных принципа СТО. Например, в 1914 году он писал [12]: "Объединяя закон постоянства скорости света в пустоте и принцип относительности, приходят чисто дедуктивным путем к теории, называемой ныне "теорией относительности". Или в 1916 году [13]: "Итак, специальная теория относительности отличается от классической механики не только постулатом относительности, но и в основном постулатом постоянства скорости света в пустоте, из которого при объединении

его со специальным принципом относительности известным образом вытекает относительность одновременности, преобразование Лоренца и связанные с последним законы, касающиеся поведения движущихся твердых тел и часов". И даже в 1950 году Эйнштейн писал не об одном, а о двух принципах, лежащих в основе СТО [14]: "Хотя оба упомянутые мной принципа хорошо подтверждены экспериментом, они не кажутся логически совместимыми. Специальная теория относительности сумела их примирить ценой видоизменения кинематики или, иначе говоря, ценой изменения физических представлений о пространстве и времени". Под объединением обоих принципов Эйнштейн всегда подразумевал их примирение, логическую совместимость, но считал их совершенно независимыми друг от друга [15]: "Теория, называемая в настоящее время "теорией относительности" базируется на двух принципах, совершенно независимых друг от друга, а именно: 1) на принципе относительности для равномерного прямолинейного движения; 2) на принципе постоянства скорости света".

На стр. 93 в [6] Логунов А. А. утверждает, что "постулат о постоянстве скорости света можно сформулировать в инерциальной системе отсчета в любых допустимых координатах пространства-времени как частное следствие псевдоевклидовой структуры пространства-времени на основе введенного нами понятия физической скорости". Из этого утверждения следует, что постулат о постоянстве физической скорости света является якобы следствием псевдоевклидовой структуры пространства-времени.

Но можно показать (см. разделы 4 и 5), что все до сих пор проведенные эксперименты не опровергают существования в реальной действительности зависимости именно физической скорости

света от физической скорости движения источника вида

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}, \quad (2.1)$$

где c_0 - физическая скорость света в вакууме от неподвижного источника; u - физическая галилеевская (изменяющаяся в пределах от нуля до бесконечности) скорость движения источника; c_u - физическая скорость света в вакууме от источника, движущегося со скоростью u .

А эта зависимость не противоречит основному постулату А. А. Логунова (см. стр. 31 в [6]: "Физические процессы протекают в четырехмерном пространстве, геометрия которого псевдоевклидова").

Действительно, можно показать, что если события происходят с телом, покоящимся в инерциальной системе отсчета с галилеевыми координатами x', y', z', t' , которая движется с постоянной физической скоростью u относительно другой инерциальной системы отсчета с галилеевыми координатами x, y, z, t в направлении положительных значений координаты x , то координаты событий, происходящих с этим телом, в этих двух инерциальных системах отсчета связаны друг с другом зависимостями

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot (c_u \cdot t - \beta \cdot x), \quad x' = \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_u \cdot t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (2.2)$$

где

$$\beta = \frac{u}{c_u}; \quad (2.3)$$

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}; \quad (2.4)$$

c_u определяется зависимостью (2.1).

Взяв дифференциалы от обеих частей равенств (2.2), получим

$$d(c_0 \cdot t') = \gamma \cdot [d(c_u \cdot t) - \beta \cdot dx]; dx' = \gamma \cdot (dx - \beta \cdot d(c_u \cdot t)); dy' = dy; dz' = dz \quad (2.5)$$

Подставим теперь дифференциалы (2.5) в выражение для интервала в штрихованной покоящейся инерциальной системе отсчета (ИСО)

$$ds^2 = [d(c_0 \cdot t')]^2 - (dx')^2 - (dy')^2 - (dz')^2. \quad (2.6)$$

Получим

$$ds^2 = \gamma^2 \cdot \{d(c_u \cdot t)^2 - 2 \cdot \beta \cdot dx \cdot d(c_u \cdot t) + \beta^2 \cdot dx^2 - \beta^2 \cdot d(c_u \cdot t)^2 + 2 \cdot \beta \cdot dx \cdot d(c_u \cdot t) - dx^2\} - dy^2 - dz^2. \quad (2.7)$$

После очевидных упрощений имеем

$$ds^2 = [d(c_u \cdot t)]^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (2.8)$$

Ненулевые компоненты метрического тензора пространства-времени в штрихованной ИСО, определяемые интервалом (2.6), равны (см. в приложении 1)

$$g'_{00} = 1, \quad g'_{11} = g'_{22} = g'_{33} = -1. \quad (2.9)$$

Ненулевые же компоненты метрического тензора пространства-времени в не штрихованной инерциальной системе отсчета, определяемые интервалом (2.8), имеют вид (см. в приложение 1)

$$g_{00} = 1, \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1. \quad (2.10)$$

Из выражений (2.9) и (2.10) следует, что псевдоевклидова структура геометрии пространства-времени сохраняется не только в том случае, когда физическая скорость света в инерциальной системе отсчета не зависит от скорости движения источника, но и в том случае, когда физическая скорость света зависит от скорости источника по формуле (2.1). Поэтому, хотя постулат о постоянстве скорости света и не является следствием псевдоевклидовой структуры пространства-времени, основной постулат Логанова оказывается справедливым и при существовании зависимости

физической скорости света от скорости движения источника вида (2.1). Вследствие этого специальная теория относительности в работе [6] Логунова А. А. фактически основана не только на основном постулате Логунова, но и на неявном использовании второго постулата Эйнштейна, который формулируется на стр. 93 в [6] следующим образом:

"Физическая скорость света в инерциальной системе отсчета в любых допустимых системах координат пространства-времени всегда равна c_0 и не зависит от направления движения".

Что же касается имеющих в [11] Мермина Н. Д. утверждений о зависимости второго постулата СТО от первого и о возможности построения СТО без постулата о постоянстве скорости света, то они основываются на приведенном в [11] выводе релятивистского закона сложения скоростей u и V вида

$$w = \frac{u + V}{1 + k \cdot u \cdot V} \quad (2.11)$$

без использования второго постулата Эйнштейна (в выражении (2.11) k есть неотрицательная постоянная, не зависящая ни от u , ни от V). И, действительно, принцип постоянства скорости света не используется в [11] ни при выводе закона (2.11) первым способом (с использованием мысленного эксперимента "беговые состязания в движущемся поезде"), ни при выводе закона (2.11) вторым способом (с использованием мысленного эксперимента "мяч-осциллятор").

Однако в [11] убедительнейшим образом доказано, что если не использовать принцип постоянства скорости света, то закон сложения скоростей (2.11) можно получить лишь в том случае, когда скорость V движения двух инерциальных систем отсчета друг относительно друга

значительно меньше скорости света (в пределе при $v \rightarrow 0$). В самом деле, обозначив при выводе закона (2.11) первым способом скорость одного бегуна буквой s , скорость второго бегуна буквой u , а скорость поезда - буквой V , Мермин получает в [11] равенство

$$\frac{1}{s^2} \cdot \left[1 - \frac{1}{h'(s)}\right] = \frac{1}{u^2} \cdot \left[1 - \frac{1}{h'(u)}\right]. \quad (2.12)$$

где $h'(z)$ - производная по аргументу z от введенной в [11] функции $h(z)$. А далее Мермин рассуждает следующим образом:

"Поскольку левая часть этого равенства зависит лишь от s , а правая - только от u , каждое из этих выражений должно быть равным одной и той же постоянной k , не зависящей от s и u ".

Возможная же в принципе зависимость величины k , входящей в закон (2.11), от скорости V поезда Мермин устраняет в процессе логических рассуждений при выводе равенства (2.12) переходом к пределу при $V \rightarrow 0$ (см. формулы (3.6) и (3.8) в статье [11]).

А при выводе закона (2.11) вторым способом из текста статьи [11] также следует, что величина k определяется как предел, к которому стремится одно из выражений при $V \rightarrow 0$ (см. формулу (4.12) и текст после формулы (4.11) в статье [11]).

Следовательно, в статье [11] доказано, что закон сложения скоростей (2.11), в котором величина k не зависит от скорости поезда, можно получить без использования второго постулата Эйнштейна только при $V \rightarrow 0$. А можно ли получить закон (2.11) без использования постулата о постоянстве скорости света также и при значительно больших значениях скорости поезда - на этот вопрос в статье [11] ответа нет. Поэтому поставленную в названии статьи [11] цель (статья называется "Теория относительности без постулата о постоянстве скорости света") нельзя считать достигнутой. Ведь СТО и

входящий в нее закон (2.11) должны быть справедливы при любых скоростях, не превышающих скорость света, а не только при $v \rightarrow 0$. Таким образом, предпринимавшиеся ранее попытки доказать, что СТО основана на введении минимального числа постулатов, выглядят несостоятельными. Но сам факт осуществления таких попыток доказывает, что, несмотря на почти столетний возраст СТО подлинная сущность второго постулата Эйнштейна полностью не выяснена.

Названный Эйнштейном "принципом постоянства скорости света", второй постулат СТО гласит:

"Свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью c_0 , не зависящей от состояния движения излучающего тела" (см. стр. 7 - 8 в [16].) или:

"Каждый луч света движется в "покоящейся" системе координат с определенной скоростью c_0 , независимо от того, испускается ли этот луч света покоящимся или движущимся телом" (см. стр. 10 в [16]).

В [3] эти формулировки имеют следующий вид:

"Das Licht im leeren Raume stets mit einer bestimmten vom Bewegungszustande des emittierenden Körpers unabhängigen Geschwindigkeit V fortplanze",

"Jeder Lichtstrahl bewegt sich im "ruhenden" Koordinatensystem mit der bestimmten Geschwindigkeit V , unabhängig davon, ob dieser Lichtstrahl von einem ruhenden oder bewegten Körper emittiert ist".

Для уяснения сущности второго постулата Эйнштейна рассмотрим следующую ситуацию. Пусть инерциальная система отсчета В движется равномерно и прямолинейно относительно "покоящейся" инерциальной системы отсчета А (в связи с тем, что эти две инерциальные системы отсчета полностью равноправны, мы

можем точно с таким же основанием говорить, что инерциальная система отсчета А движется равномерно и прямолинейно относительно "покоящейся" инерциальной системы отсчета В). Пусть теперь в каждой из них имеется источник света (генератор) и прибор для измерения скорости света. Пусть G_A - источник света, покоящийся в инерциальной системе отсчета А, G_B - источник света, покоящийся в инерциальной системе отсчета В, R_A - прибор (для измерения скорости света), покоящийся в инерциальной системе отсчета А, R_B - прибор (для измерения скорости света), покоящийся в инерциальной системе отсчета В. Тогда, пользуясь этими двумя источниками света и этими двумя приборами для измерения скорости света, мы можем получить четыре следующих численных значения скорости света (см. рис. 2.1):

$c(R_A, G_A)$ - значение, измеренное прибором R_A , скорости света, излученного источником G_A ;

$c(R_B, G_B)$ - значение, измеренное прибором R_B , скорости света, излученного источником G_B ,

$c(R_A, G_B)$ - значение, измеренное прибором R_A , скорости света, излученного источником G_B ;

$c(R_B, G_A)$ - значение, измеренное прибором R_B , скорости света, излученного источником G_A .

В соответствии со специальной теорией относительности для этих четырех численных значений скорости света мы можем составить следующие шесть равенств (по числу сочетаний из четырех элементов по два):

$$c(R_A, G_A) = c(R_B, G_B), \quad (2.13)$$

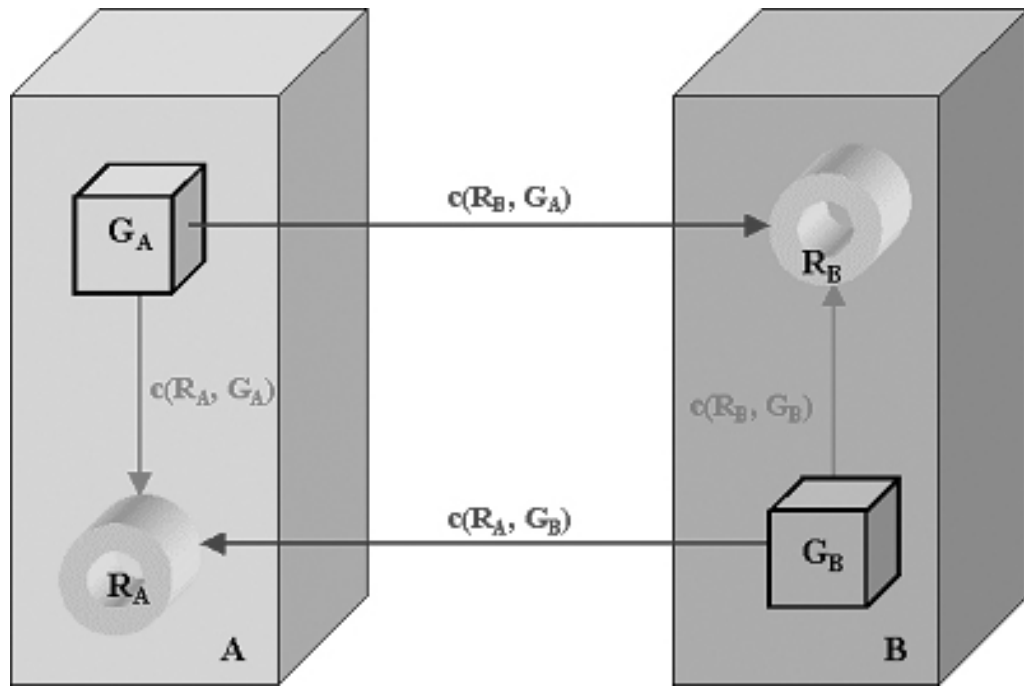


Рис. 2.1.

$$c(R_A, G_B) = c(R_B, G_A), \quad (2.14)$$

$$c(R_A, G_A) = c(R_A, G_B), \quad (2.15)$$

$$c(R_B, G_B) = c(R_B, G_A), \quad (2.16)$$

$$c(R_B, G_B) = c(R_A, G_B), \quad (2.17)$$

$$c(R_A, G_A) = c(R_B, G_A) \quad (2.18)$$

Нетрудно убедиться, что из этих шести равенств независимыми друг от друга являются только три равенства. Действительно, равенства (2.13) и (2.14) являются формализованной записью следствий из принципа относительности (принципа полного равноправия инерциальных систем отсчета), согласно которому в каждой из инерциальных систем отсчета физические процессы при одинаковых начальных условиях протекают одинаково, применительно к процессу распространения света. При этом в равенстве (2.13) одинаковость

начальных условий для процесса распространения света выражается в неподвижности источников света относительно приборов, при помощи которых измеряется скорость света, а в равенстве (2.14) одинаковость начальных условий для процесса распространения света выражается в одинаковости скоростей движения источников света относительно приборов, при помощи которых измеряется скорость света.

Вполне очевидно, что равенства (2.13) и (2.14) независимы друг от друга. Ведь из справедливости равенства (2.13) отнюдь не следует справедливость равенства (2.14) и, наоборот, из справедливости равенства (2.14) отнюдь не следует справедливость равенства (2.13).

Обратим теперь внимание на структуру равенств (2.15), (2.16), (2.17) и (2.18). В равенстве (2.15) приравниваются друг другу левые части равенств (2.13) и (2.14). В равенстве (2.16) приравниваются друг другу правые части равенств (2.13) и (2.14). В равенстве (2.17) приравнивается правая часть равенства (2.13) левой части равенства (2.14). И, наконец, в равенстве (2.18) левая часть равенства (2.13) приравнивается правой части равенства (2.14). А из этого следует, что логически независимыми друг от друга являются равенства (2.13), (2.14) и какое-нибудь одно из равенств (2.15), (2.16), (2.17), (2.18).

Это обусловлено тем, что каждое из равенств (2.15), (2.16), (2.17) и (2.18) в отдельности является формализованной записью эйнштейновской формулировки принципа постоянства скорости света.

Действительно, и в левой, и в правой частях равенства (2.15) стоят численные значения скорости света, измеренные одним и тем же прибором R_A , но в левой части стоит измеренное прибором R_A значение скорости света, излученного источником G_B , движущимся относительно R_A , а в правой части стоит измеренное прибором R_A

значение скорости света, излученного источником G_D , неподвижным относительно R_D . Вторым же постулат Эйнштейна гласит, что "каждый луч света движется в "покоящейся" системе координат с определенной скоростью c_0 , независимо от того, испускается ли этот луч света покоящимся или движущимся телом". Поэтому формализованной записью второго постулата Эйнштейна в "покоящейся" инерциальной системе отсчета А является равенство (2.15), а формализованной записью второго постулата Эйнштейна в "покоящейся" инерциальной системе отсчета В является равенство (2.16). Равенства (2.17) и (2.18) также можно рассматривать как формализованную запись второго постулата Эйнштейна, если изменить его формулировку на следующую: лучи света от одного и того же источника движутся в любой инерциальной системе отсчета с одной и той же скоростью c_0 , независимо от того, покоится или движется эта инерциальная система отсчета относительно этого источника.

Эта измененная формулировка отличается от эйнштейновской формулировки только лишь тем, что в эйнштейновской формулировке неподвижным считается прибор, при помощи которого измеряются скорости света от различных источников (движущихся и неподвижных), а в измененной формулировке неподвижным считается источник света, а измерение скорости света производится различными приборами (движущимися и неподвижными). При этом равенство (2.17) является формализованной записью измененной формулировки второго постулата, если источник света покоится в инерциальной системе отсчета В, а равенство (2.18) - если источник света покоится в инерциальной системе отсчета А. Вследствие этого из четырех формализованных записей второго постулата Эйнштейна -

равенств (2.15) (2.16), (2.17) и (2.18) - независимой от равенств (2.13) и (2.14) является лишь какая-нибудь одна запись, например, (2.15). Наличие одной независимой от равенств (2.13) и (2.14) формализованной записи второго постулата Эйнштейна и является основанием для того, чтобы считать второй постулат Эйнштейна логически независимым от первого постулата.

Сущность второго постулата Эйнштейна, таким образом, раскрывается равенством (2.15), а равенства (2.13) и (2.14) в содержание второго постулата Эйнштейна не входят. Поэтому совершенно справедливо во многих работах (см. [17], [18], [19], [20], [21], [22] второй постулат Эйнштейна называется постулатом о независимости скорости света от скорости источника.

В смысловое же содержание других названий второго постулата Эйнштейна, таких как "принцип постоянства скорости света" или "принцип инвариантности скорости света", входят фактически все три равенства (2.13), (2.14) и (2.15), что и является основанием для ошибочных утверждений о логической зависимости второго постулата Эйнштейна от его первого постулата. Чтобы таких оснований не было, целесообразно впредь именовать второй постулат Эйнштейна законом независимости физической скорости света от скорости источника.

Итак, в основе специальной теории относительности лежат два логически независимых друг от друга утверждения: принцип полного равноправия инерциальных систем отсчета (названный Эйнштейном принципом относительности) и закон независимости физической скорости света от скорости источника (названный Эйнштейном принципом постоянства скорости света). Вследствие этого дальнейшее развитие наших представлений о пространстве и

времени в рамках специальной теории относительности невозможно и необходимо искать пути построения новой теории пространства-времени, изначально основанной на одном-единственном исходном принципе.

Рассмотрим поэтому, нельзя ли построить новую теорию пространства-времени, если в основу рассуждений положить один лишь принцип полного равноправия инерциальных систем отсчета, а закон распространения света от движущегося источника получить как следствие этого единственного принципа.

Следовательно, убедившись в том, что второй постулат Эйнштейна (равенство (2.15)) не является следствием его первого постулата, попытаемся заменить равенство (2.15) таким выражением, которое было бы следствием принципа полного равноправия инерциальных систем отсчета.

3. ЗАКОН РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В ДВИЖУЩЕЙСЯ ИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЕ ОТСЧЕТА

Рассмотрим две движущиеся друг относительно друга равномерно и прямолинейно инерциальные системы отсчета (ИСО) А (с нештрихованными координатами x, y, z, t) и ИСО В (со штрихованными координатами x', y', z', t'). Пусть в каждой из них имеется прямоугольная пространственная система координат и множество одинаковых покоящихся друг относительно друга хронометров, синхронизированных друг с другом эйнштейновским способом [3]. При этом все хронометры, покоящиеся в инерциальной системе отсчета А, синхронизированы друг с другом эйнштейновским способом при помощи источника света, покоящегося в инерциальной системе отсчета А, а все хронометры, покоящиеся в инерциальной системе отсчета В, синхронизированы друг с другом эйнштейновским способом при помощи источника света, покоящегося в инерциальной системе отсчета В.

Тогда любое событие в инерциальной системе отсчета А может характеризоваться галилеевыми координатами x, y, z, t , а в инерциальной системе отсчета В - галилеевыми координатами x', y', z', t' .

Пусть одноименные оси декартовых пространственных координат этих двух инерциальных систем отсчета будут параллельны друг другу, оси x и x' совпадают друг с другом, инерциальная система отсчета В движется с физической скоростью u в положительном направлении оси x инерциальной системы отсчета А, а хронометры, покоящиеся в началах координат инерциальных систем отсчета А и В, имеют нулевые показания в то мгновение, когда начала пространственных координат инерциальных систем отсчета А и В совпадают друг с другом. В основу рассуждений положим принцип относительности – принцип полного равноправия инерциальных

систем отсчета. Поэтому мы должны считать равенства (2.13) и (2.14) выполняющимися в реальной действительности абсолютно точно. Обозначим

$$c(RA, GA) = c(RB, GB) = c_0. \quad (3.1)$$

Тогда чтобы получить закон распространения света в движущейся ИСО, вытекающий из принципа относительности (полного равноправия ИСО), мы должны предположить, что входящие в равенство (2.14) величины зависят от скорости и эти зависимости имеют вид

$$c(RA, GB) = c_0 \cdot \Psi(u), \quad (3.2)$$

$$c(RB, GA) = c_0 \cdot \Psi(-u), \quad (3.3)$$

$$\Psi(u) = \Psi(-u), \quad (3.4)$$

$$\Psi(0) = 1. \quad (3.5)$$

где $\Psi(u)$ - неизвестная функция от скорости движения одной инерциальной системы отсчета относительно другой, которую нам следует определить; $\Psi(0)$ - значение неизвестной функция $\Psi(u)$ при $u = 0$; $c_0 = 299\,792\,458$ м/с - скорость света в вакууме покоящейся ИСО [23].

Никакой другой информации о свойствах или виде функции $\Psi(u)$, кроме свойств (3.4) и (3.5), мы из равенств (2.13) и (2.14) получить не можем. Но это не означает, что задача отыскания закона распространения света от движущегося источника, который являлся бы следствием принципа полного равноправия инерциальных систем отсчета (принципа относительности), неразрешима. Ведь равенства (2.13) и (2.14) являются лишь частными следствиями из принципа относительности для процесса распространения света и ими содержание принципа относительности не исчерпывается.

Действительно, Эйнштейн сформулировал принцип относительности следующим образом [17].]:

"Законы, по которым изменяются состояния физических систем, не зависят от того, к которой из двух координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, эти изменения состояния относятся".

В [3] этот принцип был сформулирован так:

"Die Gesetze, nach denen sich die Zustände der physikalischen Systeme ändern, sind unahängig davon, auf welches von zwei relativ zueinander in gleichformiger Translationsbewegung befindlichen Koordinatensystemen diese Zustandsänderungen bezogen werden".

Принцип относительности в этой эйнштейновской формулировке справедлив для любой физической системы. Поэтому он должен быть справедлив также и для такой физической системы как хронометр (прибор для измерения времени). Заменяем поэтому в эйнштейновской формулировке принципа относительности понятие "физическая система" на понятие "хронометр". Получим утверждение:

"Законы, по которым изменяются состояния хронометра, не зависят от того, к которой из двух координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, эти изменения состояния относятся".

Но принцип относительности в эйнштейновской формулировке справедлив для изменения любого состояния такой физической системы как хронометр. А так как из всех возможных изменяющихся состояний прибора для измерения времени в теории пространства-времени нас прежде всего интересует такое изменяющееся состояние хронометра как показания хронометра, то мы вправе в приведенном выше утверждении заменить понятие "состояния хронометра" на понятие "показание хронометра". Получим утверждение:

"Законы, по которым изменяются показания хронометра, не зависят от того, к которой из двух координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно,

эти изменения показаний относятся".

Из этого же утверждения следует, что принцип полного равноправия инерциальных систем отсчета (принцип относительности) никакого "замедления времени" в движущихся инерциальных системах отсчета не допускает. Вот это следствие из принципа полного равноправия инерциальных систем отсчета (принципа относительности) мы и используем для нахождения закона распространения света в движущейся ИСО

$$c_u = c_0 \Psi(u), \quad (3.6)$$

где c_u - скорость света в вакууме движущейся ИСО; c_0 - скорость света в вакууме в покоящейся ИСО; $\Psi(u)$ - некоторая неизвестная функция, обладающая свойствами (3.4) и (3.5).

Пусть B_0 есть начало пространственной системы координат инерциальной системы отсчета B , A_0 - начало координат инерциальной системы отсчета A . Пусть источник света GB , покоящийся в точке B_0 , в момент времени $t' = 0$ посылает световой сигнал в направления оси y' , перпендикулярной направлению движения инерциальной системы отсчета A относительно инерциальной системы отсчета B . Пусть на оси y' системы отсчета B на расстоянии y_0' от точки B_0 установлено зеркало B_1 , от которого этот световой сигнал отражается и возвращается в точку B_0 . Тогда (поскольку и источник света GB , и зеркало покоятся в системе отсчета B) этот световой сигнал распространяется в системе отсчета B со скоростью c_0 как при его движении из точки B_0 к зеркалу B_1 , так и при его движении от зеркала B_1 к точке B_0 , что показано на рис. 3.1а. Вследствие этого световой сигнал вернется в точку B_0 через промежуток времени

$$\Delta t' = \frac{2 \cdot y_0'}{c_0} \quad (3.7)$$

после излучения этого светового сигнала из точки B_0 . Рассмотрим

теперь распространение этого же светового сигнала в инерциальной системе отсчета А, относительно которой источник света GB и зеркало движутся вместе с системой отсчета В вправо со скоростью u .

Распространение света в двух движущихся друг относительно друга системах отсчета: а) в той системе отсчета, относительно которой источник света неподвижен, скорость света равна константе c_0 ; б) в той системе отсчета, относительно которой источник света движется, скорость света увеличивается до величины c_u .

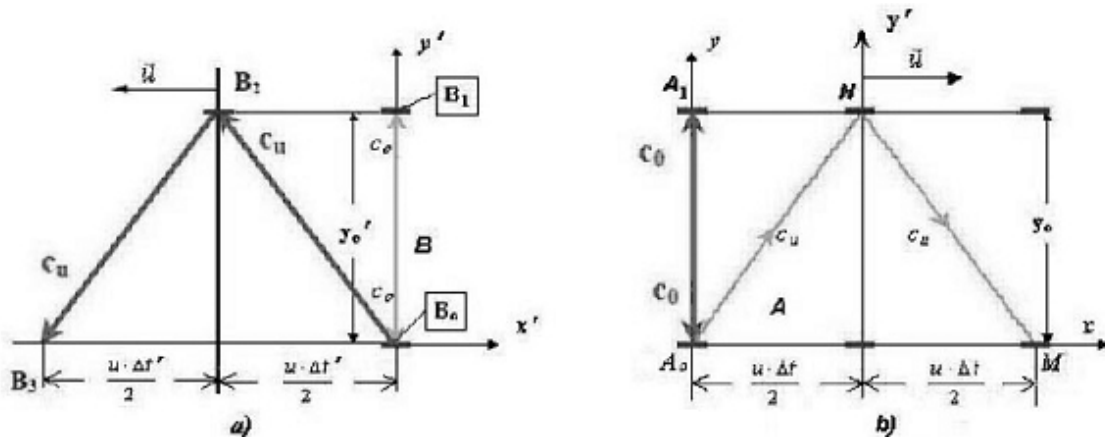


Рис. 3.1. Распространение света в двух движущихся друг относительно друга ИСО А и В:

а) в той ИСО В, которая считается неподвижной (в которой источник света покоится в точке B_0) – в ней (в штрихованной ИСО) свет распространяется со скоростью c_0 вдоль оси y' от точки B_0 до зеркала B_1 и с такой же скоростью c_0 обратно – от B_1 до B_0 , другая ИСО А – движущаяся нештрихованная ИСО движется со скоростью u в направлении отрицательных значений координаты x' ИСО В, в ней свет распространяется со скоростью c_u вдоль отрезков линий A_0N и NM (серый цвет);

б) в той ИСО А, которая считается движущейся со скоростью u относительно ИСО В в сторону отрицательных значений координаты x' ИСО А свет распространяется со скоростью c_u . Если источник света покоится в точке A_0 нештрихованной ИСО, то свет в нештрихованной ИСО А распространяется вдоль оси y до зеркала A_1 , находящегося на расстоянии y_0 от точки A_0 , и обратно в точку A_0 со скоростью c_0 . Другая ИСО В движется относительно ИСО А в сторону отрицательных значений координаты x' с той же по величине абсолютной скоростью. В этой движущейся ИСО свет распространяется со скоростью c_u (насыщенный черный цвет).

В момент времени $t' = 0$ точки B_0 и A_0 совпадают друг с другом. Поэтому в инерциальной системе отсчета А излучение этого светового сигнала происходит из точки A_0 . За то время, пока световой сигнал движется в системе отсчета В из точки B_0 к зеркалу B_1 , сама система отсчета В, двигаясь со скоростью u относительно системы отсчета А, переместится на определенное расстояние. Поэтому отражение света от зеркала B_1 в ИСО А произойдет в точке N на рис. 3.1b. А за то время, пока световой сигнал движется в системе отсчета В от зеркала B_1 в точку B_0 , система отсчета В тоже переместится на определенное расстояние и в тот момент времени, когда световой сигнал придет в системе отсчета В в точку B_0 , точка B_0 системы отсчета В будет совпадать с точкой М системы отсчета А.

Вполне очевидно, что $A_0N = NM$. Очевидно также и то, что путь светового сигнала в системе отсчета А (равный длинам прямых линий A_0N и NM) будет большим, чем путь этого же светового сигнала в системе отсчета В (равный удвоенной длине линии B_0B_1).

Если обозначить через Δt промежуток времени между моментом излучения светового сигнала из точки A_0 и моментом приема этого светового сигнала в точке М системы отсчета А, то путь, проходимый световым сигналом в системе отсчета А от точки A_0 до точки М, можно определить по теореме Пифагора

$$s = 2\sqrt{y_0^2 + \left(\frac{u \cdot \Delta t}{2}\right)^2}. \quad (3.8)$$

Но в системе отсчета А и источник света, и зеркало движутся со скоростью u . Поэтому мы должны предположить, что скорость распространения этого светового сигнала в ИСО А вдоль прямых линий A_0N и NM определяется выражением (3.6). Вследствие этого промежуток времени Δt между моментом излучения светового сигнала

в точке A_0 и моментом приема сигнала в точке M в инерциальной системе отсчета A можно вычислить, разделив световой путь s , определяемый уравнением (3.8), на скорость распространения света в системе отсчета A , определяемую выражением (3.6). Получим

$$\Delta t = 2 \cdot \frac{\sqrt{y_0^2 + \left(\frac{u \cdot \Delta t}{2}\right)^2}}{c_0 \cdot \Psi(u)}. \quad (3.9)$$

Определяя Δt из выражения (3.9), получим

$$\Delta t = \frac{2 \cdot y_0}{c_0 \cdot \sqrt{\Psi^2(u) - \frac{u^2}{c_0^2}}}. \quad (3.10)$$

Используем теперь полученное выше следствие из принципа полного равноправия инерциальных систем отсчета: *"Законы, по которым изменяются показания хронометра, не зависят от того, к которой из двух координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, эти изменения показаний относятся"*.

В соответствии с этим следствием из принципа относительности если в точках A_0 и M инерциальной системы отсчета A имеются синхронизированные друг с другом указанным выше образом хронометры, а в точке B_0 тоже имеется хронометр точно такой же конструкции, который в момент времени $t = t' = 0$ имеет одинаковые показания с хронометром, покоящимся в точке A_0 , то в момент приема светового сигнала в точке M хронометр, покоящийся в точке B_0 , должен иметь одинаковые показания с хронометром, покоящимся в точке M . Это означает, что в соответствии с этим следствием из принципа относительности мы имеем право приравнять друг другу правые части равенств (3.7) и (3.10), т. е. мы имеем право записать

$$\frac{2 \cdot y_0'}{c_0} = \frac{2 \cdot y_0}{c_0 \cdot \sqrt{\Psi^2(u) - \frac{u^2}{c_0^2}}}. \quad (3.11)$$

Чтобы продолжить рассуждения, нам необходимо показать, что поперечные размеры движущегося тела не зависят от скорости его движения.

Доказательство проведем методом "от противного" с использованием мысленного эксперимента с движущимися навстречу друг другу двумя простейшими плоскими телами: диском и кольцом, имеющими одинаковые внешние диаметры, при их движении вдоль общей оси симметрии, если их плоскости остаются при движении параллельными друг другу.

Во-первых, предположим, что поперечные размеры движущихся тел уменьшаются при увеличении скорости движения тел.

Тогда, если считать покоящимся телом кольцо, а движущимся телом – диск, согласно исходному предположению диаметр движущегося диска при достаточно большой скорости движения может стать меньше внутреннего диаметра кольца так, что при встрече диска с кольцом диск свободно пройдет сквозь отверстие в кольце и в дальнейшем оба тела продолжат движение неповрежденными, удаляясь друг от друга (см. рис. 3.2а).

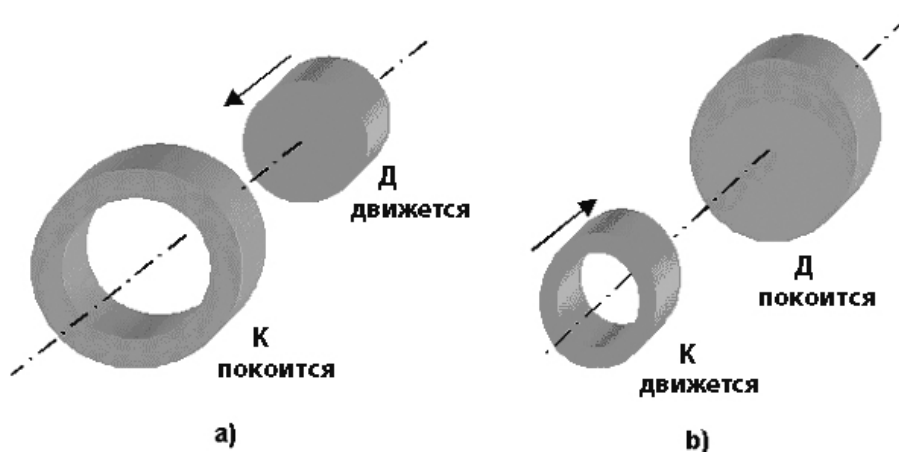


Рис. 3.2. Движущиеся тела изображены со стрелкой, показывающей направление движения, покоящиеся тела изображены без стрелки – они покоятся. Поперечные размеры тел не могут уменьшаться при увеличении скорости. Если поперечные размеры движущегося тела уменьшаются, то: а) если кольцо (К) покоится, а диск (Д) движется, после встречи диск и кольцо продолжат движение без повреждений; б) если диск (Д) покоится, а кольцо (К) движется, при встрече диск и кольцо разрушатся.

Если же считать покоящимся телом диск, а движущимся телом – кольцо, то согласно исходному предположению наружный диаметр движущегося кольца станет меньше диаметра диска и при встрече кольца с диском произойдет их столкновение и разрушение обоих тел (см. рис. 3.2b). Но так как в соответствии с принципом относительности любое из этих двух тел можно считать либо покоящимся, либо движущимся, то исходное предположение, что поперечные размеры движущихся тел уменьшаются при увеличении скорости движения тел, приводит к противоречию существования тел после их встречи. Ведь эти тела не могут одновременно и существовать, и не существовать. Это означает, что первое исходное предположение является ошибочным - поперечные размеры тел не могут уменьшаться при увеличении скорости их движения.

Во-вторых, предположим, что поперечные размеры движущихся тел увеличиваются при увеличении скорости движения.

Тогда, если считать покоящимся телом диск, а движущимся телом - кольцо, то согласно этому второму предположению внутренний диаметр движущегося кольца станет больше, чем наружный диаметр диска, что приведет к тому, что столкновения и разрушения обоих тел при их встрече не произойдет (см. рис.3.3а).

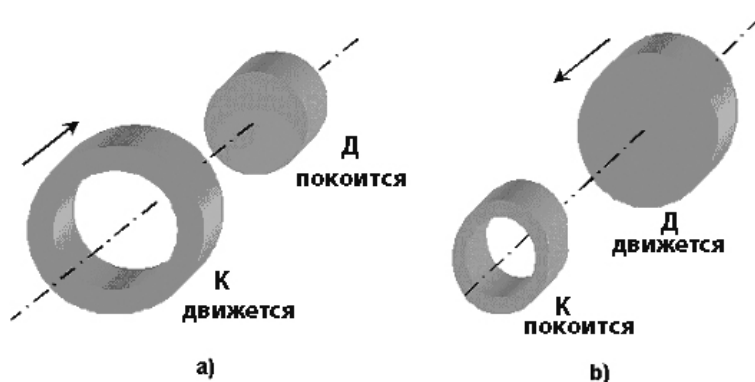


Рис. 3.3. Движущиеся тела изображены со стрелкой, покоящиеся тела изображены без стрелки. Поперечные размеры тел не могут увеличиваться при увеличении скорости. Если поперечные размеры движущегося тела увеличиваются, то: а) если диск (Д) покоится, а кольцо (К) движется, после встречи диск и кольцо продолжат движение без повреждений; б) если кольцо (К) покоится, а диск (Д) движется, при встрече диск и кольцо разрушатся.

Если же считать покоящимся телом кольцо, а движущимся телом - диск, то согласно второму предположению при достаточно большой скорости наружный диаметры движущегося диска может стать большим внешнего диаметра кольца и при встрече кольца с диском столкновения и разрушение обоих тел неизбежно и в дальнейшем оба тела будут повреждены и перестанут существовать. Таким образом, и второе предположение, что поперечные размеры движущихся тел увеличиваются при увеличении скорости движения тел, приводит к противоречию существования тел после их встречи. Это означает, что и второе предположение ошибочно - поперечные размеры тел не могут увеличиваться при увеличении скорости.

Но если размеры движущихся тел и не увеличиваются, и не уменьшаются при увеличении скорости движения тел, то остается считать доказанным утверждение о том, что поперечные размеры движущихся тел не зависят от скорости движения тел.

Итак, согласно проведенному выше рассуждению мы можем считать доказанным, что входящие в формулу (3.11) величины y_0 и y_0' связаны друг с другом равенством

$$y_0' = y_0 \quad (3.12)$$

(поскольку поперечные размеры движущегося тела не могут зависеть от скорости движения тела).

Подставив теперь равенство (3.12) в выражение (3.11), получим

$$\Psi(u) = \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}. \quad (3.13)$$

Подставляя выражение (3.13) в выражение (3.6), мы и получим закон (2.1) распространения света в движущейся ИСО, вытекающий из принципа полного равноправия инерциальных систем отсчета (принципа относительности)

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}. \quad (3.14)$$

Действительно, нетрудно убедиться, что функция (3.13) обладает свойствами (3.4) и (3.5), а равенства (2.13) и (2.14) при этом выполняются строго.

Зависимость (3.14) можно получить также и из инвариантности интервала ds^2 .

Пусть ИСО X', Y', Z', T' движется с постоянной скоростью V в направлении положительных значений координаты X не штрихованной ИСО X, Y, Z, T . Тогда выражение для квадрата интервала в декартовых координатах со штрихами будет определяться выражением

$$ds^2 = c_0^2 \cdot (dT')^2 - (dX')^2 - (dY')^2 - (dZ')^2. \quad (3.15)$$

Совершим над выражением (3.15) преобразование Галилея

$$t = T', \quad x = X' + V \cdot T', \quad y = Y', \quad z = Z'. \quad (3.16)$$

Обратное преобразование имеет вид

$$T' = t, \quad X' = x - V \cdot t, \quad Y' = y, \quad Z' = z. \quad (3.17)$$

Взяв дифференциалы от обеих частей равенств (3.17) и подставив их в выражение (3.15), получаем

$$ds^2 = c_0^2 \cdot (1 - V^2 / c_0^2) \cdot dt^2 + 2 \cdot V \cdot dx \cdot dt - dx^2 - dy^2 - dz^2. \quad (3.18)$$

Чтобы избавиться в правой части выражения (3.18) от перекрестного члена $dx dt$, выделим в ней полный квадрат. В результате интервал (3.18) принимает вид

$$ds^2 = \frac{c_0^2}{1 - \frac{V^2}{c_0^2}} \left[\left(1 - \frac{V^2}{c_0^2} \right) dt + \frac{V}{c_0^2} dx \right]^2 - \frac{dx^2}{1 - \frac{V^2}{c_0^2}} - dy^2 - dz^2. \quad (3.19)$$

Введем теперь новую скорость, совпадающую с составляющей четырехмерной скорости из СТО

$$u = \frac{V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c_0^2}}}, \quad (3.20)$$

а также новое время

$$T = t \cdot \left(1 - \frac{V^2}{c_0^2}\right) + \frac{V \cdot x}{c_0^2} \quad (3.21)$$

и новые координаты

$$X = \frac{x}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c_0^2}}}, \quad Y = y, \quad Z = z. \quad (3.22)$$

Тогда выражение (3.19) для интервала в этих переменных будет иметь вид

$$ds^2 = \frac{c_0^2}{1 - \frac{V^2}{c_0^2}} \cdot dT^2 - dX^2 - dY^2 - dZ^2. \quad (3.23)$$

Чтобы интервал был инвариантным, выражение (3.23) должно иметь вид

$$ds^2 = c_u^2 \cdot dT^2 - dX^2 - dY^2 - dZ^2. \quad (3.24)$$

Переход от выражения (3.23) к выражению (3.24) можно осуществить, введя новую скорость света

$$c_u = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c_0^2}}}. \quad (3.25)$$

Разрешив выражение (3.20) относительно скорости V , получим

$$V = \frac{u}{\sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}} \quad (3.26)$$

Подставим теперь выражение (3.26) в формулу (3.25). Получим зависимость скорости света в движущейся ИСО от скорости движения ИСО

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}, \quad (3.27)$$

совпадающую с формулами (3.14) или (2.1).

Зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, полученная впервые Рапье [24], дает возможность построить новую теорию пространства-времени, основанную на одном лишь принципе относительности (полного равноправия инерциальных систем отсчета). Но прежде, чем переходить к построению этой новой теории пространства-времени, необходимо убедиться в том, что все до сих пор проведенные эксперименты по проверке второго постулата Эйнштейна не противоречат существованию в реальной действительности зависимости (2.1).

Разделив обе части уравнения (3.26) на c_0 , получим

$$\frac{V}{c_0} = \frac{u}{c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}}. \quad (3.28)$$

А теперь подставим формулу (3.27) в правую часть формулы (3.28).

Получим

$$\frac{V}{c_0} = \frac{u}{c_u}. \quad (3.29)$$

Подставив равенство (3.29) в формулу (3.25), получим

$$c_u = \frac{c_0}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c_u^2}}}. \quad (3.30)$$

Вспомнив теперь про равенство (3.13) можем записать

$$\psi(u) = \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c_0^2}}}. \quad (3.31)$$

4. ПРЯМЫЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОВЕРКИ ВТОРОГО ПОСТУЛАТА ЭЙНШТЕЙНА НЕ ОПРОВЕРГАЮТ СУЩЕСТВОВАНИЕ КВАДРАТИЧНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ СВЕТА ОТ СКОРОСТИ ИСТОЧНИКА

В настоящее время считается общепризнанным (см., например, [19], [25], что закон независимости скорости света от скорости источника (второй постулат Эйнштейна) надежно обоснован экспериментами, перечень которых приведен, например, в [17], [18], [19], [20], [21], [22], [26], [27], [28], [29], [30]. Поэтому, казалось бы, есть все основания заявить, что существование в реальной действительности зависимости физической скорости света в вакууме от скорости движения источника вида

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} \quad (4.1)$$

не подтверждается экспериментами. Но анализ каждого из этих экспериментов в отдельности показывает, что ни один из них не противоречит существованию в реальной действительности зависимости (4.1), а опровергают они лишь существование в реальной действительности зависимости скорости света от скорости источника, вытекающей из механики Ньютона и имеющей вид

$$c_u = c_0 + u \cdot \cos \alpha, \quad (4.2)$$

где α - угол между направлением распространения света и направлением вектора скорости источника.

При этом легко убедиться, что не опровержение зависимости (4.1) большинством из ранее проведенных экспериментов по проверке справедливости второго постулата Эйнштейна обусловлено двумя специфическими особенностями зависимости (4.1) по сравнению с зависимостью (4.2).

Первая из них заключается в том, что зависимость (4.1) мало чувствительна к небольшим (по сравнению с величиной c_0) скоростям движения источников. Действительно, даже при такой громадной по земным масштабам скорости движения источника как 30 км/с скорость излучаемого им света увеличивается в соответствии с формулой (4.1) всего лишь на 1,5 м/с. Учитывая же, что среднеквадратичная погрешность измерения самой величины c_0 в настоящее время равна 1,2 м/с [23], обнаружить существование зависимости (4.1) в земных экспериментах с малыми скоростями источников оказывается практически невозможным.

Вторая специфическая особенность зависимости (4.1) заключается в нечувствительности этой зависимости к направлению движения источника. Действительно, в формулу (4.1) не входит угол между направлением движения источника и направлением распространения света. Более того, согласно формуле (4.1) скорость света не зависит от знака скорости движения источника: удаляется ли источник от измерительного прибора, приближается ли к нему - измеряемая этим прибором скорость света от движущегося источника всегда будет больше величины c_0 . Это обусловлено тем, что функция (3.13) является четной возрастающей функцией своего аргумента - скорости движения источника.

Покажем теперь, что именно эти две особенности зависимости (4.1) являются главными причинами того, что к настоящему времени зависимость (4.1) и не подтверждена, и не опровергнута экспериментами по прямой проверке справедливости второго постулата Эйнштейна;

4.1. Анализ Де-Ситтера

Еще в 1914 году Де-Ситтер [31] проанализировал результаты астрономических наблюдений двойной звезды из созвездия Возничего с почти круговой орбитой (эксцентриситет эллипса равен 0,005) и средней скоростью движения 110 км/с и доказал, что зависимость вида (4.2) опровергается этими астрономическими наблюдениями, а если даже зависимость скорости света от скорости источника существует в природе и имеет вид

$$c_u = c_0 + k \cdot u, \quad (4.3)$$

где k - неизвестный коэффициент, то из этих астрономических наблюдений следует, что $k < 0,002$. Но ведь если в зависимости (4.1) квадратный корень разложить в ряд и ограничиться двумя первыми членами разложения, то получим

$$c_u = c_0 + 0,5 \cdot \frac{u}{c_0} \cdot u. \quad (4.4)$$

Это означает, что при небольших скоростях движения источников (по сравнению с константой c_0) зависимость (4.1) можно представить в виде выражения (4.2), в котором

$$k = 0,5 \cdot u / c_0 \quad (4.5)$$

Подставляя в формулу (4.5) среднюю скорость движения двойной звезды из созвездия Возничего $u = 110$ км/с, получим $k \approx 0,0002$, т. е. на порядок меньше того значения, которое допускается астрономическими наблюдениями двойных звезд, проанализированных Де-Ситтером.

Следовательно, астрономические наблюдения двойных звезд, проанализированные Де-Ситтером, не противоречат существованию в природе квадратичной зависимости скорости света от скорости

источника вида (4.1).

4.2. Эксперимент Майораны

Одной из первых попыток проверить справедливость второго постулата Эйнштейна в лабораторных условиях был эксперимент Майораны [32]. Этот эксперимент показал отсутствие в природе зависимости вида (4.2) по величине сдвига интерференционных полос в интерферометра Майкельсона с неравными плечами при замене неподвижного источника света на источник света, движущийся со скоростью около 80 м/с. Но, как заметил сам Майорана, полученный им результат нельзя считать вполне убедительным доказательством отсутствия зависимости скорости света от скорости источника. Обусловлено это тем, что в этом эксперименте фактически измерялась скорость света, прошедшего через светоделительную пластину и отразившегося от нее, вследствие чего свет может (из-за поглощения и последующего переизлучения квантов света веществом светоделительной пластины) приобрести скорость, равную c_0 , даже если какая-нибудь зависимость скорости света от скорости источника и существует в природе.

Аналогичное возражение можно высказать относительно доказательной силы и целого ряда других экспериментов по прямой проверке второго постулата Эйнштейна. Кроме того, как показал Фокс [33], молекулы воздуха тоже поглощают, а затем переизлучают кванты света, т. е. являются ретрансляторами света, и при обычном давлении достаточно слоя воздуха толщиной в 1 мм, чтобы сообщить большей части фотонов постоянную скорость c_0 . Поэтому во всех экспериментах, в которых на пути лучей света от движущегося источника устанавливались переизлучатели (зеркала или

светоделительные пластины) или в которых луч света от движущегося источника распространялся в веществе (например, в воздухе), обнаружить какую-либо зависимость скорости света от скорости источника в принципе невозможно.

Следовательно, чтобы получить убедительные экспериментальные доказательства отсутствия или наличия в природе какой-либо зависимости скорости света от скорости источника, необходимо прежде всего исключить из процесса передачи электромагнитных колебаний от движущегося источника к измерительному прибору участие молекул любых веществ, покоящихся относительно измерительного прибора. На этом основании мы можем исключить из дальнейшего рассмотрения (даже не перечисляя их) все те эксперименты, в которых это требование не выполнено. Эксперименты, удовлетворяющие этому требованию, можно разделить на две группы: эксперименты в вакууме и эксперименты с гамма-квантами.

4.3. Эксперименты в вакууме

К экспериментам, проводившимся в вакууме, относятся:

- эксперимент Бабкока и Бергмана [34];
- эксперимент Бекмана и Мендикса [35];

В эксперименте [34] фактически повторялся эксперимент Кантора, который якобы подтвердил наличие в природе зависимости (4.2). Но в отличие от эксперимента Кантора в эксперименте [34] вся установка размещалась в вакууме, а путь светового луча был увеличен. Скорость движения источника света и эксперименте [34] была равна 50 м/с.

Получив в 240 раз меньшее смещение интерференционных полос, чем смещение, вытекающее из зависимости (4.2), Бабкок и

Бергман сделали вывод, что зависимость (4.2) отсутствует в природе, а опыт Кантора ошибочен.

Что же касается зависимости (4.1), то возможность существования ее в природе Бабкок и Бергман не предусмотрели и эксперимент [34] в принципе не позволяет подтвердить или опровергнуть существование зависимости (4.1) в природе. Это обусловлено тем, что в эксперименте [34] сравнивалась скорость светового луча, излученного в направлении движения источника, со скоростью светового луча, излученного в направлении, противоположном направлению движения источника. В соответствии же с зависимостью (4.1) скорости обоих этих лучей света должны быть одинаковыми. Таким образом, эксперимент Бабкока и Бергмана [34] не в состоянии ни подтвердить, ни опровергнуть существование в природе квадратичной зависимости скорости света от скорости источника вида (4.1).

В эксперименте Бекмана и Мендикса [35], также проводившемся в вакууме, в качестве движущегося источника использовалось плоское зеркало, закрепленное на роторе гироскопа. В этом эксперименте фотографировалась интерференционная картина, образовавшаяся при наложении друг на друга луча света, отразившегося только от движущегося зеркала, с лучом света, отразившимся последовательно от движущегося зеркала и от неподвижного зеркала (зеркала Ллойда). Схема эксперимента приведена на рис. 4.1. При этом для облегчения измерения малого сдвига интерференционных полос, который мог бы образоваться при наличии в природе зависимости вида (4.2), на один полукадр фотопленки фотографировалась интерференционная картина, образовавшаяся при вращении ротора гироскопа с закрепленным на нем зеркалом в одну сторону, а на второй полукадр фотопленки (с небольшим перекрытием первого полукадра)

фотографировалась интерференционная картина, образовавшаяся при вращении ротора гироскопа в противоположную сторону, но с той же самой по абсолютной величине угловой скоростью. Расстояние от движущегося зеркала, закрепленного на роторе гироскопа, до фотопленки, на которой формировалась интерференционная картина, в этом эксперименте было равным 4,25 м. Скорость вращения ротора гироскопа доводилась до величины, соответствующей линейной скорости движения зеркала 50 м/с.

Никакого смещения интерференционных полос в этом эксперименте не было обнаружено, что явилось убедительным доказательством отсутствия в природе зависимости вида (4.2).

Что же касается зависимости вида (4.1), то и этот эксперимент ее и не подтверждает, и не опровергает. Обусловлено это тем, что согласно зависимости (4.1) скорость света от движущегося источника не изменяет своей величины при изменении направления движения источника на противоположное. Чтобы получить убедительное доказательство наличия или отсутствия зависимости вида (4.1), в этом эксперименте необходимо было бы на первый полукадр фотопленки фотографировать интерференционную картину, образующуюся при вращении зеркала с максимально возможной скоростью, а на второй полукадр - при вращении зеркала с угловой скоростью, в сотни раз меньшей максимально возможной, при одновременном увеличении расстояния между движущимся зеркалом и фотопленкой.

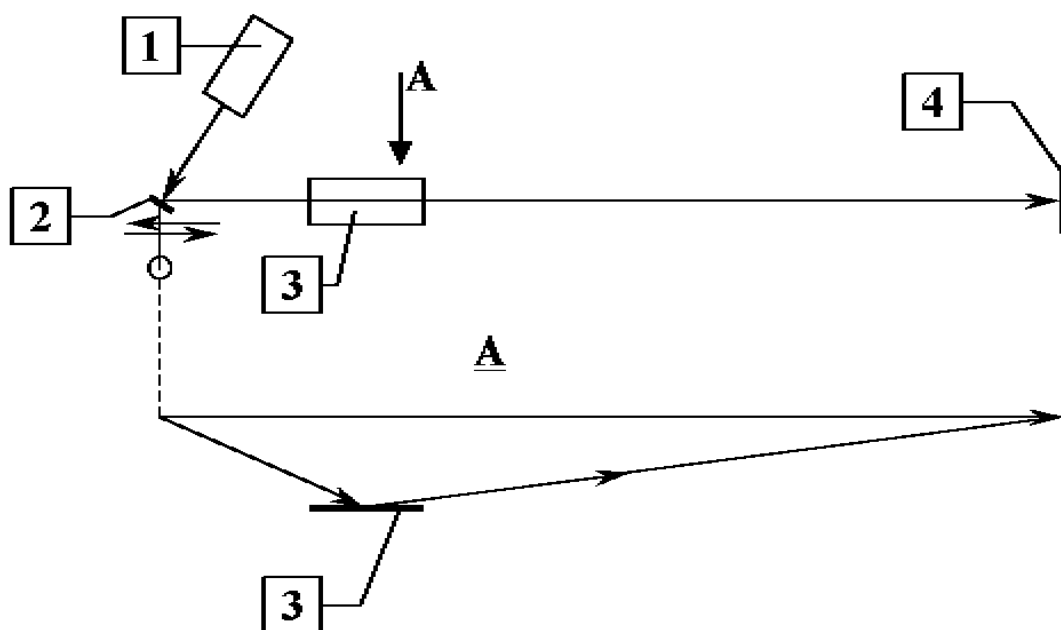


Рис. 4.1. Схема эксперимента Бекмана и Мендикса [35]. (1 - источник света; 2 - зеркало, закрепленное на роторе гироскопа, 3 - зеркало Ллойда, 4 - фотопластина)

Нетрудно показать, что убедительные экспериментальные доказательства наличия или отсутствия в природе зависимости вида (4.1) можно получить в интерференционном эксперименте с движущимся зеркалом только при условии

$$L \geq 2 \cdot \lambda \cdot \Delta \cdot \frac{c_0^2}{u_m^2}, \quad (4.5)$$

где L - расстояние между движущимся зеркалом и фотопленкой;

λ - длина волны используемых для формирования интерференционной картины электромагнитных колебаний;

u_m^2 - квадрат максимально возможной линейной скорости движения зеркала, закрепленного на роторе гироскопа;

$\Delta > 0,1$ - относительный сдвиг (в длинах волн) интерференционных полос, при котором этот сдвиг удаётся надёжно зафиксировать.

Например, при $u_m = 300$ м/с, $\lambda = 0,3$ мкм и $\Delta = 0,1$ из формулы

(4.5) получим $L > 60$ км. В эксперименте же [35] это расстояние было равным всего лишь 4,25 м. Следовательно, эксперимент [35] тоже и не подтверждает, и не опровергает существования зависимости (4.1) в реальной действительности.

В других экспериментах с движущимися зеркалами расстояние, проходимое светом в вакууме, не превышало 100 м, а скорость движения зеркала не превышала 300 м/с. Вследствие этого эти эксперименты не удовлетворяют условию (4.5) и не обладают доказательной силой в отношении квадратичной зависимости вида (4.1). Основная причина - малая скорость движения источника.

4.4. Эксперименты с гамма-квантами

В настоящее время считается, что поскольку гамма-кванты слабо поглощаются воздухом, то они распространяются сквозь воздух так, что молекулы воздуха не принимают участия в передаче гамма-квантов из одной точки пространства в другую путем их поглощения и последующего переизлучения, Это обстоятельство позволяет проводить эксперименты с движущимися источниками гамма-квантов не в вакууме, а при обычном атмосферном давлении воздуха, что значительно облегчает осуществление экспериментов. Кроме этого, источникам гамма-квантов можно придать значительно большие скорости движения, чем зеркалам. А это позволяет использовать для фиксации результатов опытов уже не явление интерференции, а время пролета гамма-квантами фиксированного расстояния, что также значительно облегчает осуществление экспериментов.

К экспериментам с гамма-квантами относятся:

- эксперимент Альвагера, Нильссона и Кйеллмана [36];
- эксперимент Саде [37];
- эксперимент Филлипаса и Фокса [38];

- эксперимент Альвагера, Фарлея, Кйеллмана и Уоллина [39], проведенный на Женевском ускорителе протонов.

4.4.1. Эксперимент с альфа-частицами Альвагера, Нильссона и Кйеллмана [36]

В эксперименте [36] мишени из углерода C^{12} и кислорода O^{16} бомбардировались альфа-частицами с кинетической энергией 14 МэВ, ускоренными в циклотроне. В результате бомбардировки получались возбужденные ядра с некоторой скоростью отдачи. Возбужденные ядра углерода успевают излучить гамма-кванты до своей остановки, обладая скоростью $0,018 \cdot c_0$, измеренной по доплеровскому смещению частоты. Ядра же кислорода излучают гамма-кванты после остановки (доплеровское смещение частоты обнаружено не было). Излученные гамма-кванты принимались двумя детекторами гамма-квантов. Первый детектор располагался на расстоянии 1 метр от мишеней, а второй - на одной линии с первым на расстоянии 5 м от мишеней. Мишени располагались на расстоянии 30 см друг от друга и их можно было достаточно быстро менять местами.

В этом эксперименте измерялись моменты попадания гамма-квантов в каждый из детекторов и рассчитывалась величина

$$\Delta = \{[(\tau_2^O - \tau_1^O) - (\tau_2^C - \tau_1^C)] - [(t_2^O - t_1^O) - (t_2^C - t_1^C)]\}, \quad (4.6)$$

где τ_1, τ_2 - измеренные моменты попадания гамма-квантов в первый и второй детекторы (соответственно) в том случае, когда альфа-частицы сначала попадают в мишень из кислорода, а затем - в мишень из углерода;

t_1, t_2 - измеренные моменты попадания гамма-квантов в первый и второй детекторы (соответственно) в том случае, когда альфа-частицы сначала попадают в мишень из углерода, а затем - в мишень

из кислорода, причем верхний индекс показывает, каким из ядер испущен гамма-квант, момент попадания которого в детектор фиксируется.

Если же определить моменты попадания гамма-квантов в детекторы по известному расстоянию между детекторами и по предполагаемым скоростям движения гамма-квантов, вместо выражения (4.6) получим

$$\Delta = 2 \cdot s \cdot \left(\frac{1}{c_0} - \frac{1}{c_u} \right), \quad (4.7)$$

где $s = 4$ м - расстояние между первым и вторым детекторами гамма-квантов;

c_0 - скорость гамма-квантов, испускаемых покоящимися ядрами кислорода;

c_u - скорость гамма-квантов, испускаемых движущимися ядрами углерода.

Подставив выражение (4.3) в формулу (4.7), получим

$$\Delta = \frac{2 \cdot s \cdot k \cdot u}{c_0^2}, \quad (4.8)$$

где $u = 0,018 c_0$ - скорость движения ядер углерода;

$k = 1$ - если в реальной действительности существует зависимость

$$c_u = c_0 + u \cdot \cos \alpha;$$

k определяется выражением (4.4) - если в реальной действительности существует зависимость (4.1) вида

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}.$$

Подставляя в выражение (4.8) численные значения величин и $k = 1$, получим значение $\Delta_{(4.2)} = 0,5 \cdot 10^{-9}$ секунд, соответствующее

существованию в реальной действительности зависимости (4.2) вида

$$c_u = c_0 + u \cdot \cos \alpha .$$

Подставляя в выражение (4.8) численные значения величин и значение k из выражения (4.5), получим значение $\Delta_{(2.1)} = 0,5 \cdot 10^{-11}$ секунд, соответствующее существованию в реальной действительности зависимости (2.1) вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$.

Рассчитанная по формуле (4.6) и измеренным в эксперименте [36] моментам попадания гамма-квантов в детекторы величина Δ_{exper} после статистической обработки оказалась равной $\Delta_{\text{exper}} = (0,2 \pm 0,2) \cdot 10^{-9}$ секунд.

Таким образом, вследствие того, что

$$\Delta_{\text{exper}} = 0,2 \cdot 10^{-9} \text{ секунд} < \Delta_{(4.2)} = 0,5 \cdot 10^{-9} \text{ секунд},$$

эксперимент [36] доказывает отсутствие в реальной действительности зависимости (4.2) вида $c_u = c_0 + u \cdot \cos \alpha$.

Что же касается зависимости (2.1) вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, то эксперимент [36] ее тоже и не подтверждает, и не опровергает. Это обусловлено тем, что среднеквадратичная погрешность измерения величины Δ_{exper} , равная в этом эксперименте 0,2 наносекунд, на два порядка превышала значение $\Delta_{(2.1)} = 0,5 \cdot 10^{-11}$ секунд, вытекающее из зависимости (2.1) вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$.

Эксперимент [36] имеет еще один недостаток - гамма-кванты, попадающие во второй детектор, проходят сквозь вещество первого детектора. Поэтому можно предположить, что попадающие во второй детектор гамма-кванты являются не первичными, излученными в

мишенях, а вторичными гамма-квантами, переизлученными веществом первого детектора. Если этот эффект имеет место в реальной действительности, то эксперимент [36] не имеет доказательной силы также и по отношению к зависимости скорости света от скорости источника (4.2) вида $c_u = c_0 + u \cdot \cos \alpha$.

4.4.2. Эксперимент Саде [37] с позитронами

В эксперименте Саде [37] пучок позитронов направлялся на мишень толщиной 1мм из органического стекла, в которой происходила аннигиляция позитронов с электронами атомов органического стекла. Образовавшиеся при аннигиляции два гамма-кванта в системе центра масс позитрона и электрона разлетаются под углом 180° , а в лабораторной системе отсчета - под меньшим углом, зависящим от импульса позитрона. В эксперименте [37] два детектора гамма-квантов располагались на одинаковом расстоянии (равном 60 см) от мишени по направлениям, составлявшим углы в 20° и 135° с направлением полета позитронов. При таких условиях детекторы фиксировали только те гамма-кванты, которые образовывались при строго определенной скорости движения центра масс системы "электрон - позитрон", равной порядка $0,6 \cdot c_0$. Специальная электронная схема позволяла измерять разницу во времени регистрации гамма-квантов этими двумя детекторами с точностью $0,2 \cdot 10^{-9}$ секунд. В пределах ошибок измерений никакой разницы во времени регистрации гамма-квантов в эксперименте [37] не было зарегистрировано, в то время как при существовании зависимости (4.2) вида $c_u = c_0 + u \cdot \cos \alpha$ между моментами попадания гамма-квантов в детекторы должен был наблюдаться временной промежуток

порядка $0,2 \cdot 10^{-9}$ секунд. Таким образом, эксперимент Саде [37] надежно подтвердил отсутствие в природе зависимости (4.2) вида $c_u = c_0 + u \cdot \cos \alpha$.

Что же касается зависимости (2.1) вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, то эту зависимость эксперимент Саде [37] не опровергает и в принципе опровергнуть не может (даже при увеличении точности измерений разницы во времени регистрации гамма-квантов детекторами на несколько порядков). Это обусловлено тем, что согласно зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ скорость света зависит только от абсолютной величины (модуля) вектора скорости источника, но не зависит от угла между векторами скорости источника и скорости гамма-квантов. В самом деле, если зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ существует в природе, то гамма-кванты должны попасть в детекторы одновременно, если они были испущены одновременно из точки, равноудаленной от детекторов.

4.4.3. Эксперимент Филлипаса и Фокса [38]

Точно по такой же причине в принципе не может опровергнуть существование в реальной действительности зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ и эксперимент [38], в котором проверялась одновременность попадания гамма-квантов (рождавшихся при распаде нейтральных пи-мезонов) в детекторы, равноудаленные от той точки, в которой гамма-кванты рождались. Но отсутствие в реальной действительности зависимости $c_u = c_0 + u \cdot \cos \alpha$ эксперимент [38] доказывает с высокой степенью достоверности.

4.4.4. Эксперимент Альвагера, Фарлея, Кйеллмана и Уоллина [39]

В эксперименте [39], который был осуществлен на Женевском протонном синхротроне, измерялась скорость гамма-квантов, рождавшихся при распадах нейтральных пи-мезонов. Генерация нейтральных пи-мезонов производилась бомбардировкой неподвижной бериллиевой мишени протонами, имевшими после ускорения импульс, равный $19,2 \text{ ГэВ}/c_0$. В эксперименте использовались гамма-кванты, летящие под углом около 6° к направлению полета протонов. На пути гамма-квантов, вылетающих из бериллиевой мишени, устанавливались два отклоняющих магнита вблизи бериллиевой мишени и один отклоняющий магнит на расстоянии около 50 м от бериллиевой мишени. Эти магниты предназначались для отклонения заряженных частиц, рождавшихся при бомбардировке протоном мишени, с траектории полета гамма-квантов. Перед третьим отклоняющим магнитом на траектории гамма-квантов располагался свинцовый коллиматор диаметром 5 мм. После третьего отклоняющего магнита гамма-кванты проходили сквозь окно в бетонной стене, которая имела толщину порядка 6 м, и попадали в детектор гамма-квантов, в состав которого входили установленные друг за другом:

- большой сцинтилляционный детектор;
- пластина свинца толщиной 4 мм;
- малый сцинтилляционный детектор;
- черенковский детектор.

Большой сцинтилляционный детектор служил для исключения регистрации заряженных частиц методом антисовпадений. Пластина свинца толщиной 4 мм предназначалась для превращения гамма-квантов высоких энергий в электрон-позитронные пары. Малый сцинтилляционный детектор регистрировал рождавшиеся в свинцовой пластине электрон-позитронные пары. Момент появления импульса на выходе малого сцинтилляционного детектора принимался за момент попадания гамма-кванта в этот составной детектор. Черенковский детектор служил для отбора гамма-квантов с энергией свыше 6 ГэВ.

Измерение скорости гамма-квантов в эксперименте [39] осуществлялось времяпролетным методом при помощи одного детектора гамма-квантов. Только один детектор гамма-квантов использовался в эксперименте [39] для того, чтобы устранить возможные возражения о том, что попадающие во второй детектор гамма-кванты являются гамма-квантами, переизлученными веществом первого детектора (покоящимся относительно второго детектора), а не гамма-квантами, излученными движущимся с большой скоростью источником.

Чтобы обеспечить измерение скорости гамма-квантов времяпролетным методом при помощи лишь одного детектора гамма-квантов, в эксперименте [39] использовался эффект группирования ускоряемых в протонном синхротроне протонов в компактные сгустки. Эти сгустки протонов бомбардировали бериллиевую мишень с периодом 105 наносекунд, причем время бомбардировки мишени одним сгустком протонов составляло несколько наносекунд. Для сохранения сгустковой структуры ускоряемого пучка протонов на время порядка 100 миллисекунд (в каждом цикле ускорения), в течение которого сгустки неоднократно бомбардировали мишень, частота ускоряющего электромагнитного поля ускорителя поддерживалась постоянной и равной $9,53220 \pm 0,00005$ МГц.

Для реализации времяпролетного метода измерения скорости гамма-квантов при помощи одного детектора в эксперименте [39] этот детектор можно было помещать в любую точку участка траектории гамма-квантов длиной порядка 32 м, расположенного за окном в бетонной стене. При этом изменялось расстояние от бериллиевой мишени до детектора гамма-квантов. А скорость гамма-квантов при их движении от одного положения детектора (в точке А) до другого положения детектора (в точке В) в эксперименте [39] измерялось следующим образом. Электрические импульсы с выхода малого сцинтилляционного детектора, возникавшие практически в момент попадания гамма-квантов в свинцовую пластину составного детектора гамма-лучей, подавались в качестве стартовых импульсов на

преобразователь "временной интервал - амплитуда импульса". В качестве стоповых импульсов время-амплитудного преобразователя использовались импульсы, синхронизированные с переменным ускоряющим напряжением с частотой 9,53220 МГц.

Промежуток времени между стартовыми и стоповыми импульсами превращался в амплитуду импульса, которая измерялась многоканальным амплитудным анализатором.

Фактически в эксперимента [39] измерялся промежуток времени

$$\Delta t = (t_M + t_{delay}) - (t_M + \frac{s}{c_u}) = t_{delay} - \frac{s}{c_u}, \quad (4.9)$$

где t_M - момент рождения гамма-кванта в мишени при бомбардировке мишени протонами;

t_{delay} - промежуток времени между моментом рождения гамма-кванта в мишени и моментом подачи стопового импульса на время-амплитудный преобразователь (время задержки); s - расстояние от бериллиевой мишени до детектора;

c_u - искомая скорость гамма-квантов, испускаемых движущимся источником.

При этом в эксперименте [39] сначала измерялась величина Δt_1 , соответствующая расстоянию S_A от мишени до детектора гамма-квантов, установленного в положение А

$$\Delta t_1 = t_{delay} - \frac{S_A}{c_u}, \quad (4.10)$$

а затем расстояние от мишени до детектора плавно увеличивалось до такого значения S_B , при котором промежуток времени

$$\Delta t_2 = t_{delay} + T - \frac{S_B}{c_u} \quad (4.11)$$

был бы равен промежутку времени Δt_1 с погрешностью δt

$$t_{delay} - \frac{S_A}{c_u} = t_{delay} + T - \frac{S_B}{c_u} + \delta t, \quad (4.12)$$

где $T = 1/f$ - период облучения бериллиевой мишени протонными сгустками.

Из выражения (4.12) можно получить формулу для вычисления значения скорости света от движущегося источника

$$c_u = \frac{s_B - s_A}{\delta t + T} = \frac{\Delta s}{\delta t + \frac{1}{f}}, \quad (4.13)$$

где Δs - расстояние между двумя фиксированными положениями детектора (в точках А и В).

В эксперименте [39] при $\Delta s = 31,45$ м, $\delta t = 0$, а также $f = 9,53220 \pm 0,00005$ МГц было получено

$$c_u = (2,9977 \pm 0,0004) \cdot 10^8 \text{ м/с}. \quad (4.14)$$

Для контроля полученного результата детектор из положения А удалялся на расстояние 4,5 м в сторону от мишени. При этом измерялась величина

$$\Delta t_3 = t_{delay} - \frac{s_A + 4,5 \text{ м}}{c_u} \quad (4.15)$$

Из положения В детектор также на 4,5 м приближался к мишени. При этом измерялась величина

$$\Delta t_4 = t_{delay} + T - \frac{s_B - 4,5 \text{ м}}{c_u}. \quad (4.16)$$

Для величин

$$\Delta t_1 - \Delta t_2 = \frac{4,5 \text{ м}}{c_u}, \quad \Delta t_4 - \Delta t_2 = \frac{4,5 \text{ м}}{c_u}$$

в эксперименте [39] было получено значение $15 \cdot 10^{-9}$ секунд, согласующееся со значением скорости света от движущегося источника (4.14). На этом основании авторы эксперимента [39] сделали вывод, что если скорость света от движущегося источника и зависит от скорости источника по формуле (4.2), то из эксперимента [39] следует, что $k = (-3 \pm 13) \cdot 10^{-5}$. А это фактически означает, что

эксперимент [39] противоречит существованию в природе зависимости (2.1) вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$. Ведь источник гамма-квантов в эксперименте [39] по мнению его авторов двигался со скоростью $0,99975 \cdot c_u$ и по формуле (4.5), вытекающей из зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, следовало ожидать, что $k = 0,5$. Предвидя возможные возражения против доказательной силы своего эксперимента, авторы [39] проанализировали (с использованием теории поглощения Фокса [33] и отвергли заметное влияние на полученные ими результаты эффекта переизлучения гамма-квантов покоящимся относительно детектора веществом, сквозь которое гамма-кванты проходят в эксперименте [39] от момента своего рождения в мишени до попадания в детектор (бериллиевая мишень, окно вакуумной камеры ускорителя, слой воздуха толщиной около 60 м).

Но против доказательной силы эксперимента [39] можно выдвинуть ряд возражений, на которые в статье [39] ответов найти не удается.

Во-первых, в статье [39] нет абсолютно никаких доказательств того, что гамма-кванты, скорость которых измерялась, были испущены именно движущимися с огромной скоростью нейтральными пи-мезонами. В тексте статьи авторы даже мысли не допускают, что гамма-кванты, скорость которых измеряется, могут быть испущены а каком-нибудь другом процессе, происходящем при бомбардировке бериллиевой мишени протонами. Они безапелляционно заявляют, что попадающие в детектор гамма-кванты испущены именно движущимися со скоростью $0,99975 \cdot c_0$ нейтральными пи-мезонами. Читателям же остается лишь верить на слово авторам (доказательств-то ведь в статье нет никаких).

Между тем известно, что при бомбардировке мишени протонами могут происходить (наряду с распадами нейтральных пи-мезонов на два гамма-кванта) и другие процессы, сопровождающиеся излучением

из мишени гамма-квантов высоких энергий. К таким процессам можно, например, отнести:

а) реакции, называемые радиационным захватом протона, при которых ядро атома мишени захватывает протон, в результате чего образуется составное ядро в возбужденном состоянии, которое переходит в нормальное состояние путем испускания гамма-кванта [40];

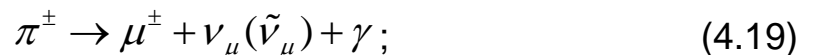
б) реакция [41]



в) реакция [42]



г) реакция [43]



д) тормозное излучение заряженных частиц, рождающихся при бомбардировке мишени протонами. Спектр образующихся при этом гамма-квантов - сплошной, с максимальной энергией, равной кинетической энергии тормозящихся частиц (см. стр. 405 - 406 в [41].

Во всех этих (а может быть и в некоторых других) процессах рождаются гамма-кванты высоких энергий, причем скорость источника гамма-квантов в каждом из этих процессов может быть равной (или близкой) нулю.

Поэтому те гамма-кванты, скорость которых измерялась в эксперименте [39], могли испускаться совсем не движущимися с огромными скоростями нейтральными пи-мезонами, а источниками, покоящимися относительно детектора гамма-квантов.

Во-вторых, в статье [39] не разъясняется назначение свинцового коллиматора, установленного перед третьим отклоняющим магнитом. В статье указывается только, что этот свинцовый коллиматор имел диаметр 5 мм. Но ни назначение, ни конструкция его в статье [39] не приведены.

Если это свинцовая труба с внутренним диаметром 5 мм, то, если

судить по масштабу к приведенному в статье [39] рисунку, труба эта имела длину порядка 2 м. Тогда гамма-кванты, попадающие в детектор, могли оказаться не первичными гамма-квантами, излученными движущимся с большой скоростью источником, а вторичными гамма-квантами, переизлученными внутренней поверхностью трубы свинцового коллиматора и имеющими скорость c_0 (поскольку коллиматор был неподвижен относительно детектора гамма-лучей).

В самом деле, при диаметре мишени 1 мм и при диаметре коллиматора 5 мм, расположенного на расстоянии порядка 50 м от мишени, угол, под которым гамма-лучи падают на внутреннюю поверхность трубы коллиматора, будет составлять порядка 10^{-4} радиан. А это означает, что расстояние между проекциями ядер атомов кристаллической решетки свинца на плоскость, перпендикулярную направлению полета гамма-квантов, будет в 10^{-4} раз меньшим фактического расстояния между ядрами атомов в кристаллической решетке свинца вдоль внутренней поверхности трубы коллиматора (это обусловлено тем, что при малых углах α скольжения луча кристаллическая решетка с периодом d действует как решетка с периодом $d \sin \alpha$ [44]). Тогда при среднем расстоянии между ядрами атомов в кристаллической решетке свинца, равном $5 \cdot 10^{-10}$ м (см. стр. 457 в [44]), расстояние между проекциями центров ядер атомов на перпендикулярную к направлению полета гамма-квантов плоскость будет порядка 10^{-14} м, в то время как диаметр ядра атома свинца тоже имеет порядок 10^{-14} м [45]. Это означает, что все попадающие на внутреннюю стенку трубы свинцового коллиматора гамма-кванты будут отражаться от нее как от сплошной стенки из ядерного вещества.

Поэтому если даже в эксперименте [39] гамма-кванты испускались движущимися со скоростью $0,99975 \cdot c_0$ нейтральными пи-мезонами, отразившись от внутренней стенки трубы свинцового коллиматора,

они приобретали скорость c_0 .

Если же гамма-кванты после коллиматора движутся со скоростью c_0 , то вместо выражения (4.9) будет справедлива формула

$$\Delta t = (t_M + t_{delay}) - (t_M + \frac{R_K}{c_u} + \frac{s - R_K}{c_0}) = t_{delay} - \frac{R_K}{c_u} - \frac{s - R_K}{c_0}, \quad (4.20)$$

где R_K – расстояние от мишени до коллиматора, а остальные обозначения те же, что и в формуле (4.9). Вместо формулы (4.10) будет справедлива формула

$$\Delta t_1 = t_{delay} - \frac{R_K}{c_u} - \frac{s_A - R_K}{c_0}, \quad (4.21)$$

вместо формулы (4.11) будет справедлива формула

$$\Delta t_2 = t_{delay} + T - \frac{R_K}{c_u} - \frac{s_B - R_K}{c_0}, \quad (4.22)$$

вместо формулы (4.12) будет справедлива формула

$$t_{delay} - \frac{R_K}{c_u} - \frac{s_A - R_K}{c_0} = t_{delay} + T - \frac{R_K}{c_u} - \frac{s_B - R_K}{c_0}, \quad (4.23)$$

вместо формулы (4.13) будет справедлива формула

$$c_0 = \frac{s_B - s_A}{\delta t + T} = \frac{\Delta s}{\delta t + \frac{1}{f}}. \quad (4.24)$$

А это означает, что если из коллиматора вылетают гамма-кванты, имеющие скорость c_0 , то в эксперименте [39] измерялась скорость света от неподвижного источника (в покоящейся ИСО).

В-третьих, некоторые из физиков (например, Кантор [46]) подвергают сомнению справедливость утверждения о том, что гамма-кванты не переизлучаются ядрами атомов вещества, располагающегося на пути гамма-квантов (бериллиевая мишень, окно вакуумной камеры ускорителя, слой воздуха толщиной около 60 м). Кантор [46] считает, что это утверждение не имеет экспериментального обоснования для гамма-лучей, а является экстраполяцией на область гамма-лучей теоретических положений

Фокса [33], справедливых (как считает Кантор) только для видимого света. Но даже и для видимого света трудно найти экспериментальное подтверждение того, что кванты электромагнитных колебаний, слабо поглощаемые атомами и молекулами воздуха, не переизлучаются этими атомами и молекулами.

Итак, вследствие; указанных причин эксперимент [39] не может рассматриваться как надежное доказательство отсутствия зависимости вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ в реальной действительности.

Следовательно, ни один из проведенных ранее экспериментов по проверке справедливости второго постулата Эйнштейна не опровергает существования в природе квадратичной зависимости физической скорости света в вакууме от скорости источника вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$. Они надежно доказывают лишь отсутствие в природе зависимости вида $c_u = c_0 + u \cos \alpha$. Это означает, что необходимо найти и провести такой эксперимент, который смог бы надежно подтвердить или опровергнуть существование в природе зависимости вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$. А до проведения такого эксперимента зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ необходимо рассматривать как гипотезу, не противоречащую ни принципу полного равноправия инерциальных систем отсчета, ни результатам экспериментов по лабораторной проверке справедливости второго постулата Эйнштейна, ни астрономическим наблюдениям за двойными звездами с почти круговой орбитой, проанализированным Де-Ситтером. Рассмотрим поэтому, к каким эффектам приведет зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ в том случае, когда двойные звезды движутся не по круговым, а по эллиптическим орбитам с большим эксцентриситетом.

5. КВАДРАТИЧНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ СКОРОСТИ СВЕТА ОТ СКОРОСТИ ИСТОЧНИКА НЕ ОПРОВЕРГАЕТСЯ АСТРОНОМИЧЕСКИМИ НАБЛЮДЕНИЯМИ

5.1. О пространственном группировании квантов света в космосе при переменной скорости движения источника света

Рассмотрим, к каким изменениям в астрономических наблюдениях двойных звезд приведет существование в природе квадратичной зависимости скорости света от скорости источника вида

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} .$$

При этом мы будем предполагать, что в природе выполняется принцип Ферма - основной принцип геометрической оптики, утверждающий в простейшей форме, что действительный путь света соответствует экстремальному времени распространения света [48]. В том смысле, что и в покоящейся ИСО свет распространяется со скоростью, равной скорости распространения света в движущейся ИСО и что, таким образом, скорость распространения света зависит от скорости движения

источника по формуле $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$.

Максимальная скорость звезды u_p (скорость в периастре) при движении по эллипсу с эксцентриситетом e отличается от минимальной скорости звезды u_A (скорость в апоастре) весьма значительно [47]

$$\frac{u_p}{u_A} = \frac{1+e}{1-e} = m , \quad (5.1)$$

где e - эксцентриситет эллипса.

Например, при $e = 0,99$ из этой формулы получим $m = 199$. Но

скорость света, излучаемого звездой, находящейся в периастре, при существовании в природе зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ будет отличаться от скорости света, излучаемого звездой, находящейся в апоастре, весьма незначительно. Например, при $e = 0,99$, а также $u_A = 3 \cdot 10^4$ м/с получим

$$\frac{c_{u_P}}{c_{u_A}} - 1 = 2 \cdot 10^{-4}, \quad (5.2)$$

где c_{u_P} - скорость света, излученного источником, движущимся со скоростью u_P ;

c_{u_A} - скорость света, излученного источником, движущимся со скоростью u_A .

Но громадные астрономические расстояния от Земли до двойной звезды могут привести к возникновению для земного наблюдателя необычных эффектов даже при незначительных изменениях скорости света. Рассмотрим для простоты астрометрическую двойную звезду, т. е. такую систему из двух звезд, одна из которых не излучает свет в видимом диапазоне волн. Пусть А - это апоастр той звезды, которая излучает свет в видимом диапазоне волн, а Р - периастр этой звезды. Тогда, если в природе существует квадратичная зависимость скорости света от скорости источника вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, свет, излученный этой звездой в момент времени t_A , когда звезда находилась в апоастре, придет к земному наблюдателю, находящемуся на расстоянии R от этой двойной звезды, в момент времени

$$\tau_{A_1} = t_A + \frac{R}{c_0 \sqrt{1 + u_A^2 / c_0^2}}, \quad (5.3)$$

где u_A - скорость звезды в апоастре, а свет, излученный звездой в момент времени $t_P = t_A + \frac{T_0}{2}$ (где T_0 - истинный период обращения звезды по эллиптической траектории, т. е. тот период обращения, который измерил бы наблюдатель, находящийся вблизи рассматриваемой двойной звезды), когда звезда находилась периастре, придет к земному наблюдателю в момент времени

$$\tau_P = t_P + \frac{R}{c_0 \sqrt{1 + u_P^2 / c_0^2}}, \quad (5.4)$$

где u_P - скорость звезды в периастре (см. рис. 5.1).

Свет же, излученный звездой в момент времени $t_{A_2} = t_A + T_0$, т. е. в момент времени, когда звезда снова окажется в апоастре, придет к земному наблюдателю в момент времени

$$\tau_{A_2} = t_{A_2} + \frac{R}{c_0 \sqrt{1 + u_{A_2}^2 / c_0^2}}. \quad (5.5)$$

В формулах (5.3), (5.4) и (5.5) мы для простоты считаем, что расстояние от Земли до апоастра двойной звезды равно расстоянию от Земли до периастра двойной звезды и равно расстоянию от Земли до любой точки эллиптической траектории двойной звезды.

Это справедливо в том случае, когда R очень велико, плоскость эллиптической орбиты двойной звезды перпендикулярна линии, соединяющей Землю с центром масс двойной звезды, и центр масс двойной звезды не движется относительно Земли.

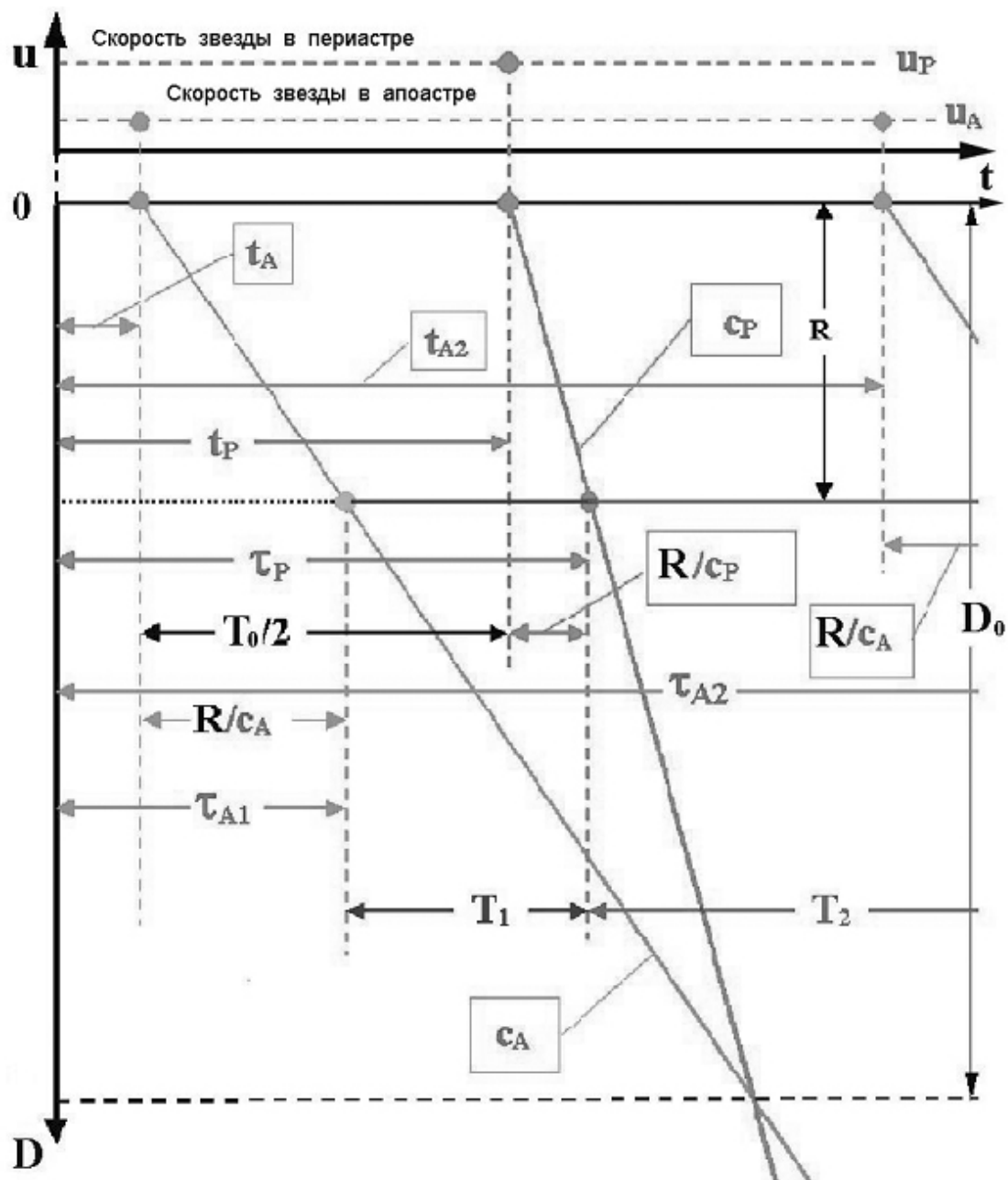


Рис. 5.1. Распространение в космосе света, испущенного звездой, перемещающейся по эллиптической траектории, при наличии в природе квадратичной зависимости скорости света от скорости источника.

Из выражений (5.3), (5.4) и (5.5) следует, что если для земного наблюдателя точки А (апоастр) и Р (периастр) эллипса не сливаются в одну точку, то земной наблюдатель должен увидеть, что на перемещение звезды из точки А эллипса в точку Р эллипса звезде потребуется промежуток времени

$$T_1 = \tau_P - \tau_A \approx 0,5 \cdot T_0 - \frac{0,5 \cdot R \cdot (u_P^2 - u_A^2)}{c_0^3}, \quad (5.6)$$

а на перемещение из точки Р эллипса обратно в точку А эллипса звезде потребуется промежуток времени

$$T_2 = \tau_{A_2} - \tau_P \approx 0,5 \cdot T_0 + \frac{0,5 \cdot R \cdot (u_P^2 - u_A^2)}{c_0^3}. \quad (5.7)$$

Из формул (5.6) и (5.7) следует, что чем дальше от Земли находится двойная звезда (чем больше R на рис. 5.1), тем, при прочих равных условиях, меньше величина T_1 и тем больше величина T_2 . Например, при $R = D_0$ (см. рис. 5.1) окажется, что $T_1 = 0$, а $T_2 = T_0$. Из формул (5.6) и (5.7) следует, что это произойдет при

$$D_0 = \frac{T_0 c_0}{u_P^2 / c_0^2 - u_A^2 / c_0^2}. \quad (5.8)$$

Равенство нулю величины T_1 из формулы (5.6) означает, что тот свет, который звезда излучала, находясь в апоастре, приходит к удаленному наблюдателю одновременно со светом, который звезда стала излучать спустя половину периода своего обращения по орбите, находясь в периастре (на рис. 5.1 это точка, находящаяся на удалении D_0 от начала координат).

К удаленному наблюдателю, находящемуся на удалении D_0 от двойной звезды, свет, испущенный звездой на протяжении полупериода обращения звезды $0,5T_0$ при её ускоренном движении из апоастра в периастр, приходит в течение небольшого промежутка времени, значительно меньшего величины полупериода обращения звезды по эллиптической траектории. Наблюдатель воспринимает этот свет как грандиозную вспышку яркости звезды вследствие того,

что свет, который звезда испускала в течение многих лет (например, в течение нескольких тысяч лет), приходит к наблюдателю за счет эффекта пространственного группирования световых квантов почти одновременно (например, в течение нескольких месяцев). При этом удаленный на очень большое расстояние от двойной звезды наблюдатель не различает точку апоастро от точки периастро – ему кажется, что свет приходит из одной точки космоса.

Действительно, пусть за период T_0 обращения двойная звезда излучает во всех направлениях энергию W . Тогда при неподвижной звезде, находящейся на удалении R от земного наблюдателя, плотность потока мощности излучения на Земле была бы постоянной во времени и равной

$$P_0 = \frac{W}{4 \cdot \pi \cdot R^2 (0,5 \cdot T_0)}. \quad (5.9)$$

Но если энергия, которую звезда излучила за половину периода, двигаясь ускоренно по дуге эллипса из апоцентра в перицентр, принимается земным наблюдателем в течение времени $\Delta t \ll T_0$, то плотность потока мощности в течение времени Δt станет равной (при равномерном распределении мощности на промежутке времени Δt)

$$P_1 \approx \frac{0,5 \cdot W}{4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot \Delta t}. \quad (5.10)$$

Другая же часть энергии, излучаемой звездой в течение полупериода её обращения при ее замедленном движении из перицентра обратно в апоцентр, будет приниматься земным наблюдателем в течение времени $(T_0 - \Delta t)$. Поэтому плотность потока мощности излучения звезды в течение этого промежутка времени будет равна

$$P_2 \approx \frac{0,5 \cdot W}{4 \cdot \pi \cdot R^2 \cdot (T_0 - \Delta t)}. \quad (5.11)$$

Тогда

$$\frac{P_1}{P_2} \approx \frac{T_0 - \Delta t}{\Delta t} \gg 1. \quad (5.12)$$

Следовательно, для земного наблюдателя такая звезда должна испытывать периодические вспышки (с периодом, равным периоду T_0 обращения звезды по эллиптической траектории).

Исследование этого процесса на ЭВМ методом моделирования (см. Приложение 2) показывает, что действительно при кеплеровском движении звезды наблюдаются грандиозные вспышки яркости звезды с периодом T_0 , причем вспышка будет тем большей, чем большим оказывается период T_0 обращения звезды (см. Рис. 5.2).

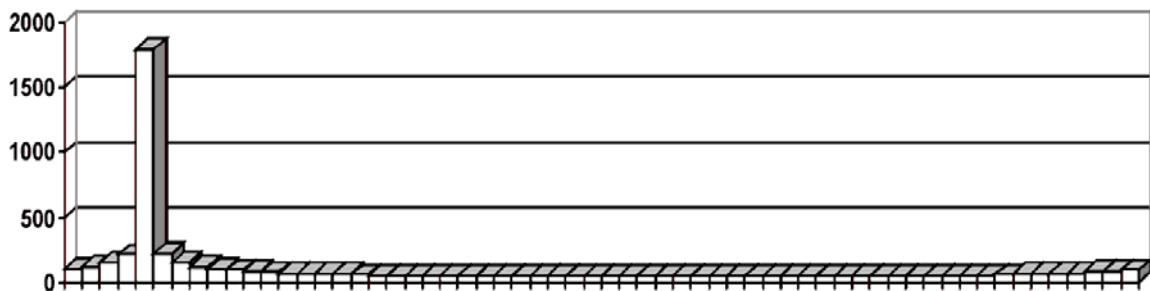


Рис. 5.2. Вспышка двойной звезды (на протяжении периода T_0 обращения звезды), обусловленная квадратичной зависимостью скорости света от скорости источника.

Но периодически вспыхивающие звезды с таким свойством давно уже известны. Это так называемые "новые" звезды, причем установлено, что новые звезды действительно являются двойными звездами и за время между вспышками новая звезда излучает примерно столько же энергии, сколько высвобождает при вспышке [49].

Моделирование на ЭВМ показывает также, что если расстояние

до двойной звезды меньше некоторой величины, то наблюдатель видит такую двойную звезду (если точки А и Р по-прежнему не различаются) как цефеиду - звезду с периодическим плавно изменяющимся блеском (см. рис. 5.3). Предположение о том, что цефеиды являются двойными звездами, впервые было выдвинуто А. А. Белопольским в начале XX века. Но в те времена трудно было объяснить причину изменения блеска двойных звезд. Поэтому это предположение в то время и не нашло поддержки у научной общественности [50].

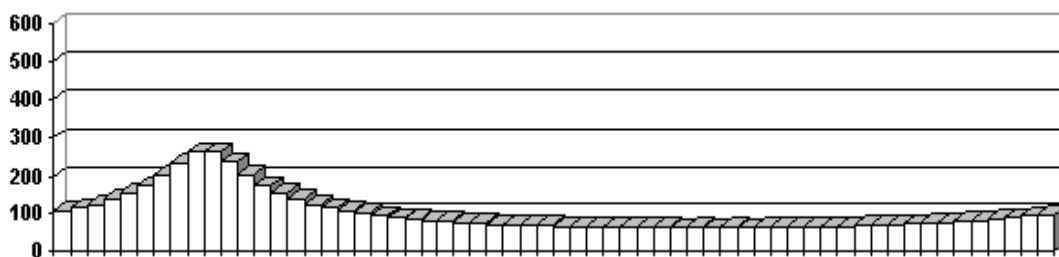


Рис. 5.3. Плавное изменение блеска двойной звезды (на протяжении периода обращения звезды), обусловленное квадратичной зависимостью скорости света от скорости источника.

Таким образом, астрономические наблюдения за двойными звездами, перемещающимися по эллиптическим траекториям, не противоречат существованию в реальной действительности квадратичной зависимости скорости света от скорости источника вида

$c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$. Скорее их можно рассматривать как косвенное подтверждение существования в природе этой зависимости.

5. 2. Квадратичная зависимость скорости света как объяснение многих астрономических явлений

Если квадратичная зависимость (2.1) скорости света от скорости

движения источника вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ существует в природе, появляется возможность дать новое истолкование многим астрономическим явлениям.

В приведенной ниже таблице (как она получена - см. Приложение 2) показано изменение отношения блеска звезды в момент вспышки к среднему значению блеска звезды за период ее обращения по кеплеровской орбите (параметр N_{max}/N_{av}) в зависимости от расстояния до звезды (параметр R/D_0 , где R - расстояние до звезды, D_0 - определяется по формуле (5.8)) и эксцентриситета e эллипса (при трех значениях эксцентриситета, равных 0,6 и 0,2 и 0,02) при трех различных периодах обращения звезды по кеплеровской орбите (4 суток, 20 суток и 41 сутки).

Таблица 5.1 а)

$T_0 = 3,6 \cdot 10^5 \text{ с} \approx \text{суток}; V_0 = 4 \cdot 10^{-4} c_0;$ $\Delta t = 3 \text{ секунды}; \Delta \tau = 300 \text{ секунд}$			
R/D ₀	Эксцентриситет e		
	0,6	0,2	0,02
	N _{max} /N _{av}		
0,3	24,70	2,17	1,90
0,5	17,36	9,54	4,68
0,7	18,12	40,10	46,77
0,9	21,21	28,14	31,57
1,1	20,44	32,14	27,16
1,3	28,97	21,64	24,48
1,5	20,06	27,69	21,99
1,7	23,25	23,32	17,90
1,9	24,84	28,99	23,87

2,0	20,24	23,10	15,90
2,3	27,20	17,44	19,60
2,8	30,50	18,64	15,45

Таблица 5.1 б)

$T_0 = 1,8 \cdot 10^6 \text{ с} \approx 20 \text{ суток}; V_0 = 4 \cdot 10^{-4} \text{ с}_0;$ $\Delta t = 3 \text{ секунды}; \Delta \tau = 300 \text{ секунд}$			
R/D ₀	Эксцентриситет e		
	0,6	0,2	0,02
	Nmax/Nav		
0,3	36,99	2,17	1,90
0,5	57,35	9,59	4,69
0,7	60,54	66,57	123,07
0,9	45,32	64,18	55,15
1,1	58,34	50,67	64,16
1,3	45,38	68,62	54,32
1,5	60,56	46,95	48,18
1,7	52,63	49,15	50,56
1,9	68,83	48,73	47,37
2,0	69,08	59,70	49,48
2,3	43,26	56,69	47,87
2,8	74,91	37,52	38,26

Таблица 5.1. в)

$T_0 = 3,6 \cdot 10^6 \text{ с} \approx 41 \text{ суток}; V_0 = 4 \cdot 10^{-4} c_0;$ $\Delta t = 3 \text{ секунды}; \Delta \tau = 300 \text{ секунд}$			
R/D ₀	Эксцентриситет e		
	0,6	0,2	0,02
	Nmax/Nav		
0,3	57,26	2,17	1,90
0,5	79,28	9,59	4,69
0,7	84,14	113,99	161,77
0,9	90,42	78,52	95,14
1,1	68,92	100,62	99,40
1,3	90,57	72,85	60,64
1,5	80,58	82,52	57,72
1,7	76,09	98,07	59,20
1,9	91,63	59,58	55,27
2,0	91,61	68,03	64,66
2,3	84,54	65,58	66,09
2,8	104,47	74,85	50,98

Из этой таблицы видно, что:

1) При увеличении расстояния до звезды блеск звезды в момент вспышки сначала монотонно увеличивается (например, при $e = 0,02$ и периоде обращения в 41 сутки величина Nmax/Nav монотонно увеличивается от 1,19 при R/Do = 0,1 до 161,77 при R/Do = 0,7), а по мере дальнейшего увеличения расстояния до звезды ее блеск в момент вспышки колеблется, то уменьшаясь, то увеличиваясь.

2) При увеличении периода обращения звезды ее блеск в момент

вспышки возрастает (при прочих одинаковых условиях). Например, при эксцентриситете 0,2 при $T_0 = 4$ суткам $N_{\max}/N_{\text{ав}} = 60,84$, при $T_0 = 20$ суткам $N_{\max}/N_{\text{ав}} = 97,97$, а при $T_0 = 41$ суткам $N_{\max}/N_{\text{ав}} = 175,73$.

3) При уменьшении эксцентриситета эллиптической орбиты блеск звезды в момент вспышки увеличивается.

4) Блеск звезды в период вспышки имеет первый локальный экстремум в районе расстояния $R/D_0 = 0,6 \dots 0,7$.

5.2.1. Сверхновые звезды

Анализ результатов моделирования (см. Приложение 2) показывает, что, начиная с определенного расстояния (см. рис.П2.43), на периоде обращения звезды возникает вторая вспышка. С увеличением расстояния до звезды временное расстояние между вспышками увеличивается. Но обе вспышки имеют примерно одинаковую величину. Обращает на себя внимание также и различный характер уменьшения яркости звезды после достижения каждого из двух максимумов. Если посмотреть на рис. 5.3 (этот же рисунок см. в Приложении 2 как рис. П2.44), можно увидеть, что после первого максимума яркость звезды очень резко уменьшается, а после второго максимума яркость звезды уменьшается сравнительно медленно (этот же характер изменения яркости звезды можно видеть и на рис. П2.47, П2.48, П2.49 в Приложении 2).

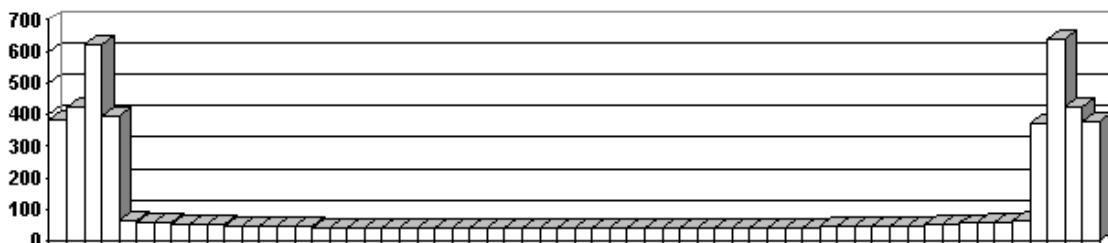


Рис.5.3. Пример двух вспышек яркости двойной звезды на протяжении одного периода обращения.

Это позволяет предположить, что так называемые сверхновые первого и второго типов представляют собой просто-напросто либо первую, либо вторую вспышки на периоде обращения звезды.

5.2.2. Пульсары

Анализ результатов моделирования (см. Приложение 2) показывает, что так называемые пульсары тоже получают объяснение с позиций существования квадратичной зависимости скорости света от скорости источника. Анализ показывает, что пульсации излучения, известные нам как пульсары, возникают только при движении звезды с увеличивающейся во времени скоростью. При движении звезды с уменьшающейся скоростью пульсаций не возникает. Это объясняет эффект исчезновения пульсаций пульсаров. До тех пор, пока звезда движется с увеличивающейся скоростью, пульсации существуют. Когда звезда начинает двигаться с уменьшающейся во времени скоростью, пульсации отсутствуют. В табл. 5.2 приведена зависимость периода пульсаций пульсара в зависимости от эксцентриситета эллиптической орбиты двойной звезды. В табл. 5.3 приведена зависимость периода пульсаций от расстояния до двойной звезды.

Таблица 5.2

Эксцентриситет e	Период, секунды
0,9	$5,126 \cdot 10^{-5}$
0,8	$8,111 \cdot 10^{-4}$
0,7	$3,757 \cdot 10^{-3}$
0,6	$8,111 \cdot 10^{-3}$
0,5	$3,125 \cdot 10^{-2}$
0,4	$3,125 \cdot 10^{-2}$
0,3	$6,250 \cdot 10^{-2}$
0,2	$1,25 \cdot 10^{-1}$
0,1	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-2}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$

$9 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-4}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-5}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-6}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-7}$	1
$9 \cdot 10^{-8}$	8
$9 \cdot 10^{-9}$	128
$9 \cdot 10^{-10}$	1024
$9 \cdot 10^{-11}$	4096

Таблица 5.3

R/D ₀	1	2	4	6	8	10	20
Период, секунд	$5,126 \cdot 10^{-5}$	$3,757 \cdot 10^{-3}$	$3,125 \cdot 10^{-2}$	$6,25 \cdot 10^{-2}$	$1,25 \cdot 10^{-1}$	$2,5 \cdot 10^{-1}$	1

Из табл. 5.2. видно, что чем меньше эксцентриситет эллиптической орбиты звезды, тем больше период пульсаций. Из табл. 5.3. видно, что чем больше расстояние до двойной звезды, тем больше период пульсаций.

5.2.3. Красное смещение спектров далеких звезд и микроволновое фоновое излучение

Если зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ существует в реальной действительности, появляется возможность дать новое истолкование как космологическому красному смещению спектров далеких галактик, которое возрастает с увеличением расстояния до галактик, так и "реликтовому" излучению.

Действительно, во Вселенной, строго говоря, нет одиночных звезд. Все звезды более или менее тесно связаны друг с другом. Под действием взаимных влияний они движутся друг относительно друга, то ускоряясь, то замедляясь. В среднем интервалы времени

ускоренного и интервалы времени замедленного движения равны друг другу (для наблюдателей, располагающихся вблизи каждой из звезд). Но для удаленного наблюдателя вследствие зависимости скорости света от скорости источника вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ интервалы времени ускоренного движения "сжимаются" (см. формулу (5.6) для T_1), а интервалы времени замедленного движения "растягиваются" (см. формулу (5.7) для T_2). Вследствие этого, чем более далекие области космического пространства мы рассматриваем при астрономических наблюдениях, тем больше вероятность того, что мы наблюдаем свет, испущенный в интервалы времени замедленного движения звезд. А световые кванты, испущенные в интервалы времени замедленного движения звезд, будут иметь тем большую длину волны, чем больше расстояние до той звезды, которой они излучены (если в природе существует зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$). В самом деле, если "начало" светового кванта излучено при большей скорости звезды, чем "конец" кванта, то чем дольше световой квант движется, тем на большее расстояние убегает "начало" кванта от "конца" кванта (ведь при замедленном движении источника квантов и при существовании зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ скорость движения "начала" кванта будет большей скорости движения "конца" кванта).

Вследствие этого световые кванты, излученные в интервалы времени замедленного движения звезд, тем больше "растягиваются" (тем больше увеличивается их длина волны), чем дольше они движутся. При этом эффект "растяжения" кванта, испущенного источником, движущимся с замедлением, приводит к тому, что для различных линий одного и того же спектра одинаково не изменение длины волны, а отношение этого изменения к самой длине волны.

Действительно, если квант света с длиной волны λ_0 в момент времени, когда только закончилось излучение, содержит n_0 колебаний, то в этот момент времени "длина" такого кванта вдоль направления его распространения будет равна $L_0 = n_0 \cdot \lambda_0$. Тогда (если зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ существует в природе) на расстоянии R от места излучения длина такого кванта вдоль направления распространения будет равна

$$L = L_0 + \frac{(c_1 - c_2) \cdot R}{c_0}, \quad (5.13)$$

где c_1 , c_2 - скорости движения "начала" и "конца" кванта, соответственно. Тогда, поскольку число n_0 при движении кванта измениться не может, длина волны этого кванта на расстоянии R будет равна

$$\lambda = \frac{L}{n_0} = \lambda_0 \cdot \left[1 + \frac{(c_1 - c_2) \cdot R}{c_0 \cdot L_0} \right]. \quad (5.14)$$

Из этой же формулы следует, что

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = \frac{(c_1 - c_2) \cdot R}{c_0 \cdot L_0}. \quad (5.15)$$

Следовательно, эффект "растяжения" кванта приводит именно к такому изменению длины волны различных линий спектра, которое и наблюдается в реальной действительности. Так можно объяснить красное смещение спектров далеких галактик, не привлекая гипотезу о расширении Вселенной.

Если же световые кванты излучены в полупериоды ускоренного кеплеровского движения звезды, то в этом случае "конец" кванта движется быстрее, чем "начало" кванта. Вследствие этого до тех пор, пока "конец" кванта догонит "начало" кванта, такой квант как бы сжимается (уменьшается длина волны его электромагнитных

колебаний). При этом для удаленного наблюдателя "сжимаются" и сами полупериоды ускоренного кеплеровского движения звезды (см. формулу (5.6) для T_1). Если зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ существует в реальной действительности, эффект "сжатия" квантов света может быть причиной всплесков рентгеновских и гамма-лучей, регистрируемых астрономами.

До какой степени возможно уменьшение длины волны квантов электромагнитного излучения вследствие эффекта "сжатия", в настоящее время не ясно. Но если рассуждать чисто формально, то на определенном расстоянии от звезды, движущейся ускоренно, "конец" кванта перегонит "начало" кванта и при дальнейшем движении кванта длина его волны неограниченно увеличивается. Это означает, что для весьма удаленных звезд как кванты, излученные в полупериоды замедленного кеплеровского движения звезд, так и кванты, излученные в полупериоды ускоренного кеплеровского движения звезд, подвергаются эффекту "растяжения", причем столь значительному, что они переходят из диапазона оптических волн в диапазон радиоволн. Действительно, из формулы (5.15) следует, что если выражение $(c_1 - c_2)$ не равно нулю точно, то при увеличении R отношение $(\lambda - \lambda_0) / \lambda_0$ может стать как угодно большим.

Так зависимость $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ позволяет объяснить существование микроволнового фонового ("реликтового") излучения. При существовании этой зависимости "реликтовое" излучение оказывается суммарным излучением всех звезд Вселенной. При этом вполне естественное объяснение получают все свойства "реликтового" излучения: и высокая степень изотропности и низкая температура, и близкий к чернотельному характер спектра. Такое объяснение реально наблюдающегося красного смещения спектров

далеких звездных скоплений, увеличивающегося с увеличением расстояний до звездных скоплений, позволяет также вполне естественно объяснить отсутствие фотометрического парадокса Шезо-Ольберса без введения гипотезы о том, что чем дальше от нас находится звезда, тем с большей скоростью она от нас удаляется.

Появление нового объяснения красного смещения спектров далеких галактик и реликтового излучения дает возможность отказаться от экстравагантной гипотезы (очень похожей на божественный акт сотворения мира) о конечном времени существования Вселенной (порядка 10 - 20 млрд. лет), которая входит в противоречие с возрастом земных горных пород [51] и о конечности Вселенной в пространстве.

Таким образом, не только лабораторные эксперименты по проверке справедливости второго постулата Эйнштейна, рассмотренные в разделе 4, но также и астрономические наблюдения не противоречат гипотезе о существовании в природе зависимости скорости света от скорости источника вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$. Наоборот, некоторые астрономические наблюдения можно рассматривать как косвенное подтверждение существования в природе этой зависимости. Поэтому целесообразно выявить те изменения в теории пространства-времени, к которым приведет экспериментальное обнаружение квадратичной зависимости скорости света от скорости источника вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$. Ведь если ни эксперимент, ни теория не противоречат существованию в природе этой зависимости, то эта зависимость может реально существовать в природе (какой бы маловероятной эта возможность кое-кому ни казалась в настоящее время).

6. ПРЕОБРАЗОВАНИЯ КООРДИНАТ И ВРЕМЕНИ ПРИ НЕИНВАРИАНТНОЙ СКОРОСТИ СВЕТА

6.1. Движение вдоль общих осей x и x'

Если скорость света в движущейся инерциальной системе отсчета (ИСО) не равна скорости света c_0 в покоящейся ИСО, а зависит от скорости u движения движущейся ИСО относительно покоящейся ИСО по формуле $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, то известные преобразования Лоренца окажутся не строгими, а лишь приближенными преобразованиями координат и времени событий от одной ИСО к другой ИСО, справедливыми только для не слишком больших скоростей относительного движения ИСО, при которых зависимостью скорости света от скорости движения ИСО можно пренебречь. Тогда сразу же возникает вопрос, а каковы точные преобразования координат и времени событий от одной ИСО к другой, согласующиеся с законом распространения света в движущейся ИСО вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$.

Ответ на этот вопрос проще всего удастся получить при выводе преобразований координат и времени методом А. А. Логунова [6, стр. 27 - 29].

Рассмотрим те же две движущиеся друг относительно друга инерциальные системы отсчета А и В, которые мы рассматривали в разделе 3. Пусть ИСО В со штрихованными координатами (x', y', z', t') является покоящейся ИСО, а ИСО А с нештрихованными координатами (x, y, z, t) движется со скоростью u в отрицательном направлении оси x' инерциальной системы отсчета В.

Тогда в ПОКОЯЩЕЙСЯ инерциальной системе отсчета В свет

имеет скорость c_0 , а в ДВИЖУЩЕЙСЯ со скоростью u инерциальной системе отсчета А, свет этот распространяется со скоростью, определяемой выражением $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$. Вследствие этого выражение для интервала в галилеевых координатах ДВИЖУЩЕЙСЯ инерциальной системы отсчета А имеет вид

$$ds^2 = c_u^2 \cdot dt^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \quad (6.1)$$

где c_u определяется выражением $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$.

Совершим над выражением (6.1) преобразования Галилея

$$x'' = x - u \cdot t, \quad t'' = t, \quad y'' = y, \quad z'' = z. \quad (6.2)$$

Для этого запишем преобразования, обратные (6.2)

$$x = x'' + u \cdot t'', \quad t = t'', \quad y = y'', \quad z = z''. \quad (6.3)$$

где x, y, z, t - галилеевы координаты события в инерциальной системе отсчета А.

Взяв дифференциалы от обеих частей равенств (6.3) и подставив dx, dy, dz, dt в выражение для интервала (6.1), получим

$$ds^2 = c_u^2 \cdot (dt'')^2 \cdot (1 - u^2 / c_u^2) - 2 \cdot u \cdot dx'' \cdot dt'' - (dx'')^2 - (dy'')^2 - (dz'')^2 \quad (6.4)$$

От возникшего в выражении (6.4) перекрестного члена $dx'' \cdot dt''$ можно избавиться. Для этого выделим в выражении (6.4) полный квадрат. В результате интервал (6.4) примет вид

$$ds^2 = c_0^2 \cdot \left[\psi(u) \cdot dt'' \cdot (\sqrt{1 - u^2 / c_u^2}) - \frac{u \cdot dx''}{c_0 \cdot c_u \cdot \sqrt{1 - u^2 / c_u^2}} \right]^2 - \frac{(dx'')^2}{1 - u^2 / c_u^2} - (dy'')^2 - (dz'')^2, \quad (6.5)$$

где $\psi(u) = \frac{1}{\sqrt{1 - u^2 / c_u^2}} = \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, т. е. определяется выражением

(3.31). Теперь введем новое время

$$t' = \psi(u) \cdot t'' \cdot \sqrt{1 - u^2 / c_u^2} - \frac{u \cdot x''}{c_0 \cdot c_u \cdot \sqrt{1 - u^2 / c_u^2}} \quad (6.6)$$

и новые координаты

$$x' = \frac{x''}{\sqrt{1 - u^2 / c_u^2}}, \quad y' = y'', \quad z' = z'' \quad (6.7)$$

Тогда выражение (6.5) принимает вид

$$ds^2 = c_0^2 \cdot (dt')^2 - (dx')^2 - (dy')^2 - (dz')^2 \quad (6.8)$$

Но выражение (6.8) есть выражение для интервала в галилеевых координатах ПОКОЯЩЕЙСЯ инерциальной системы отсчета В.

Следовательно, применив последовательно преобразования (6.2) и преобразования (6.6) - (6.7), мы от интервала (6.1) в ДВИЖУЩЕЙСЯ инерциальной системе отсчета А перешли к интервалу (6.8) в ПОКОЯЩЕЙСЯ инерциальной системе отсчета В. Это означает, что, подставляя выражения (6.2) в выражения (6.6) и (6.7), мы получим преобразования координат и времени событий от ДВИЖУЩЕЙСЯ инерциальной системы отсчета А к ПОКОЯЩЕЙСЯ инерциальной системе отсчета В

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot (c_u \cdot t - \beta \cdot x), \quad x' = \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_u \cdot t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (6.9)$$

где $\beta = \frac{u}{c_u}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}.$

Разрешив преобразования (6.9) относительно нештрихованных координат и времени, получим преобразования

$$c_u \cdot t = \gamma \cdot (c_0 \cdot t' + \beta \cdot x'), \quad x = \gamma \cdot (x' + \beta \cdot c_0 \cdot t'), \quad y = y', \quad z = z'. \quad (6.10)$$

где $\beta = \frac{u}{c_u}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}.$

Выражения (6.9) и (6.10) являются прямыми и обратными преобразованиями координат и времени событий от одной ИСО к

другой ИСО для того частного случая, когда ПОКОЯЩЕЙСЯ является штрихованная ИСО В, а движущейся является нештрихованная ИСО А.

Если ввести в рассмотрение четырехмерные радиус-векторы [52, с. 114]

$$\vec{R}' \begin{pmatrix} x_1' & x_2' & x_3' & x_4' \\ x' & y' & z' & i \cdot c_0 \cdot t' \end{pmatrix} \quad (6.11)$$

а также

$$\vec{R} \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 & x_4 \\ x & y & z & i \cdot c_u \cdot t \end{pmatrix} \quad (6.12)$$

(покоящейся является штрихованная ИСО, а движущейся является нештрихованная ИСО), то преобразования (6.9) и (6.10) приобретают вид, соответственно:

$$x_1' = \gamma \cdot (x_1 - \beta \cdot x_4), \quad x_2' = x_2, \quad x_3' = x_3, \quad x_4' = \gamma \cdot (x_4 - \beta \cdot x_1); \quad (6.9a)$$

$$x_1 = \gamma \cdot (x_1' + \beta \cdot x_4'), \quad x_2 = x_2', \quad x_3 = x_3', \quad x_4 = \gamma \cdot (x_4' + \beta \cdot x_1'). \quad (6.10a)$$

Из одного внешнего вида уравнений (6.9a) и (6.10a) видно, что они обладают такими же групповыми свойствами как и преобразования Лоренца из специальной теории относительности. Потому что преобразования (6.9a) и (6.10a) совпадают с преобразованиями Лоренца, записанными в четырехмерных обозначениях.

Аналогичным образом можно показать, что если ПОКОЯЩЕЙСЯ является нештрихованная ИСО А, а ДВИЖУЩЕЙСЯ является штрихованная ИСО В, то прямые и обратные преобразования координат и времени любого события от одной инерциальной системы отсчета к другой имеют вид

$$c_0 \cdot t = \gamma \cdot (c_u \cdot t' + \beta \cdot x'), \quad x = \gamma \cdot (x' + \beta \cdot c_u \cdot t'), \quad y = y', \quad z = z', \quad (6.11)$$

$$c_u \cdot t' = \gamma \cdot (c_0 \cdot t - \beta \cdot x), \quad x' = \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_0 \cdot t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (6.12)$$

$$\text{где } \beta = \frac{u}{c_u}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}.$$

Нетрудно заметить, что если зависимостью скорости света от скорости движения ИСО можно пренебречь (при малых скоростях движения по сравнению с константой c_0), то преобразования (6.9), (6.10), (6.11) и (6.12) превращаются в преобразования Лоренца из специальной теории относительности

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot (c_0 \cdot t - \beta \cdot x), \quad x' = \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_0 \cdot t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (6.13)$$

$$c_0 \cdot t = \gamma \cdot (c_0 \cdot t' + \beta \cdot x'), \quad x = \gamma \cdot (x' + \beta \cdot c_0 \cdot t'), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (6.14)$$

где $\beta = \frac{V}{c_0}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, V - скорость движения одной из инерциальных систем отсчета относительно другой, которая не может быть больше c_0

Если в преобразованиях Лоренца (6.13) - (6.14) ввести четырехмерные величины по формулам

$$\vec{R}' \begin{pmatrix} x_1' & x_2' & x_3' & x_4' \\ x' & y' & z' & c_0 \cdot t' \end{pmatrix} \quad (6.15)$$

а также

$$\vec{R} \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 & x_4 \\ x & y & z & c_0 \cdot t \end{pmatrix} \quad (6.16)$$

то эти преобразования Лоренца принимают вид

$$x_1' = \gamma \cdot (x_1 - \beta \cdot x_4), \quad x_2' = x_2, \quad x_3' = x_3, \quad x_4' = \gamma \cdot (x_4 - \beta \cdot x_1); \quad (6.13a)$$

$$x_1 = \gamma \cdot (x_1' + \beta \cdot x_4'), \quad x_2 = x_2', \quad x_3 = x_3', \quad x_4 = \gamma \cdot (x_4' + \beta \cdot x_1'). \quad (6.14a)$$

Преобразования Лоренца (6.13a) - (6.14a) имеют такой же вид, что и преобразований (6.9a) - (6.10a) новой теории. А это означает, что

преобразования новой теории (6.9а) - (6.10а) обладают всеми теми свойствами (в том числе и групповыми), что и преобразования Лоренца (6.13а) - (6.14а).

6.2. Движение в произвольном направлении

Преобразования (6.9)...(6.12) справедливы для того частного случая взаимного расположения и движения инерциальных систем отсчета А и В, при котором одноименные оси координат этих двух инерциальных систем отсчета параллельны друг другу, оси x и x' совпадают друг с другом и система отсчета В движется в положительном направлении оси x системы отсчета А. Найдем теперь методом Логунова [6] формулы преобразования координат и времени событий от одной ИСО к другой ИСО при произвольном направлении движения одной системы отсчета относительно другой с постоянной скоростью, если покоящейся является штрихованная ИСО В.

Обозначим через x, y, z компоненты вектора \vec{R} в движущейся ИСО А. Тогда выражение для интервала (6.1) в этой системе отсчета А будет иметь вид

$$ds^2 = c_u^2 \cdot dt^2 - d\vec{R}'^2. \quad (6.17)$$

Совершим над выражением (6.17) преобразования Галилея

$$\vec{R}'_G = \vec{R} - \vec{u} \cdot t, \quad t'_G = t. \quad (6.18)$$

Для этого запишем преобразования, обратные преобразованиям (6.18)

$$\vec{R} = \vec{R}'_G + \vec{u} \cdot t'_G, \quad t = t'_G. \quad (6.19)$$

Взяв дифференциалы от обеих частей равенств (6.19) и подставив $d\vec{R}$ и dt в выражение (6.17), получим

$$ds^2 = c_u^2 \cdot (dt_G')^2 \cdot (1 - u^2 / c_u^2) - 2 \cdot \vec{u} \cdot dR_G' \cdot dt_G' - (dR_G')^2$$

или

$$ds^2 = c_0^2 \cdot \gamma^2 \cdot \left(\frac{dt_G'}{\gamma} - \gamma \cdot \frac{\vec{u} \cdot dR_G'}{c_u^2} \right)^2 - (dR_G')^2 - \frac{\gamma^2}{c_u^2} \cdot (\vec{u} \cdot dR_G')^2, \quad (6.20)$$

где

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - u^2 / c_u^2}} = \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}. \quad (6.21)$$

Наша цель - найти такие новые переменные t' и \vec{R}' , в которых выражение (6.20) можно записать в виде

$$ds^2 = c_0^2 \cdot (dt')^2 - (d\vec{R}')^2. \quad (6.22)$$

Поэтому сначала введем в выражении (6.20) обозначение

$$(dt')^2 = \gamma^2 \cdot \left(\frac{dt_G'}{\gamma} - \gamma \cdot \frac{\vec{u} \cdot dR_G'}{c_u^2} \right)^2 \quad (6.23)$$

или

$$t' = \gamma \cdot \left(\frac{t_G'}{\gamma} - \gamma \cdot \frac{\vec{u} \cdot dR_G'}{c_u^2} \right). \quad (6.24)$$

Подставляя в правую часть выражения (6.24) преобразования Галилея (6.18), получим

$$t' = \gamma \cdot \left(\gamma \cdot t - \gamma \cdot \frac{\vec{u} \cdot \vec{R}_G}{c_u^2} \right).$$

или

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot \left(c_u \cdot t - \frac{\vec{u} \cdot \vec{R}}{c_u^2} \right). \quad (6.25)$$

Отрицательную часть интервала (6.20) также выразим через переменные \vec{R} и t

$$(d\vec{R}_G')^2 + \frac{\gamma^2}{c_u^2} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R}_G')^2 = (d\vec{R})^2 + \frac{\gamma^2}{c_u^2} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R})^2 - 2 \cdot \gamma^2 \cdot \vec{u} \cdot d\vec{R} \cdot dt + \gamma^2 \cdot \vec{u} \cdot dt^2. \quad (6.26)$$

Первые два члена из правой части выражения (6.26) можно записать в виде квадрата некоторого вектора, т. е.

$$(d\vec{R})^2 + \frac{\gamma^2}{c_u^2} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R})^2 = \left[d\vec{R} + (\gamma - 1) \cdot \frac{\vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R})}{\vec{u}^2} \right]^2. \quad (6.27)$$

Тогда выражение (6.26) можно переписать в виде

$$(d\vec{R}_G')^2 + \frac{\gamma^2}{c_u^2} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R}_G')^2 = \left[d\vec{R} + (\gamma - 1) \cdot \frac{\vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R})}{\vec{u}^2} \right]^2 - 2 \cdot \gamma^2 \cdot \vec{u} \cdot d\vec{R} \cdot dt + \gamma^2 \cdot \vec{u}^2 \cdot dt^2. \quad (6.28)$$

Но правая часть выражения (6.28) есть квадрат вектора. Поэтому выражение (6.28) можно переписать в виде

$$(d\vec{R}_G')^2 + \frac{\gamma^2}{c_u^2} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R}_G')^2 = \left[d\vec{R} + (\gamma - 1) \cdot \frac{\vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R})}{\vec{u}^2} - \gamma \cdot \vec{u} dt \right]^2. \quad (6.29)$$

Теперь введем обозначение

$$\vec{R}' = \vec{R} + (\gamma - 1) \cdot \frac{\vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot \vec{R})}{\vec{u}^2} - \gamma \cdot \vec{u} \cdot t. \quad (6.30)$$

Тогда пространственно-подобная часть интервала (6.20) принимает вид

$$(d\vec{R}_G')^2 + \frac{\gamma^2}{c_u^2} \cdot (\vec{u} \cdot d\vec{R}_G')^2 = (d\vec{R}')^2. \quad (6.31)$$

Следовательно, мы из выражения (6.20) получили выражение (6.22) и одновременно с этим мы также получили формулы преобразования координат и времени событий для случая, когда покоящейся является инерциальная система отсчета В, для общего случая движения системы отсчета В с постоянной скоростью в произвольном направлении (см. выражения (6.25) и (6.30))

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot \left(c_u \cdot t - \frac{\vec{u} \cdot \vec{R}}{c_u^2} \right), \quad \vec{R}' = \vec{R} + (\gamma - 1) \cdot \frac{\vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot \vec{R})}{\vec{u}^2} - \gamma \cdot \vec{u} \cdot t. \quad (6.32)$$

Аналогичными рассуждениями можно показать, что если покоящейся

является нештрихованная ИСО А, то вместо преобразований (6.32) получим преобразования

$$c_0 \cdot t = \gamma \cdot \left(c_u \cdot t' + \frac{\vec{u} \cdot \vec{R}'}{c_u^2} \right), \vec{R} = \vec{R}' + (\gamma - 1) \cdot \frac{\vec{u} \cdot (\vec{u} \cdot \vec{R}')}{\vec{u}^2} + \gamma \cdot \vec{u} \cdot t'. \quad (6.33)$$

Итак, если в природе существует квадратичная зависимость физической скорости света от скорости движения инерциальной системы отсчета вида (2.1), то вместо прямых и обратных преобразований Лоренца (6.13) и (6.14) из специальной теории относительности в новой теории пространства-времени необходимо использовать:

а) прямые и обратные преобразования (6.11) и (6.12) - если покоящейся является инерциальная система отсчета А;

б) прямые и обратные преобразования (6.9) и (6.10) - если покоящейся является инерциальная система отсчета В.

Преобразования (6.9) получены впервые (с точностью до обозначений) Котельниковым Г. А. [53]. Однако подлинный физический смысл полученных им преобразований (см. формулы (2) из [53]) Котельникову Г. А. найти не удалось. Отличие этих преобразований от преобразований Лоренца из специальной теории относительности Котельников Г. А. объяснил отсутствием синхронизации хронометров, покоящихся в движущихся друг относительно друга инерциальных системах отсчета. На этом основании Котельников Г. А. сделал ошибочный вывод о том, что полученные им преобразования сохраняют все кинематические и динамические эффекты специальной теории относительности.

7. ФИЗИЧЕСКИЙ СМЫСЛ НОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ КООРДИНАТ И ВРЕМЕНИ

7.1. Сокращение продольных размеров движущихся тел

Существует два способа измерения длины движущегося тела из той "покоящейся" инерциальной системы отсчета, относительно которой это тело движется.

При первом способе необходимо отметить положения концов движущегося тела в один и тот же момент времени по хронометрам той "покоящейся" инерциальной системы отсчета, относительно которой это тело движется, а затем измерить расстояние между полученными отметками масштабом, неподвижным в "покоящейся" инерциальной системе отсчета.

При втором способе необходимо измерить скорость движущегося тела относительно "покоящейся" инерциальной системы отсчета, затем измерить продолжительность промежутка времени между моментами нахождения в одной и той же точке "покоящейся" системы переднего и заднего концов движущегося тела и рассчитать длину движущегося тела, умножив измеренную величину скорости тела на величину измеренного промежутка времени.

Для определения длины движущегося тела рассмотрим те же две инерциальные системы отсчета А и В, о которых шла речь в разделе 3 и преобразования (7.1), совпадающие с преобразованиями (6.9) предыдущего раздела.

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot (c_u \cdot t - \beta \cdot x), \quad x' = \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_u \cdot t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (7.1)$$

где $\beta = \frac{u}{c_u}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, $c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}$.

Пусть в штрихованной покоящейся ИСО В, относительно которой рассматриваемое тело (например, линейка) покоится, координаты концов этого тела равны

$$x_1' = 0, \quad x_2' = L_0, \quad (7.2)$$

где L_0 есть собственная длина тела (длина тела в той инерциальной системе отсчета, относительно которой это тело покоится).

Из второго уравнения преобразований (7.1) следует, что

$$x_2' - x_1' = \gamma \cdot (x_2 - x_1) - u \cdot (t_2 - t_1). \quad (7.3)$$

Подставляя в уравнение (7.3) значения (7.2) координат линейки покоящейся в штрихованной ИСО, получим

$$L_0 = \gamma \cdot (x_2 - x_1) - u \cdot (t_2 - t_1) \quad (7.4)$$

где t_1, t_2 - моменты времени по хронометрам движущейся ИСО А (покоящимся в точках x_1, x_2 движущейся ИСО А), в которые отмечаются положения переднего и заднего концов тела.

Величина $(x_2 - x_1)$ в правой части выражения (7.4) будет длиной L движущегося тела в нештрихованной ИСО А только при условии, если в правой части выражения (7.4) будет справедливо равенство

$$t_2 - t_1 = 0, \quad (7.5)$$

т. е. если положения обоих концов движущегося тела в инерциальной системе отсчета А отмечаются в один и тот же момент времени по хронометрам системы отсчета А. Вследствие этого получим

$$L = \frac{L_0}{\gamma} = \frac{L_0}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} \quad (7.6)$$

Для нахождения длины движущегося тела вторым способом

определим, в какие моменты времени системы отсчета А точки $x_1' = 0$ и $x_2' = L_0$ системы отсчета В совпадают с началом координат $x = 0$ системы отсчета А.

Начала координат ИСО А и В совпадают друг с другом в момент начала отсчета времени в обеих ИСО. Это означает, что точка $x_1' = 0$ совпадает с точкой $x_1 = 0$ в момент времени $t_1 = 0$.

Подставляя во второе уравнение преобразований (7.1) значения $x = 0$ и $x' = L_0$ получим, что точка $x_2' = L_0$ ИСО В совпадает с началом координат системы ИСО А в момент времени (по хронометрам, покоящимся в ИСО А)

$$t_2 = -\frac{L_0}{u \cdot \gamma}. \quad (7.7)$$

Умножая промежуток времени (7.7) в ИСО А, за который объект, покоящийся в ИСО В, пролетел мимо начала отсчета ИСО А, на измеренную скорость u , получим длину движущегося тела, измеренную вторым способом

$$L = u \cdot t_2 = \frac{L_0}{\gamma} = \frac{L_0}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}}. \quad (7.8)$$

Сравнивая формулы (7.6) и (7.8), видим, что результаты измерения длин движущегося тела обеими способами совпадают, то есть что согласно новой теории пространства-времени длина движущегося тела оказывается меньшей собственной длины тела.

Если провести аналогичные рассуждения с преобразованиями Лоренца из специальной теории относительности, получим, что при обоих способах [52, с. 70].

$$L = L_0 \sqrt{1 - V^2 / c_0^2}. \quad (7.9)$$

Сравнивая выражение (7.9) с выражением (7.8), можно отметить, что как в специальной теории относительности, так и в новой теории пространства-времени при увеличении скорости движения тела длина движущегося тела в той ИСО, относительно которой это тело движется, уменьшается, т. е. характер зависимости длины движущегося тела от скорости движения тела в новой теории пространства-времени качественно совпадает с характером аналогичной зависимости в специальной теории относительности. Отличия носят только количественный характер.

Здесь уместно пояснить, почему в преобразованиях Лоренца (6.13) и (6.14) из специальной теории относительности мы обозначили скорость движения одной инерциальной системы отсчета относительно другой буквой "V", а в новых преобразованиях координат и времени для обозначения скорости движения одной инерциальной системы отсчета относительно другой мы использовали букву "u".

Дело в том, что как входящий в преобразования Лоренца параметр

$$\beta = \frac{V}{c_0} \quad (7.10)$$

так и входящий в новые преобразования параметр

$$\beta = \frac{u}{c_u} = \frac{u / c_0}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} \quad (7.11)$$

изменяются в пределах от нуля до единицы. Это позволяет предположить, что это один и тот же параметр. Для обозначения этого параметра мы и использовали одну и ту же букву β в обеих теориях пространства-времени.

Тогда, приравняв правые части выражений (7.10) и (7.11), получим

$$V = \frac{u}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}}. \quad (7.12)$$

Разрешив выражение (7.12) относительно u , получим

$$u = \frac{V}{\sqrt{1 - V^2 / c_0^2}}. \quad (7.13)$$

При этом в выражениях (7.12) и (7.13): u - это скорость движения одной ИСО относительно другой ИСО в новой теории; V - это скорость движения одной ИСО относительно другой ИСО в специальной теории относительности.

Из выражений (7.12) и (7.13) следует, что область допустимых значений "скорости V " лежит в пределах от нуля до c_0 , а область допустимых значений "скорости u " лежит в пределах от нуля до бесконечности. Из этого можно сделать вывод, что либо "скорость u " из новой теории пространства-времени, либо "скорость V " из специальной теории относительности не является физически измеримой скоростью движения. Ряд соображений свидетельствует в пользу того, что физически измеримой скоростью движения одной инерциальной системы отсчета относительно другой является не "скорость V ", а именно "скорость u " новой теории пространства-времени. Нетрудно заметить, что выражения (7.12) и (7.13) можно также получить, если приравнять друг другу правые части формул (7.8) и (7.9).

7.2. Исчезновение парадоксов времени

Согласно специальной теории относительности движущийся хронометр идет медленнее чем неподвижный. Эффект замедления хода движущегося хронометра, приводящий к известным парадоксам

времени специальной теории относительности (парадоксу часов, парадоксу близнецов) можно объяснить следующим образом. Рассмотрим хронометр следующей конструкции. Между двумя параллельными неподвижными друг относительно друга зеркалами, разнесенными на расстояние L_0 , движется световой импульс, попеременно отражаясь от каждого из зеркал. На одном из зеркал установлен фотоэлемент, а на другом - лазерный усилитель, так чтобы эти часы могли работать бесконечно долго. К выходу фотоэлемента подсоединен счетчик импульсов. При отражении света от зеркала с фотоэлементом часть света падает на фотоэлемент и на выходе фотоэлемента образуется электрический импульс. Счетчик, подсчитывающий количество импульсов с выхода фотоэлемента, подсчитывает тем самым количество временных промежутков, за каждый из которых свет дважды проходит расстояние между зеркалами (от зеркала с фотоэлементом до другого зеркала и обратно). Покоящиеся в системе В хронометры такой конструкции будем называть В-хронометрами, а покоящиеся в системе А хронометры точно такой же конструкции будем называть А-хронометрами. В штрихованной инерциальной системе отсчета В промежуток времени между двумя соседними импульсами на выходе фотоэлемента В-хронометра будет равен

$$\Delta t'_{BB} = \frac{2 \cdot L_0}{c_0}. \quad (7.14)$$

В нештрихованной инерциальной системе отсчета А промежуток времени между двумя соседними импульсами на выходе фотоэлемента А-хронометра будет равен

$$\Delta t_{AA} = \frac{2 \cdot L_0}{c_0}. \quad (7.15)$$

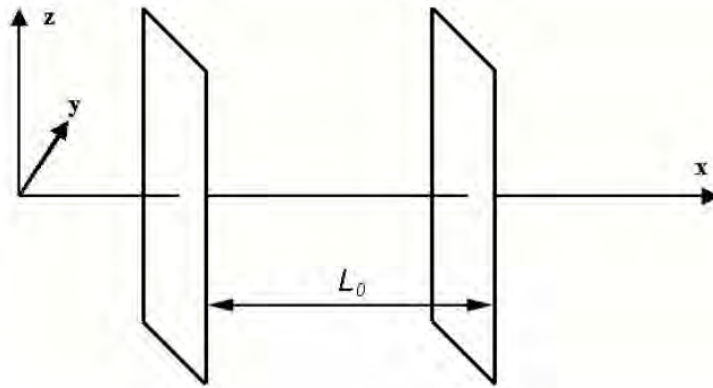


Рис. 7.1. Взаимное расположение зеркал хронометра и осей координат неподвижной ИСО (вектор скорости другой ИСО совпадает с направлением оси x).

Если плоскости зеркал хронометра перпендикулярны оси X инерциальной системы отсчета A (см. рис. 7.1), то согласно специальной теории относительности (СТО) в ИСО A (относительно которой B -хронометр движется согласно СТО движется со скоростью V вдоль оси X в сторону возрастающих значений координаты x) расстояние между зеркалами B -хронометра будет равно

$$L^{CTO} = L_0 \sqrt{1 - V^2 / c_0^2}. \quad (7.16)$$

Вследствие этого промежуток времени между двумя соседними импульсами на выходе фотоэлемента B -хронометра по A -хронометрам будет согласно СТО равен

$$\Delta t_{BA}^{CTO} = \frac{L^{CTO}}{c_0 - V} + \frac{L^{CTO}}{c_0 + V} = \frac{2 \cdot L_0}{c_0} \cdot \gamma = \frac{2 \cdot L_0}{c_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - V^2 / c_0^2}}. \quad (7.17)$$

Рассмотрим теперь эту же ситуацию согласно новой релятивистской теории пространства-времени (НРТПВ), то есть в том случае, если в природе существует зависимость скорости света от скорости источника (2.1) вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$. В этом случае расстояние между зеркалами B -хронометра (равное L_0 в инерциальной системе

отсчета В) в инерциальной системе отсчета А будет равно (см. формулы (7.6) и (7.8))

$$L^{НРТПВ} = \frac{L_0}{\gamma} = \frac{L_0}{\sqrt{1+u^2/c_0^2}} \quad (7.18)$$

Тогда согласно НРТПВ промежуток времени между двумя соседними импульсами на выходе фотоэлемента В-хронометра по А-хронометрам ИСО А будет равен

$$\Delta t_{ВА}^{НРТПВ} = \frac{L^{НРТПВ}}{c_u - u} + \frac{L^{НРТПВ}}{c_u + u} = \frac{L_0}{\gamma} \left(\frac{1}{c_u - u} + \frac{1}{c_u + u} \right) = \frac{L_0}{\gamma} \cdot \frac{2 \cdot c_u}{c_u^2 - u^2} = \frac{2 \cdot L_0}{c_0}. \quad (7.19)$$

Таким образом, согласно теории пространства-времени, вытекающей из зависимости (2.1), движущийся хронометр "идет" точно с такой же скоростью, что и неподвижные хронометры. Поэтому в новой теории пространства-времени никаких парадоксов времени не возникает.

Отсутствие парадоксов времени вытекает также и из самих преобразований координат НРТПВ. Действительно, подставив в преобразования

$$c_u \cdot t = \gamma_u \cdot (c_0 \cdot t' + \beta \cdot x'), \quad x = \gamma_u \cdot (x' + \beta \cdot c_0 \cdot t'), \quad y = y', \quad z = z', \quad (7.20)$$

где $\gamma_u = \frac{1}{\sqrt{1-\beta_u^2}}, \quad \beta_u = \frac{u}{c_u}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1+u^2/c_0^2}, \quad (7.21)$

совпадающие с преобразованиями (6.10) предыдущего раздела, значение $x' = 0$, для часов, покоящихся в точке $x' = 0$, получим $t = t'$. $x = u \cdot t'$. Это означает, что показание часов, покоящихся в точке $x' = 0$ движущейся ИСО, всегда совпадает с показанием часов неподвижной ИСО, находящихся в момент времени $t' = t$ в точке $x = u \cdot t' = u \cdot t$.

Впрочем, отсутствие "замедления времени" в движущихся инерциальных системах отсчета по сравнению со "скоростью течения

времени" в неподвижной инерциальной системе отсчета вытекает непосредственно из принципа полного равноправия инерциальных систем отсчета. Вспомним, ведь саму зависимость (2.1) мы получили в разделе 2 только благодаря тому, что из принципа полного равноправия инерциальных систем отсчета (принципа относительности) нам удалось получить утверждение: "Законы, по которым изменяются показания хронометра, не зависят от того, к которой из двух координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, эти изменения показаний относятся".

7.3. Новый закон сложения скоростей и сверхсветовые скорости

Рассмотрим те же две инерциальные системы отсчета (ИСО) А и В из раздела 3. Координаты событий в инерциальной системе отсчета А обозначаем по-прежнему как нештрихованные величины x, y, z, t . А координаты событий в ИСО В обозначаем по-прежнему штрихованными величинами x', y', z', t' . Пусть ИСО В движется со скоростью u в направлении положительных значений координаты x ИСО А, одноименные оси координат этих двух ИСО пусть будут взаимно параллельны, а оси x и x' совпадают друг с другом. Преобразованиями координат событий между этими двумя ИСО А и В для случая покоящейся ИСО В являются преобразования (7.20).

Введем в рассмотрение (кроме указанных выше двух инерциальных систем отсчета А и В) третью инерциальную систему отсчета Ж, которая движется со скоростью s в положительном направлении оси x' системы отсчета В, причем ось x'' системы отсчета Ж пусть совпадает с осями x и x' , а оси y'' и z'' системы отсчета Ж пусть будут параллельны соответствующим осям инерциальных

систем отсчета А и В. Пусть также в нулевой момент времени всех трех рассматриваемых инерциальных систем отсчета А, В и Ж их начала координат совпадают друг с другом. Обозначим через w скорость движения системы отсчета Ж относительно системы отсчета А, которую (скорость) необходимо найти по известным скоростям u (скорость движения системы отсчета В относительно системы отсчета А) и s (скорость движения системы отсчета Ж относительно системы отсчета В).

Запишем преобразования координат и времени событий от покоящейся ИСО Ж к движущейся ИСО В и от покоящейся ИСО Ж к движущейся ИСО А (опуская тривиальные равенства для координат y'', y', y и z'', z', z)

$$c_s t' = \gamma_s (c_0 t'' + \beta_s x''), \quad x' = \gamma_s (x'' + \beta_s c_0 t''), \quad (7.22)$$

где
$$\gamma_s = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_s^2}}, \quad \beta_s = \frac{s}{c_s}, \quad c_s = c_0 \sqrt{1 + s^2 / c_0^2}; \quad (7.23)$$

$$c_w t = \gamma_w (c_0 t'' + \beta_w x''), \quad x = \gamma_w (x'' + \beta_w c_0 t''), \quad (7.24)$$

где
$$\gamma_w = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_w^2}}, \quad \beta_w = \frac{w}{c_w}, \quad c_w = c_0 \sqrt{1 + w^2 / c_0^2}. \quad (7.25)$$

Разрешив преобразования (7.22) относительно дважды штрихованных координат событий в ИСО Ж, получим

$$x'' = \gamma_s \cdot (x' - \beta_s \cdot c_s \cdot t'), \quad c_0 \cdot t'' = \gamma_s \cdot (c_s \cdot t' - \beta_s \cdot x'). \quad (7.26)$$

Подставив выражения (7.26) в преобразования (7.24), получим

$$x = \gamma_s \cdot \gamma_w \cdot (1 - \beta_s \cdot \beta_w) \cdot \left(x' + \frac{\beta_w - \beta_s}{1 - \beta_s \cdot \beta_w} \cdot c_s \cdot t' \right),$$

$$c_w \cdot t = \gamma_s \cdot \gamma_w \cdot (1 - \beta_s \cdot \beta_w) \cdot \left(c_s \cdot t' + \frac{\beta_w - \beta_s}{1 - \beta_s \cdot \beta_w} \cdot x' \right). \quad (7.27)$$

Преобразования (7.27) являются преобразованиями координаты x и

времени событий, происходящим с телом, покоящимся в движущейся со скоростью s ИСО Ж относительно ИСО В к ИСО А. Сравнивая преобразования (7.27) с преобразованиями (6.10), мы можем записать преобразования (7.27) в виде

$$x = \gamma_u \cdot (x' + \beta_u \cdot c_s \cdot t'), \quad c_w \cdot t = \gamma_u \cdot (c_s \cdot t' + \beta_u \cdot x'). \quad (7.28)$$

где
$$\beta_u = \frac{\beta_w - \beta_s}{1 - \beta_s \cdot \beta_w}, \quad (7.29)$$

$$\gamma_u = \gamma_s \cdot \gamma_w \cdot (1 - \beta_s \cdot \beta_w), \quad (7.30)$$

$$\gamma_w = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta_w^2}}, \quad \beta_u = \frac{u}{c_u}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}. \quad (7.31)$$

Из выражения (7.29) находим

$$\beta_w = \frac{\beta_u + \beta_s}{1 + \beta_s \cdot \beta_u}. \quad (7.32)$$

Подставляя выражение (7.32) в первое выражение из (7.31), находим

$$\gamma_w = \gamma_s \cdot \gamma_u \cdot (1 + \beta_s \cdot \beta_u). \quad (7.33)$$

Из выражения (7.33) находим

$$(1 + \beta_s \cdot \beta_u) = \frac{\gamma_w}{\gamma_s \cdot \gamma_u}. \quad (7.34)$$

Теперь подставляем (7.34) в (7.32) и получим

$$w = (u \cdot \gamma_s + s \cdot \gamma_u). \quad (7.35)$$

Выражения (7.32) и (7.35) являются двумя различными формами записи закона сложения скоростей новой теории пространства-времени. Величины u и s входят в новый закон сложения скоростей (7.32) и (7.35) симметричным образом. При этом новый закон сложения скоростей превращается в закон сложения скоростей специальной теории относительности при условии, что скорости u , s и w малы по сравнению со скоростью света c_0 . Действительно, выражение (7.32) можно записать в виде

$$\frac{w}{c_0 \cdot \sqrt{1 + w^2 / c_0^2}} = \frac{\frac{u}{c_0 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} + \frac{s}{c_0 \cdot \sqrt{1 + s^2 / c_0^2}}}{1 + \frac{u}{c_0 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} \cdot \frac{s}{c_0 \cdot \sqrt{1 + s^2 / c_0^2}}} \quad (7.36)$$

При малых значениях u , s и w каждый квадратный корень в выражении (7.36) приближенно равен единице. Тогда выражение (7.36) превращается в закон сложения скоростей из специальной теории относительности

$$w / c_0 = \frac{u / c_0 + s / c_0}{1 + \frac{u \cdot s}{c_0^2}}. \quad (7.37)$$

Если же в выражении (7.35) малы величины u и s , то γ_s и γ_u близки к единицам и выражение (7.35) превращается в закон сложения скоростей механики Галилея-Ньютона

$$w = u + s. \quad (7.38)$$

Рассматривая преобразования (7.22), (7.24), (7.26) и (7.28), можно заметить, что последовательное проведение двух преобразований (7.26) и (7.24) результатом которого является преобразование (7.28), может быть заменено одним преобразованием (7.28), относящимся к той же совокупности преобразований, что и преобразования (7.26) и (7.24).

Но известно, что если в качестве элементов совокупности рассматривать преобразования, произведением двух преобразований называть преобразование, полученное в результате двух последовательных применений преобразований и это произведение двух преобразований может быть заменено одним преобразованием, относящимся к той же совокупности, что и преобразования-сомножители, то такая совокупность преобразований представляет из себя группу (см. стр. 262 - 268 в [20]). Следовательно, преобразования

координат и времени новой теории пространства-времени обладают групповыми свойствами как и преобразования Лоренца из специальной теории относительности.

Из закона сложения скоростей (7.35) новой теории следует, что в новой теории пространства-времени нет верхнего предела для скорости движения тел. Например, при $u/c_0 = 0,8$ и $s/c_0 = 0,6$ в соответствии с формулой (7.35) получим $w = 0,8 \cdot c_0 \cdot \sqrt{1,36} + 0,6 \cdot c_0 \cdot \sqrt{1,64} = 1,7 \cdot c_0$, то есть суммарная скорость в 1,7 раза больше скорости света в вакууме c_0 .

Это означает, что если в природе существует зависимость скорости света от скорости источника (2.1) вида $c_u = c_0 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, то утверждения специальной теории относительности о невозможности движения со сверхсветовой скоростью и о невозможности существования взаимодействия, которое распространяется быстрее, чем свет в вакууме, являются ошибочными. Если в природе существует квадратичная зависимость скорости света от скорости источника (2.1), то должны быть реальностью и сверхсветовые скорости движения элементарных частиц. Тем более, что в новой теории пространства-времени сверхсветовые скорости не приводят к нарушению принципа причинности.

7.4. Сверхсветовые скорости и принцип причинности при новых преобразованиях координат и времени

Пусть в инерциальной системе отсчета Ж, которую мы рассматривали в подразделе 7.3, покоится тело и с этим телом происходят два события.

Первое событие с этим телом пусть происходит тогда, когда это тело находится в точке x_1 системы отсчета А и хронометр, покоящийся в точке x_1 системы отсчета А, показывает время t_1 . Второе событие с этим телом пусть происходит в момент времени t_2 ИСО А, когда это тело находится в точке x_2 системы отсчета А.

Преобразованиями координат и времени этих двух событий от одной из тез ИСО А, В и Ж к любой другой из них являются выражения (7.22), (7.24) и (7.28).

Разрешив преобразования (7.28) относительно штрихованных величин, получим

$$x' = \gamma_u \cdot (x - \beta_u \cdot c_w \cdot t), \quad c_s \cdot t' = \gamma_u \cdot (c_w \cdot t - \beta_u \cdot x). \quad (7.39)$$

Из второго выражения преобразований (7.39) следует, что в ИСО В промежуток времени между этими двумя событиями с телом, покоящимся в ИСО Ж, определяется через координаты этих же двух событий в ИСО А выражением

$$c_s \cdot (t_2' - t_1') = \gamma_u \cdot [c_w \cdot (t_2 - t_1) - \beta_u \cdot (x_2 - x_1)]. \quad (7.40)$$

Но в ИСО А тело, с которым происходят два рассматриваемых события, движется со скоростью w . Поэтому координаты рассматриваемых двух событий в системе отсчета А связаны друг с другом выражением

$$x_2 - x_1 = w \cdot (t_2 - t_1). \quad (7.41)$$

Тогда, подставляя выражение (7.41) в выражение (7.40), получим

$$c_s \cdot (t_2' - t_1') = \gamma_u \cdot c_w \cdot (1 - \beta_u \cdot \beta_w) \cdot (t_2 - t_1). \quad (7.42)$$

Из выражения же (7.42) следует, что при любых значениях скоростей u и w если $(t_2 - t_1) > 0$, то и $(t_2' - t_1') > 0$.

Действительно, в выражении (7.42)

$$\begin{aligned}
\gamma_u &= \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} > 0, \\
c_w &= c_0 \cdot \sqrt{1 + w^2 / c_0^2} > 0, \\
c_s &= c_0 \cdot \sqrt{1 + s^2 / c_0^2} > 0, \\
\beta_u &= \frac{u / c_0}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} < 1, \\
\beta_w &= \frac{w / c_0}{\sqrt{1 + w^2 / c_0^2}} < 1, \\
(1 - \beta_u \cdot \beta_w) &> 0.
\end{aligned} \tag{7.43}$$

Вследствие этого выражение $(1 - \beta_u \cdot \beta_w)$ ни при каких значениях скоростей w и u не может стать отрицательным.

В специальной же теории относительности аналогом выражения (7.42) является формула [54]

$$t_2' - t_1' = \frac{1 - (u \cdot w) / c_0^2}{\sqrt{1 - u^2 / c_0^2}} (t_2 - t_1) \tag{7.44}$$

Из формулы (7.44) из СТО вытекает, что в специальной теории относительности при $w < c_0$ и $u < c_0$, если $(t_2 - t_1) > 0$, то и $(t_2' - t_1') > 0$, но при $w > c_0$ можно подобрать такую скорость u , при которой $[1 - (u \cdot w) / c_0^2] < 0$ и, следовательно, при $(t_2 - t_1) > 0$ получим $(t_2' - t_1') < 0$. А это и означает, что согласно специальной теории относительности допущение о существовании сверхсветовых скоростей приводит к нарушению принципа причинности.

В соответствии же с новой теорией пространства-времени сверхсветовые скорости не приводят к нарушению принципа причинности. Это следует из того, что выражение (7.43) выполняются в новой теории при любых значениях скоростей.

Чтобы выяснить, при каких условиях в новой теории

пространства-времени появляются сверхсветовые скорости, нам необходимо сначала получить вытекающие из новой теории пространства-времени уравнения связи между параметрами электромагнитного поля в двух движущихся друг относительно друга инерциальных системах отсчета.

8. ВЫТЕКАЮЩИЕ ИЗ НОВЫХ ПРЕОБРАЗОВАНИЙ УРАВНЕНИЯ СВЯЗИ МЕЖДУ ПАРАМЕТРАМИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ В ДВИЖУЩИХСЯ ДРУГ ОТНОСИТЕЛЬНО ДРУГА ИСО

8.1. Ковариантность уравнений Максвелла в вакууме относительно новых преобразований координат и времени и зависимость заряда от скорости

Рассмотрим те же две инерциальные системы отсчета А и В, которые мы рассматривали в разделе 3. Все переменные, относящиеся к инерциальной системе отсчета В, мы как и прежде будем обозначать со штрихами, а все переменные, относящиеся к системе А - без штрихов.

Пусть в инерциальной системе отсчета В очень далеко от начала координат покоится источник электромагнитного поля. Тогда в окрестности начала координат системы отсчета В для этого электромагнитного поля справедливы уравнения Максвелла [55].

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}' \vec{H}' &= \vec{j}' + \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t'}; \\ \operatorname{div}' \vec{D}' &= \rho'; \\ \operatorname{rot}' \vec{E}' &= -\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t'}; \\ \operatorname{div}' \vec{B}' &= 0, \end{aligned} \tag{8.1}$$

где \vec{D}' , \vec{B}' - векторы индукции электрического и магнитного полей в инерциальной системе отсчета В;

\vec{E}' , \vec{H}' - векторы напряженности электрического и магнитного полей в инерциальной системе отсчета В;

ρ' - плотность электрического заряда в инерциальной системе отсчета В;

\vec{j}' - вектор плотности тока в инерциальной системе отсчета В;

$$\operatorname{rot}' \vec{A}' = \begin{vmatrix} \vec{e}_x' & \vec{e}_y' & \vec{e}_z' \\ \frac{\partial}{\partial x'} & \frac{\partial}{\partial y'} & \frac{\partial}{\partial z'} \\ A_x' & A_y' & A_z' \end{vmatrix};$$

$$\operatorname{div}' \vec{A}' = \frac{\partial A_x'}{\partial x'} + \frac{\partial A_y'}{\partial y'} + \frac{\partial A_z'}{\partial z'};$$

$\vec{e}_x', \vec{e}_y', \vec{e}_z'$ - орты осей x', y', z' инерциальной системы отсчета В;

$$\vec{D}' = \varepsilon_0 \cdot \vec{E}'; \quad \vec{B}' = \mu_0 \cdot \vec{H}'; \quad (8.2)$$

$$\varepsilon_0 \cdot \mu_0 = \frac{1}{c_0^2}.$$

Из системы уравнений Максвелла (8.1) при $\rho' = \vec{j}' = 0$ можно получить волновое уравнение Даламбера (см. [55], стр.117)

$$\frac{\partial^2 \vec{A}'}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}'}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}'}{\partial z'^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \vec{A}'}{\partial t'^2} = 0, \quad (8.3)$$

где \vec{A}' - любой из векторов электромагнитного поля в инерциальной системе отсчета В.

Поскольку источник электромагнитного поля покоится в инерциальной системе отсчета В применим к уравнениям Максвелла (8.1) и уравнению Даламбера (8.3) преобразования (6.9). Тогда получим уравнения Максвелла для этого же электромагнитного поля в инерциальной системе отсчета А (вывод см. в приложении 2)

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \vec{D} &= \rho; \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0, \end{aligned} \quad (8.4)$$

где $\vec{D}, \vec{B}, \vec{E}, \vec{H}$ - векторы индукции и напряженности электрического и магнитного полей в инерциальной системе отсчета А, причем компоненты этих векторов связаны с компонентами векторов электромагнитного поля в инерциальной системе отсчета В зависимостями (вывод см. в приложении 2)

$$\begin{aligned}c_u \cdot D_x &= c_0 \cdot D_x'; \\c_u \cdot D_y &= \gamma \cdot (c_0 \cdot D_y' + \beta \cdot H_z'); \\c_u \cdot D_z &= \gamma \cdot (c_0 \cdot D_z' - \beta \cdot H_y');\end{aligned}\tag{8.5}$$

$$\begin{aligned}E_x &= E_x'; \\E_y &= \gamma \cdot (E_y' + \beta \cdot c_0 \cdot B_z'); \\E_z &= \gamma \cdot (E_z' - \beta \cdot c_0 \cdot B_y');\end{aligned}\tag{8.6}$$

$$\begin{aligned}c_u \cdot B_x &= c_0 \cdot B_x'; \\c_u \cdot B_y &= \gamma \cdot (c_0 \cdot B_y' - \beta \cdot E_z'); \\c_u \cdot B_z &= \gamma \cdot (c_0 \cdot B_z' + \beta \cdot E_y');\end{aligned}\tag{8.7}$$

и, кроме того,

$$c_u \cdot \rho = \gamma \cdot (c_0 \cdot \rho' + \beta \cdot j_x');\tag{8.8}$$

$$j_x = \gamma \cdot (j_x' + \beta \cdot c_0 \cdot \rho');\tag{8.9}$$

$$j_y = j_y';\tag{8.10}$$

$$j_z = j_z';\tag{8.11}$$

Уравнение же Даламбера в инерциальной системе отсчета А для поля, источник которого покоится в ИСО В, принимает вид

$$\frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial z^2} - \frac{1}{c_u^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0\tag{8.12}$$

Волновое уравнение (8.12) и является дифференциальным

уравнением распространения электромагнитных колебаний со скоростью, большей константы c_0 и зависящей от скорости движения источника по формуле (2.1).

Если из уравнений (8.5), (8.6) и (8.7) определить величины

$$\begin{aligned} \varepsilon_x &= \frac{D_x}{E_x}; & \varepsilon_y &= \frac{D_y}{E_y}; & \varepsilon_z &= \frac{D_z}{E_z}; \\ \mu_x &= \frac{B_x}{H_x}; & \mu_y &= \frac{B_y}{H_y}; & \mu_z &= \frac{B_z}{H_z}; \end{aligned} \quad (8.13)$$

соответствующие распространению электромагнитной волны (испускаемой покоящимся в ИСО В источником) в вакууме ИСО А, то получим

$$\varepsilon = \varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z = \frac{\varepsilon_0}{\gamma}; \quad (8.14)$$

$$\mu = \mu_x = \mu_y = \mu_z = \frac{\mu_0}{\gamma}; \quad (8.15)$$

$$\varepsilon \cdot \mu = \varepsilon_0 \cdot \mu_0 \cdot \frac{c_0^2}{c_u^2} = \frac{1}{c_u^2}, \quad (8.16)$$

где ε , μ - диэлектрическая и магнитная проницаемость вакуума для электромагнитной волны, испускаемой движущимся источником.

Из выражения (8.16) следует, что и согласно уравнениям Максвелла электромагнитная волна, испускаемая движущимся источником, распространяется в вакууме с большей скоростью, чем волна, испускаемая неподвижным источником.

Из выражений (8.14) и (8.15) следует, что физической причиной увеличения скорости распространения электромагнитной волны от движущегося источника является уменьшение абсолютных диэлектрической и магнитной проницаемостей вакуума вследствие "уплотнения" вакуума, вызванного уменьшением продольных

размеров вакуумных объемов.

Ковариантность уравнений Максвелла относительно преобразований координат и времени новой теории пространства-времени следует из хорошо известного факта ковариантности уравнений Максвелла относительно произвольных невырожденных преобразований пространственно-временных переменных [56]. Отличие преобразований координат и времени новой теории пространства-времени от всех других линейных преобразований координат и времени состоит в том, что материальные уравнения, соответствующие преобразованиям координат и времени новой теории пространства-времени, имеют такой же простой вид, как и материальные уравнения (8.2). Действительно, из выражений (8.5), (8.6) и (8.7) следует, что в инерциальной системе отсчета А справедливы соотношения

$$\vec{D} = \varepsilon \cdot \vec{E}, \quad \vec{B} = \mu \cdot \vec{H}, \quad (8.17)$$

где ε , μ определяются выражениями (8.14) и (8.15).

Из выражения (8.8) при $\rho' = 0$ получим

$$\rho = \frac{\gamma \cdot \beta \cdot j_x'}{c_u}. \quad (8.18)$$

Из формулы же (8.18) следует, что при равной нулю плотности заряда в системе отсчета В, в системе отсчета А возникает не равная нулю плотность заряда, если в системе отсчета В существует не равная нулю плотность тока. Этот результат качественно совпадает с положением специальной теории относительности (см. [53]. стр.178-180).

Из выражения (8.9) при $j_x' = 0$ получим;

$$\rho = \rho', \quad (8.19)$$

т.е. согласно новой теории пространства-времени при отсутствии продольного тока в системе отсчета В плотность заряда есть величина инвариантная. Но плотности зарядов в инерциальных системах отсчета В и А при отсутствии продольного тока в системе отсчета В определяются выражениями

$$\rho' = \frac{q'}{\Omega'}; \quad \rho = \frac{q}{\Omega}, \quad (8.20)$$

где Ω' , Ω – объемы, занимаемые зарядами q' и q в системах отсчета В и А, связанные друг с другом зависимостью

$$\Omega = \frac{\Omega'}{\gamma} = \frac{\Omega'}{\sqrt{1+u^2/c_0^2}}, \quad (8.21)$$

что обусловлено уменьшением длины движущегося объема в направлении движения.

Тогда из формул (8.19), (8.20) и (8.21) следует, что в новой теории пространства-времени при отсутствии продольного тока в системе отсчета В

$$q_u = \frac{q_0}{\gamma} = \frac{q_0}{\sqrt{1+u^2/c_0^2}}, \quad (8.22)$$

где q_0 - величина покоящегося заряда; q_u - величина заряда, движущегося со скоростью u . Выражение (8.22) означает, что в новой теории пространства-времени величина движущегося заряда зависит от скорости движения заряда, величина заряда становится тем меньшей, чем с большей скоростью этот заряд движется.

На первый взгляд выражение (8.22) может показаться абсурдным. Ведь мы в настоящее время убеждены, что "полный заряд в заданном объеме остается неизменным в любой системе отсчета" (см., например, стр. 178 в [52]). Но убеждение это основывается на

формуле преобразования 4-вектора тока в специальной теории относительности, а не на экспериментальных данных. Поэтому выражение (8.22) может показаться абсурдным только с позиций специальной теории относительности. Но с позиций специальной теории относительности абсурдным кажется и предположение о зависимости скорости света от скорости движения источника. А как показал проведенный в разделе 4 анализ, все до сих пор проведенные эксперименты по проверке справедливости второго постулата Эйнштейна не опровергают существования зависимости (2.1) в реальной действительности. Поэтому будущие эксперименты могут подтвердить ее существование в природе. Итак, если зависимость скорости света от скорости источника вида (2.1) существует в реальной действительности, то величина движущегося заряда должна зависеть от скорости движения этого заряда по формуле (8.22).

Зависимость величины движущегося заряда от скорости движения этого заряда является наиболее существенным отличием электродинамики движущихся тел, основанной на новой теории пространства-времени, от электродинамики движущихся тел, базирующейся на теории пространства-времени специальной теории относительности.

8.2. Формулы для абберации и эффекта Доплера, вытекающие из новых преобразований

Одним из возможных решений волнового уравнения (8.3) в инерциальной системе отсчета В является плоская волна

$$\vec{E}' = \vec{E}_0' \cdot e^{i\Phi'}, \quad (8.23)$$

где \vec{E}_0' - амплитуда электромагнитной волны; Φ' - фаза

электромагнитной волны, которую можно записать в виде

$$\Phi' = \omega' \cdot \left(t' - \frac{a' \cdot x' + b' \cdot y' + d' \cdot z'}{c_0} \right); \quad (8.24)$$

ω' - круговая частота электромагнитных колебаний, измеренная прибором, покоящимся относительно источника колебаний в штрихованной системе отсчета;

a', b', d' - направляющие косинусы нормали к фронту волны в штрихованной инерциальной системе отсчета В.

Фаза электромагнитной волны не может зависеть от выбора системы отсчета (см. стр. 247 в [52]). Поэтому фаза (8.24) должна быть инвариантом новых преобразований координат и времени. Применим к выражению (8.24) преобразования (6.9) (поскольку источник этой электромагнитной волны покоится в покоящейся штрихованной ИСО В).

Для этого подставим в (8.24) выражения (8.25), взятые из преобразований (6.9)

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot (c_u \cdot t - \beta \cdot x), \quad x' = \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_u \cdot t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (8.25)$$

$$\text{где } \beta = \frac{u}{c_u}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}.$$

Получим для фазы Φ в движущейся нештрихованной ИСО А выражение

$$\Phi = \Phi' = \omega \cdot \left(t - \frac{a \cdot x + b \cdot y + d \cdot z}{c_u} \right), \quad (8.26)$$

$$\text{где } \omega = \omega_0 \cdot \gamma^2 \cdot (1 + a' \cdot \beta), \quad (8.27)$$

$$a = \frac{a' + \beta}{1 + a' \cdot \beta}; \quad (8.28)$$

$$b = \frac{b'}{\gamma \cdot (1 + a' \cdot \beta)}; \quad d = \frac{d'}{\gamma \cdot (1 + a' \cdot \beta)};$$

Выражения (8.27) и (8.28) можно переписать в виде

$$\omega = \omega_0 \cdot \gamma^2 \cdot (1 + \beta \cdot \cos \theta'); \quad (8.29)$$

$$\cos \theta = \frac{\beta + \cos \theta'}{1 + \beta \cdot \cos \theta'}; \quad (8.30)$$

где θ' - угол (в инерциальной системе отсчета В) между линией, соединяющей источник электромагнитных колебаний с наблюдателем, и вектором скорости наблюдателя в инерциальной системе отсчета В (наблюдатель покоится в инерциальной системе отсчета А); θ - угол (в инерциальной системе отсчета А) между линией, соединяющей источник электромагнитных колебаний с наблюдателем, и вектором скорости источника в инерциальной системе отсчета А (источник покоится в инерциальной системе отсчета В).

Из выражения (8.30), которое является формулой закона абберации, находим величину

$$\cos \theta' = \frac{\cos \theta - \beta}{1 - \beta \cdot \cos \theta} \quad (8.31)$$

и подставляем её в формулу (8.29). Получим

$$\omega = \omega_0 \cdot \frac{1}{1 - \beta \cdot \cos \theta}. \quad (8.32)$$

Выражение (8.32) и является формулой эффекта Доплера для круговой частоты.

Так как электромагнитная волна испускается источником, покоящимся в инерциальной системе отсчета В, то эта волна распространяется в инерциальной системе отсчета А со скоростью, определяемой выражением (2.1), имея в системе отсчета А круговую

частоту ω . Тогда длина волны электромагнитных колебаний в системе отсчета А будет определяться выражением

$$\lambda = \frac{2 \cdot \pi \cdot c_u}{\omega} \quad (8.33)$$

Подставляя выражение (8.32) в формулу (8.33), получим

$$\lambda = \lambda_0 \frac{1 - \beta \cdot \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (8.34)$$

где $\lambda_0 = 2 \cdot \pi \cdot c_0 / \omega_0$ - длина волны электромагнитных колебаний в инерциальной системе отсчета В (длина волны колебаний от покоящегося источника).

Выражение (8.34) является формулой эффекта Доплера для длины волны.

При $\theta = 90^\circ$ из формул (8.32) и (8.34) получим

$$\omega_{\perp} = \omega_0, \quad (8.35)$$

$$\lambda_{\perp} = \frac{\lambda_0}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \lambda_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}. \quad (8.36)$$

Из формул (8.35) и (8.36) следует, что в новой теории пространства-времени поперечный эффект Доплера для частоты отсутствует, но для длины волны поперечный эффект Доплера и в новой теории тоже приводит к красному смещению.

При $\theta = 0^\circ$ из формул (8.32) и (8.34) получим

$$\omega_{c\acute{o}l} = \frac{\omega_0}{1 - \beta}; \quad (8.37)$$

$$\lambda_{c\acute{o}l} = \lambda_0 \frac{\sqrt{1 - \beta}}{\sqrt{1 + \beta}}. \quad (8.38)$$

Из формул (8.37) и (8.38) следует, что при сближении источника электромагнитных колебаний с наблюдателем частота колебаний, воспринимаемых наблюдателем, увеличивается, а длина волны

уменьшается.

При $\theta = 180^\circ$ из формул (8.32) и (8.34) получим

$$\omega_{y\theta} = \frac{\omega_0}{1 + \beta}; \quad (8.39)$$

$$\lambda_{y\theta} = \lambda_0 \cdot \frac{\sqrt{1 + \beta}}{\sqrt{1 - \beta}}. \quad (8.40)$$

Из формул (8.39) и (8.40) следует, что при удалении источника электромагнитных колебаний от наблюдателя частота колебаний, воспринимаемых наблюдателем, уменьшается, а длина волны увеличивается.

Входящий в формулы (8.27)...(8.40) параметр

$$\beta = \frac{u / c_0}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} \quad (8.41)$$

при изменении скорости u от нуля до бесконечности изменяется в пределах от нуля до единицы. Поэтому зависимость длины волны электромагнитных колебаний, принимаемых наблюдателем, от скорости движения источника, имеющая в новой теории пространства-времени вид (8.34), (8.36), (8.38) и (8.40), качественно совпадает с аналогичной зависимостью из специальной теории относительности.

Зависимость же частоты электромагнитных колебаний, принимаемых наблюдателем, от скорости движения источника этих колебаний в новой теории пространства-времени существенно отличается от аналогичной зависимости из специальной теории относительности. Это обусловлено тем, что в специальной теории относительности вместо формулы (8.29) имеем

$$\omega^{στο} = \omega_0 \frac{1 + \beta \cdot \cos \theta'}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad (8.42)$$

где $\beta = V / c_0$ вместо формулы (8.32) имеем формулу

$$\omega^{CTO} = \omega_0 \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{1-\beta \cdot \cos \theta}, \quad (8.43)$$

вместо формулы (8.35) имеем

$$\omega_{\perp}^{CTO} = \omega_0 \cdot \sqrt{1-\beta^2}, \quad (8.44)$$

вместо формулы (8.37) имеем

$$\omega_{\text{сбл}}^{CTO} = \omega_0 \cdot \sqrt{\frac{1+\beta}{1-\beta}} \quad (8.45)$$

и вместо формулы (8.39) имеем

$$\omega_{\text{уд}}^{CTO} = \omega_0 \cdot \sqrt{\frac{1-\beta}{1+\beta}}. \quad (8.46)$$

Формула (8.35) для поперечного эффекта Доплера в новой теории отличается от формулы (8.44) для поперечного эффекта Доплера из специальной теории относительности не только количественно, но и качественно. Согласно формуле (8.35) в новой теории пространства-времени поперечного эффекта Доплера для частоты нет. Согласно же формуле (8.44) в специальной теории относительности поперечный эффект Доплера для частоты приводит к красному смещению (к уменьшению частоты).

Формула (8.39) новой теории также существенно отличается от формулы (8.46) специальной теории относительности. Так, согласно формуле (8.46) при увеличении скорости удаления источника частота принимаемых наблюдателем колебаний стремится к нулю. Согласно же формуле (8.39) новой теории при увеличении скорости удаления источника частота принимаемых наблюдателем колебаний стремится к величине $\omega_0 / 2$ и не может стать меньше $\omega_0 / 2$.

Экспериментальным подтверждением формулы (8.35) новой теории, т. е. экспериментальным подтверждением отсутствия поперечного эффекта Доплера для частоты, можно считать эксперимент Чемпи Д. К. и Муна П. Б. «Отсутствие доплеровского

сдвига при движении источника и детектора гамма-излучения по одной круговой орбите // Эйнштейновский сборник, 1978 - 1979. - М.: Наука, 1983. - с. 319 - 322 [57].

Подтверждается ли формула (8.39) новой теории, в настоящее время не совсем ясно. Ведь в астрономических наблюдениях на эффект Доплера накладывается эффект "сжатия - растяжения" квантов света, который приводит не только к изменению длины волны (см. формулу (5.15)), но и к изменению частоты электромагнитных колебаний. С учетом эффекта "растяжения" квантов света и эффекта Доплера в астрономических наблюдениях за объектами, находящимися на расстоянии D от земного наблюдателя и удаляющимися или приближающимися к Земле, круговая частота и длина волны электромагнитных колебаний, принимаемых земным наблюдателем, будут определяться выражениями

$$\omega_{\text{замедл}} = \frac{\omega_0}{(1 - \beta \cdot \cos \theta) \cdot \left[1 + \frac{(c_1 - c_2) \cdot D}{c_0 \cdot L_0} \right]}, \quad (8.47)$$

$$\lambda_{\text{замедл}} = \lambda_0 \cdot \frac{1 - \beta \cdot \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \left[1 + \frac{(c_1 - c_2) \cdot D}{c_0 \cdot L_0} \right], \quad (8.48)$$

где L_0 пространственная длина светового кванта; λ_0 - длина волны светового кванта без учета эффекта Доплера и эффекта «сжатия – растяжения» кванта из-за зависимости скорости света от скорости движения источника; c_1, c_2 - скорости движения начала и конца кванта соответственно.

С учетом же эффекта "сжатия" квантов света (см. формулу (5.15)) и эффекта Доплера они принимают вид

$$\omega_{\text{ускор}} = \frac{\omega_0}{(1 - \beta \cdot \cos \theta) \cdot \left[1 - \frac{(c_1 - c_2) \cdot D}{c_0 \cdot L_0} \right]}, \quad (8.49)$$

$$\lambda_{\text{ускор}} = \lambda_0 \cdot \frac{1 - \beta \cdot \cos \theta}{\sqrt{1 - \beta^2}} \cdot \left[1 - \frac{(c_1 - c_2) \cdot D}{c_0 \cdot L_0} \right]. \quad (8.50)$$

При этом в формулах (8.47)...(8.50) приняты те же обозначения, что и в формуле (5.14), и по-прежнему

$$\beta = \frac{u}{c_u}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}.$$

Формулы (8.47) и (8.50) позволяют объяснить зависимость смещения линий излучения в спектре объекта SS-433 [58] от времени без привлечения двух струйных выбросов газа (см. рис. 8.1).

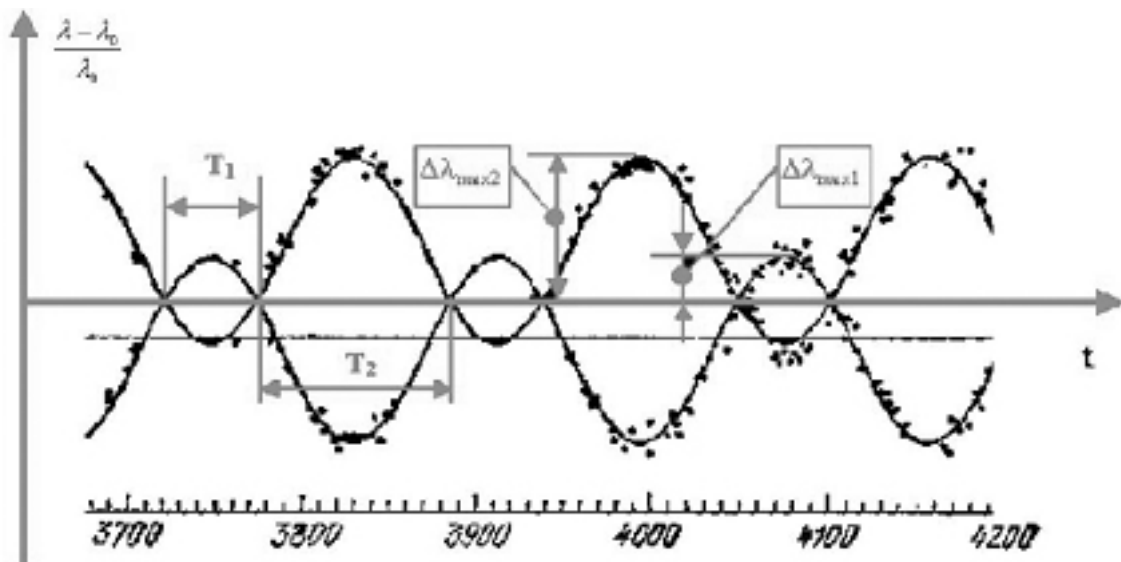


Рис. 8.1. Изменение спектра объекта SS-433 во времени.

Действительно, если двойную звезду, входящую в состав объекта SS-433, образуют звезды с одинаковыми массами, то траекториями движения этих звезд будут эллипсы с одним и тем же эксцентриситетом и с одинаковыми размерами полуосей.

Тогда, если двойная звезда находится от Земли на расстоянии, меньшем расстояния, определяемого выражением (5.8), то для

земного наблюдателя полупериоды ускоренного движения каждой звезды уменьшаются (см. формулу (5.6) для T_1), а полупериоды замедленного движения каждой звезды растягиваются (см. формулу (5.7) для T_2).

Кроме того, в соответствии с формулами (8.48) и (8.50) амплитудные значения длин волн в разных "полупериодах" обращения (сжатых и растянутых) должны отличаться друг от друга. В самом деле, амплитудное значение длины волны по формуле (8.48) равно

$$\lambda_0 \cdot \left[1 + \frac{(c_1 - c_2) \cdot D}{c_0 \cdot L_0} \right], \quad (8.51)$$

а амплитудное значение длины волны по формуле (8.50) равно

$$\lambda_0 \cdot \left[1 - \frac{(c_1 - c_2) \cdot D}{c_0 \cdot L_0} \right]. \quad (8.52)$$

У объекта же SS-433 один "полупериод" больше другого и амплитудное значение длины волны в большем "полупериоде" больше амплитудного значения длины волны в меньшем "полупериоде" (см. рис. 8.1) [58].

Таким образом, при использовании формул (8.47) - (8.52) никаких струйных выбросов газа из объекта SS-433 для объяснения полученных в наблюдениях спектров не требуется.

8.3. Теория Максвелла в вакууме в новой релятивистской форме

Система уравнений Максвелла (8.1) может быть записана не только через векторы электромагнитного поля $\vec{D}', \vec{B}', \vec{E}', \vec{H}'$, но также и через скалярный и векторный потенциалы ϕ' и \vec{A}' . Все переменные, относящиеся к инерциальной системе отсчета В, мы по-прежнему обозначаем со штрихами, $\vec{D}, \vec{B}, \vec{E}, \vec{H}$ а все переменные, относящиеся к

системе отсчета А, - без штрихов. В такой однородной изотропной среде как вакуум для этих потенциалов поля, источник которого покоится в инерциальной системе отсчета В, справедливы соотношения (см. стр. 174 в [52]).

$$\vec{E}' = -\nabla' \varphi' - \frac{\partial \vec{A}'}{\partial t'}; \quad (8.53)$$

$$\vec{B}' = \text{rot}' \vec{A}'; \quad (8.54)$$

$$\square' \vec{A}' = -\mu_0 \cdot \vec{j}'; \quad (8.55)$$

$$\square' \varphi' = -\frac{\rho'}{\varepsilon_0}; \quad (8.56)$$

$$\text{div}' \vec{A}' + \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial \varphi'}{\partial t'} = 0; \quad (8.57)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \text{div}' \vec{j}' = 0; \quad (8.58)$$

где
$$\nabla' = \frac{\partial}{\partial x'} \cdot \vec{e}'_1 + \frac{\partial}{\partial y'} \cdot \vec{e}'_2 + \frac{\partial}{\partial z'} \cdot \vec{e}'_3; \quad (8.59)$$

$$\square' = \Delta' - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2}{\partial t'^2}; \quad (8.60)$$

$$\Delta' = \nabla'^2 = \frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}. \quad (8.61)$$

Введем в рассмотрение вектор 4-потенциала $\vec{\Phi}'$ и вектор 4-плотности тока \vec{S}'

$$\vec{\Phi}' \left\{ \begin{array}{cccc} \Phi'_1 & \Phi'_2 & \Phi'_3 & \Phi'_4 \\ A'_x & A'_y & A'_z & i \cdot \varphi' / c_0 \end{array} \right\}, \quad (8.62)$$

$$\vec{S}' \left\{ \begin{array}{cccc} S'_1 & S'_2 & S'_3 & S'_4 \\ j'_x & j'_y & j'_z & i \cdot c_0 \cdot \rho' \end{array} \right\}. \quad (8.63)$$

С учетом обозначений (8.62) и (8.63) уравнения (8.55) и (8.56)

можно записать в виде одной формулы

$$\square' \Phi_k' = \mu_0 \cdot S_k' \quad (k = 1, 2, 3, 4), \quad (8.64)$$

Действительно, при $k = 1, 2, 3$ уравнение (8.64) совпадает с уравнениями для трех составляющих векторов в уравнении (8.55), а при $k = 4$ получим

$$\square' i \cdot \varphi' / c_0 = -\mu_0 \cdot i \cdot c_0 \cdot \rho', \quad (8.65)$$

но $c_0^2 = 1/(\varepsilon_0 \cdot \mu_0)$ и мы получаем уравнение (8.56).

С учетом обозначений (8.62) и (8.63) условие Лоренца (8.57) и уравнение непрерывности (8.58) можно записать в виде

$$\text{div}' \Phi' = 0, \quad (8.57a)$$

$$\text{div}' S' = 0 \quad (8.58a)$$

Запишем теперь в этой же инерциальной системе отсчета В выражения (8.53) и (8.54) с использованием обозначений (8.62) и (8.63) [67]. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике, вып. 6. Электродинамика. / Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Пер. с англ. Под ред. Я. А. Смородинского. - М.: Мир, 1977, с. 271 - 272.]

$$E_x' = E_1' = -\frac{\partial \varphi'}{\partial x'} - \frac{\partial A_x'}{\partial t'} = i \cdot c_0 \cdot \left(\frac{\partial \Phi_4'}{\partial x_1'} - \frac{\partial \Phi_1'}{\partial x_4'} \right); \quad (8.66)$$

$$E_y' = E_2' = -\frac{\partial \varphi'}{\partial y'} - \frac{\partial A_y'}{\partial t'} = i \cdot c_0 \cdot \left(\frac{\partial \Phi_4'}{\partial x_2'} - \frac{\partial \Phi_2'}{\partial x_4'} \right); \quad (8.67)$$

$$E_z' = E_3' = -\frac{\partial \varphi'}{\partial z'} - \frac{\partial A_z'}{\partial t'} = i \cdot c_0 \cdot \left(\frac{\partial \hat{\Phi}_4'}{\partial x_3'} - \frac{\partial \hat{\Phi}_3'}{\partial x_4'} \right); \quad (8.68)$$

$$B_x' = B_1' = \frac{\partial A_z'}{\partial y'} - \frac{\partial A_y'}{\partial z'} = \frac{\partial \Phi_3'}{\partial x_2'} - \frac{\partial \Phi_2'}{\partial x_3'}; \quad (8.69)$$

$$B_y' = B_2' = \frac{\partial A_x'}{\partial z'} - \frac{\partial A_z'}{\partial x'} = \frac{\partial \Phi_1'}{\partial x_3'} - \frac{\partial \Phi_3'}{\partial x_1'}; \quad (8.70)$$

$$B_z' = B_3' = \frac{\partial A_y'}{\partial x'} - \frac{\partial A_x'}{\partial y'} = \frac{\partial \Phi_2'}{\partial x_1'} - \frac{\partial \Phi_1'}{\partial x_2'}. \quad (8.71)$$

Каждое из соотношений (8.66) - (8.71) можно представить в виде (см. стр. 180-181 в [52]. Угаров В. А. Специальная теория относительности. - М.: Наука, 1977. - с. 70.)

$$F_{ik}' = c_0 \cdot \left(\frac{\partial \Phi_k'}{\partial x_i'} - \frac{\partial \Phi_i'}{\partial x_k'} \right), \quad (8.72)$$

где

$$F_{ik}' = \begin{pmatrix} 0 & c_0 \cdot B_z' & -c_0 \cdot B_y' & -i \cdot E_x' \\ -c_0 \cdot B_z' & 0 & c_0 \cdot B_x' & -i \cdot E_y' \\ c_0 \cdot B_y' & -c_0 \cdot B_x' & 0 & -i \cdot E_z' \\ i \cdot E_x' & i \cdot E_y' & i \cdot E_z' & 0 \end{pmatrix} \quad (8.73)$$

В разделе 8 мы до сих пор не произвели никаких изменений по сравнению с 4-мерной формулировкой электродинамики в СТО (кроме изменения обозначения константы C на c_0). Это обусловлено тем, что мы до сих пор рассматривали электромагнитное поле в инерциальной системе отсчета В, порождаемое источником, покоящимся в этой же ИСО В. Но как только мы записали 4-тензор электромагнитного поля в системе отсчета В, мы можем воспользоваться общими формулами преобразования составляющих 4-тензора [67]. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике, вып. 6. Электродинамика. / Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Пер. с англ. Под ред. Я. А. Смородинского. - М.: Мир, 1977, с. 271 - 272]

$$F_{ik} = \alpha_{im} \cdot \alpha_{kl} \cdot F_{ml}' \quad (8.74)$$

где по повторяющимся индексам производится суммирование и

$$\alpha_{im} = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -i \cdot \beta \cdot \gamma \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ i \cdot \beta \cdot \gamma & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix} \quad (8.75)$$

- составляющие матрицы новых преобразований координат и времени события от инерциальной системы отсчета В, в которой покоится источник электромагнитного поля, к инерциальной системе отсчета А, относительно которой система отсчета В движется со скоростью u в положительном направлении оси X (см. формулу (9.54)), где $i = \sqrt{-1}$.

$$x_1 = \gamma \cdot (x_1' - i \cdot \beta \cdot x_4'); \quad x_2 = x_2'; \quad x_3 = x_3'; \quad x_4 = \gamma \cdot (x_4' + i \cdot \beta \cdot x_1'), \quad (8.76)$$

$$F_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & c_u \cdot B_z & -c_u \cdot B_y & -i \cdot E_x \\ -c_u \cdot B_z & 0 & c_u \cdot B_x & -i \cdot E_y \\ c_u \cdot B_y & -c_u \cdot B_x & 0 & -i \cdot E_z \\ i \cdot E_x & i \cdot E_y & i \cdot E_z & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{где } i = \sqrt{-1} \quad (8.77)$$

Подставляя значения (8.75) в выражение (8.74), получим

$$\begin{aligned} F_{11} &= \alpha_{11}^2 \cdot F_{11}' + \alpha_{14} \cdot \alpha_{11} \cdot (F_{41}' + F_{14}') + \alpha_{14}^2 \cdot F_{44}' = \\ &= \gamma^2 \cdot [F_{11}' - i \cdot \beta \cdot (F_{14}' + F_{41}') - \beta^2 \cdot F_{44}']; \end{aligned} \quad (8.78)$$

$$F_{12} = \alpha_{11} \cdot F_{12}' + \alpha_{14} \cdot F_{42}' = \gamma \cdot (F_{12}' - i \cdot \beta \cdot F_{43}'); \quad (8.79)$$

$$F_{13} = \alpha_{11} \cdot F_{13}' + \alpha_{14} \cdot F_{43}' = \gamma \cdot (F_{13}' - i \cdot \beta \cdot F_{43}'); \quad (8.80)$$

$$\begin{aligned} F_{14} &= \alpha_{11} \cdot \alpha_{41} \cdot F_{11}' + \alpha_{14} \cdot \alpha_{41} \cdot F_{41}' + \alpha_{11} \cdot \alpha_{44} \cdot F_{14}' + \alpha_{14} \cdot \alpha_{44} \cdot F_{44}' = \\ &= \gamma^2 \cdot (F_{14}' + i \cdot \beta \cdot F_{11}' + \beta^2 \cdot F_{41}' - i \cdot \beta \cdot F_{44}'); \end{aligned} \quad (8.81)$$

$$F_{21} = \alpha_{11} \cdot F_{21}' + \alpha_{14} \cdot F_{24}' = \gamma \cdot (F_{21}' - i \cdot \beta \cdot F_{24}'); \quad (8.82)$$

$$F_{22} = F_{22}'; \quad F_{23} = F_{23}'; \quad (8.83)$$

$$F_{24} = \alpha_{41} \cdot F_{21}' + \alpha_{44} \cdot F_{24}' = \gamma \cdot (F_{24}' + i \cdot \beta \cdot F_{21}'); \quad (8.84)$$

$$F_{31} = \alpha_{11} \cdot F_{31}' + \alpha_{14} \cdot F_{34}' = \gamma \cdot (F_{31}' - i \cdot \beta \cdot F_{34}'); \quad (8.85)$$

$$F_{32} = F_{32}'; \quad F_{33} = F_{33}'; \quad (8.86)$$

$$F_{34} = \alpha_{41} \cdot F_{31}' + \alpha_{44} \cdot F_{34}' = \gamma \cdot (F_{34}' + i \cdot \beta \cdot F_{31}'); \quad (8.87)$$

$$\begin{aligned} F_{41} &= \alpha_{11} \cdot \alpha_{41} \cdot F_{11}' + \alpha_{14} \cdot \alpha_{41} \cdot F_{41}' + \alpha_{14} \cdot \alpha_{44} \cdot F_{44}' = \\ &= \gamma^2 \cdot (F_{41}' + i \cdot \beta \cdot F_{11}' + \beta^2 \cdot F_{14}' - i \cdot \beta \cdot F_{44}'); \end{aligned} \quad (8.88)$$

$$F_{42} = \alpha_{41} \cdot F_{12}' + \alpha_{44} \cdot F_{42}' = \gamma \cdot (F_{42}' + i \cdot \beta \cdot F_{12}'); \quad (8.89)$$

$$F_{43} = \alpha_{41} \cdot F_{13}' + \alpha_{44} \cdot F_{43}' = \gamma \cdot (F_{43}' + i \cdot \beta \cdot F_{13}'); \quad (8.90)$$

$$\begin{aligned} F_{44} &= \alpha_{41}^2 \cdot F_{11}' + \alpha_{41} \cdot \alpha_{44} \cdot F_{14}' + \alpha_{44}^2 \cdot F_{44}' + \alpha_{41} \cdot \alpha_{44} \cdot F_{41}' = \\ &= \gamma^2 \cdot [F_{44}' + i \cdot \beta \cdot (F_{14}' + F_{41}') - \beta^2 \cdot F_{11}']; \end{aligned} \quad (8.91)$$

Подставляя в выражения (8.79)...(8.92) значения (8.74) и (8.78), получим выражения (8.6) и (8.7).

Тензоры (8.73) и (8.77) выражаются через векторы \vec{E} и \vec{B} электромагнитного поля. Для описания электромагнитного поля в веществе используются также векторы \vec{D} , \vec{H} , \vec{P} , \vec{M} , связанные между собой в инерциальной системе отсчета В соотношениями (см. стр. 183 в [[53]. Угаров В. А. Специальная теория относительности. - М.: Наука, 1977. - с. 70.]

$$\vec{D}' = \varepsilon_0 \cdot \vec{E}' + \vec{P}'; \quad (8.92)$$

$$\vec{H}' = \frac{\vec{B}'}{\mu_0} - \vec{M}'; \quad (8.93)$$

где \vec{D}' - вектор электрической индукции в системе отсчета В;

\vec{H}' - вектор напряженности магнитного поля в системе отсчета В;

\vec{P}' ; - вектор электрической поляризации в системе отсчета В;

\vec{M}' ; - вектор намагничения в системе отсчета В, причем для вакуума $\vec{P}' = \vec{M}' = 0$;

Для 4-тензора электромагнитного поля, выраженного через векторы \vec{D}' , \vec{H}' будем использовать обозначения:

а) в инерциальной системе отсчета В

$$f_{ik}' = \begin{pmatrix} 0 & H_z' & -H_y' & -i \cdot c_0 \cdot D_x' \\ -H_z' & 0 & H_x' & -i \cdot c_0 \cdot D_y' \\ H_y' & -H_x' & 0 & -i \cdot c_0 \cdot D_z' \\ i \cdot c_0 \cdot D_x' & i \cdot c_0 \cdot D_y' & i \cdot c_0 \cdot D_z' & 0 \end{pmatrix} \quad (8.94)$$

б) в нештрихованной ИСО А

$$f_{ik} = \begin{pmatrix} 0 & H_z & -H_y & -i \cdot c_0 \cdot D_x \\ -H_z & 0 & H_x & -i \cdot c_0 \cdot D_y \\ H_y & -H_x & 0 & -i \cdot c_0 \cdot D_z \\ i \cdot c_0 \cdot D_x & i \cdot c_0 \cdot D_y & i \cdot c_0 \cdot D_z & 0 \end{pmatrix} \quad (8.95)$$

Преобразование составляющих 4-тензора (8.94) от ИСО В к ИСО А производится по формулам [67]. Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике, вып. 6. Электродинамика. / Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Пер. с англ. Под ред. Я. А. Смородинского. - М.: Мир, 1977, с. 271 - 272.]

$$f_{ik} = \alpha_{im} \cdot \alpha_{kl} \cdot f_{ml}' \quad (8.96)$$

т. е. по формулам, аналогичным (8.78) ... (8.91).

При преобразованиях (8.96) с помощью (8.94) и (8.95) получим выражения (8.5) и (8.8).

Воспользуемся теперь общими формулами преобразования 4-векторов (см. формулу (9.55))

$$\begin{aligned} K_1 &= \gamma \cdot (K_1' - i \cdot \beta \cdot K_4'), & K_2 &= K_2', \\ K_3 &= K_3', & K_4 &= \gamma \cdot (K_4' + i \cdot \beta \cdot K_1'). \end{aligned} \quad (8.97)$$

В соответствии с этими преобразованиями по известным значениям 4-вектора тока (8.62) в штрихованной ИСО В получим значения 4-вектора тока в ИСО А

$$\begin{aligned} S_1 &= \gamma \cdot (S_1' - i \cdot \beta \cdot S_4'), & S_2 &= S_2', \\ S_3 &= S_3', & S_4 &= \gamma \cdot (S_4' + i \cdot \beta \cdot S_1'), \end{aligned} \quad (8.98)$$

где

$$\vec{S} \left\{ \begin{array}{cccc} S_1 & S_2 & S_3 & S_4 \\ j_x & j_y & j_z & i \cdot c_u \cdot \rho \end{array} \right\}. \quad (8.99)$$

Подставляя значения (8.99) в формулы (8.98), получим выражения (8.9), (8.10), (8.11), (8.12).

9. НОВАЯ РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ДИНАМИКА МАТЕРИАЛЬНОЙ ТОЧКИ

Для получения основных соотношений динамики материальной точки, вытекающей из новой теории пространства-времени, воспользуемся методом Эйнштейна [3].

9.1. Основные соотношения новой релятивистской динамики

Пусть элементарная частица с зарядом e_0 и инвариантной массой m в определенный момент времени покоится в штрихованной инерциальной системе отсчета (ИСО) В, которая движется со скоростью u в положительном направлении оси X нештрихованной ИСО А. Пусть эта элементарная частица находится в электромагнитном поле, источник которого покоится в инерциальной системе отсчета В. Тогда можно предположить, что движение этой частицы в системе отсчета В происходит в дальнейшем в соответствии с уравнениями

$$\begin{aligned}m \cdot \frac{d^2 x'}{dt'^2} &= e_0 \cdot E'_x; \\m \cdot \frac{d^2 y'}{dt'^2} &= e_0 \cdot E'_y; \\m \cdot \frac{d^2 z'}{dt'^2} &= e_0 \cdot E'_z;\end{aligned}\tag{9.1}$$

где

$$\begin{aligned}E'_x &= E_x; \\E'_y &= \gamma \cdot (E_y - \beta \cdot c_0 \cdot B_z); \\E'_z &= \gamma \cdot (E_z + \beta \cdot c_0 \cdot B_y);\end{aligned}\tag{9.2}$$

E'_x, E'_y, E'_z - компоненты вектора напряженности электрического поля, действующего на элементарную частицу, покоящуюся в ИСО В;

E_x, E_y, E_z, B_y, B_z - компоненты векторов напряженности электрического поля и индукции магнитного поля, измеренные в ИСО А - в той точке ИСО А, в которой находится рассматриваемая элементарная частица в каждый конкретный момент времени.

При этом выражения (9.2) получены применением преобразований (6.9) к уравнениям Максвелла в ИСО В для электромагнитного поля, источник которого покоится в инерциальной системе отсчета В.

Подставив выражения (9.2) в уравнения (9.1), получим

$$\begin{aligned} m \cdot \frac{d^2 x'}{dt'^2} &= e_0 \cdot E_x; \\ m \cdot \frac{d^2 y'}{dt'^2} &= e_0 \cdot \gamma \cdot (E_y - \beta \cdot c_0 \cdot B_z); \\ m \cdot \frac{d^2 z'}{dt'^2} &= e_0 \cdot \gamma \cdot (E_z + \beta \cdot c_0 \cdot B_y); \end{aligned} \quad (9.3)$$

В правых частях уравнений (9.1) и (9.3) стоят силы, действующие на покоящуюся в ИСО В элементарную частицу с зарядом e_0 . Поэтому в них формула зависимости заряда от скорости (8.22) не используется. При этом в правых частях уравнений (9.3) действующие на частицу силы в ИСО В выражены через компоненты векторов электромагнитного поля, измеренные в ИСО А.

Выразим и левые части уравнений (9.3) через координаты и время, измеренные в ИСО А. Для этого воспользуемся преобразованиями (6.9) из раздела 6 (поскольку мы рассматриваем события, происходящие с частицей, покоящейся в неподвижной ИСО В):

$$c_0 \cdot t' = \gamma \cdot (c_u \cdot t - \beta \cdot x), \quad x' = \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_u \cdot t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (6.9)$$

где $\beta = \frac{u}{c_u}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, $c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}$.

Продифференцировав дважды каждое из трех последних уравнений преобразований (6.9) по времени t' и подставив в результирующие выражения (после дифференцирования) значения

$$dx/dt = u, \quad dy/dt = 0, \quad dz/dt = 0,$$

получим

$$\begin{aligned} \frac{d^2 x'}{dt'^2} &= \gamma \cdot \frac{d^2 x}{dt^2}; \\ \frac{d^2 y'}{dt'^2} &= \frac{d^2 y}{dt^2}; \\ \frac{d^2 z'}{dt'^2} &= \frac{d^2 z}{dt^2}. \end{aligned} \tag{9.4}$$

Подставим теперь выражения (9.4) в левые части уравнений (9.3).

Получим

$$\begin{aligned} m \cdot \gamma \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} &= e_0 \cdot E_x; \\ m \cdot \frac{d^2 y}{dt^2} &= e_0 \cdot \gamma \cdot (E_y - \beta \cdot c_0 \cdot B_z); \\ m \cdot \frac{d^2 z}{dt^2} &= e_0 \cdot \gamma \cdot (E_z + \beta \cdot c_0 \cdot B_y); \end{aligned} \tag{9.5}$$

где, по-прежнему

$$\beta = \frac{u}{c_u}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}},$$

Если E_z и B_y - единственные не равные нулю компоненты электромагнитного поля, то из выражений (9.5) останется только последнее

$$\frac{d^2 z}{dt^2} = \frac{e_0 \cdot \gamma}{m} \cdot (E_z + \beta \cdot c_0 \cdot B_y); \tag{9.6}$$

Искривление траектории движения частицы под действием этого отклоняющего поля происходит в плоскости xz и радиус R кривизны траектории можно определить из формулы

$$\frac{u^2}{R} = \frac{d^2z}{dt^2}. \quad (9.7)$$

При наличии одного лишь магнитного поля с индукцией B_y из уравнений (9.6) и (9.7) получим выражение для радиуса кривизны траектории частицы в поперечном магнитном поле

$$R_M = \frac{m \cdot u}{e_0 \cdot B_y}. \quad (9.8)$$

При наличии одного лишь электрического поля с напряженностью E_z из уравнений (9.6) и (9.7) получим выражение для радиуса кривизны траектории частицы в поперечном электрическом поле

$$R_E = \frac{m \cdot u^2}{e_0 \cdot \gamma \cdot E_z}. \quad (9.9)$$

В специальной же теории относительности аналогами формул (9.8) и (9.9) являются формулы

$$R_M^{СТО} = \frac{m \cdot V}{e_0 \cdot B_y \cdot \sqrt{1 - V^2 / c_0^2}}. \quad (9.10)$$

$$R_E^{СТО} = \frac{m \cdot V^2}{e_0 \cdot E_z \cdot \sqrt{1 - V^2 / c_0^2}}, \quad (9.11)$$

где V - скорость движения частицы согласно специальной теории относительности, не превышающая константу c_0 .

Из выражений (9.8) и (9.9) получим

$$\frac{R_E}{R_M} = \frac{B_y}{E_z} \cdot \frac{u}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}}. \quad (9.12)$$

А из выражений (9.10) и (9.11) получим

$$\frac{R_E^{CTO}}{R_M^{CTO}} = \frac{B_y}{E_z} \cdot V. \quad (9.13)$$

Формула (9.12) из новой теории пространства-времени совпадает с формулой (9.13) из специальной теории относительности, если между "V-скоростью" из специальной теории относительности и "u-скоростью" из новой теории существует зависимости (7.12) и (7.13), т.е. если

$$V = \frac{u}{\sqrt{1+u^2/c_0^2}}. \quad (9.14)$$

При наличии одного лишь продольного электрического поля с напряженностью E_x из выражений (9.5) останется только лишь первое выражение, которое можно записать в виде

$$m \cdot c_0^2 \cdot \gamma^2 \cdot \frac{d^2x}{d(c_u \cdot t)^2} = e_0 \cdot E_x. \quad (9.15)$$

Пусть частица с зарядом e_0 и массой m первоначально покоится в начале координат инерциальной системы отсчета А. В определенный момент времени на эту частицу начинает действовать ускоряющее электростатическое поле, источник которого покоится в инерциальной системе отсчета А, причем вектор напряженности действующего на частицу электростатического поля параллелен оси X инерциальной системы отсчета А. Тогда на бесконечно малом отрезке пути dx , в пределах которого ускорение частицы можно считать постоянным, частица отберет у электростатического поля энергию

$$dW = e_0 \cdot E_x \cdot dx. \quad (9.16)$$

Подставив в правую часть выражения (9.16) вместо выражения $e_0 \cdot E_x$ равное ему выражение из уравнения (9.15), получим

$$dW = m \cdot c_0^2 \cdot \gamma^3 \cdot \frac{d^2 x}{c_u^2 \cdot dt^2} \cdot dx. \quad (9.17)$$

Но в выражении (9.17) можно, считая величину c_u постоянной, произвести следующие преобразования

$$\frac{d^2 x}{c_u^2 \cdot dt^2} \cdot dx = \frac{d\left(\frac{dx}{dt}\right)}{c_u^2 \cdot dt} \cdot dx = \frac{1}{c_u^2} \cdot \frac{dx}{dt} \cdot d\left(\frac{dx}{dt}\right) = \frac{1}{c_u^2} \cdot u \cdot du = \beta \cdot d\beta, \quad (9.18)$$

где $\beta = u / c_u$. Поэтому выражение (9.16) можно записать в виде

$$dW = m \cdot c_0^2 \cdot \gamma^3 \cdot \beta \cdot d\beta. \quad (9.19)$$

Полную энергию, отобранную частицей у электростатического поля и превратившуюся в кинетическую энергию частицы, можно получить, если произвести интегрирование выражения (9.19) в пределах от нуля до β

$$W = \int_0^{\beta} m \cdot c_0^2 \cdot \gamma^3 \cdot \beta \cdot d\beta. \quad (9.20)$$

Выполнив интегрирование, получим

$$W = m \cdot c_0^2 \cdot \left(\frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} - 1 \right). \quad (9.21)$$

Зависимость (9.21) кинетической энергии частицы от скорости ее движения в новой теории пространства-времени совпадает по внешнему виду с аналогичной зависимостью из специальной теории относительности. Но только в формуле (9.21)

$$\beta = \frac{u}{c_u} = \frac{u / c_0}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}}, \quad (9.22)$$

а в специальной теории относительности вместо величины β стоит величина

$$\beta = \frac{V}{c_0}. \quad (9.23)$$

Впрочем, если в формулу (9.23) подставить выражение (7.12), получим формулу (9.22). Следовательно, с учетом формулы (7.12) зависимость (9.21) кинетической энергии частицы от скорости движения в новой теории пространства-времени совпадает с аналогичной зависимостью из специальной теории относительности. Но подставив формулу (9.22) в формулу (9.21), получим

$$W = m \cdot c_0^2 \cdot \left(\sqrt{1 + u^2 / c_0^2} - 1 \right). \quad (9.24)$$

Тогда, если по-прежнему считать, что

$$E_0 = m \cdot c_0^2 \quad (9.25)$$

является энергией покоя частицы, то формулу (9.24) можно трактовать как разность между полной энергией частицы

$$E = m \cdot c_0^2 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} \quad (9.26)$$

и энергией покоя частицы (9.25).

После возведения обеих частей уравнения (9.26) в квадрат получим выражение

$$E^2 = m^2 \cdot c_0^4 + m^2 \cdot u^2 \cdot c_0^2, \quad (9.27)$$

которое можно рассматривать как соотношение между полной энергией частицы и ее импульсом в новой теории пространства-времени

$$E^2 = m^2 \cdot c_0^4 + p^2 \cdot c_0^2, \quad (9.28)$$

где

$$p = m \cdot u \quad (9.29)$$

- импульс частицы в новой теории пространства-времени.

Подставив в формулу (9.29) выражение (7.13), получим

выражение

$$p = \frac{m \cdot V}{\sqrt{1 - V^2 / c_0^2}}, \quad (9.30)$$

которое определяет импульс частицы в специальной теории относительности.

Разрешив выражение (9.24) относительно скорости частицы, получим зависимость скорости частицы от ее кинетической энергии в новой теории пространства-времени

$$u = c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{mc_0^2} + 1\right)^2 - 1}, \quad (9.31)$$

Из этой формулы следует, что если кинетическая энергия частицы превышает 42% от ее энергии покоя, то такая частица должна двигаться со сверхсветовой скоростью.

Подставив формулу (9.31) в формулу (9.8), получим зависимость радиуса кривизны траектории заряженной частицы в поперечном магнитном поле от кинетической энергии частицы, вытекающую из новой теории пространства-времени

$$R_M = \frac{m \cdot c_0^2}{e_0 \cdot B_y} \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{m \cdot c_0^2} + 1\right)^2 - 1}. \quad (9.32)$$

Эта зависимость совпадает полностью с аналогичной зависимостью из специальной теории относительности - зависимостью, определяющей работу циклических ускорителей элементарных частиц. Зависимость (9.32) можно также преобразовать к виду

$$R_M = \frac{\sqrt{W \cdot (W + 2 \cdot E_0)}}{c_0 \cdot e_0 \cdot B_y}. \quad (9.33)$$

Таким образом, из новой теории пространства-времени следует, что если кинетическая энергия частицы превышает 42% от энергии

покоя частицы, то частица движется со сверхсветовой скоростью.

Но в современных ускорителях элементарных частиц мы давно уже имеем дело с кинетическими энергиями частиц, значительно превышающими энергию покоя частиц. И, тем не менее, сверхсветовые скорости в экспериментах на ускорителях элементарных частиц до сих пор не обнаружены. Это может послужить основанием для утверждения о том, что новая теория пространства-времени не подтверждается работой современных ускорителей элементарных частиц. Но прежде, чем согласиться с этим утверждением, давайте выясним, действительно ли сверхсветовые скорости не обнаруживаются в экспериментах на ускорителях элементарных частиц или мы не желаем замечать эти сверхсветовые скорости вследствие запрета со стороны специальной теории относительности.

9.2. Эксперименты на циклических ускорителях элементарных частиц и сверхсветовые скорости

Основными вытекающими из новой теории пространства-времени соотношениями для движения элементарных частиц в циклических ускорителях (для движения с любой сколь угодно большой скоростью) являются выражения (9.34), (9.35) и (9.36).

$$p = \frac{E_0}{c_0} \sqrt{\left(\frac{W}{E_0} + 1\right)^2 - 1}. \quad (9.34)$$

Выражение (9.34) выводится из формул (9.24) – (9.26), а также из формул (9.28) и (9.30).

$$R_M = \frac{E_0}{c_0 \cdot e_0 \cdot B_y} \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{E_0} + 1\right)^2 - 1}. \quad (9.35)$$

Выражение (9.35) выводится из формул (9.32) и (9.25).

$$f = \frac{1}{T} = \frac{u}{2 \cdot \pi \cdot R} = \frac{e_0 \cdot B_y}{2 \cdot \pi \cdot m} = \frac{c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{E_0} + 1\right)^2 - 1}}{2 \cdot \pi \cdot R}, \quad (9.36)$$

В формулах (9.34) – (9.36) применены обозначения:

P - импульс элементарной частицы;

e_0 - заряд элементарной частицы (покоящейся);

m - инвариантная масса элементарной частицы (которую раньше называли иногда массой покоя элементарной частицы);

W - кинетическая энергия элементарной частицы;

$E_0 = m \cdot c_0^2$ - энергия покоя элементарной частицы;

B_y - индукция поперечного магнитного поля;

R - радиус круговой орбиты элементарной частицы;

f - частота обращения элементарной частицы по круговой орбите;

T - период обращения элементарной частицы по замкнутой орбите.

Формула (9.36) получена с помощью формулы (9.35) и формулы $T = 2 \cdot \pi \cdot R / u$.

Нетрудно убедиться, что формулы (9.34) и (9.35) полностью совпадают с аналогичными формулами из специальной теории относительности (см., например, [59]). Формула (9.36) тоже применяется при анализе работы ускорителей, но в специальной теории относительности она считается справедливой только при условии $W < E_0$. При $W > E_0$ в специальной теории относительности считается справедливой формула

$$f^{CTO} = \frac{1}{T^{CTO}} = \frac{e_0 \cdot B}{2 \cdot \pi \cdot m} \cdot \frac{1}{1 + W / E_0} = \frac{c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{E} + 1\right)^2 - 1}}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot \left(\frac{W}{E_0} + 1\right)}. \quad (9.37)$$

Формулы (9.36) и (9.37) при $W > E_0$ существенно отличаются друг от друга. Рассмотрим поэтому, какая из них выполняется в реальных экспериментах на циклических ускорителях элементарных частиц.

9.2.1. Эксперимент на протонном синхротроне ЦЕРН [39]

Рассмотрим сначала эксперимент на протонном синхротроне ЦЕРН [39]. В статье [39] утверждается, что сгустки протонов с импульсом $p \cdot c_0 = 19,2$ МэВ бомбардировали бериллиевую мишень с периодом $T = 105$ нс, а частота ускоряющего электромагнитного поля при этом была равна 9,5322 МГц. Периметр орбиты этого ускорителя $2 \cdot \pi \cdot R = 628$ м (в [60] ошибочно приведен периметр орбиты этого ускорителя $2 \cdot \pi \cdot R = 0,6$ км).

Пользуясь формулой (9.27) и зная энергию покоя протона $E_0 = m \cdot c_0^2 = 0,938$ ГэВ и импульс протона после ускорения $p \cdot c_0 = 19,2$ ГэВ, приведенный в статье [39], находим полную энергию протонов, бомбардирующих бериллиевую мишень

$$E = \sqrt{E_0^2 + (p \cdot c_0)^2} = 19,2 \text{ ГэВ}. \quad (9.38)$$

По формуле, вытекающей из формулы (9.21), находим $W = E - E_0 = (19,2 - 0,94) \text{ ГэВ} = 18,26 \text{ ГэВ}$. По формуле (9.31) находим

$$u / c_0 = \sqrt{\left(\frac{18,26}{0,938} + 1\right)^2 - 1} = 20,44, \text{ то есть по формуле новой теории скорость}$$

движения протонов превышала скорость света более, чем в 20 раз.

По формуле (9.36) вычисляем частоту обращения протонов по новой теории (фактически равной частному от деления скорости движения протонов на длину периметра ускорителя) получаем

$$f = 9,76 \text{ МГц.} \quad (9.39)$$

Тогда как по формуле (9.37) из СТО находим частоту обращения протонов равную

$$f^{СТО} = \frac{c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{E} + 1\right)^2 - 1}}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot \left(\frac{W}{E_0} + 1\right)} = 476,647 \text{ кГц.} \quad (9.40)$$

Вполне очевидно, что значение частоты 9,76 МГц полученное в (9.39), значительно ближе к фактическому значению частоты облучения мишени протонными сгустками

$$f_{\text{exp}} = \frac{1}{T_{\text{exp}}} = \frac{1}{105 \cdot 10^{-9} \text{ seconds}} = 9,5238 \text{ МГц,} \quad (9.41)$$

чем значение частоты, близкое к значению 0,5 МГц, вытекающее из специальной теории относительности (см. формулу (9.40)).

Поэтому эксперимент [39] можно рассматривать как подтверждение справедливости формулы (9.36), вытекающей из новой теории пространства-времени.

Но почему же тогда формула (9.37), вытекающая из специальной теории относительности, считается надежно подтвержденной работой циклических ускорителей элементарных частиц [59]?

Чтобы ответить на этот вопрос, нужно вспомнить как исторически в ускорительной технике возникло понятие «кратность ускорения ускорителя». Для этого рассмотрим другой циклический ускоритель элементарных частиц - ереванский электронный синхротрон АРУС (АРмянский УСкоритель).

9.2.2. Эксперимент на электронном синхротроне АРУС

Интересующие нас технические характеристики электронного синхротрона АРУС имеют следующие значения [61]:

- длина орбиты $2 \cdot \pi \cdot R = 216,7$ м;
- энергия инжекции электронов $W = 50$ МэВ;
- частота ускоряющего поля $f = 132,8$ МГц;
- кратность ускорения $g = 96$;
- энергия покоя электрона $E_0 = 0,511$ МэВ.

Согласно формуле (9.36), вытекающей из специальной теории относительности, частота обращения электронных сгустков по орбите ускорителя АРУС в момент инжекции электронов при кинетической энергии электронов $W = 48,55$ МэВ (что приближенно равно 50 МэВ) будет равна

$$f^{CTO} = \frac{c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{E} + 1\right)^2 - 1}}{2 \cdot \pi \cdot R \cdot \left(\frac{W}{E_0} + 1\right)} = 1,3843 \text{ МГц.} \quad (9.42)$$

А согласно формуле (9.36), вытекающей из новой теории пространства-времени, частота обращения электронных сгустков по орбите ускорителя АРУС в момент инжекции электронов с кинетической энергией $W = 48,55$ МэВ будет равна

$$f = \frac{1}{T} = \frac{c_0 \cdot \sqrt{\left(\frac{W}{E_0} + 1\right)^2 - 1}}{2 \cdot \pi \cdot R} = 132,8 \text{ МГц,} \quad (9.43)$$

то есть по новой теории пространства-времени частота обращения электронных сгустков в ускорителе АРУС в момент инжекции электронов точно равна частоте ускоряющего поля.

Но в настоящее время специальная теория относительности

считается абсолютно истинной теорией и поэтому частота обращения электронных сгустков в момент инжекции электронов в ускоритель АРУС считается равной значению 1,3843 МГц, рассчитанному по формуле (9.40), вытекающей из специальной теории относительности.

Однако если на траектории движения электронных сгустков в ускорителе АРУС установить мишень, то период облучения этой мишени электронными сгустками при $W = 48,55$ МэВ окажется равным не величине

$$T^{CTO} = \frac{1}{f^{CTO}} = \frac{1}{1,3843 \text{ МГц}} = 722,39 \text{ нс}, \quad (9.44)$$

соответствующей частоте обращения 1,3843 МГц, а величине

$$T = \frac{1}{f} = \frac{1}{132,8 \text{ МГц}} = 7,53 \text{ нс}, \quad (9.45)$$

т. е. величине, соответствующей частоте обращения сгустков по новой теории пространства-времени.

Но период 7,53 нс обращения электронных сгустков по орбите длиной 216,7 м означал бы, что электроны движутся со скоростью, в 96 раз большей скорости света c_0 . Согласно же специальной теории относительности сверхсветовые скорости электронов невозможны.

Поэтому для того, чтобы объяснить экспериментальное значение периода облучения мишени 7,53 нс в рамках специальной теории относительности, потребовалось ввести понятие "кратность ускорения" и объявить, что "под действием ускоряющего поля частицы инжектированного пучка распадаются на сгустки, группирующиеся вокруг устойчивых равновесных фаз. Число таких сгустков, располагающихся по окружности ускорителя, равно кратности ускорения g " [62].

И действительно, разделив величину из выражения (9.44) на

величину из выражения (9.45), получим $g = 96$ - кратность ускорения электронного синхротрона АРУС. А, разделив величину из выражения (9.39) на величину из выражения (9.40), получим, что кратность ускорения протонного синхротрона ЦЕРН в эксперименте [39] была равна 20.

Таким образом, экспериментальные значения частоты обращения сгустков элементарных частиц в рассмотренных двух ускорителях подтверждают не формулу (9.36) из специальной теории относительности, а формулу (9.35) из новой теории пространства-времени. Для объяснения же экспериментальных значений частоты обращения сгустков элементарных частиц в рамках специальной теории относительности и согласования этих значений с формулой (10.4) используется специальная гипотеза, основанная на введении ad hoc понятия "кратность ускорения".

Но отсутствие сверхсветовых скоростей в современных ускорителях элементарных частиц доказывается и непосредственными измерениями скоростей движения элементарных частиц методом измерения времени пролета.

9.3. Время-пролётные эксперименты

9.3.1. Эксперимент [63]

Один из таких экспериментов осуществлен на том же протонном синхротроне ЦЕРН, и его результаты приведены в статье [63].

Приведенные в статье [63] результаты измерения времени пролета различными элементарными частицами фиксированного расстояния L

= 27 м при различных импульсах элементарных частиц подтверждают зависимость времени пролета от импульса частицы из специальной теории относительности

$$\Delta T^{СТО} = \frac{L}{c_0} \cdot \frac{\sqrt{1+n^2}}{n}, \quad (9.46)$$

где $n = p \cdot c_0 / E_0$, и не подтверждают зависимость времени пролета от импульса из новой теории пространства-времени

$$\Delta T = \frac{L}{c_0} \cdot \frac{1}{n}, \quad (9.47)$$

где по-прежнему $n = p \cdot c_0 / E_0$.

Но в статье [63] приведены именно только результаты измерений (на рис. 5 из [63]) и сказано, что эти результаты получены при использовании время-амплитудного преобразователя с последующим измерением амплитуды импульсов в многоканальном анализаторе амплитуды импульсов. Никакой информации, необходимой для проверки правильности методики измерений, в статье [63] не имеется. Не приведена ни точная структурная или принципиальная схема время-амплитудного преобразователя с устройствами временной задержки импульсов, ни величины временных задержек импульсов, ни методика калибровки время-амплитудного преобразователя. Ответы на все эти вопросы авторы статьи [63] предлагают искать в подготовленной к опубликованию работе, авторами которой являются G. Culligan и N. H. Lipman. Была ли эта работа опубликована и имеется ли в ней информация, подтверждающая достоверность приведенных в статье [63] результатов - нам не известно. Впрочем, никаких сомнений в правильности утверждений специальной теории относительности о невозможности сверхсветовых скоростей у большинства исследователей ни в тот период, ни сейчас не возникало

и не возникает. Поэтому, скорее всего, эта статья опубликована не была.

А ведь если в эксперименте [63] осуществить задержку импульса от первого детектора измерителя времени пролета частиц на величину, большую чем период облучения мишени протонными сгустками, то, изменяя подходящим образом эту задержку (а как утверждается в статье [63] задержка импульса от первого детектора осуществлялась именно "подходящим образом - "suitably"), специальную теорию относительности можно подтвердить даже в том случае, если скорость движения частицы зависит от ее кинетической энергии по формуле (9.31) из новой теории пространства-времени. Поэтому необходимо рассмотреть другие эксперименты по измерению скорости движения частиц высоких энергий методом времени пролета.

9.3.2. Эксперимент на синхроциклотроне ЛИЯФ [64]

Еще один из таких экспериментов [64] выполнен на синхроциклотроне ЛИЯФ с частицами, образующимися при попадании протонов, обладающих кинетической энергией 1 ГэВ, в полиэтиленовую мишень. В этом эксперименте определялась разность времен пролета t_2 и t_1 расстояния $L = 21$ м частицами с различными массами m_1 и m_2 , а затем рассчитывался импульс частицы с большей массой m_2 по формуле

$$p = \frac{m_2 \cdot c_0}{\sqrt{(1 + \Delta t_{21} \cdot c_0 / L)^2 - 1}}, \quad (9.48)$$

где $\Delta t_{21} = t_2 - t_1$, причем при выводе формулы (9.48) предполагалось, что частица с меньшей массой m_1 (электрон или пи-мезон) при больших импульсах ($p \cdot c_0 > 100$ МэВ) движется со скоростью, практически равной скорости света c_0 . Вследствие этого формула

(9.48) получена путем подстановки в вытекающую из специальной теории относительности формулу (9.30) значений

$$V_2 = \frac{L}{t_2}, \quad c_0 = \frac{L}{t_1}. \quad (9.49)$$

Расчеты по формуле (9.49), основанные на полученных в эксперименте [64] значениях Δt_{21} , подтвердили зависимость (9.30) импульса от скорости движения из специальной теории относительности.

Но в эксперименте [64] калибровка временной шкалы времяпролетного спектрометра производилась по периоду облучения мишени протонными сгустками, который не измерялся непосредственно, а принимался равным периоду ускоряющего напряжения ускорителя (на основании объяснения работы ускорителя с позиций специальной теории относительности). И вследствие того, что период облучения мишени протонными сгустками в эксперименте [64] не измерялся, полученные в эксперименте [64] значения Δt_{21} не могут считаться измеренными экспериментально. Чтобы они могли считаться таковыми, необходимо было проверить, а равен ли период облучения мишени протонными сгустками периоду ускоряющего напряжения ускорителя. Ведь согласно формуле (9.36) из новой теории пространства-времени период обращения протонных сгустков на выводном радиусе синхроциклотрона ЛИЯФ, равном 3,165 м (см. стр. 138 в [61]), должен быть равен 36,69 нс, а не 75,27 нс, как это считается авторами статьи [64].

9.3.3. Эксперимент [65]

В другом эксперименте [65] с электронами высоких энергий сверхсветовые скорости электронов не были обнаружены только потому, что траектории электронов проходили внутри ускорительной секции линейного ускорителя электронов. В эксперименте [65] не было учтено, что эта ускорительная секция является очень эффективным устройством для замедления электронов (согласно принципу

обратимости, чем более эффективен ускоритель, тем сильнее он замедляет электроны, когда ускоряющее напряжение снято с секции ускорителя).

Таким образом, результаты всех времяпролётных экспериментов требуют специальной перепроверки истинного периода обращения электронных сгустков по орбите ускорителей.

9.4. Новая четырехмерная динамика материальной точки

В инерциальных системах отсчета А и В, которые мы ввели в рассмотрение в разделе 3, любое событие можно характеризовать четырехмерными радиус-векторами

$$\begin{aligned} \vec{R}' & \begin{pmatrix} x_1' & x_2' & x_3' & x_4' \\ x' & y' & z' & i \cdot c_0 \cdot t' \end{pmatrix} \\ \vec{R} & \begin{pmatrix} x_1 & x_2 & x_3 & x_4 \\ x & y & z & i \cdot c_u \cdot t \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (9.50)$$

где $c_0 = 299\,792\,458$ м/с - скорость света в покоящейся ИСО;

$$c_u = c_0 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} - \text{скорость света в движущейся ИСО,}$$

причем в покоящейся ИСО свет распространяется со скоростью c_0 , а в движущейся ИСО свет распространяется со скоростью c_u .

Показания хронометра, покоящегося в начале координат инерциальной системы отсчета В, совпадают с показаниями любого хронометра, покоящегося в инерциальной системе отсчета А, если все хронометры в системе отсчета А синхронизированы друг с другом эйнштейновским способом при помощи источника света, покоящегося в системе отсчета А, и если в момент совпадения начал координат систем отсчета А и В хронометры, покоящиеся в началах координат систем отсчета А и В, имели нулевые показания. В этом можно убедиться, подставляя $x' = 0$ в первое уравнение преобразований (6.10). Получим:

$$t = t' \quad (9.51)$$

Тогда в окрестности точки $x' = 0$ (т. е. вблизи начала координат

инерциальной системы отсчета В) можно ввести в рассмотрение векторы четырехмерной скорости как производные от четырехмерных векторов (9.49) и (9.50) по инвариантному времени (9.51)

$$\vec{U}' = \frac{d\vec{R}'}{dt'} = \frac{dx_1'}{dt'} \cdot \vec{e}_1' + \frac{dx_2'}{dt'} \cdot \vec{e}_2' + \frac{dx_3'}{dt'} \cdot \vec{e}_3' + \frac{dx_4'}{dt'} \cdot \vec{e}_4', \quad (9.52)$$

$$\vec{U} = \frac{d\vec{R}}{dt} = \frac{dx_1}{dt} \cdot \vec{e}_1 + \frac{dx_2}{dt} \cdot \vec{e}_2 + \frac{dx_3}{dt} \cdot \vec{e}_3 + \frac{dx_4}{dt} \cdot \vec{e}_4, \quad (9.53)$$

где \vec{e}_i' , \vec{e}_j - единичные векторы, направленные вдоль осей координат инерциальных систем отсчета В и А, соответственно.

Из выражений (9.52) и (9.53) следует, что первые три составляющие четырехмерной скорости в новой теории пространства-времени являются составляющими обычной трехмерной скорости. Четвертая же составляющая 4-скорости в новой теории пространства-времени равна скорости света в соответствующей инерциальной системе отсчета, умноженной на мнимую единицу

$$u_4' = \frac{dx_4'}{dt'} = ic_0; \quad u_4 = \frac{dx_4}{dt} = i \cdot c_0 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}. \quad (9.54)$$

При этом четвертая составляющая 4-скорости покоящейся инерциальной системы отсчета будет всегда равна $i \cdot c_0$.

Нетрудно убедиться, что и в новой теории пространства-времени квадрат 4-вектора скорости является инвариантом при преобразованиях координат и времени от одной инерциальной системы отсчета к другой (как и в СТО).

Введем теперь в рассмотрение 4-импульс как произведение массы на вектор 4-скорости (по аналогии с трехмерным импульсом)

$$\vec{P} = m \cdot \vec{U} \quad (9.55)$$

где

$$p_1 = m \cdot u_1; \quad p_2 = m \cdot u_2; \quad p_3 = m \cdot u_3; \quad (9.56)$$

$$p_4 = m \cdot u_4 = i \cdot m \cdot c_0 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} \quad (9.57)$$

Тогда согласно (9.56) в новой теории пространства-времени первые три составляющие 4-импульса будут точно равны

составляющим обычного трехмерного импульса.

Из формул (9.57) и (9.25) следует, что

$$p_4 = \frac{i \cdot E}{c_0} \quad (9.58)$$

т. е. и в новой теории пространства-времени трехмерный импульс, и полная энергия материальной точки являются составляющими одного 4-вектора энергии-импульса (как и в СТО).

Второй закон Ньютона в нерелятивистской механике записывается в виде

$$\frac{d}{dt}(m \cdot \vec{u}) = \vec{f} \quad \text{или} \quad \frac{d}{dt} \vec{p} = \vec{f}. \quad (9.59)$$

где \vec{u} , \vec{p} - 3-векторы обычной скорости и обычного импульса нерелятивистской механики Ньютона; \vec{f} - трехмерный вектор обычной силы.

По аналогии с выражением (9.59) можно предположить, что и четырехмерное уравнение движения имеет вид

$$\frac{d}{dt} \vec{P} = \vec{F}, \quad (9.60)$$

где \vec{P} - 4-вектор энергии-импульса новой теории пространства-времени;

\vec{F} - 4-вектор силы новой теории пространства-времени, составляющие которого нам следует определить.

Для первых трех составляющих 4-вектора силы из уравнений (9.60) и (9.56) получим

$$F_1 = F_x = \frac{dp_1}{dt}; \quad F_2 = F_y = \frac{dp_2}{dt}; \quad F_3 = F_z = \frac{dp_3}{dt}, \quad (9.61)$$

т. е. первые три составляющие 4-вектора силы в новой теории пространства-времени являются составляющими обычной трехмерной силы.

Четвертую же составляющую 4-вектора силы новой теории пространства-времени определим по методике, изложенной на стр. 137 в [53]. Угаров В. А. Специальная теория относительности. - М.:

Наука, 1977. - с. 70.]

Как уже было установлено

$$\vec{U}^2 = u_1^2 + u_2^2 + u_3^2 + u_4^2 = -c_0^2 \quad (9.62)$$

Дифференцируя это равенство по времени t , получим

$$u_1 \cdot \frac{du_1}{dt} + u_2 \cdot \frac{du_2}{dt} + u_3 \cdot \frac{du_3}{dt} + u_4 \cdot \frac{du_4}{dt} = 0. \quad (9.63)$$

Но из равенств (9.61) и (9.56) следует, что

$$\frac{du_1}{dt} = \frac{F_x}{m}; \quad \frac{du_2}{dt} = \frac{F_y}{m}; \quad \frac{du_3}{dt} = \frac{F_z}{m}; \quad \frac{du_4}{dt} = \frac{F_4}{m} \quad (9.64)$$

Подставляя выражения (9.64) в равенство (9.63), получим

$$u_x \cdot \frac{F_x}{m} + u_y \cdot \frac{F_y}{m} + u_z \cdot \frac{F_z}{m} + i \cdot c_0 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} \cdot \frac{F_4}{m} = 0. \quad (9.65)$$

Из выражения (9.65) получим выражение для четвертой составляющей 4-вектора силы в новой теории пространства-времени

$$F_4 = \frac{i \cdot (\vec{F} \cdot \vec{u})}{c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}}, \quad (9.66)$$

где \vec{F} и \vec{u} - 3-векторы силы и скорости нерелятивистской механики. Из выражений (9.66), (9.60) и (9.57) следует

$$\frac{d}{dt} \left(m \cdot c_0^2 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} \right) = \frac{(\vec{F} \cdot \vec{u})}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} \quad (9.67)$$

причем выражение (9.67) с учетом формулы (7.12) превращается в известное выражение из СТО

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m \cdot c_0^2}{\sqrt{1 - V^2 / c_0^2}} \right) = (\vec{F} \cdot \vec{V}). \quad (9.68)$$

С учетом формулы (9.58) выражение (9.67) можно записать в виде

$$dE = \frac{(\vec{F} \cdot \vec{u})}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} \cdot dt. \quad (9.69)$$

С учетом формулы (7.12) выражение (9.69) из новой теории пространства-времени превращается в известное выражение СТО

$$dE = (\vec{F} \cdot \vec{V}) \cdot dt \quad (9.70)$$

Преобразования (6.10) с учетом обозначений, принятых в

выражениях (9.49) и (9.50), можно переписать в виде

$$\begin{aligned} x_1 &= \gamma \cdot (x'_1 - i \cdot \beta_u \cdot x'_4) ; & x_2 &= x'_2 ; \\ x_3 &= x'_3 ; & x_4 &= \gamma \cdot (x'_4 + i \cdot \beta_u \cdot x'_1) . \end{aligned} \quad (9.71)$$

Преобразования (9.71) - это преобразования составляющих 4-радиус-вектора. А 4-радиус-вектор - это такой же 4-вектор как и все остальные. Поэтому если в инерциальной системе отсчета В задан 4-вектор K' (K'_1, K'_2, K'_3, K'_4), то в инерциальной системе отсчета А составляющие этого 4-вектора определяются по формулам

$$\begin{aligned} K_1 &= \gamma_u \cdot (K'_1 - i \cdot \beta_u \cdot K'_4) , & K_2 &= K'_2 ; \\ K_3 &= K'_3 ; & K_4 &= \gamma_u \cdot (K'_4 + i \cdot \beta_u \cdot K'_1) . \end{aligned} \quad (9.72)$$

Следовательно, как только, например, скорость в 4-пространстве записана в виде 4-вектора, сразу же можно записать формулы преобразования ее составляющих при переходе от одной инерциальной системы отсчета к другой.

Пусть, например, в системе отсчета В заданы составляющие 4-скорости, а система отсчета В движется со скоростью u в положительном направлении оси X системы отсчета А. Тогда согласно формулам преобразования 4-векторов (9.72) получим

$$\begin{aligned} w_1 &= \gamma_u \cdot (s_1 - i \cdot \beta_u \cdot s_4) ; \\ w_2 &= s_2 ; \\ w_3 &= s_3 ; \\ w_4 &= \gamma_u \cdot (s_4 + i \cdot \beta_u \cdot s_1) ; \end{aligned} \quad (9.73)$$

т.е.

$$\begin{aligned} w_x &= \gamma_u \cdot (s_1 - i \cdot \beta_u \cdot s_4) ; \\ w_y &= s_2 ; \\ w_z &= s_3 ; \\ i \cdot c_0 \sqrt{1 + w^2 / c_0^2} &= \gamma_u \cdot (s_4 + i \cdot \beta_u \cdot s_1) ; \end{aligned} \quad (9.74)$$

Из уравнений (9.74) находим

$$\frac{w_x}{c_w} = \frac{s_1 + \beta_u \cdot c_s}{c_s + \beta_u \cdot s_1} = \frac{\beta_u + s_1 / c_s}{1 + \beta_u s_1 / c_s} ; \quad (9.75)$$

$$\frac{w_y}{c_w} = \frac{s_2}{\gamma_u \cdot (c_s + \beta_u \cdot s_1)} ; \quad (9.76)$$

$$\frac{w_z}{c_w} = \frac{s_3}{\gamma_u \cdot (c_s + \beta_u \cdot s_1)} \quad (9.77)$$

где

$$\begin{aligned} c_s &= c_0 \sqrt{1 + s^2 / c_0^2}; & c_w &= c_0 \sqrt{1 + w^2 / c_0^2}; \\ s^2 &= s_1^2 + s_2^2 + s_3^2; & w^2 &= w_x^2 + w_y^2 + w_z^2; \\ \gamma_u &= \frac{1}{\sqrt{1 - u^2 / c_u^2}}; & c_u &= c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}; \\ \beta_u &= u / c_u. \end{aligned}$$

Если $s_1 = s$, $s_2 = s_3 = 0$, то из выражения (9.75) получим. формулу (7.32) - частный случай закона сложения скоростей при движении в одном и том же направлении.

10. ЭСКИЗ НОВОЙ КАРТИНЫ МИКРОМИРА, ВЫТЕКАЮЩЕЙ ИЗ НОВОЙ ТЕОРИИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

10.1. Эскиз новой картины микромира

В области микромира новая теория пространства-времени позволяет, прежде всего, предложить подход к решению проблемы существования так называемой мюон-электронной универсальности, согласно которой во всех известных взаимодействиях мюоны участвуют точно так же, как электроны, отличаясь от них только своей массой (масса мюона считается равной 207 электронным массам).

Мюоны были открыты К. Андерсоном и С. Неддермейером в 1936 – 38 гг. в космических лучах [69]. Проведенные ими опыты с камерой Вильсона, помещенной в магнитное поле, показали, что большая часть космических частиц на уровне моря проникает сквозь значительные слои тяжелого вещества (свинец, платина), теряя энергию только на ионизацию атомов вещества.

Отождествить эти частицы, обладающие высокой проникающей способностью, с протонами, масса каждого из которых в 1836 раз больше массы электрона, оказалось невозможным. Потому что если бы частица имела массу протона, то ее скорость, вычисленная по радиусу кривизны ее траектории в поперечном магнитном поле, должна была бы приводить к такой ионизации газа вдоль траектории частицы в камере Вильсона, которая в десятки раз превышает ионизацию, реально наблюдавшуюся в опытах.

С другой стороны, эти частицы, обладающие высокой проникающей способностью, до появления новой теории пространства-времени не удавалось отождествить и с электронами. Это обусловлено тем, что из теоретических расчетов, основанных на

специальной теории относительности, следует, что электроны высокой энергии должны терять большую часть своей энергии на тормозное излучение. А обладающие высокой проникающей способностью частицы не должны иметь заметных потерь энергии на тормозное излучение (иначе они не обладали бы высокой проникающей способностью).

В новой теории пространства-времени можно предложить подход к решению проблемы существования мюон-электронной универсальности. Этот подход основывается на том, что согласно новой теории пространства-времени величина электрического заряда движущейся частицы зависит от скорости движения частицы. Эта зависимость имеет вид (см. раздел 8)

$$e_u = \frac{e_0}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}} \quad (10.1)$$

где e_0 - заряд покоящейся частицы;

e_u - заряд движущейся частицы;

u - скорость движения частицы.

Действительно, в новой теории пространства-времени формула для потерь энергии частицы на тормозное излучение (с учетом вытекающего из квантовой теории минимального значения прицельного расстояния) имеет вид

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\pi \cdot N \cdot (z \cdot e_0)^2 \cdot e_u^4}{3 \cdot E_0 \cdot \hbar \cdot \left(\frac{u}{c_0}\right)}, \quad (10.2)$$

где $\left(-\frac{dE}{dx}\right)$ - потери энергии частицы на 1 см пути на тормозное

излучение при её движении сквозь вещество;

N - число ядер атомов вещества в 1 см^3 ;

$z \cdot e_0$ - заряд ядра атома вещества;

$E_0 = m \cdot c_0^2$ - энергия покоя частицы, испускающей тормозное излучение;

m - инвариантная масса этой частицы;

\hbar - постоянная Планка;

u - скорость движения частицы;

e_u - заряд движущейся частицы, определяемый по формуле (10.1).

При движении частицы со сверхсветовой скоростью (если $u \gg c_0$) из формулы (10.1) получим

$$e_u \approx \frac{e_0}{\left(\frac{u}{c_0}\right)}. \quad (10.3)$$

Тогда, подставляя выражение (10.3) в формулу (10.2), получим формулу

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\pi \cdot N \cdot z^2 \cdot e_0^6}{3 \cdot E_0 \cdot \hbar \cdot \left(\frac{u}{c_0}\right)^5}, \quad (10.4)$$

согласно которой при увеличении сверхсветовой скорости движения частицы на один порядок (в 10 раз) потери энергии частицы на тормозное излучение уменьшаются на пять порядков (в 10^5 раз). Вследствие этого тормозное излучение для электронов высоких энергий (движущихся со скоростями, значительно превышающими скорость света в вакууме c_0) становится значительно меньшим, чем тормозное излучение электронов низких энергий. Это и позволяет отождествить частицы космических лучей в опытах К. Андерсона и С. Неддермейера, обладающие высокой проникающей способностью, с электронами высоких энергий, движущимися со сверхсветовыми

скоростями.

Например, в связи с тем, что согласно новой теории пространства-времени скорость движения электрона или позитрона можно определить, зная радиус R траектории электрона в магнитном поле с индукцией B по формуле

$$\frac{u}{c_0} = \frac{B \cdot R \cdot e_0}{m \cdot c_0}, \quad (10.5)$$

скорость позитрона в верхней части фотографии, приведенной в статье [69], оказывается в 100 раз большей скорости света c_0 , а скорость позитрона в нижней части этой фотографии оказывается в 14 раз большей скорости света c_0 .

Таким образом, мюон оказывается возможным отождествить со сверхсветовым электроном (или позитроном). Но тогда так называемый "распад" мюона, в результате которого появляется электрон (или позитрон) меньшей энергии, оказывается всего лишь столкновением сверхсветового электрона (или позитрона) с ядром атома вещества, заполняющего камеру Вильсона или пузырьковую камеру. В результате такого столкновения часть кинетической энергии сверхсветового электрона (или позитрона) передается ядру атома. Но тогда так называемые "электронное нейтрино" и "мюонное нейтрино", которые в настоящее время считаются продуктами распада мюона, исчезают из числа частиц, реально существующих в действительности, несмотря на то, что нейтрино "экспериментально обнаружено" в 1953 г. (за что в 1995 году Ф. Райнесу была вручена Нобелевская премия - см. О. В. Крылов "Будет ли конец науки?" [70]), а его масса "измерена" в 1980 г. [71].

Уверенность в том, что "нейтрино" есть плод нашего воображения, подкрепляется и тем, что выполненный в 1927 году

опыт Ч. Эллиса и У. Вустера [72] по измерению средней энергии электронов бета-распада можно вполне естественно объяснить, не привлекая гипотезу о существовании нейтрино.

В самом деле, в своем эксперименте 1927 года Ч. Эллис и У. Вустер сначала измерили суммарную энергию, выделившуюся в калориметре за определенный промежуток времени при бета-распаде ядер атомов радия-Е (висмута-210). Затем они рассчитали количество распавшихся за этот же промежуток времени ядер атомов радия-Е (висмута-210), считая, что количество распавшихся ядер в точности равно количеству электронов, вылетевших за это же время из радиоактивного вещества. При этом они сослались на работу Эмелиуса [73], выполненную в 1924 г. И, наконец, они раздели эту суммарную энергию на количество электронов, вылетевших за этот же промежуток времени из бета-активного вещества, считая, что количество вылетевших электронов равно числу распавшихся ядер.

Но в работе [73] Эмелиус получил, что при распаде одного ядра атома из бета-активного вещества вылетает в среднем 1,43 электрона. При этом Эмелиус отметил, что полученный им результат (на каждый распад ядра приходится в среднем 1,43 электронов, вылетающих из радиоактивного вещества) не может иметь большую точность. Эмелиус утверждал также, что в соответствии с работой [74], выполненной в 1914 году, из бета-активного вещества должно вылетать количество электронов, равное количеству распавшихся ядер атомов. Тот же факт, что в опыте обнаружено большее количество вылетающих из радиоактивного вещества электронов, чем количество распавшихся ядер атомов, Эмелиус объясняет отражением электронов, испущенных в направлении, противоположном направлению на счетчик частиц.

Но опыту [74] 1914 года можно дать совершенно другую

интерпретацию, чем автор работы [74] в 1914 году и автор работы [73] в 1924 году, когда процессы при облучении металлических поверхностей потоками электронов были мало исследованы. Ведь сегодня мы знаем, что при облучении металлической поверхности электронами достаточно большой энергии из этой металлической поверхности выбивается значительное количество вторичных электронов, на чем основана работа, например, фотоэлектронных умножителей.

Электроны бета-распада ядер висмута-210, имеют энергию 1,17 МэВ. Почему электрон, имеющий такую энергию, не может выбить из электронных оболочек атомов самого радиоактивного вещества ни одного электрона, если на то, чтобы выбить один электрон из атома, необходимо затратить энергию всего лишь около 30 эВ (энергия ионизации атома)? Ведь даже в одном атоме висмута вокруг ядра, из которого вылетает электрон бета-распада, имеется 83 электрона. А на пути электрона бета-распада (прежде, чем он выйдет за пределы радиоактивного вещества) встретятся не десятки и даже не тысячи, а гораздо большее количество атомов. Поэтому утверждение, что из бета-активного вещества вылетают только первичные электроны бета-распада, рождающиеся непосредственно в актах бета-распада ядер, в наши дни выглядит несостоятельным.

Если же каждый первичный электрон бета-распада выбивает на своем пути сквозь радиоактивное вещество несколько вторичных электронов, естественное объяснение без привлечения нейтрино получают:

- непрерывный энергетический спектр электронов бета-распада,
- известный экспериментальный факт зависимости числа электронов, вылетающих из бета-активного вещества, от формы

радиоактивного вещества [75],

- численное значение измеренной (?) массы покоя "нейтрино", равное энергии ионизации одного атома.

Обычно принято считать, что без привлечения нейтрино невозможно объяснить распад нейтрона на протон и электрон по схеме



Потому что спин каждой частицы в выражении (10.6) равен $0,5 \hbar$, вследствие чего говорят, что без нейтрино закон сохранения спина в выражении (10.6) нарушается.

Но ведь давно известно, что частицы не являются точечными (модель точечных безразмерных частиц есть только модель) и при нецентральной взаимодействии могут приобретать или терять момент количества движения

Эксперимент Ф. Райнеса и К. Коуэна 1953 года, за который в 1958 году Ф. Райнесу была вручена Нобелевская премия и который и сегодня считается прямым экспериментальным доказательством превращения протона в нейтрон под действием электронного антинейтрино из ядерного реактора



без привлечения потока антинейтрино из ядерного реактора можно объяснить следующим образом.

Во-первых, в поле протона гамма-квант, родившийся под действием излучения из ядерного реактора, образует пару положительно и отрицательно заряженных пи-мезонов



и образовавшийся из гамма-кванта отрицательный пи-мезон образует вместе с протоном связанную систему - нейтрон [76]

$$\pi^{-} + p^{+} \rightarrow n. \quad (10.9)$$

Вместо реакции (10.7), стало быть, мы получим реакции (10.9) и (10.10) (без участия нейтрино)

$$\gamma + p^{+} \rightarrow n + \pi^{+} \quad (10.10)$$

Во-вторых, стоящий в правой части реакции (10.10) положительно заряженный пи-мезон отдает свою энергию какому-нибудь ядру или с испусканием гамма-квантов в поле ядра атома теряет свою энергию, становясь позитроном, а далее с испусканием двух гамма-квантов аннигилирует с электроном.

В-третьих, стоящий в правой части реакции (10.10) нейтрон через 5-10 мкс после аннигиляции позитрона захватывается ядром атома кадмия, и при этом тоже возникают гамма-кванты.

А ведь в эксперименте Ф. Райнеса и К. Коуэна всего лишь и были зафиксированы две сцинтилляционные вспышки, разделенные промежутком времени 5-10 мкс. Первая из них вызывается аннигиляцией позитрона, а вторая - поглощением нейтрона кадмием [77].

Таким образом, реакция (10.8) вызывает те же самые последствия, что и реакция (10.7). Вследствие этого эксперимент Ф. Райнеса и К. Коуэна 1953 года можно с таким же основанием считать экспериментальным доказательством реакции (10.8), как и экспериментальным доказательством реакции (10.7). При этом следует отметить, что гамма-квант в левой части реакции (10.10) не обязательно должен быть гамма-квантом, родившимся непосредственно в ядерном реакторе. Он может быть, например, гамма-квантом тормозного излучения одного из электронов высоких энергий, вылетающих из ядерного реактора.

Если в природе нейтрино не существуют, то заряженные пи-

мезоны и тау-лептоны являются сверхсветовыми электронами (или позитронами), движущимися с еще большей сверхсветовой скоростью, чем сверхсветовой электрон, соответствующий мюону.

Экспериментальными фактами, не противоречащими гипотезе о тождественности мюона сверхсветовому электрону, являются также:

- экспериментально доказанный факт рождения мюонных пар фотонами больших энергий;
- идентичный характер рассеяния мюонов и электронов ядрами атомов;
- экспериментально доказанный факт, что магнитный момент мюона оказывается меньшим магнитного момента электрона, равного магнетону Бора

$$M_B = \frac{e_0 \cdot \hbar}{2 \cdot m_e \cdot c_0} \quad (10.11)$$

во столько раз, во сколько раз масса мюона считается большей массы электрона. Последнее утверждение становится очевидным, если в формулу для магнитного момента сверхсветового электрона

$$M_\mu = \frac{e_u \cdot \hbar}{2 \cdot m_e \cdot c_0} \quad (10.12)$$

построенную по аналогии с формулой (10.11), но с заменой величины электрического заряда неподвижного электрона e_0 на величину электрического заряда e_u электрона, движущегося со сверхсветовой скоростью, подставить формулу (10.1). Получим формулу

$$M_\mu = \frac{e_0 \cdot \hbar}{2 \cdot m_e \cdot c_0 \cdot \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}}, \quad (10.13)$$

которую можно записать в виде

$$M_\mu = \frac{e_0 \cdot \hbar}{2 \cdot m_\mu \cdot c_0}, \quad (10.14)$$

введя в рассмотрение "массу мюона" по формуле

$$m_{\mu} = m_e \sqrt{1 + u^2 / c_0^2} \quad (10.15)$$

Следовательно, экспериментально измеренное значение магнитного момента мюона, очень близкое к значению, вычисленному по формуле (10.14), будет в такой же степени близким и к значению, вычисленному по формуле (10.15) для магнитного момента электрона, движущегося со сверхсветовой скоростью, определяемой по формуле

$$\frac{u}{c_0} = \sqrt{\left(\frac{m_{\mu}}{m_e}\right)^2 - 1} \quad (10.16)$$

вытекающей из выражения (10.15).

Что же касается излучения, возникающего при переходах мюона с орбиты на орбиту в поле ядра так называемого "мюонного атома", которое позволило с высочайшей точностью рассчитать массу мюона, то дать непротиворечивое объяснение полученным результатам можно только после пересмотра основных положений квантовой электродинамики с позиций существования сверхсветовых скоростей движения элементарных частиц. Это обусловлено тем, что при сверхсветовых скоростях движения электрических зарядов друг относительно друга определяющим становится не электростатическое взаимодействие зарядов (по закону Кулона), а магнитное взаимодействие токов, вызванных сверхсветовыми скоростями движения зарядов друг относительно друга.

Вполне естественно, что с позиций новой теории пространства-времени вся картина микромира требует существенной корректировки, но выше не ставилось целью перечислить все проблемные вопросы, ответы на которые позволяет дать новая теория пространства-времени. Основное внимание обращено только на раскрытие подхода к решению проблемы существования мюон-электронной универсальности с позиций новой теории пространства-времени и

возможностей для непротиворечивого объяснения непосредственно связанных с этим подходом явлений.

Дополнительного рассмотрения заслуживает также и вытекающая непосредственно из проведенного выше рассмотрения возможность превращения так называемого мюонного катализа ядерного синтеза в коммерчески выгодную реакцию.

10.2. Мюонный катализ ядерного синтеза и новая теория пространства-времени

В настоящее время для осуществления низкотемпературной ядерной реакции синтеза путем «мюонного катализа» используются отрицательные мюоны, якобы рождающиеся при распадах отрицательных пи-мезонов, возникающих в результате бомбардировки неподвижной мишени протонами, разогнанными в ускорителях (см., например, [78], стр. 33 - 58).

При этом полезная энергия отрицательных мюонов составляет лишь очень небольшую часть от той энергии, до которой необходимо разогнать протоны в ускорителях для получения отрицательных мюонов, способных осуществить катализ ядерной реакции синтеза. Вследствие этого энергия, освобождающаяся при 100 — 150 ядерных реакциях синтеза, инициированных одним отрицательным мюоном, оказывается меньшей энергии, затрачиваемой на получение одного отрицательного мюона, и низкотемпературная ядерная реакция синтеза путем «мюонного катализа» оказывается коммерчески невыгодной (см. [78]).

Из новой теории пространства-времени (см. настоящую книгу, а также [79]) вытекает, что те частицы, которые мы называем сегодня «отрицательными мюонами», являются обычными электронами,

движущимися со сверхсветовой скоростью.

Основными формулами новой теории пространства-времени, для доказательства этого, являются следующие:

- 1) Зависимость скорости света в вакууме от скорости движения испускающего его источника

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}, \quad (10.17)$$

где $c_0 = 299\,792\,458$ м/с - скорость света в вакууме от покоящегося источника;

u - физическая скорость движения источника;

c_u - скорость света в вакууме от движущегося источника.

- 2) Зависимость кинетической энергии частицы от скорости движения этой элементарной частицы

$$W = E_0 \cdot \left(\sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}} - 1 \right), \quad (10.18)$$

где W - кинетическая энергия частицы;

$E_0 = m \cdot c_0^2$ - энергия покоя частицы;

u - физическая скорость движения частицы;

$c_0 = 299\,792\,458$ м/с - скорость света в вакууме от покоящегося источника;

m - масса частицы.

- 3) Зависимость скорости движения элементарной частицы от кинетической энергии этой частицы

$$\frac{u}{c_0} = \sqrt{\left(1 + \frac{W}{E_0} \right)^2 - 1}, \quad (10.19)$$

где u - физическая скорость движения частицы;

$c_0 = 299\,792\,458$ м/с - скорость света в вакууме от покоящегося источника; W - кинетическая энергия частицы;

$$E_0 = m \cdot c_0^2 - \text{энергия покоя частицы.}$$

4) Зависимость радиуса кривизны траектории частицы, движущейся в поперечном магнитном поле, от кинетической энергии этой частицы

$$R = \frac{E_0}{c_0 \cdot e_0 \cdot B_{\perp}} \cdot \sqrt{\left(1 + \frac{W}{E_0}\right)^2 - 1}, \quad (10.20)$$

где R - радиус кривизны траектории частицы;

$$E_0 = m \cdot c_0^2 - \text{энергия покоя частицы;}$$

$$c_0 = 299\,792\,458 \text{ м/с - скорость света в вакууме в покоящейся ИСО;}$$

e_0 - заряд покоящейся частицы;

B_{\perp} - индукция поперечного магнитного поля;

W - кинетическая энергия частицы.

5) Зависимость импульса частицы от скорости ее движения

$$p = m \cdot u = B_{\perp} \cdot R \cdot e_0 \quad (10.21)$$

где p - импульс частицы;

m - масса частицы;

u - физическая скорость движения частицы;

B_{\perp} - индукция поперечного магнитного поля;

R - радиус кривизны траектории частицы, движущейся в поперечном магнитном поле;

e_0 - заряд покоящейся частицы.

6) Зависимость кинетической энергии частицы от ее импульса

$$W = \sqrt{p^2 \cdot c_0^2 + E_0^2} - E_0 = \sqrt{(B_{\perp} \cdot R \cdot e_0 \cdot c_0)^2 + E_0^2} - E_0, \quad (10.22)$$

где W - кинетическая энергия частицы; $p = m \cdot u$ - импульс частицы;

$E_0 = m \cdot c_0^2$ - энергия покоя частицы

m - масса частицы;

u - физическая скорость движения частицы;

$c_0 = 299\,792\,458$ м/с - скорость света в вакууме покоящейся ИСО;

B_{\perp} - индукция поперечного магнитного поля;

R - радиус кривизны траектории частицы в поперечном магнитном поле;

e_0 - заряд покоящейся частицы.

7) Зависимость заряда движущейся частицы от скорости движения этой частицы

$$e_u = \frac{e_0}{\sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}} \quad (10.23)$$

где e_u - заряд движущейся частицы;

e_0 - заряд покоящейся частицы;

u - физическая скорость движения частицы.

8) Зависимость между физической скоростью движения частицы и скоростью движения V из СТО

$$u = \frac{V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c_0^2}}} \quad (10.24)$$

где u – физическая скорость движения частицы;

V - скорость движения частицы, фигурирующая в специальной теории относительности ;

$c_0 = 299\,792\,458$ м/с - скорость света в вакууме покоящейся ИСО.

Применив эти формулы к анализу трека элементарной частицы на фотографии из статьи [69] Андерсона и Неддермейера (эта фотография в настоящее время считается экспериментальным доказательством существования мюона), можно обнаружить, что этот трек образован позитроном, имеющим в верхней части фотографии скорость движения, примерно в 100 раз большую скорости света в вакууме, а в нижней части фотографии - скорость движения, примерно в 15 раз большую скорости света в вакууме. Таким образом, новая теория пространства-времени позволяет утверждать, что на фотографии в статье [69] трек оставлен частицей, имеющей массу и заряд позитрона, но движущейся со сверхсветовой скоростью.

Действительно, для верхней части трека с фотографии из статьи [69] измерения дают значение $B_{\perp} \cdot R = 0,17$ Тл·м. Тогда, если движущейся частицей является позитрон ($e_0 = 1,6 \cdot 10^{-19}$ К, $E_0 = m \cdot c_0^2 = 0,511$ МэВ), в соответствии с формулой (10.21)

позитрон, оставивший этот трек, имеет импульс $p \cdot c_0 = 51$ МэВ, в соответствии с формулой (10.22) этот позитрон имеет кинетическую энергию 50,5 МэВ, в соответствии с формулой (10.19) этот позитрон движется со скоростью примерно в 100 раз большей скорости света в вакууме, а в соответствии с формулой (10.23) заряд позитрона при такой скорости движения примерно в 100 раз меньше заряда покоящегося позитрона..

Для нижней части трека с фотографии в статье [69] указано, что если движущейся частицей является позитрон, то он имеет энергию 7 МэВ. В соответствии с формулой (10.19) позитрон, имеющий такую кинетическую энергию, движется со скоростью, в 14,7 раз большей скорости света в вакууме, а в соответствии с формулой (10.23) заряд позитрона при такой скорости в 14,73 раза меньше заряда покоящегося позитрона.

В новой теории пространства-времени точная формула для потерь энергии движущейся частицы за счет ионизации атомов вещества, сквозь которое частица движется, еще не получена. Но, учитывая, что

ионизационные потери энергии движущейся частицы прямо пропорциональны заряду движущейся частицы, а заряд частицы в нижней части трека в 6,8 раз ($100/14,73$) больше, чем в верхней части трека, качественно можно объяснить и тот факт, что степень ионизации вдоль нижней части трека существенно выше, чем в верхней части трека.

В экспериментах [80] по «мюонному катализу» ядерной реакции синтеза, в которых «отрицательный мюон» после реакции синтеза опять оказывается свободным и может многократно катализировать ядерную реакцию синтеза, средний импульс «отрицательного мюона» равен $33,5 \text{ МэВ}/c_0$ (см. Рис. 11.1).

Согласно специальной теории относительности импульс p мюона связан с радиусом кривизны R его траектории в поперечном магнитном поле с индукцией B_{\perp} формулой [59]

$$p = \frac{m_{\mu} \cdot V}{\sqrt{1 - \frac{V^2}{c_0^2}}} = B_{\perp} \cdot R \cdot e_0, \quad (10.25)$$

где p - импульс мюона;

m_{μ} - масса мюона (в 206,77 раз больше массы электрона);

V - скорость движения мюона по СТО;

e_0 - заряд покоящегося мюона, равный заряду покоящегося электрона.

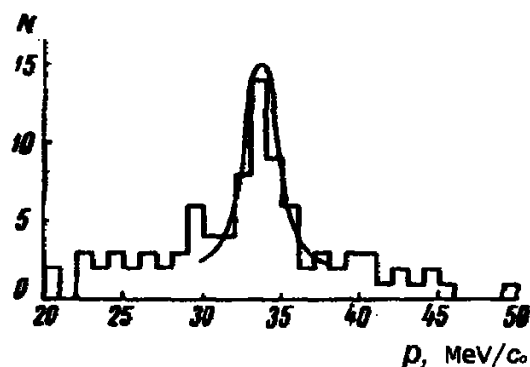


Рис.10.1. Импульсы мюонов, способных катализировать реакцию синтеза (копия рис. 2 из статьи [80]).

При этом определение импульса мюонов в [80] производилось согласно СТО по измеренным величинам R и B_{\perp} и последующим вычислением импульса по формуле (10.25). Так в [80] получены показанные на рис. 11.1 импульсы мюонов, способных катализировать ядерную реакцию синтеза, со средним значением $33,5 \text{ МэВ}/c_0$.

Согласно новой теории пространства-времени «мюон» - это сверхсветовой электрон, импульс p которого связан с радиусом кривизны R его траектории в поперечном магнитном поле с индукцией B_{\perp} формулой

$$p = m_e \cdot u = B_{\perp} \cdot R \cdot e_0 \quad (10.26)$$

где m_e - инвариантная масса электрона; u - физическая скорость движения электрона; V - «скорость», фигурирующая в СТО, не превышающая скорость света в вакууме.

Разрешив формулу (10.26) относительно скорости u , получим, что при импульсе, равном $33,5 \text{ МэВ}/c_0$, электрон движется со скоростью $u = 65,56 \cdot c_0$. По формуле (10.18) такой скорости соответствует кинетическая энергия 33 МэВ . Кроме того, по формуле (10.22) значению импульса $p = 33,5 \text{ МэВ}/c_0$ для электрона (частицы с энергией покоя $E_0 = 0,511 \text{ МэВ}$) соответствует кинетическая энергия 33 МэВ .

Но если электрон с кинетической энергией 33 МэВ способен быть катализатором ядерной реакции синтеза, то, значит, на получение одной частицы, способной катализировать ядерную реакцию синтеза, достаточно затратить энергию порядка 33 МэВ , а не энергию, равную 4 ГэВ , которую сейчас затрачивают на получение одного «мюона» путем бомбардировки неподвижной мишени протонами высоких энергий (см., например, [80])

Таким образом, если утверждение новой теории пространства-времени о том, что «мюоны» это сверхсветовые электроны, окажется

справедливым, то реакция мюонного катализа ядерного синтеза становится коммерчески выгодной реакцией.

11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ структуры специальной теории относительности (СТО) показал (см. раздел 2), что она построена на двух логически независимых друг от друга постулатах: на принципе относительности и принципе независимости скорости света от скорости источника. Руководствуясь критерием "бритвы Оккама", была предпринята попытка найти закон распространения света от движущегося источника, вытекающий из принципа относительности (см. раздел 3). Оказалось, что из принципа относительности вытекает квадратичная зависимость скорости света от скорости источника вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ и что теорию пространства-времени, основанную на минимальном числе постулатов - одном, построить действительно можно. Этим единственным постулатом оказывается принцип относительности - принцип полного равноправия инерциальных систем отсчета. Но теория пространства-времени, построенная на одном лишь этом принципе, оказывается теорией пространства-времени, принципиально отличающейся от специальной теории относительности.

Во-первых, согласно этой новой теории пространства-времени физическая скорость света (по терминологии Логунова [6]) должна в общем случае зависеть от скорости источника по формуле $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, а закон независимости физической скорости света от скорости источника, введенный Эйнштейном в качестве второго аксиоматического положения при разработке СТО, должен оказаться справедливым лишь при сравнительно небольших скоростях движения источников (по сравнению с константой $c_0 = 299\,792\,458$ м/с).

Анализ лабораторных экспериментов по прямой проверке справедливости второго постулата Эйнштейна (см. раздел 4)

показывает, что ни один из них не может рассматриваться как экспериментальное подтверждение отсутствия зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ в реальной действительности. Это обусловлено двумя специфическими особенностями этой зависимости:

- нечувствительностью зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ к направлению движения источника;

- малой чувствительностью зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ к модулю вектора скорости источника.

Анализ астрономических наблюдений (см. раздел 5) показывает, что их можно рассматривать как косвенное подтверждение существования квадратичной зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ в природе. Эта квадратичная зависимость позволяет выдвинуть принципиально новые толкования таким эффектам, открытым в астрономических наблюдениях, как цефеиды, периодическим вспышкам яркости двойных звезд (новые и сверхновые звезды), красному смещению спектров далеких галактик, увеличивающемуся с увеличением расстояний до галактик, микроволновому фоновому излучению (которое названо "реликтовым" лишь по недоразумению), всплескам рентгеновских и гамма-лучей, пульсарам, объекту SS-433.

Во-вторых, преобразования Лоренца и закон сложения скоростей из СТО в новой теории пространства-времени заменяется новыми преобразованиями координат и времени (см. раздел 6), обладающие групповыми свойствами, и новым законом сложения скоростей (см. раздел 7), согласно которым сверхсветовые скорости для обычных элементарных частиц (протонов, электронов) не приводят ни к появлению мнимых величин, ни к нарушению принципа причинности.

Согласно новым преобразованиям координат и времени длина движущегося тела оказывается меньшей длины покоящегося тела (как и в специальной теории относительности), но эффект "замедления времени" в движущихся инерциальных системах отсчета в новой

теории пространства-времени отсутствует (см. раздел 7).

В-третьих, в новой теории пространства-времени изменяются (по сравнению со специальной теорией относительности) формулы пересчета параметров электромагнитного поля и источников этого поля при переходе к другой инерциальной системе отсчета, но уравнения Максвелла остаются ковариантными относительно новых преобразований координат и времени (см. раздел 8). Изменяются также и формулы для релятивистской динамики материальной точки (см. раздел 9).

В-четвертых, анализ работы циклических ускорителей элементарных частиц (см. раздел 9) с позиций новой теории пространства-времени показывает, что при высоких энергиях элементарных частиц экспериментаторы давно уже имеют дело со сверхсветовыми скоростями движения обычных элементарных частиц (электронов, протонов), но в связи с запретом со стороны специальной теории относительности на сверхсветовые скорости теоретики не замечают этих сверхсветовых скоростей движения электронов и протонов. Чтобы скрыть объяснение ряда опытов сверхсветовыми движениями электронов и протонов, в физику введено понятие «кратность ускорения ускорителей», а ряд опытов со сверхсветовыми движениями (мюоны и пр.) трактуется как экспериментальное доказательство замедления времени в движущейся инерциальной системе отсчета (ИСО). В этой связи уместно вспомнить приписываемые Эйнштейну слова:

"Сможете ли вы наблюдать данное явление, зависит от того, какой теорией вы пользуетесь. Теория определяет, что именно можно наблюдать".

В-пятых, из новой теории пространства-времени следует, что та величина V , которая в специальной теории относительности носит название "скорость движения", и которая фигурирует в преобразованиях Лоренца, не является физически измеримой скоростью движения. Эта " V -скорость", которая не может превышать скорость света в вакууме c_0 , называемая здесь лоренцевской

скоростью, оказывается всего лишь параметром, связанным с физически измеримой скоростью u , называемой здесь галилеевской скоростью, зависимостями $u = \frac{V}{\sqrt{1 - V^2 / c_0^2}}$, $V = \frac{u}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}}$.

Это означает, что физически измеримыми скоростями движения в СТО являются только составляющие четырехмерной скорости. Основываясь на четырехмерных понятиях, в настоящей работе впервые введено понятие «скорость света в движущейся ИСО», определяемой формулой $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$, которая оказалась составляющей четырехмерной скорости движения движущейся ИСО и которая имеет в СТО вид $c_u = c_0 / \sqrt{1 - V^2 / c_0^2}$ (см. раздел 10).

В-шестых, согласно новой теории пространства-времени величина движущегося заряда оказывается зависящей от скорости движения заряда по формуле (см. раздел 8) $q = \frac{q_0}{\sqrt{1 + u^2 / c_0^2}}$, где q_0 - величина покоящегося заряда; u - скорость движения заряда.

В-седьмых, отсутствие запрета на сверхсветовые скорости и зависимость заряда от скорости позволяют по-новому взглянуть на всю экспериментальную базу физики элементарных частиц и по-новому объяснить ряд экспериментов, не вводя в рассмотрение такие элементарные частицы, как мюон, пи-мезон, нейтрино и др. (см. раздел 11). С позиций новой теории пространства-времени известный мюонный катализ ядерного синтеза становится коммерчески выгодным (см. раздел 11).

Из всех парадоксальных следствий новой теории пространства-времени вывод о зависимости величины движущегося заряда от скорости его движения представляется наиболее парадоксальным. Ведь мы в настоящее время убеждены, что полный заряд в заданном объеме остается неизменным в любой системе отсчета. Однако убеждение это основывается не на экспериментальных данных о поведении зарядов при больших скоростях движения, а на формуле преобразования 4-вектора тока из специальной теории

относительности. Поэтому вывод о зависимости величины заряда от скорости его движения может показаться абсурдным только с позиций специальной теории относительности. Но с позиций специальной теории относительности абсурдным выглядит и предположение о зависимости скорости света от скорости движения источника, испускающего этот свет. Когда же существование в природе зависимости $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ будет подтверждено экспериментальными данными, аргументы типа "этого не может быть потому, что это противоречит специальной теории относительности" станут просто смешными.

В настоящей работе не ставилось целью раскрыть все те грандиозные изменения, к которым приведет новая теория пространства - времени. Были лишь слегка затронуты отдельные вопросы электродинамики, физики ускорителей, астрофизики, чтобы в первом приближении продемонстрировать внутреннюю непротиворечивость новой теории пространства-времени и ее преемственные связи со специальной теорией относительности. А связи эти, несмотря на столь существенные отличия новой теории пространства-времени от специальной теории относительности, весьма значительны. Очень многие достижения специальной теории относительности переходят в новую теорию пространства-времени полностью. Другие претерпевают незначительные изменения. И лишь чрезвычайно небольшую часть утверждений специальной теории относительности новая теория пространства-времени относит к разряду заблуждений. Этими заблуждениями специальной теории относительности согласно новой теории пространства-времени являются:

- утверждение о независимости физической скорости света от скорости движения источника, испускающего этот свет;
- утверждение о "замедлении" времени в движущихся инерциальных системах отсчета (об отставании движущихся часов от покоящихся часов);

- утверждение о невозможности сверхсветовых скоростей движения обычных элементарных частиц (электронов, протонов) и о невозможности передачи сообщений со сверхсветовой скоростью. Запрет на сверхсветовые движения так глубоко вбит в сознание современных физиков, что они не видят превышения скорости света в сотни и тысячи раз, а осмеливаются допустить лишь превышение скорости света на доли процента (признанные ошибкой сверхсветовые движения «нейтрино»;

- утверждение о независимости заряда от скорости его движения.

Наиболее актуальным является в настоящее время поиск движения со сверхсветовой скоростью электронов или протонов высоких энергий.

Действительно, согласно новой теории пространства-времени скорость движения любой элементарной частицы зависит от её

кинетической энергии по формуле $\frac{u}{c_0} = \sqrt{\left(1 + \frac{W}{E_0}\right)^2} - 1$, где W -

кинетическая энергия частицы; $E_0 = m \cdot c_0^2$ - энергия покоя этой же частицы, m - инвариантная масса частицы. В соответствии с этой формулой электрон должен двигаться со сверхсветовой скоростью, если его кинетическая энергия превышает 0,22 МэВ, а протон должен двигаться со сверхсветовой скоростью, если его кинетическая энергия становится большей 394 МэВ.

Не совсем простым окажется поиск экспериментального подтверждения существования в природе квадратичной зависимости скорости света от скорости источника вида $c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}$ (из-за её особенностей).

Вопросы общей теории относительности (ОТО) в настоящей работе совсем не рассматривались. Поэтому выяснить, к каким изменениям в ОТО приведут новые преобразования координат и времени, полученные в разделе 6 настоящей работы, - это задача для будущих исследований, которыми может заняться любой желающий.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1. ФОРМИНВАРИАНТНОСТЬ МЕТРИЧЕСКОГО ТЕНЗОРА И НОВЫЕ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ

Если покоящейся является штрихованная инерциальная система отсчета (ИСО) x', y', z', t' , а нештрихованная ИСО x, y, z, t является движущейся со скоростью u , то преобразование

$$\begin{aligned}c_0 \cdot t' &= \gamma \cdot (c_u \cdot t - \beta \cdot x); \\x' &= \gamma \cdot (x - \beta \cdot c_u \cdot t); \\y' &= y; \\z' &= z;\end{aligned} \tag{П1.1}$$

где
$$\beta = \frac{u}{c_u}; \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} = \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}; \tag{П1.2}$$

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + u^2 / c_0^2}, \tag{П1.3}$$

обеспечивает форминвариантность квадрата интервала

$$(c_0 \cdot dt')^2 - (dx')^2 - (dy')^2 - (dz')^2 = (c_u \cdot dt)^2 - dx^2 - dy^2 - dz^2, \tag{П1.4}$$

где c_u есть константа, определяемая выражением (П1.3).

Действительно, разрешив преобразования (П1.1) относительно нештрихованных величин, получим

$$\begin{aligned}c_u \cdot t &= \gamma \cdot (c_0 \cdot t' + \beta \cdot x'); \\x &= \gamma \cdot (x' + \beta \cdot c_0 \cdot t'); \\y &= y'; \\z &= z'.\end{aligned} \tag{П1.5}$$

Подставив в (П1.5) значение $x' = 0$, а также выражения (П1.2) и (П1.3), получим

$$\begin{aligned}t &= t'; \\x &= u \cdot t' = u \cdot t; \\y &= y'; \\z &= z'.\end{aligned} \quad \text{при } x' = 0. \tag{П1.6}$$

Выражения (П1.6) означают, что хронометр, покоящийся в

точке $x' = 0$ покоящейся (неподвижной) штрихованной ИСО, всегда (в любой последующий момент времени) имеет показания, одинаковые с показаниями тех хронометров из нештрихованной ИСО, с которыми этот хронометр (покоящийся в точке $x' = 0$ штрихованной ИСО) совпадает в любой последующий момент времени. При этом точка $x' = 0$, в которой этот хронометр покоится, в любой последующий момент времени имеет координату $x = u \cdot t' = u \cdot t$.

Аналогично показания любых хронометров, покоящихся в неподвижной штрихованной ИСО в любых её точках на осях y' и z' , совпадают с показаниями тех хронометров из движущейся нештрихованной ИСО, с которыми в данный момент времени совпадают в пространстве часы на осях y' и z' покоящейся штрихованной ИСО.

Совпадение показаний хронометров из двух движущихся друг относительно друга ИСО означает, что в новой теории пространства-времени движущиеся хронометры не отстают от покоящихся хронометров. Следовательно вывод старой специальной теории относительности (СТО) ошибочен и путешествуя с большими скоростями в космосе НЕЛЬЗЯ остаться молодым по сравнению с людьми, остававшимися на Земле, никуда не летавшей, кроме как по орбите вокруг Солнца.

Равенство (П1.4) можно представить в виде

$$\begin{aligned} g'_{00} \cdot (dx'_0)^2 + g'_{11} \cdot (dx'_1)^2 + g'_{22} \cdot (dx'_2)^2 + g'_{33} \cdot (dx'_3)^2 &= \\ = g_{00} \cdot (dx_0)^2 + g_{11} \cdot (dx_1)^2 + g_{22} \cdot (dx_2)^2 + g_{33} \cdot (dx_3)^2 & \end{aligned} \quad (\text{П1.7})$$

где $x'_0 = c_0 \cdot t'$ - произведение скорости света c_0 в покоящейся штрихованной ИСО на время t' в покоящейся штрихованной ИСО,

$x_0 = c_u \cdot t$ - произведение скорости света c_u в движущейся нештрихованной ИСО на время t в движущейся нештрихованной ИСО;

$$g'_{00} = 1; \quad g'_{11} = g'_{22} = g'_{33} = -1; \quad g'_{ik} = 0 \text{ при } i \neq k; \quad i, k = 0, 1, 2, 3; \quad (\text{П1.8})$$

$$g_{00} = 1; \quad g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1; \quad g_{ik} = 0 \text{ при } i \neq k; \quad i, k = 0, 1, 2, 3; \quad (\text{П1.9})$$

Сравнивая друг с другом значения метрического тензора в формулах (П1.8) и (П1.9) мы наглядно видим, что метрический тензор форминвариантен при преобразованиях новой теории пространства-времени.

ПРИЛОЖЕНИЕ 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ НА ЭВМ ПРОЦЕССА РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТА В АСТРОНОМИЧЕСКИХ НАБЛЮДЕНИЯХ СОГЛАСНО НОВОЙ ТЕОРИИ ПРОСТРАНСТВА-ВРЕМЕНИ

1. Основные расчетные формулы

Наиболее важным и принципиальным отличием новой теории пространства-времени [79] и от специальной теории относительности (СТО), и от механики Галилея-Ньютона является квадратичная зависимость скорости распространения в вакууме света (и любых электромагнитных волн) от скорости движения их источника вида

$$c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}} \quad (\text{П2.1})$$

где c_u - скорость света в движущейся инерциальной системе отсчета (ИСО) или скорость света, испускаемого движущимся источником; $c_0 = 299\,792\,458$ м/с - скорость света, испускаемого неподвижным источником; u - скорость движения источника света.

В соответствии с этой зависимостью свет, испускаемый источником, движущимся относительно какой-нибудь инерциальной системы отсчета (ИСО), распространяется в этой ИСО в вакууме со скоростью, тем большей, чем больше скорость движения испускающего этот свет источника, причем независимо от направления движения источника. Тогда как согласно специальной теории относительности (СТО) скорость света, испускаемого движущимся источником, не зависит ни от величины, ни от направления движения источника, оставаясь всегда равной константе $c_0 = 299\,792\,458$ м/с

$$c_u = c_0, \quad (\text{П2.2})$$

а согласно механике Галилея-Ньютона скорость света от

движущегося источника зависит как от величины, так и от направления движения источника и определяется формулой

$$\vec{c}_u = \vec{c}_0 + \vec{u}. \quad (\text{П2.3})$$

В настоящее время можно считать надежно доказанным, что формула (П2.3) с реальной действительностью не согласуется.

Чтобы определить, согласуется ли с реальной действительностью формула (П2.1), выясним, как повлияет существование в природе зависимости (П2.1) на астрономические наблюдения. Для этого определим характер изменения для земного наблюдателя блеска движущихся звезд в том предположении, что скорость света, испускаемого движущимся источником, зависит от скорости движения источника по формуле (П2.1).

С этой точки зрения наибольший интерес для нас представляют двойные звезды (наиболее многочисленный класс звездных объектов). Определение характера изменения блеска звезды при ее движении по эллиптической траектории произведем методом моделирования.

Известно, что при движении звезды по эллиптической орбите связь между положением звезды на орбите и временем определяется уравнением Кеплера (см. стр. 493 в [47] и рис. П2.1)

$$E - e \cdot \sin E = F, \quad (\text{П2.4})$$

где E - эксцентрисическая аномалия;

e - эксцентриситет эллипса;

$F = \frac{2 \cdot \pi \cdot t}{T_0}$ - средняя аномалия;

T_0 - период обращения звезды по эллиптической орбите.

Для решения уравнения Кеплера (П2.4) чаще всего используется рекуррентное соотношение (см. стр. 294 в [81]).

$$E_{i+1} = F + e \cdot \sin E_i, \quad (\text{П2.5})$$

где i - номер приближения, причем в качестве первого приближения принимается $E_1 = F$, а последнее приближение определяется из соотношения

$$E_{i+1} - E_i \leq \delta, \quad (\text{П2.6})$$

где δ - погрешность определения эксцентрисической аномалии.

Но как показано в книге [81], этот простой итерационный метод требует для точного определения эксцентрисической аномалии E большого числа итераций. Для уменьшения количества итераций в книге [81] предложено другое рекуррентное соотношение

$$E_{i+1} = E_i - \frac{E_i - e \cdot \sin E_i - F}{1 - e \cdot \cos E_i}, \quad (\text{П2.7})$$

где в качестве первого приближения можно брать $E_1 = F$, но для обеспечения более быстрой сходимости можно производить более точный расчет первого приближения по формуле (П2.8)

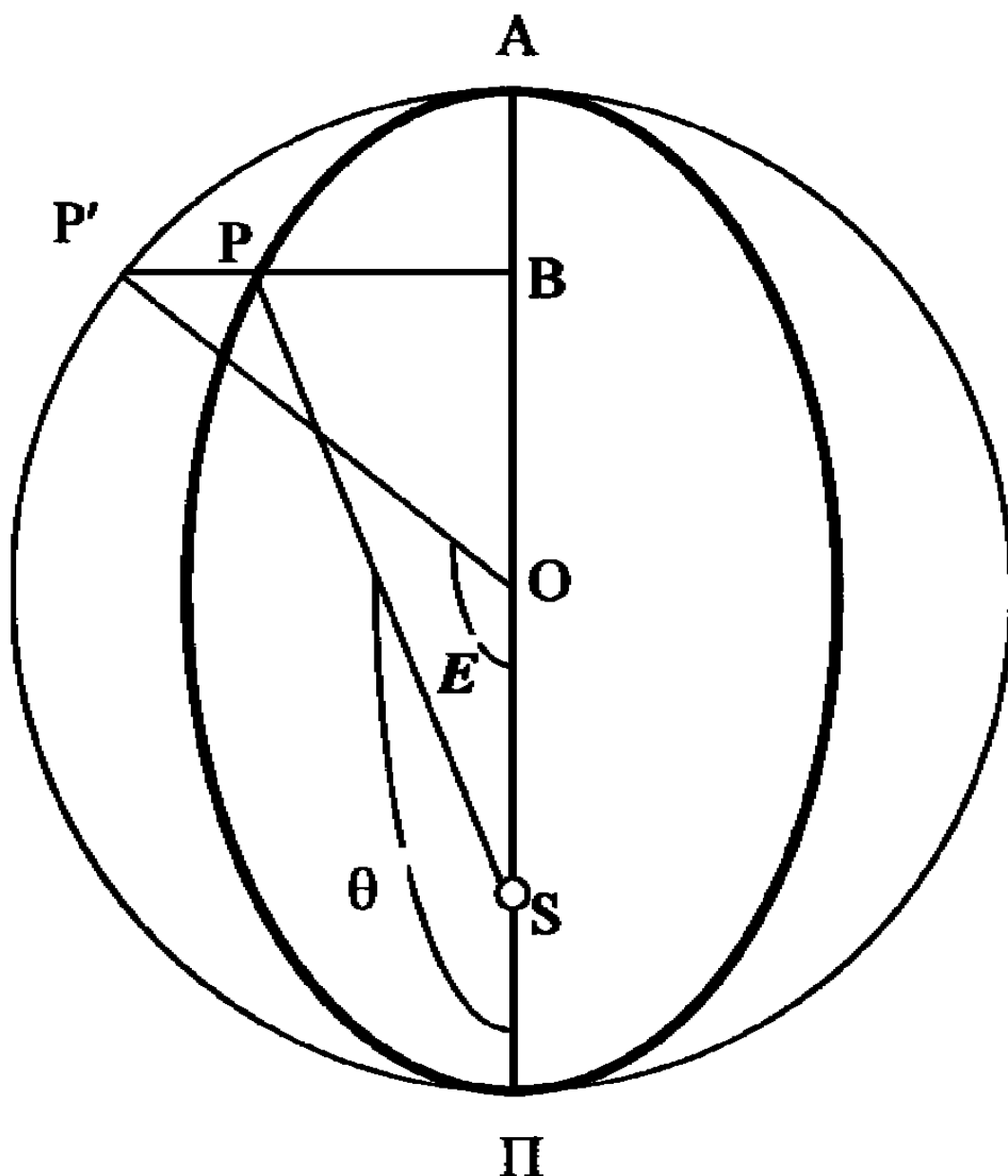


Рис. П2.1. Определение эксцентрической аномалии E .

S - фокус эллипса; O - центр главной оси эллипса; P - точка на эллипсе; PB - линия, проведенная через точку P и перпендикулярная линии AP ; P' - пересечение линии PB с окружностью круга радиусом $OP'=a$ с центром в точке O ; $SP = \rho$; $SO = a \cdot e$; $E = \angle POP'$ - эксцентрическая аномалия; $\theta = \angle PSP$ - угол полярной координаты (истинная аномалия) точки P на эллипсе; Π - перицентр; A - апоцентр.

$$E_1 = \pi + \frac{F - \pi}{1 + e} + \frac{e}{6 \cdot (1 + e)} \cdot \left(\frac{F - \pi}{1 + e} \right)^3 \quad (\text{П2.8})$$

В книге [81] отмечается, правда, что в первом и четвертом квадрантах

эллипса, т. е. при $-\frac{\pi}{2} \leq E \leq \frac{\pi}{2}$, этот метод в некоторых случаях может не дать сходимости результатов. Поэтому для уменьшения машинного времени на моделирование будем использовать рекуррентное соотношение (П2.6) с вычислением первого приближения по формуле (П2.7), но при $E > \frac{\pi}{2}$.

Для дальнейшего уменьшения машинного времени при моделировании будем использовать симметричный характер движения тел по эллипсу относительно большой оси эллипса. На ЭВМ будем вычислять значения эксцентрической аномалии только для второго полупериода обращения звезды (когда E принимает значения от π до $2 \cdot \pi$, а t принимает значения от $0,5T_0$ до T_0). Значения же эксцентрической аномалии для первого полупериода обращения звезды (когда E принимает значения от 0 до π , а t принимает значения от 0 до $0,5T_0$) будем принимать равными их симметричным значениям из второго полупериода. Этим мы одновременно исключим влияние погрешности вычислений эксцентрических аномалий в разных полупериодах на результаты исследований.

Для упрощения процесса моделирования будем считать, что плоскость эллипса перпендикулярна направлению на Землю, центр масс двойной звезды неподвижен относительно Земли, Земля не вращается вокруг Солнца и для земного наблюдателя эллипс не различим. При этих условиях расстояние от Земли до движущейся по эллипсу звезды можно считать постоянной величиной. Тогда для определения моментов прихода на Землю квантов света, испускаемых движущейся по эллипсу звездой, достаточно определить значение квадрата скорости движения звезды в различные моменты

времени. Для этого можно, зная эксцентрические аномалии в различные моменты времени, использовать формулу (см. [47], стр. 495)

$$u^2 = U_0^2 \frac{1 + e \cdot \cos E}{1 - e \cdot \cos E}, \quad (\text{П2.9})$$

где U_0 - значение скорости звезды при $E = \frac{\pi}{2}$.

Тогда, подставляя выражение (П2.9) в формулу (П2.1), получим значение скорости света, излучаемого движущейся по эллипсу звездой, в любой момент времени. Зная же моменты t излучения света, зависящую от времени скорость света $c_u(t)$, расстояние D от звезды до Земли, моменты τ прихода света к земному наблюдателю можно определить по формуле

$$\tau = t + \frac{D}{c_u(t)}. \quad (\text{П2.10})$$

Чтобы определить характер изменения блеска двойной звезды для земного наблюдателя, достаточно задать моменты излучения квантов света движущейся по эллипсу звездой, например, через одинаковые достаточно малые промежутки времени Δt с помощью рекуррентного соотношения

$$t_{j+1} = t_j + \Delta t, \quad (\text{П2.11})$$

где j - порядковый номер кванта света, излучаемого звездой, движущейся по эллипсу, причем $t_1 = 0,5 \cdot T_0$, и подсчитать количество квантов света, приходящих к земному наблюдателю за одинаковые промежутки времени $\Delta \tau \gg \Delta t$ в различные моменты времени τ .

При составлении алгоритма моделирования необходимо также учесть, что если

$$\frac{D}{c_{u_{\min}}} - \frac{D}{c_{u_{\max}}} = m \cdot T_0, \quad (\text{П2.12})$$

где m - произвольное число (сколь угодно большое), то даже на

протяжении очень небольшого отрезка времени к земному наблюдателю могут прийти кванты света, излученные в m следующих друг за другом периодах обращения звезды.

На рис. П2.2 показан алгоритм исследования характера изменения блеска двойной звезды в соответствии с приведенной выше методикой.

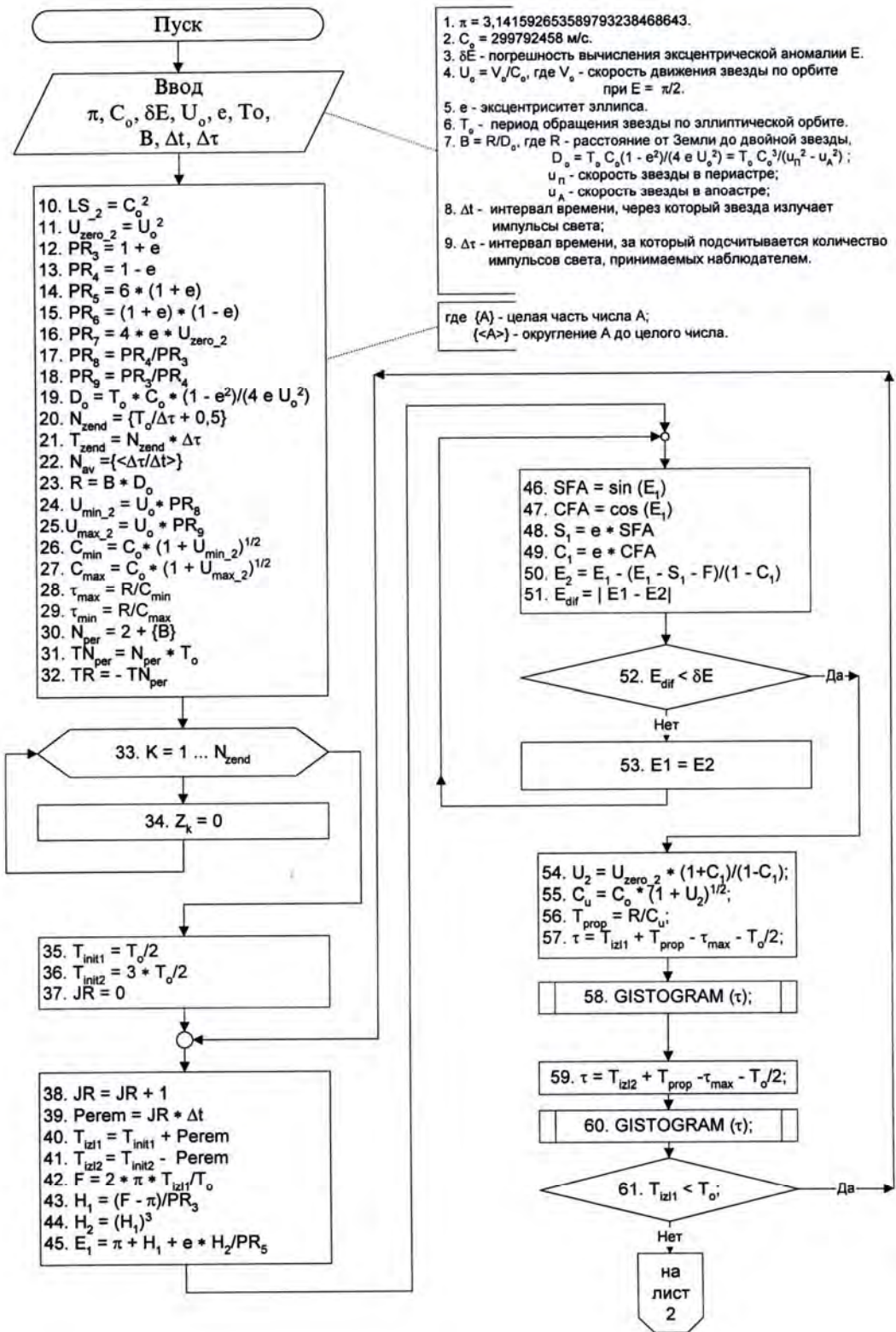
В этом алгоритме расстояние

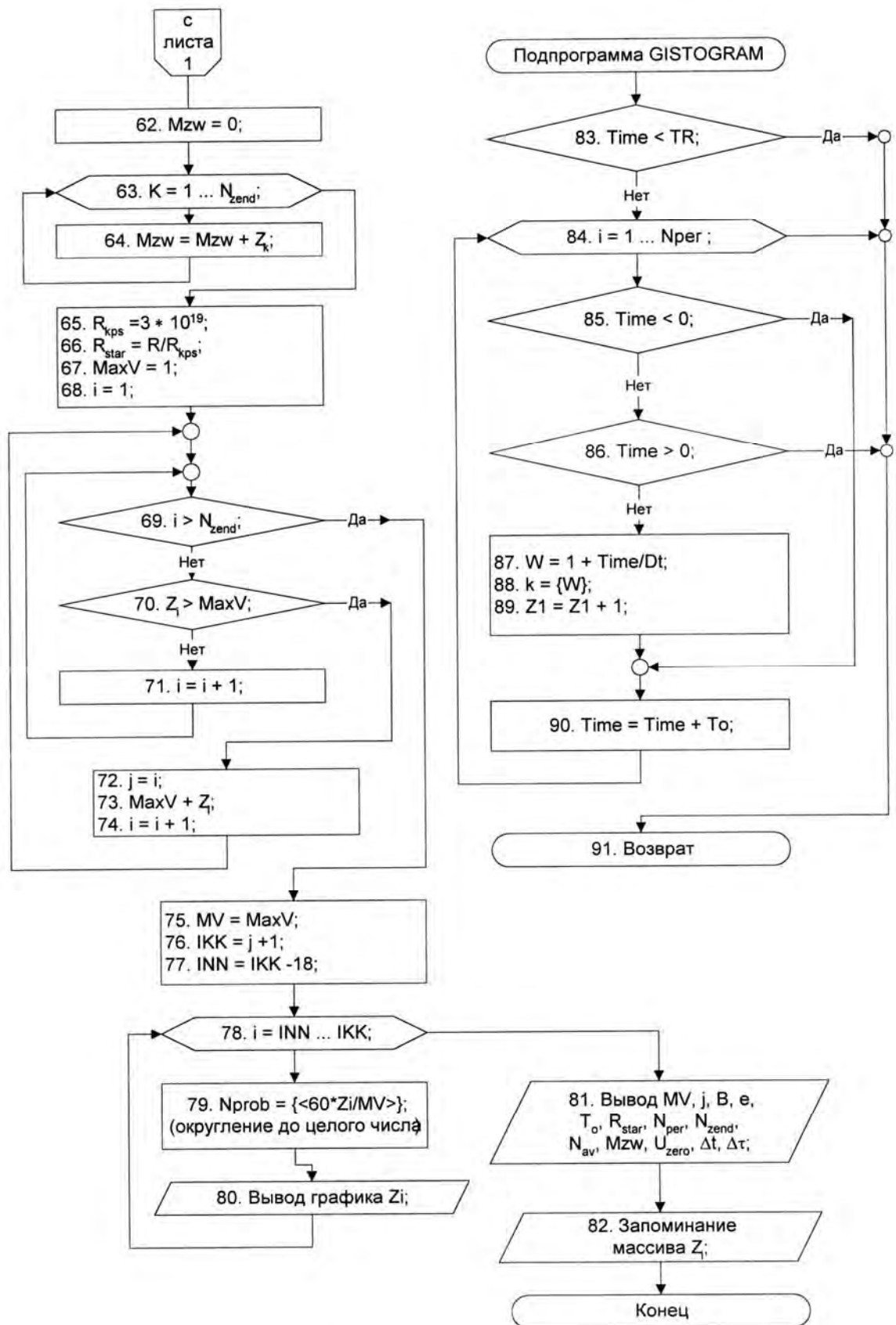
$$D_0 = \frac{T_0 \cdot c_0^3}{u_I^2 - u_A^2} \quad (\text{П2.12})$$

рассчитывается по формуле (5.8).

2. Алгоритм моделирования «новых» и «сверхновых» звезд

Рис. П2.2. Алгоритм исследования характера изменения блеска двойной звезды





3. Программа моделирования новых и сверхновых звезд

По алгоритму, приведенному на рис. П2.2, разработана следующая программа на языке Турбо-Паскаль-7.

{ $N+$ }

Program Simulation; Label Lm38,Lm46,Lm54,Lm69,Lm72,Lm75;

Var Z1 : Array[1..15000] of LongInt;

A, Accuracy, C1, C2, CosinusFA, CurrentLightSpeed, DeltaTay, D0,

D_factor, Difference, DistToStar, DoublePeriod, Eccentr, FirstApprox, H1,

H2, LightSpeed_0, LightSpeedMin, LightSpeedMax, LS_2, MeanAnomaly,

Perem, Pin, PR3, PR4, PR5, PR6, PR7, PR8, PR9, RadiationPeriod,

ReceptionCell, Rkps, S1, SecondApprox, SinusFA, StarPeriod, Tay,

TayMax, TayMin, TNper, TR, Traspr, Uzero, Uzero_2, Umin_2, U2,

Umax_2, W, R_star, Tsdvig, Tzend, T_init_1, T_init_2, T_izl_1, T_izl_2:

Extended;

F1: Text;

I, JR, K, Kz, MaximumValue, MV, Mz, N1, Nper, Nprob, IZ, INN, IKK, IRT,

Mzw, Nav, Nsdvig, Nzend: LongInt;

Procedure Gistogram (Time: Extended);

Label Lm84,Lm90,Lm91;

begin {83} If Time < TR then goto Lm91

 else begin I:=1;

Lm84: If I > Nper then goto Lm91

 else begin

{85} If Time < 0 then goto Lm90

 else begin

{86} If Time > StarPeriod then goto Lm91

 else begin

```

{87} W:=(Time/ReceptionCell)+1.0E0;
{88} K:=Trunc(W);
{89} Z1[K]:=Z1[K]+1;
        end;
        end;
        end;
        end;
Lm90: Time:=Time + StarPeriod;
        l:=l+1;
        goto Lm84;
Lm91: Exit;
        end;
        begin
{1} Pin :=3.1415926535897932385E0;
{2} LightSpeed_0 := 2.99792458E8;
{3} Accuracy:=2.0E-16;
{4} Uzero:=4.0E-4;
{5} Eccentr:=0.6E0;
{6} StarPeriod:=360000.0E0;
{7} D_factor:=2.0E0;
{8} RadiationPeriod := 3.0E0;
{9} ReceptionCell :=3.0E+2;
{10} LS_2 := LightSpeed_0*LightSpeed_0;
{11} Uzero_2:=Uzero*Uzero;
{12} PR3:=1 + Eccentr;
{13} PR4:=1 - Eccentr;
{14} PR5:=6*PR3;
{15} PR6:=PR3*PR4;

```

```

{16} PR7:=4*Eccentr*Uzero_2;
{17} PR8:=PR4/PR3;
{18} PR9:=PR3/PR4;
{19} D0:=StarPeriod*LightSpeed_0*PR6/PR7;
{20} Nzend:=Trunc(StarPeriod/ReceptionCell+0.5E0);
{21} Tzend:=Nzend*ReceptionCell;
{22} Nav:=round(ReceptionCell/RadiationPeriod);
{23} DistToStar:=D_factor*D0;
{24} Umin_2:=Uzero_2*PR8;
{25} Umax_2:=Uzero_2*PR9;
{26} LightSpeedMin:=LightSpeed_0*Sqrt(1+Umin_2);
{27} LightSpeedMax:=LightSpeed_0*Sqrt(1+Umax_2);
{28} TayMax:=DistToStar/LightSpeedMin;
{29} TayMin:=DistToStar/LightSpeedMax;
{30} Nper:= 2 + Trunc(D_factor);
{31} TNper:=Nper*StarPeriod;
{32} Tr := - TNper;
{33} For K:=1 to Nzend do begin
{34} Z1[K]:=0; end;
{35} T_init_1:= StarPeriod/2;
{36} T_init_2:=3*StarPeriod/2;
{37} JR:=0;
Lm38: JR:=JR+1;
{39} Perem := JR*RadiationPeriod;
{40} T_izl_1 := T_init_1 + Perem;
{41} T_izl_2 := T_init_2 - Perem;
{42} MeanAnomaly:=2*Pin*T_izl_1/StarPeriod;
{43} H1:=(MeanAnomaly - Pin)/PR3;

```

```

{44} H2:=H1*H1*H1;
{45} FirstApprox := Pin + H1 + Eccentr*H2/PR5;
Lm46: SinusFA:=Sin(FirstApprox);
{47} CosinusFA:=Cos(FirstApprox);
{48} S1:=Eccentr*SinusFA;
{49} C1:=Eccentr*CosinusFA;
{50} SecondApprox:=FirstApprox-(FirstApprox-S1-MeanAnomaly)/(1-C1);
{51} Difference := abs(FirstApprox - SecondApprox);
{52} If Difference < Accuracy then goto Lm54 else begin
{53} FirstApprox := SecondApprox;
    end;
    goto Lm46;
Lm54: U2:= Uzero_2*(1+C1)/(1-C1);
{55} CurrentLightSpeed:= LightSpeed_0*Sqrt(1+U2);
{56} Traspr:=DistToStar/CurrentLightSpeed;
{57} Tay := T_izl_1 + Traspr - TayMax - StarPeriod/2;
{58} Gistogram (Tay);
{59} Tay := T_izl_2 + Traspr - TayMax - StarPeriod/2;
{60} Gistogram (Tay);
{61} If T_izl_1 < StarPeriod then goto Lm38
    else begin
{62} Mzw:=0;
{63} For K:=1 to Nzend do
    begin
{64} Mzw:=Mzw + Z1[K];
    end;
{65} Rkps:=3.0E+19;
{66} R_star:=DistToStar/Rkps;

```

```

{67} MaximumValue:=1;
{68} I:=1;
Lm69: If I > Nzend then goto Lm75
      else begin
{70} If Z1[I] > MaximumValue then goto Lm72
      else begin
{71} I:=I+1; goto Lm69;
      end;
Lm72: IZ:=I;
{73} MaximumValue:=Z1[I];
{74} I:=I+1; goto Lm69;
Lm75: MV:=MaximumValue;
{76} IKK:=IZ+1;
{77} INN:=IKK-18;
      end;
{78} For I:=INN to IKK do
      begin
{79} Nprob:=Round(60.0*Z1[I]/MV);
{80} Writeln ('*': Nprob,Z1[I]);
      end;
{81} Writeln ('MV=',MV,' IZ=',IZ,' D_factor=',D_factor,' e=',Eccentr);
Writeln ('To=',StarPeriod,' Rstar=',R_star,'kps',' Nper=',Nper);
Writeln('Nzend=',Nzend,' Nav=',Nav,' Mzw=',Mzw,' Uzero=',Uzero);
Writeln('RadPer=',RadiationPeriod,' RecCell=',receptionCell);
      end;
{82} {$I-} assign (F1,'result');
Rewrite (F1);
For I:=1 to Nzend do

```

```

begin
WriteLn (F1,Z1[I]);
end;
Close(F1);
end.

```

Примечание:

В операторе 30 величина N_{per} – это количество периодов, свет от которых приходит к наблюдателю в течение промежутка времени, равного одному периоду обращения двойной звезды.

На рис. П2.3 $N_{\text{per}} = 4$, т.е. в течение промежутка времени, равного длительности окна анализа $T_w = T_0$, к наблюдатель приходят кванты света, излученные в 4-х различных периодах обращения звезды.

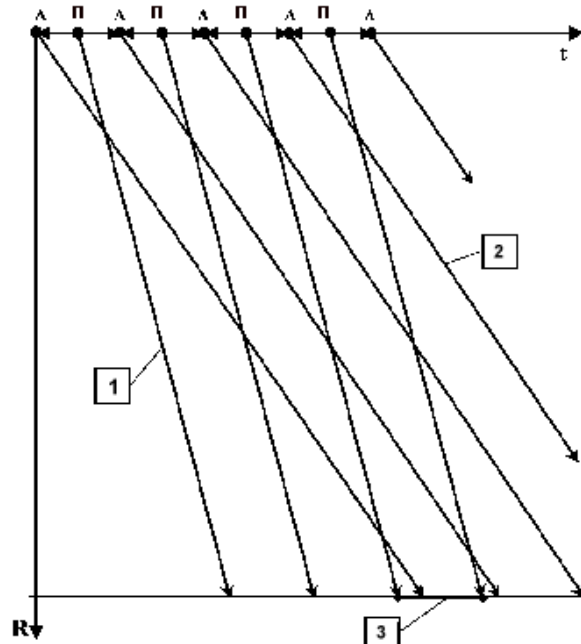


Рис. П2.3. Распространение света на астрономические расстояния [1 - скорость света максимальная (источник света находится в периастре П, двигаясь с максимальной скоростью); 2 - скорость света минимальная (источник света находится в апоастре А, двигаясь с минимальной скоростью); 3 - окно анализа, равное периоду обращения] А – апоастр; П – периастр.

4. Результаты моделирования новых и сверхновых звезд

Приведенные ниже на рис. П2.4 – П2.35 гистограммы рассчитаны при $T_0 = 3,6 \cdot 10^5$ с = 4 суткам, эксцентриситете

эллиптической орбиты $e = 0,6$, средней скорости движения звезды по орбите, отнесенной к скорости света $U_{zero} = 4 \times 10^{-4}$; $\Delta t = 60$ секунд; $\Delta \tau = 6000$ секунд; $N_{zend} = 60$; $N_{av} = 100$

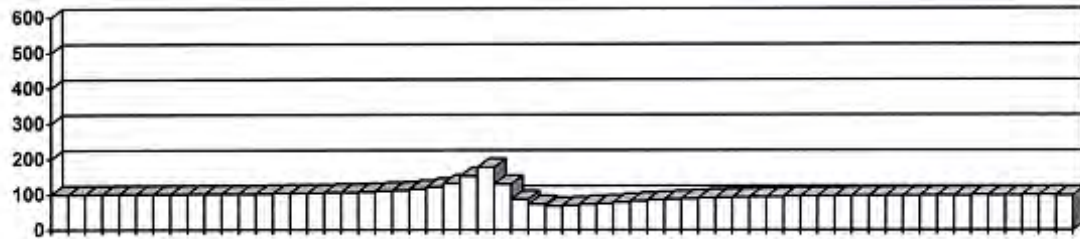


Рис. П2.4. Расстояние $R = 0,1$ До ($N_{max} = 177$).

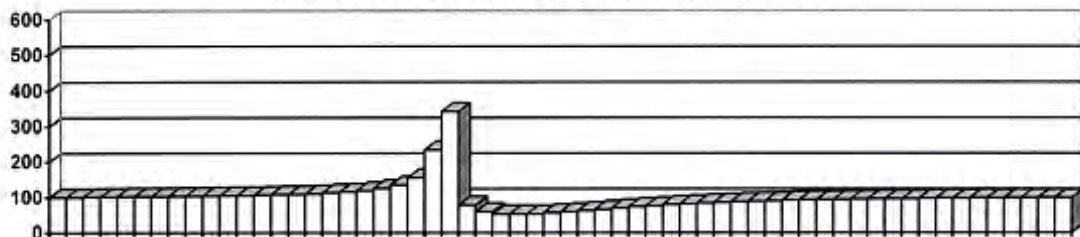


Рис. П2.5. Расстояние $R=0,2$ До ($N_{max} = 342$)

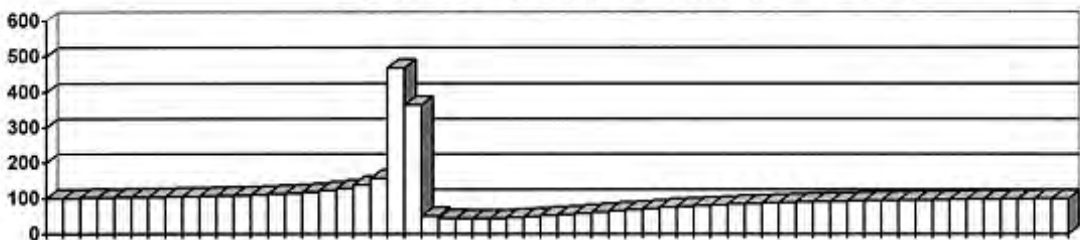


Рис. П2.6. Расстояние $R = 0,3$ До ($N_{max} = 468$).

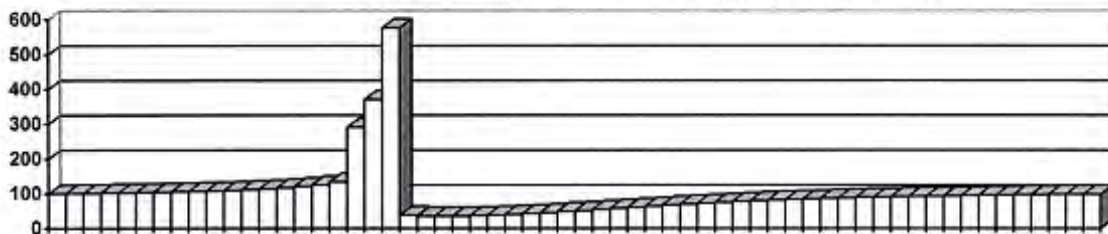


Рис. П2.7. Расстояние $R = 0,4$ До ($N_{max} = 577$)

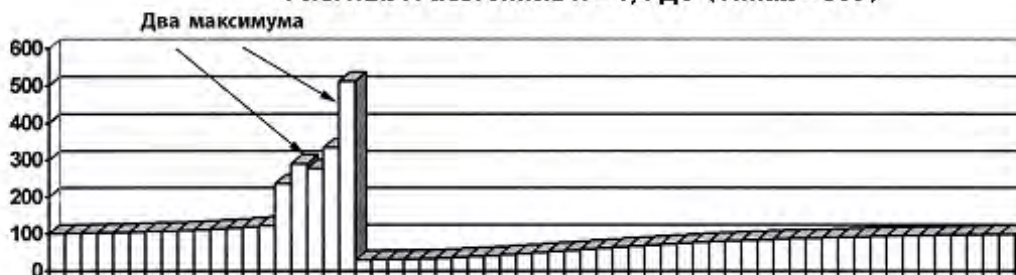


Рис. П2.8. Расстояние $R = 0,5$ До ($N_{max} = 206$)

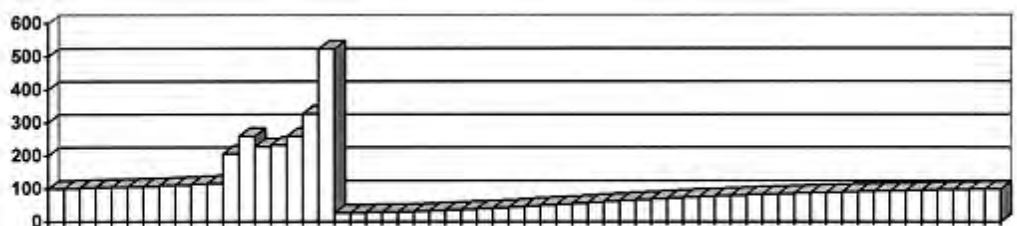


Рис. П2.9. Расстояние $R = 0,6$ До ($N_{max1} = 523, N_{max2} = 259$)

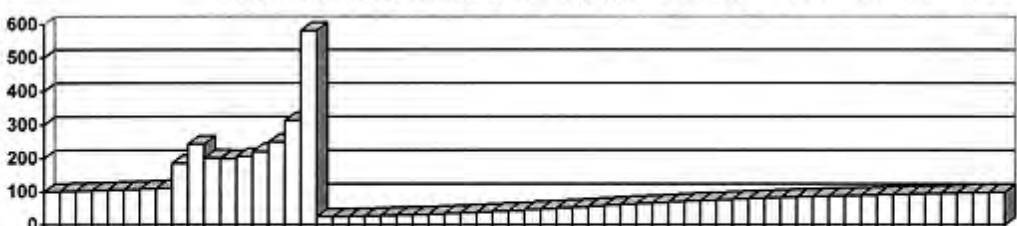


Рис. П2.10. Расстояние $R = 0,7$ До ($N_{max1} = 582, N_{max2} = 243$)

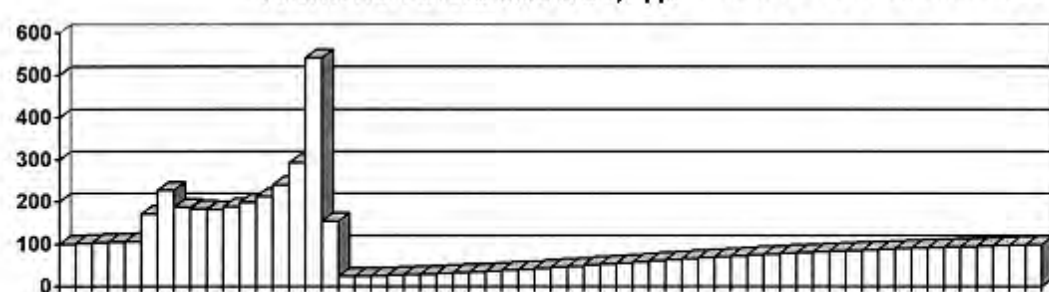


Рис. П2.11. Расстояние $R = 0,8$ До ($N_{max1} = 541, N_{max2} = 227$)

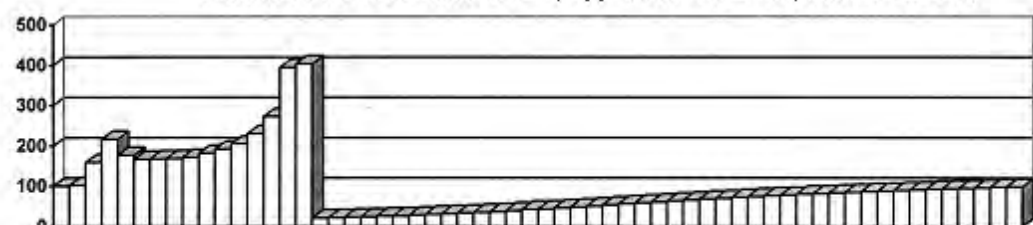


Рис. П2.12. Расстояние $R = 0,9$ До ($N_{max1} = 541, N_{max2} = 217$)

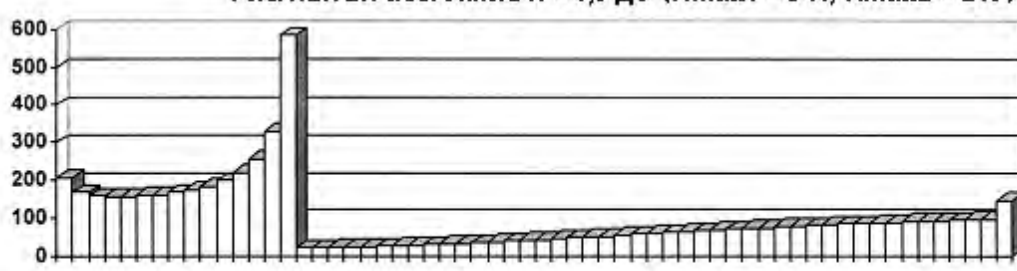


Рис. П2.13. Расстояние $R = 1,0$ До ($N_{max1} = 583, N_{max2} = 206$)

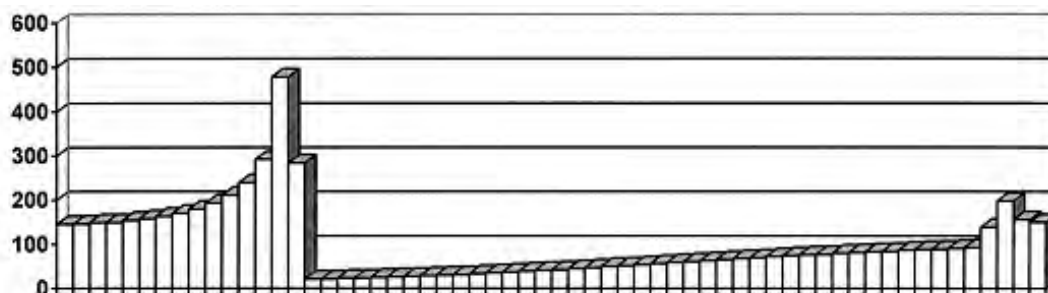


Рис. П2.14. Расстояние $R = 1,1$ До ($N_{\max 1} = 478$, $N_{\max 2} = 198$)

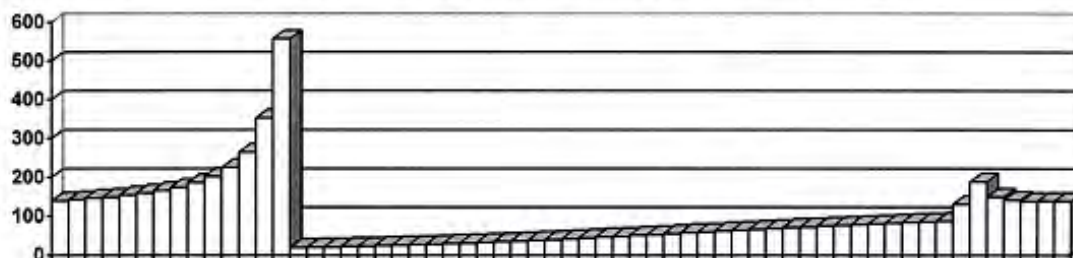


Рис. П2.15. Расстояние $R = 1,2$ До ($N_{\max 1} = 557$, $N_{\max 2} = 188$)

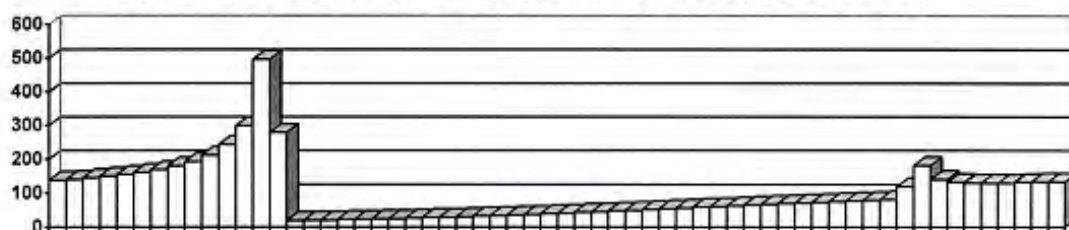


Рис. П2.16. Расстояние $R = 1,3$ До ($N_{\max 1} = 496$, $N_{\max 2} = 181$)

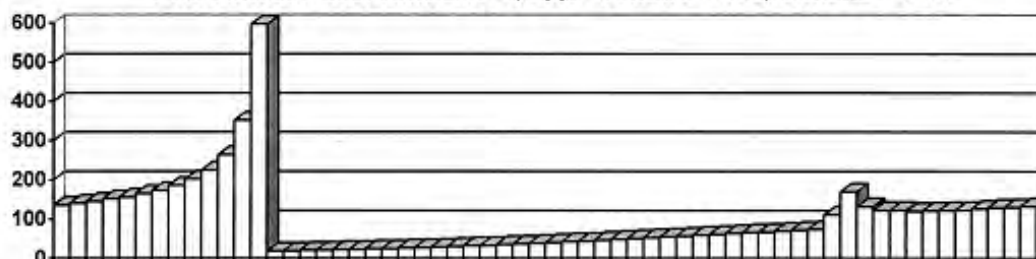


Рис. П2.17. Расстояние $R = 1,4$ До ($N_{\max 1} = 597$, $N_{\max 2} = 170$)

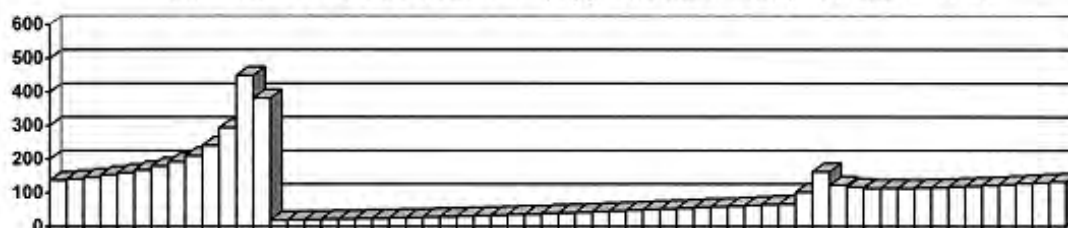


Рис. П2.18. Расстояние $R = 1,5$ До ($N_{\max 1} = 449$, $N_{\max 2} = 162$)

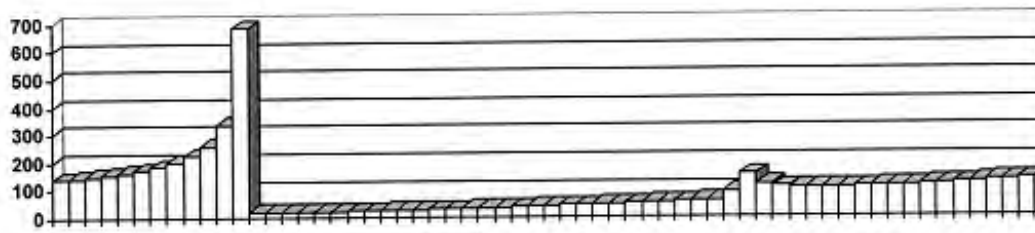


Рис. П2.19. Расстояние $R=1,6$ До ($N_{\max 1}=683$, $N_{\max 2}=151$)

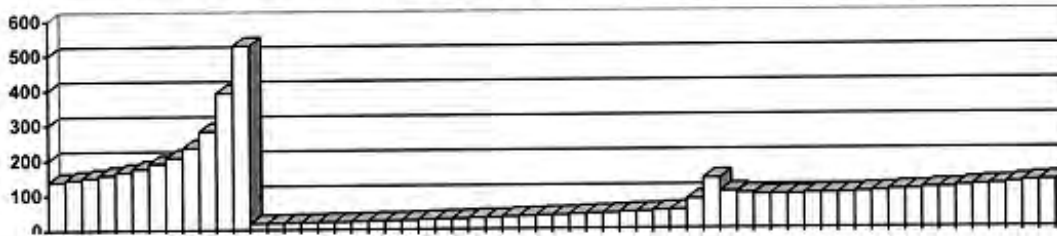


Рис. П2.20. Расстояние $R=1,7$ До ($N_{\max 1}=527$, $N_{\max 2}=142$)

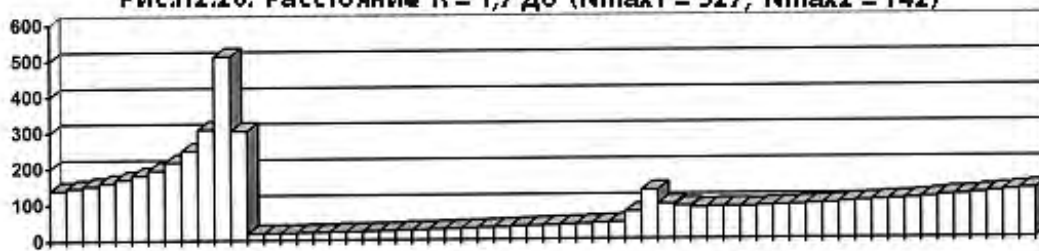


Рис. П2.21. Расстояние $R=1,8$ До ($N_{\max 1}=511$, $N_{\max 2}=134$)

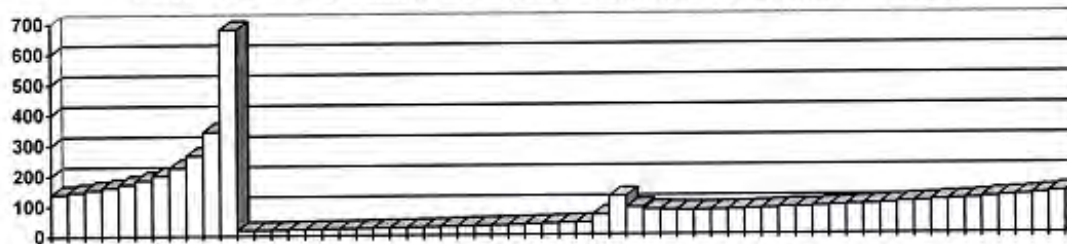


Рис. П2.22. Расстояние $R=1,9$ До ($N_{\max 1}=880$, $N_{\max 2}=126$)

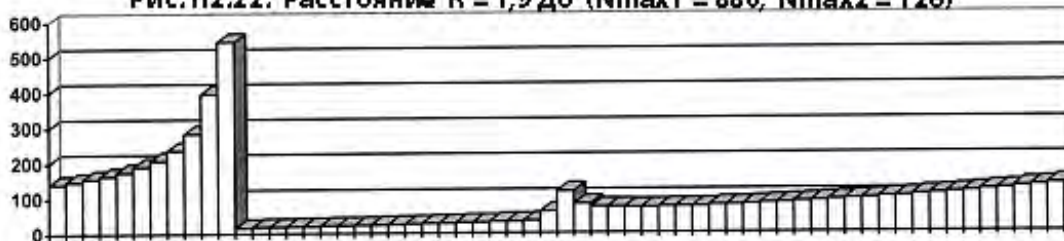


Рис. П2.23. Расстояние $R=2,0$ До ($N_{\max 1}=544$, $N_{\max 2}=118$)

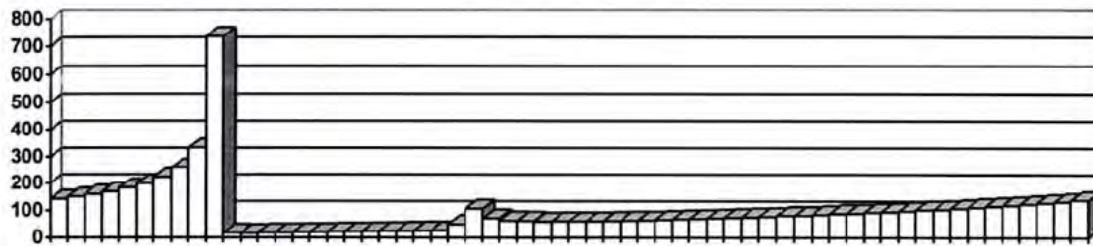


Рис. П2.24. Расстояние $R = 2,2$ До ($N_{\max 1} = 737$, $N_{\max 2} = 106$).

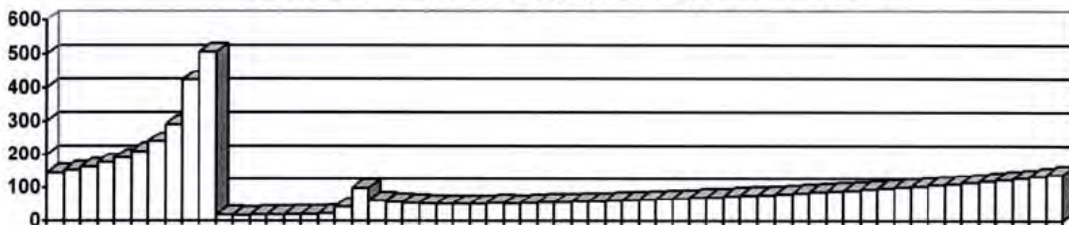


Рис. П2.25. Расстояние $R = 2,4$ До ($N_{\max 1} = 506$, $N_{\max 2} = 98$).

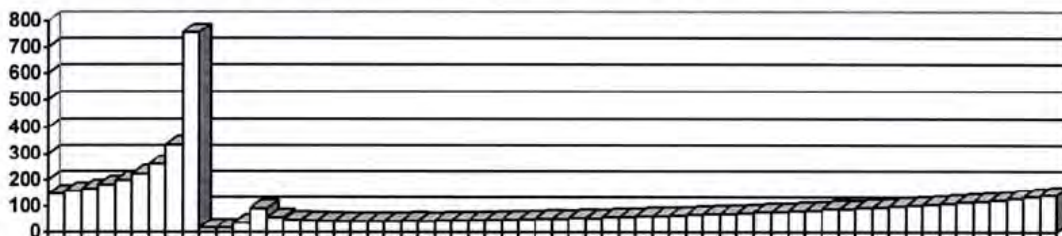


Рис. П2.26. Расстояние $R = 2,6$ До ($N_{\max 1} = 755$, $N_{\max 2} = 91$).

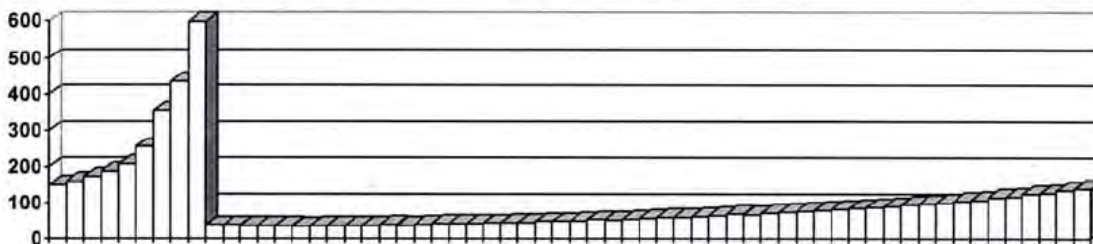


Рис. П2.27. Расстояние $R = 2,8$ До ($N_{\max} = 599$).

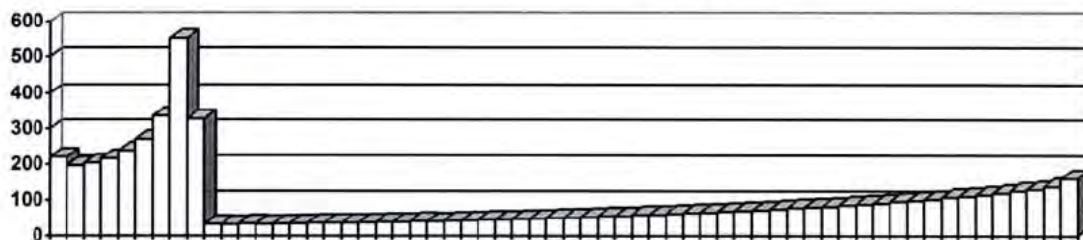


Рис. П2.28. Расстояние $R = 3,0$ До ($N_{\max 1} = 553$, $N_{\max 2} = 221$).

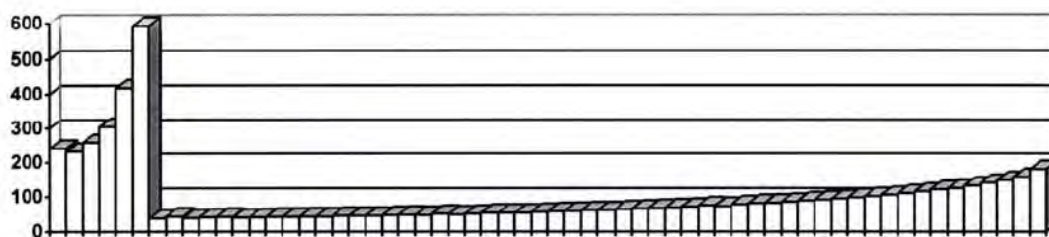


Рис. П2.29. Расстояние R = 5 До ($N_{\max 1} = 593$, $N_{\max 2} = 241$).

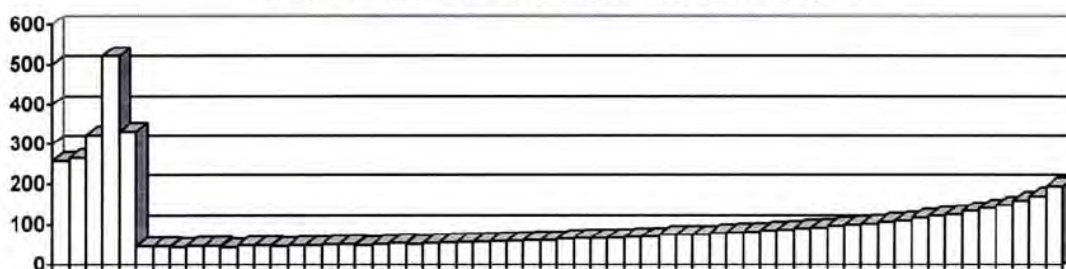


Рис. П2.30. Расстояние R = 7 До ($N_{\max} = 522$).

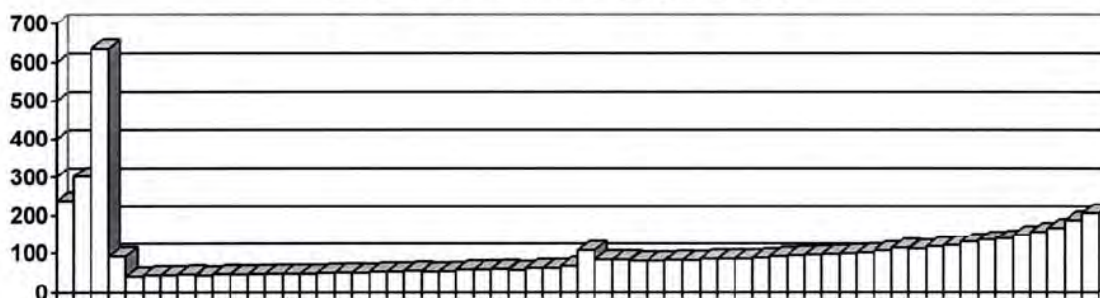


Рис. П2.31. Расстояние R = 10 До ($N_{\max 1} = 636$, $N_{\max 2} = 107$).

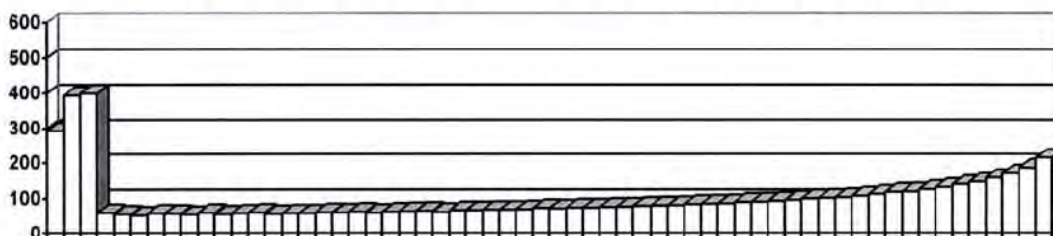


Рис. П2.32. Расстояние R = 13 До ($N_{\max} = 399$).

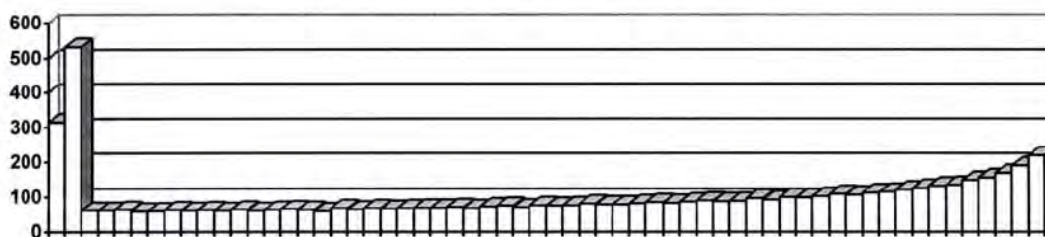


Рис. П2.33. Расстояние R = 17 До ($N_{\max} = 532$).

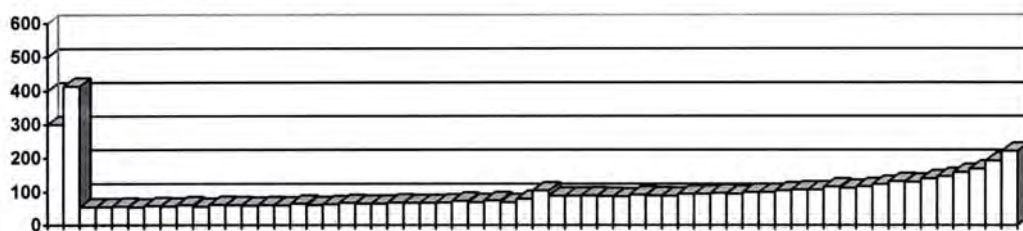


Рис. П2.34. Расстояние $R = 20 D_0$ ($N_{\max 1} = 414$, $N_{\max 2} = 105$).

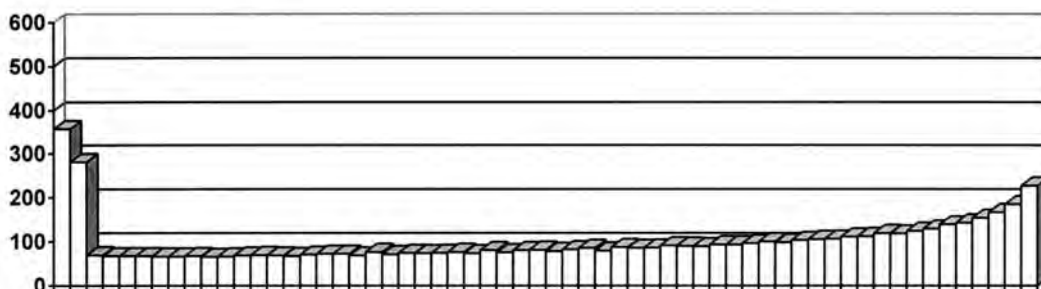


Рис. П2.35. Расстояние $R = 25 D_0$ ($N_{\max} = 358$).

На Рис. П2.4 – П2.35 показан характер изменения яркости звезды, перемещающейся по эллиптической траектории с эксцентриситетом $e = 0,6$ при различных расстояниях до этой звезды. Вдоль оси абсцисс откладывалось время. Каждое деление соответствует промежутку времени 6000 с (100 минут). Вдоль оси ординат откладывалось количество импульсов, пришедших к наблюдателю в течение каждого из этих промежутков времени продолжительностью в 100 мин, если звезда излучает в каждый из 100 минутных интервалов по 100 импульсов.

Из рис. П2.4 видно, что начиная с некоторого момента времени звезда плавно увеличивает свой блеск, затем блеск звезды уменьшается, падая на некоторое время ниже стационарного уровня блеска, и снова блеск звезды плавно возрастает до своего стационарного значения.

Из рис. П2.5 – П2.7 видно, что при увеличении расстояния до звезды всплеск яркости звезды увеличивается (если при $R/D_0 = 0,1$

было $N_{\max} = 177$, то при $R/D_0 = 0,2$ имеем $N_{\max} = 342$, при $R/D_0 = 0,3$ имеем $N_{\max} = 468$, при $R/D_0 = 0,4$ имеем $N_{\max} = 577$).

Из рис. П2.8 видно, что при $R/D_0 = 0,5$ на всплеске яркости звезды появляется два максимума. Один максимум больше другого ($N_{\max1} = 512$ и $N_{\max2} = 290$). При этом больший всплеск считается первым максимумом, а меньший всплеск считается вторым максимумом.

При дальнейшем увеличении расстояния до звезды блеск звезды в этих двух максимумах изменяется, причем временной интервал между всплесками яркости звезды постепенно увеличивается. По мере увеличения временного интервала между двумя всплесками яркости звезды блеск звезды при меньшем всплеске постепенно уменьшается (при $R/D_0 = 2,8$ меньший всплеск исчезает, но при $R/D_0 = 3,0$ он снова появляется).

Приведенные ниже на рис. П2.36 – П2.62 гистограммы получены при периоде обращения звезды по эллиптической орбите $T_0 = 3,6 \cdot 10^5$ секунд = 4 суткам, эксцентриситете эллиптической орбиты $e = 0,001$; средней скорости звезды по орбите, отнесенной к скорости света $U_{zero} = 4 \cdot 10^{-3}$; $\Delta t = 60$ секунд; $\Delta \tau = 6000$ секунд; $N_{zond} = 60$; $N_{av} = 100$.

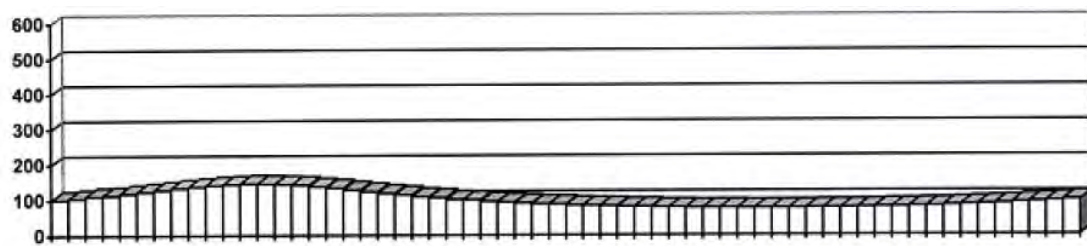


Рис. П2.36. Расстояние $R = 0,2$ До.

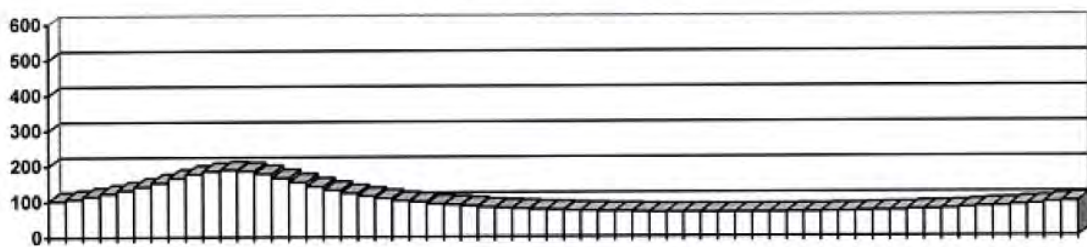


Рис. П2.37. Расстояние $R = 0,3$ До.

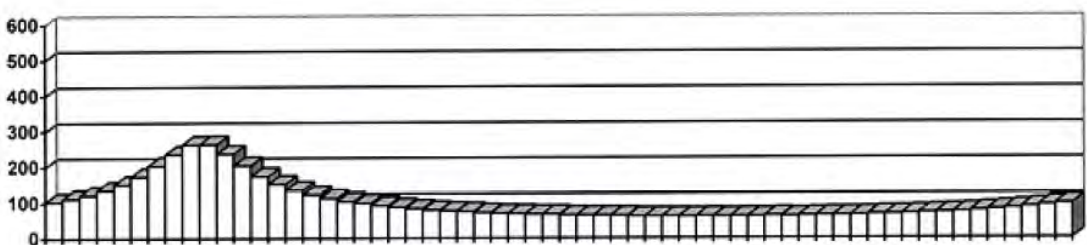


Рис. П2.38. Расстояние $R = 0,4$ До.

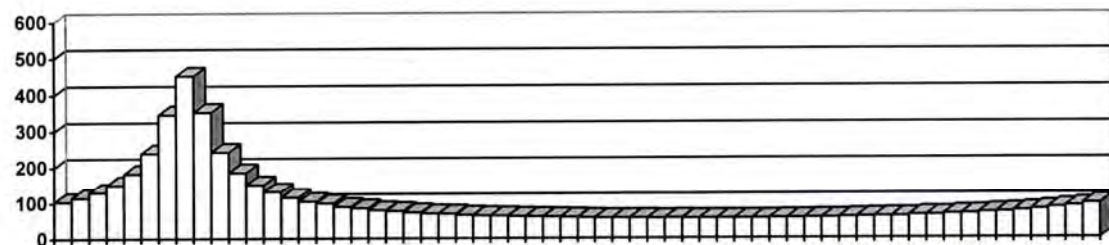


Рис. П2.39. Расстояние $R = 0,5$ До.

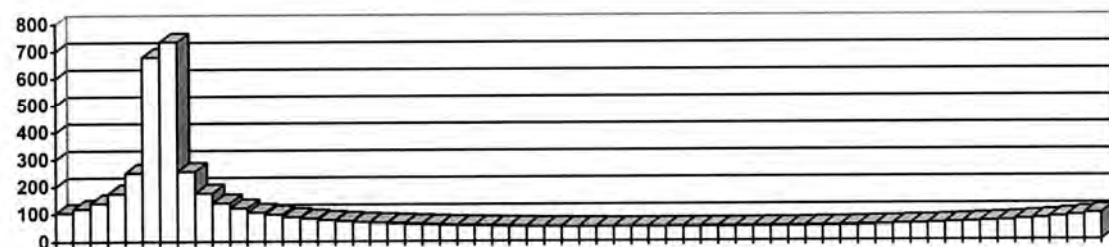


Рис. П2.40. Расстояние $R = 0,6$ До.

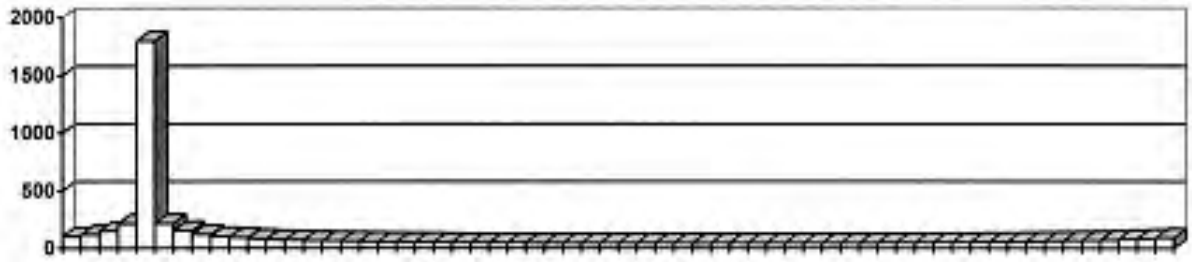


Рис. П2.41. Расстояние $R = 0,7$ До. .

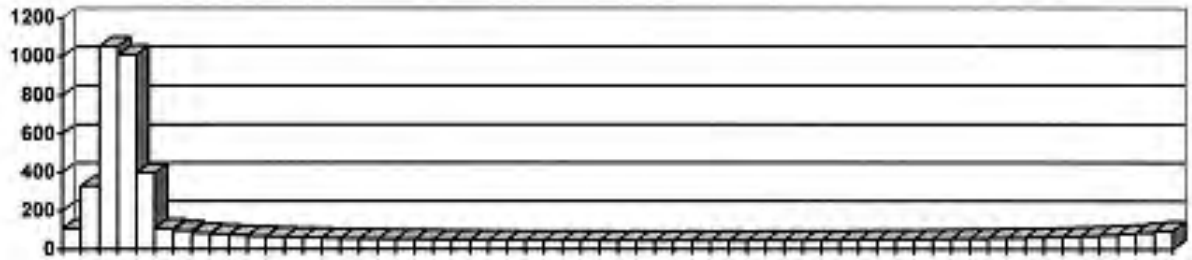


Рис. П2.42. Расстояние $R = 0,8$ До. .

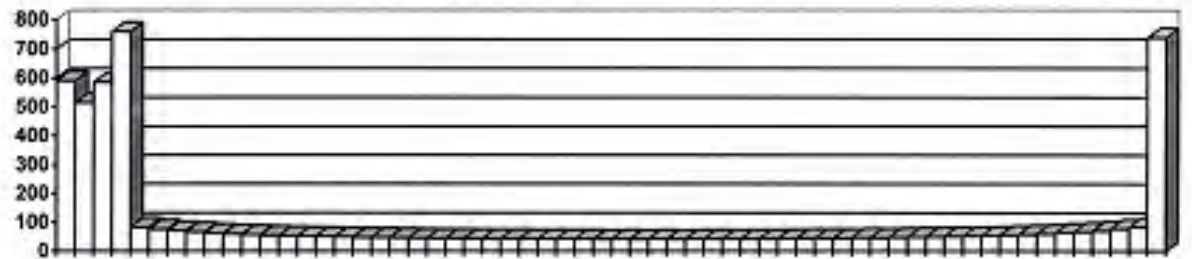


Рис. П2.43. Расстояние $R = 0,9$ До. .

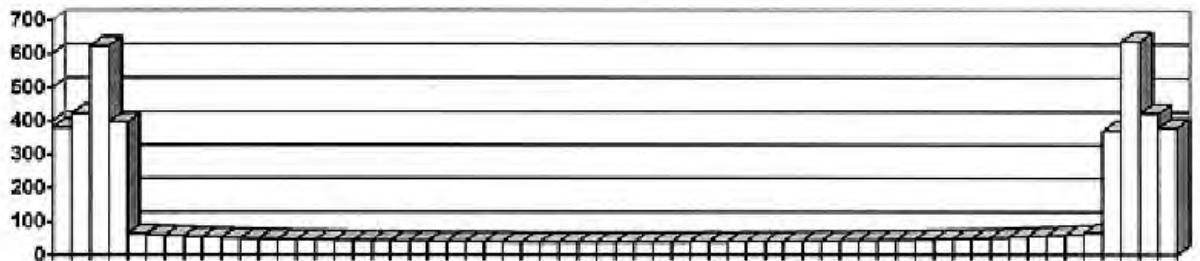


Рис. П2.44. Расстояние $R = 1,0$ До. .

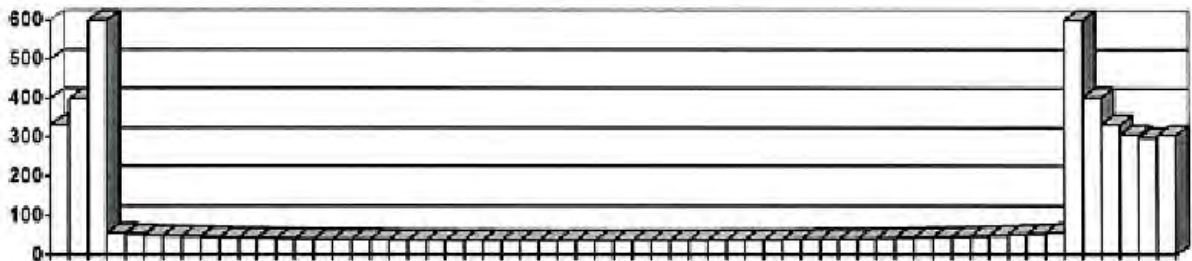


Рис. П2.45. Расстояние $R = 1,1$ До. .

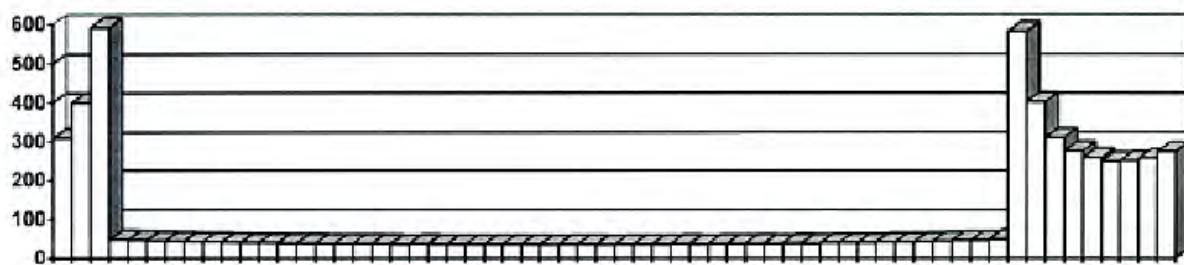


Рис. П2.46. Расстояние R = 1,2 До.

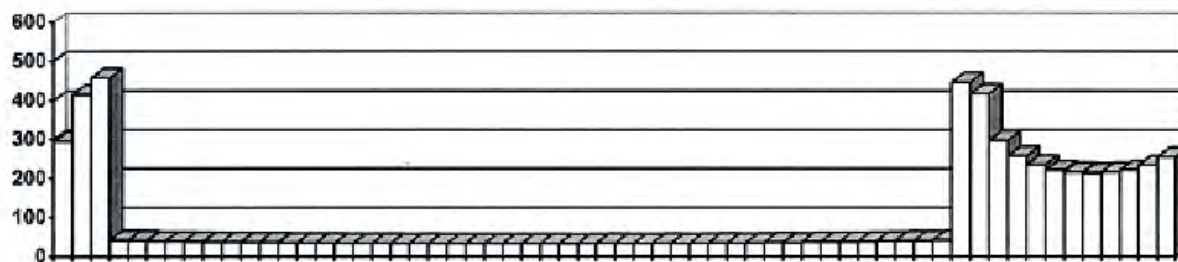


Рис. П2.47. Расстояние R = 1,3 До.

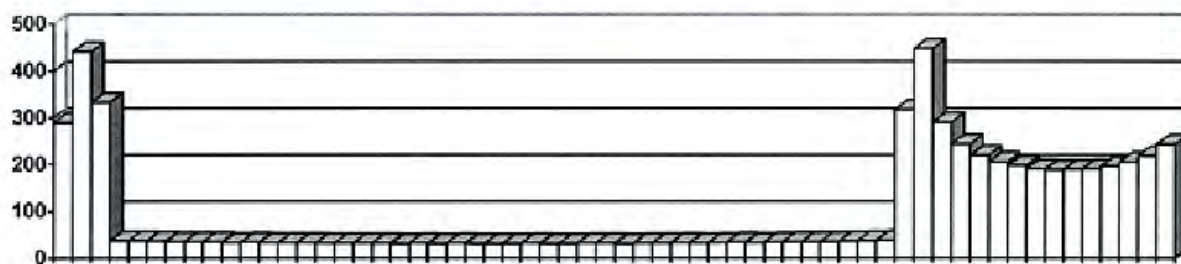


Рис. П2.48. Расстояние R = 1,4 До.

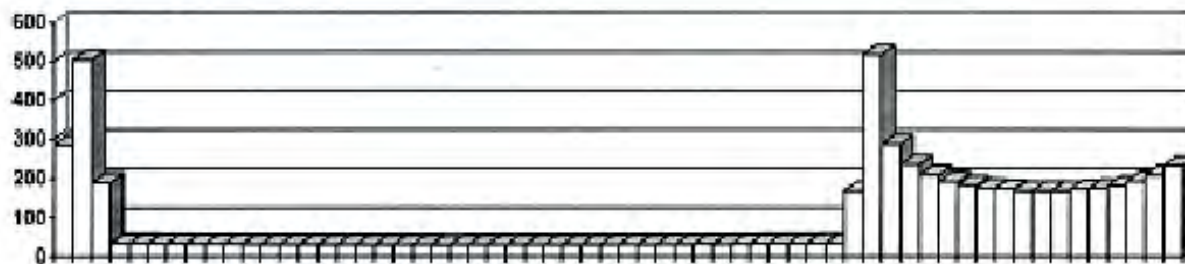


Рис. П2.49. Расстояние R = 1,5 До.

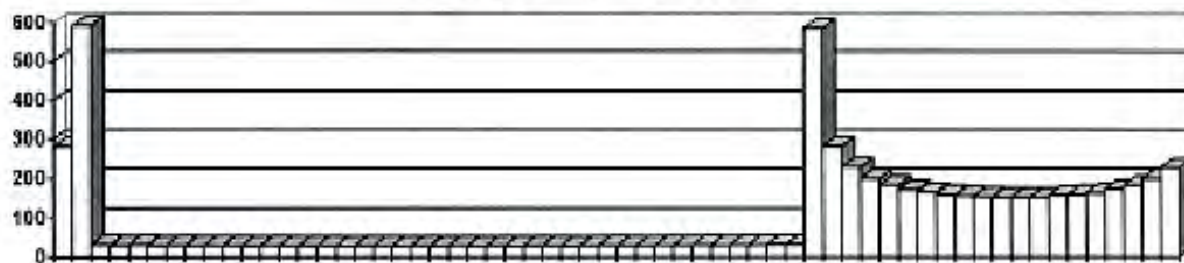


Рис. П2.50. Расстояние R = 1,6 До.

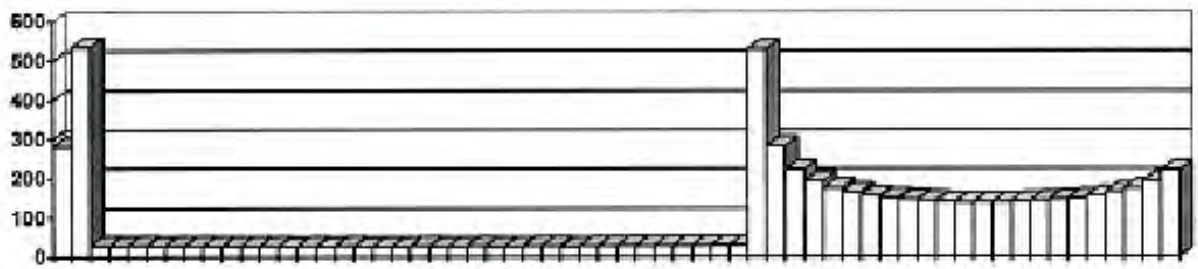


Рис. П2.51. Расстояние $R = 1,7 Do$.

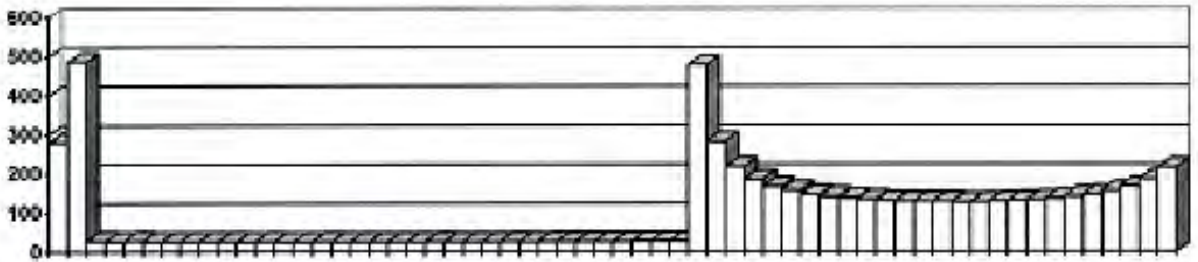


Рис. П2.52. Расстояние $R = 1,8 Do$.

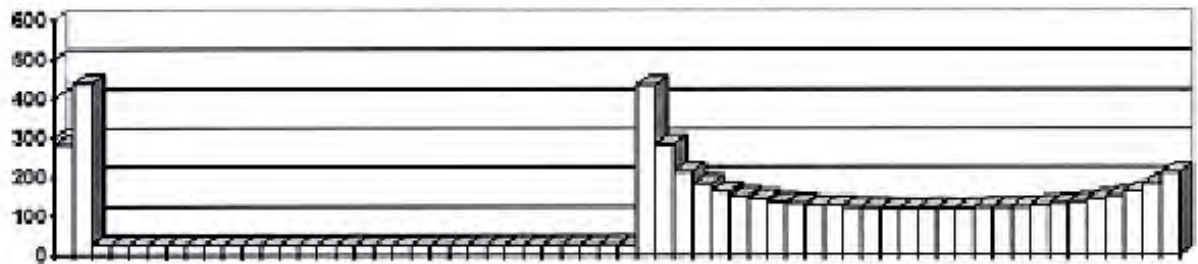


Рис. П2.53. Расстояние $R = 1,9 Do$.

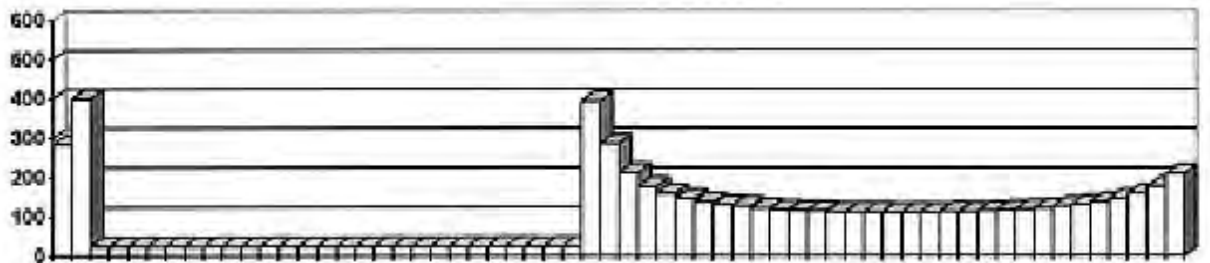


Рис. П2.54. Расстояние $R = 2,0 Do$.

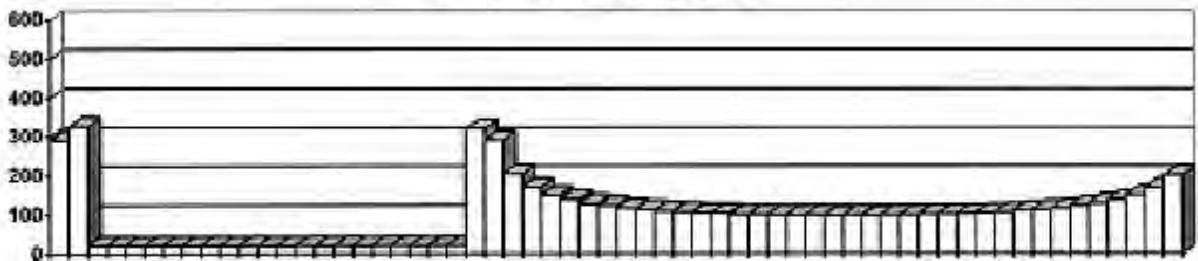


Рис. П2.55. Расстояние $R = 2,2 Do$.

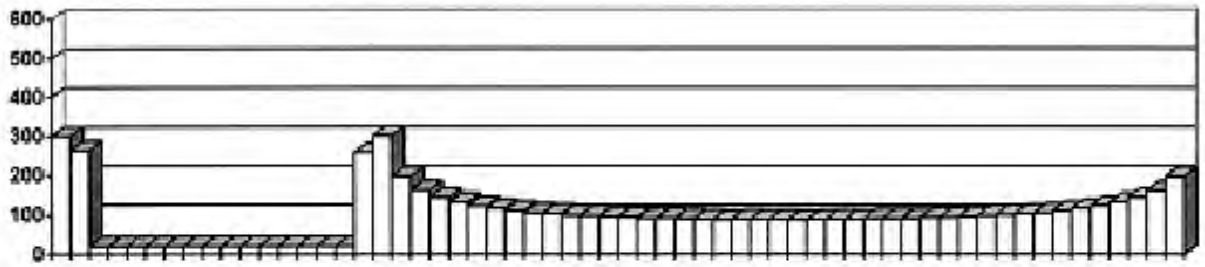


Рис. П2.56. Расстояние $R = 2,4 \text{ До}$.

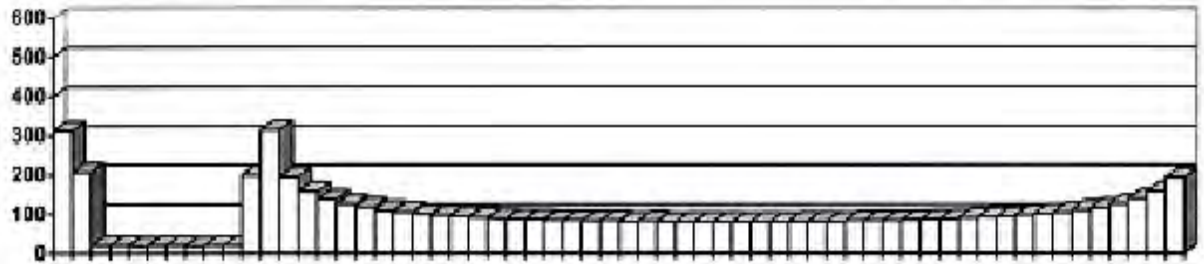


Рис. П2.57. Расстояние $R = 2,6 \text{ До}$.

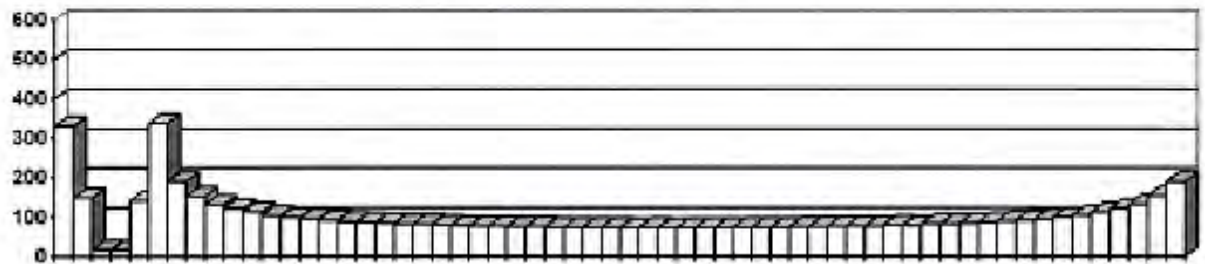


Рис. П2.58. Расстояние $R = 2,8 \text{ До}$.

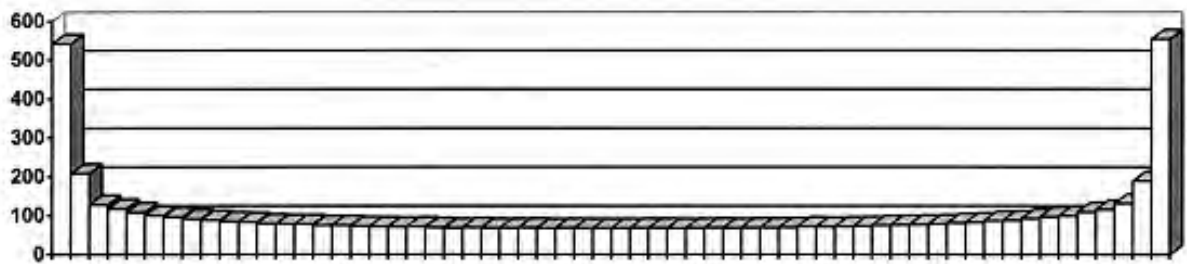


Рис. П2.59. Расстояние $R = 3,0 \text{ До}$.



Рис. П2.60. Расстояние $R = 5,0 \text{ До}$.

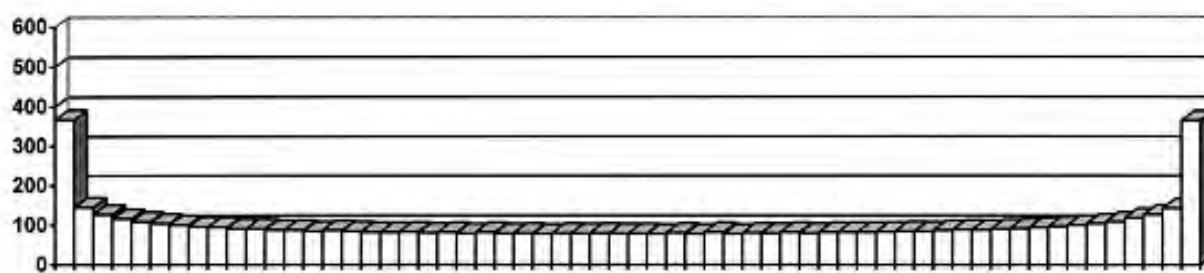


Рис. П2.61. Расстояние $R = 7,0$ До.

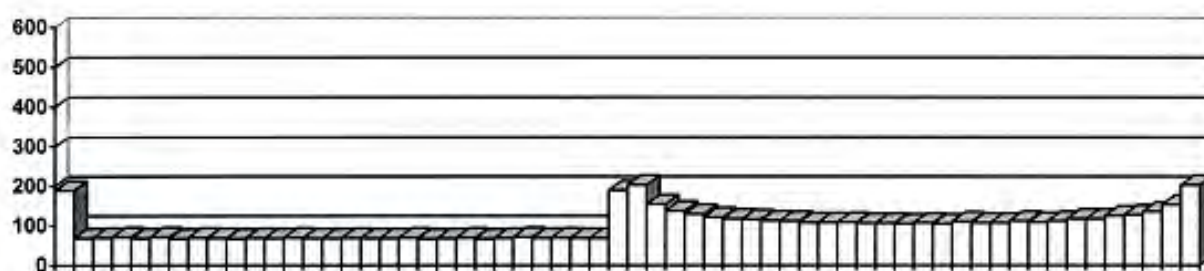


Рис. П2.62. Расстояние $R = 10,0$ До.

На рис. П2.36 – П2.62 показаны результаты моделирования при тех же условиях, при которых получены рис. П2.4 – П2.35, кроме эксцентриситета эллипса, который для рис. П2.36 – П2.62 равен 0,001.

Рассмотрение рис. П2.36 – П2.62 показывает, что при меньшем эксцентриситете характер изменения блеска звезды качественно не изменяется. Всплеск яркости звезды появляется на большем расстоянии от Земли, но яркость звезды в момент максимума существенно увеличивается (см. рис. П2.41).

Начиная с определенного расстояния (см. рис.П2.43), максимум тоже раздваивается. С увеличением расстояния до звезды временной промежуток между всплесками тоже увеличивается. Но оба всплеска имеют примерно одинаковую величину.

Обращает на себя внимание также и различный характер уменьшения яркости звезды после достижения каждого из двух всплесков. Если посмотреть на рис. П2.45, можно увидеть, что после

первого всплеска яркость звезды очень резко уменьшается, а после второго всплеска яркость звезды уменьшается сравнительно медленно (этот же характер изменения яркости звезды можно видеть и на рис. П2.47, П2.48, П2.49).

Мы здесь привели результаты моделирования при очень небольших периодах обращения звезды. Так на рис. П2.4 – П2.62 приведены результаты моделирования при периоде обращения, равном 4 суткам. А если период обращения будет равен столетиям или даже тысячелетиям, то яркость звезды в период максимума будет еще большей.

Результаты моделирования при различных периодах обращения звезды приведены в табл. П2.1.

Таблица П2.1

$T_0=3,6 \cdot 10^5 \text{ с} \approx 4 \text{ суток};$ $V_0 / C_0 = 4 \cdot 10^{-4};$ $\Delta t = 3 \text{ с}; \Delta \tau = 300 \text{ с};$				$T_0=1,8 \cdot 10^6 \text{ с} \approx 20 \text{ суток};$ $V_0 / C_0 = 4 \cdot 10^{-4};$ $\Delta t = 3 \text{ с}; \Delta \tau = 300 \text{ с};$				$T_0=3,6 \cdot 10^6 \text{ с} \approx 41 \text{ сутки};$ $V_0 / C_0 = 4 \cdot 10^{-4};$ $\Delta t = 3 \text{ с}; \Delta \tau = 300 \text{ с};$			
R/Д ₀	Эксцентриситет e			R/Д ₀	Эксцентриситет e			R/Д ₀	Эксцентриситет e		
	0,6	0,2	0,02		0,6	0,2	0,02		0,6	0,2	0,02
	N_{\max}/N_{av}				N_{\max}/N_{av}				N_{\max}/N_{av}		
0,1	1,83	1,22	1,19	0,1	1,84	1,22	1,19	0,1	1,84	1,22	1,19
0,2	10,26	1,56	1,46	0,2	10,88	1,56	1,46	0,2	10,90	1,56	1,46
0,3	24,70	2,17	1,90	0,3	36,99	2,17	1,90	0,3	57,26	2,17	1,90
0,4	16,37	3,53	2,70	0,4	56,19	3,53	2,70	0,4	77,49	3,53	2,70
0,5	17,36	9,54	4,68	0,5	57,35	9,59	4,69	0,5	79,28	9,59	4,69
0,6	18,01	60,84	17,46	0,6	38,86	91,11	17,79	0,6	54,13	175,73	17,79
0,7	18,12	40,10	46,77	0,7	60,54	66,57	123,07	0,7	84,14	113,99	161,77
0,8	26,46	34,82	31,28	0,8	38,64	97,97	87,65	0,8	77,07	135,71	108,91
0,9	21,21	28,14	31,57	0,9	45,32	64,18	55,15	0,9	90,42	78,52	95,14
1,0	22,67	34,89	25,80	1,0	64,27	64,19	71,17	1,0	89,17	79,25	81,34
1,1	20,44	32,14	27,16	1,1	58,34	50,67	64,16	1,1	68,92	100,62	99,40
1,2	24,04	35,76	25,63	1,2	47,54	54,50	59,85	1,2	58,60	108,67	62,82
1,3	28,97	21,64	24,48	1,3	45,38	68,62	54,32	1,3	90,57	72,85	60,64
1,4	28,54	31,98	26,34	1,4	44,90	78,25	54,52	1,4	62,45	108,14	71,61
1,5	20,06	27,69	21,99	1,5	60,56	46,95	48,18	1,5	80,58	82,52	57,72
1,6	22,79	33,95	22,02	1,6	53,12	74,31	52,74	1,6	70,99	102,65	69,87
1,7	23,25	23,32	17,90	1,7	52,63	49,15	50,56	1,7	76,09	98,07	59,20
1,8	22,36	22,05	14,34	1,8	61,25	43,51	45,51	1,8	67,93	77,36	46,40
1,9	24,84	28,99	23,87	1,9	68,83	48,73	47,37	1,9	91,63	59,58	55,27
2,0	20,24	23,10	15,90	2,0	69,08	59,70	49,48	2,0	91,61	68,03	64,66
2,3	27,20	17,44	19,60	2,3	43,26	56,69	47,87	2,3	84,54	65,58	66,09
2,8	30,50	18,64	15,45	2,8	74,91	37,52	38,26	2,8	104,47	74,85	50,98
3,3	24,62	18,67	17,53	3,3	57,47	45,71	35,05	3,3	75,29	45,99	46,14
3,8	25,98	14,84	14,40	3,8	70,77	50,33	35,07	3,8	91,59	68,10	49,21
4,3	23,49	14,56	11,66	4,3	65,23	36,39	29,36	4,3	74,12	45,51	39,05
17	16,54	10,92	9,43	17	46,47	20,88	13,51	17	55,09	23,73	24,87
59	10,31	5,61	6,27	59	25,02	11,05	9,67	59	26,68	13,22	11,27
167	7,48	5,31	3,83	167	14,66	9,33	7,95	167	15,70	12,14	9,96

В Табл. П2.1 приведены результаты моделирования новых и сверхновых звезд при трех различных значениях периода обращения звезды по эллиптической орбите ($3,6 \cdot 10^5$ секунд = 4 суток; $1,8 \cdot 10^6$

секунд = 20 суток; $3,6 \cdot 10^6$ секунд = 41 сутки). При каждом значении периода обращения моделирование произведено для трех различных значений эксцентриситета эллипса (0,6; 0,2 и 0,02). В таблице приведены значения N_{\max}/N_{av} , где N_{\max} – максимальное количество световых импульсов, принятых наблюдателем за промежутки времени, равный 300 с; $N_{\text{av}} = \frac{\Delta\tau}{\Delta t}$ – среднее количество световых импульсов, излученных звездой в каждый из промежутков времени продолжительностью 300 секунд.

Из табл. П2.1 видно, что при одном и том же эксцентриситете эллипса чем больше период обращения звезды по орбите, тем большей оказывается всплеск яркости звезды в момент максимума. Например, при эксцентриситете 0,2 при $T_0 = 4$ суткам $N_{\max}/N_{\text{av}} = 60,84$, при $T_0 = 20$ суткам $N_{\max}/N_{\text{av}} = 97,97$, а при $T_0 = 41$ суткам $N_{\max}/N_{\text{av}} = 175,73$.

Приведенные выше результаты моделирования позволяют сделать заключение, что так называемы “новые” и “сверхновые” звезды, наблюдаемые астрономами, можно объяснить существованием в природе квадратичной зависимости скорости света от скорости движения источника вида (П2.1).

Но если “сверхновые” звезды – грандиозные вспышки яркости звезд - можно объяснить без каких либо взрывов звезд, а явлением пространственного группирования квантов света в космическом пространстве вследствие существования в природе зависимости (П2.1), тогда и так называемые пульсары должны получить объяснение в рамках существования этой же зависимости (П2.1).

5. Моделирование пульсаров

5.1. Программа моделирования пульсаров

{1} {\$N+}

{2} Program Pulsar_5;

{3} Label Lm115, Lm118, Lm125, Lm127, Lm137, Lm140, Lm143, Lm144,
Lm149, Lm153, Lm157, Lm162, Lm163, Lm167, Lm176, Lm183,
Lm185,Lm187;

{4} Var {5} Z : Array[1..13000] of LongInt; {6} Y : Array[1..2000] of LongInt;

{7} Accuracy, Accur2, C1, CosinusFA, CurrentLightSpeed, D0, Difference,
DistToStar, Dzero, Eccentr, FA, FirstApprox, H1, H2, LiSp_0,

LightSpeedMin, LightSpeedMax, LiSpMinMin, LiSpMaxMax, LiSp_X,

LS0_2, LSX_2, MaxTime, MaxTimeSmall, MeanAnomaly, MinTime, Perem,

Pin, PulsPer, PR3, PR4, PR5, PR6, PR7, PR8, PR9, Qzw,

RadiationPeriod, ReceptionCell, Rkps, R_star, S1, SecondApprox,

SinusFA, Something, StarPeriod, TangensFA, Tay, TayMaxMax,

TayMinMin, T_X, Tinit, Tizl, Traspr, Traspr_1, Traspr_2, Traspr_3,

Umax_2, Uzero, Uzero_2, Umin_2, U2, W : Extended;

{8} F1: Text; {9} I, IKK, INN, IRT, IZ, J, J1, J2, JVM, K, K_df, Kmn, Ksum,

Kz, KZR, Less, MaximumValue, More, MV, Mz, Mzw, N1, Nav, Nprob, N_e:

LongInt;

{10} Procedure Gistogram (Time: Extended);

{11} Label Lm18,Lm20,Lm21; begin {12} If Time < 0 then goto Lm18 else

begin {13} If Time > MaxTimeSmall then goto Lm20 else begin {14}

W:=(Time/ReceptionCell)+1.0E0; {15} K:=Trunc(W);

{16} Z[K]:=Z[K]+1; end; end; {17} goto Lm21;

Lm18: Less:=Less + 1; {19} goto Lm21;

Lm20: More:=More + 1;

Lm21: Exit;

```

        end;
{22} Procedure LSpeedFT (Tizl: Extended);
{23} Label Lm28,Lm37;
        begin
{24} MeanAnomaly:=2*Pin*Tizl/StarPeriod;
{25} H1:=(MeanAnomaly - Pin)/PR3;
{26} H2:=H1*H1*H1;
{27} FirstApprox := Pin + H1 + Eccentr*H2/PR5;
Lm28: SinusFA:=Sin(FirstApprox);
{29} CosinusFA:=Cos(FirstApprox);
{30} S1:=Eccentr*SinusFA; {31} C1:=Eccentr*CosinusFA;
{32} SecondApprox:=FirstApprox-(FirstApprox-S1-MeanAnomaly)/(1-C1);
{33} Difference := abs(FirstApprox - SecondApprox);
{34} If Difference < Accuracy then goto Lm37 else
        begin
{35} FirstApprox := SecondApprox;
        end;
{36} goto Lm28;
Lm37: U2:= Uzero_2*(1+C1)/(1-C1);
{38} CurrentLightSpeed:= LiSp_0*Sqrt(1+U2);
{39} Exit;
end;

{40} Procedure FirstCycle (Tinit: Extended);
{41} Label Lm44,Lm51;
        begin
{42} MaxTime := Tinit + MaxTimeSmall;
{43} J1:=-1;
Lm44: J1:=J1+1;

```

```

{45} Perem := J1*RadiationPeriod;
{46} Tizl := MaxTime - Perem;
{47} LSpeedFT (Tizl);
{48} If J1 > 0 then goto Lm51 else begin
{49} LightSpeedMax:=CurrentLightSpeed;
{50} Traspr_1:=DistToStar/LightSpeedMax;
    end;
Lm51: Traspr:=DistToStar/CurrentLightSpeed;
{52} Tay := Tizl + Traspr - Traspr_1 - Tinit;
{53} Gistogram (Tay);
{54} If Tizl > Tinit then goto Lm44 else
{55} Exit;
    end;

{56} Procedure SecondCycle (Tinit: Extended);
{57} Label Lm60,Lm67;
    begin
{58} MinTime := Tinit - MaxTimeSmall;
{59} J2:=-1;
Lm60: J2:=J2+1;
{61} Perem := J2*RadiationPeriod;
{62} Tizl := Tinit - Perem;
{63} LSpeedFT (Tizl);
{64} If J2 > 0 then goto Lm67 else begin
{65} LightSpeedMax:=CurrentLightSpeed;
{66} Traspr_2:=DistToStar/LightSpeedMax;
    end;
Lm67: Traspr:=DistToStar/CurrentLightSpeed;
{68} Tay := Tizl + Traspr - Traspr_2 - MinTime;

```

```

{69} Gistogram (Tay);
{70} If Tizl > MinTime then goto Lm60 else
{71} Exit;
end;

{72} {Main Procedure}
      begin
{73} Writeln("");
{74} Writeln ('Program for simulation of pulsars');
{75} Pin :=3.1415926535897932385E0;
{76} LiSp_0 := 2.99792458E8;
{77} Accuracy:=2.0E-18;
{78} Accur2:=2.0E-6;
{79} KZR := 139;
{80} Uzero:=1.E-2;
{81} Eccentr:=9.E-4;
{82} StarPeriod:=3.6E+10;
{83} Rkps:=3.0E+19;
{84} K_df := 10;
{85} RadiationPeriod :=1.0E-4;
{86} ReceptionCell :=1.0E-3;
{87} MaxTimeSmall := 13000*ReceptionCell;
{88} LS0_2 := LiSp_0*LiSp_0;
{89} Uzero_2:=Uzero*Uzero;
{90} PR3:=1 + Eccentr;
{91} PR4:=1 - Eccentr;
{92} PR5:=6*PR3;
{93} PR6:=PR3*PR4;
{94} PR7:=4*Eccentr*Uzero_2;
{95} PR8:=PR4/PR3;

```

```

{96} PR9:=PR3/PR4;
{97} D0 := StarPeriod*LiSp_0*PR6/PR7;
{98} DistToStar := K_df*D0;
{99} N_e:=Trunc(MaxTimeSmall/ReceptionCell+0.5E0);
{100} Nav:=Round(ReceptionCell/RadiationPeriod);
{101} R_star:=DistToStar/Rkps;
{102} Umin_2:=Uzero_2*PR8;
{103} Umax_2:=Uzero_2*PR9;
{104} LiSpMinMin:=LiSp_0*Sqrt(1+Umin_2);
{105} LiSpMaxMax:=LiSp_0*Sqrt(1+Umax_2);
{106} TayMaxMax:=DistToStar/LiSpMinMin;
{107} TayMinMin:=DistToStar/LiSpMaxMax;
{108} Kmn:=Trunc((TayMaxMax - TayMinMin)/StarPeriod);
{109} For I:=1 to N_e do begin
{110} Z[I]:=0; end;
{111} Tinit := StarPeriod/2;
{112} FirstCycle (Tinit);
{113} Writeln ('FirstCycle end',',',Tinit=',',Tinit);
{114} J := 0; JVM := 0;
Lm115: J:=J+1;
{116} If J > Kmn then goto Lm144 else
{117} Traspr_2 := Traspr_1 - J*StarPeriod;
Lm118: LiSp_X := DistToStar/Traspr_2;
{119} LSX_2 :=LiSp_X*LiSp_X;
{120} U2 := (LSX_2/LS0_2) - 1;
{121} C1 := (U2 - Uzero_2)/(U2 + Uzero_2);
{122} CosinusFA := C1/Eccentr;
{123} If CosinusFA > -1 then goto Lm125 else
{124} CosinusFA := -1;

```

```

Lm125: If CosinusFA < 1 then
    goto Lm127
    else
{126} CosinusFA := 1;
Lm127: SinusFA := - Sqrt(1 - CosinusFA*CosinusFA);
{128} TangensFA := SinusFA/CosinusFA;
{129} FA :=ArcTan (TangensFA);
{130} Something := (FA -Eccentr*SinusFA)/(2*Pin);
{131} T_X := StarPeriod*Something;
{132} Traspr_3 := Traspr_2 + T_X;
{133} Difference := abs(Traspr_3 - Traspr_2);
{134} If Difference < Accur2 then goto Lm137 else
{135} Traspr_2 :=Traspr_3;
{136} Goto Lm118;
Lm137: If U2 < Umax_2 then
    goto Lm140 else
{138} JVM := JVM + 1;
{139} goto Lm143;
Lm140: Tinit := StarPeriod*(1/2 + J + Something);
{141} SecondCycle (Tinit);
{142} Writeln ('J=',J,',SecondCycle end',',',Tinit=',Tinit);
Lm143: Goto Lm115;
Lm144: Mzw:=0;
{145} For K:=1 to N_e do
    begin
{146} Mzw:=Mzw + Z[K];
    end;

{Search for maximum value}

```

```

{147} MaximumValue:=-1;
{148} I:=1;
Lm149: If I > N_e then goto Lm157 else begin
{150} If Z[I] > MaximumValue then goto Lm153 else begin
{151} I:=I+1;
{152} goto Lm149; end;
Lm153: IZ:=I;
{154} MaximumValue:=Z[I];
{155} I:=I+1;
{156} goto Lm149;
      end;
Lm157: MV:=MaximumValue;
{158} IKK:=IZ+1;
{159} If IKK > 18 then goto Lm162 else
      begin
{160} INN:=1;
{161} goto Lm163;
      end;
Lm162: INN:=IKK-18;
Lm163: If MV = 0 then goto Lm167 else begin
{164} For I:=INN to IKK do begin
{165} Nprob:=Round(60.0*Z[I]/MV);
{166} Writeln ('*': Nprob,Z[I]);
end;
end;
Lm167: Writeln
('Kmn=',Kmn,',MV=',MV,',IZ=',IZ,',D_factor=',K_df,',e=',Eccentr);
{168} Writeln
('To=',StarPeriod,',R_star=',R_star,'kps',',Less=',Less,',More=',More);

```

```

{169} Writeln('N_e =',N_e,',Nav =',Nav,',Mzw =',Mzw,',Uzero =',Uzero
,',JVM =',JVM);
{170} Writeln('Tinit=',Tinit,',J1=',J1,',J2=',J2,',J=',J);
{171} Writeln('RadPer=',RadiationPeriod,',RecCell=',ReceptionCell);
{172} For I := 1 to 2000 do begin
{173} Y[I]:= Z[KZR+I]; end;
{174} Ksum:=0;
{175} K:=KZR+1;
Lm176: For I:= 1 to 2000 do begin
{177} Ksum:= Ksum + abs(Y[I] - Z[K+I]);
      end;
{178} If Ksum = 0 then goto Lm185 else begin
{179} K:=K+1; {180} If K =11000 then goto Lm183 else begin
{181} Ksum:=0;
{182} goto Lm176; end; end;
Lm183: Writeln('Period is not defined');
{184} goto Lm187;
Lm185: PulsPer: = (K-KZR)*ReceptionCell;
{186} Writeln('Period=',PulsPer);
Lm187: {$I-} {188} Assign (F1,'Pulsar-5'); {189} Rewrite (F1);
{190} For I:=1 to N_e do begin
{191} WriteLn (F1,Z[I]);
      end;
{192} Close(F1);
      end.

```

5.2. Пояснения к программе моделирования пульсаров

Программа состоит из следующих основных блоков:

1) Основная программа

Основная программа начинается с оператора 72. Сначала в основной программе задаются основные константы:

Pin – число p ;

LiSp_0 – скорость света в вакууме от неподвижного источника;

Assurasy - точность вычисления эксцентрической аномалии (см. оператор 34);

Assur2 – точность вычисления момента начала излучения импульсов света во втором и последующих периодах обращения звезды по эллиптической орбите (см. оператор 134);

KZR – начальный элемент одномерного массива Z, начиная с которого данные копируются в другой меньший одномерный массив Y, который используется для поиска периода пульсаций (см. оператор 173);

Uzero – значение скорости движения звезды при $E = \pi / 2$ из формулы (П2.8);

Eccentr – эксцентриситет эллипса;

StarPeriod – период обращения звезды по эллиптической орбите в секундах;

Rkps – расстояние в метрах соответствующее 1 килопарсеку;

K_df – безразмерный множитель, позволяющий задавать расстояние до звезды в операторе 98 в величинах, кратных величине D_0 из формулы (П2.12);

RadiationPeriod – период (в секундах) излучения импульсов (квантов света) звездой, движущейся по эллиптической траектории;

ReceptionCell – временной размер (в секундах) ячейки одномерного массива Z – точность, с которой запоминаются моменты поступления импульсов (квантов) света к земному наблюдателю;

MaxTimeSmall – промежуток времени, в течение которого запоминаются моменты поступления импульсов (квантов) света к

наблюдателю (он равен размеру массива Z , умноженному на временной размер одной ячейки этого массива. Размер массива Z , задаваемый в операторе 5, ограничивается характеристиками компьютера, используемого для моделирования;

$LS0_2$ – квадрат скорости света в вакууме от неподвижного источника;

$Uzero_2$ – квадрат скорости $Uzero$;

$PR3, PR4, PR5, PR6, PR7, PR8, PR9$ – промежуточные переменные, рассчитываемые в операторах 90 – 96;

$D0$ – величина $D0$, рассчитываемая по формуле (П2.12);

$DistToStar$ – расстояние от земного наблюдателя до звезды;

N_e – количество элементов массива Z ;

Nav – количество импульсов, излучаемых звездой в течение промежутка времени, равного $ReceptionCell$;

R_star – расстояние до звезды в килопарсеках;

$Umin_2$ – квадрат минимальной скорости движения звезды по эллиптической орбите (квадрат скорости звезды, находящейся в апоастре);

$Umax_2$ – квадрат максимальной скорости движения звезды по эллиптической орбите (квадрат скорости звезды, находящейся в периастре);

$LiSpMinMin$ – скорость света, испускаемого звездой, находящейся в апоастре (когда звезда имеет минимальную скорость движения);

$LiSpMaxMax$ – скорость света, испускаемого звездой, находящейся в периастре (когда звезда имеет максимальную скорость движения);

$TauMaxMax$ – время распространения света от момента его излучения в апоастре до момента прибытия его к наблюдателю;

$TauMinMin$ – время распространения света от момента его излучения в периастре до момента прибытия его к наблюдателю;

Kmn – количество периодов обращения звезды по эллиптической

орбите, на которое величина $TauMaxMax$ превышает величину $TauMinMin$;

В операторах 109 – 110 обнуляются все элементы одномерного массива Z ;

В операторе 111 задается момент начала моделирования (излучения импульсов), с которого скорость звезды начинает увеличиваться;

Оператор 112 вызывает исполнение подпрограммы `FirstCycle`;

В операторе 114 присваиваются нулевые значения некоторым переменным, которые имеют следующий смысл:

J – номер моделируемого периода обращения звезды по орбите;

JVM – количество случаев, при которых рассчитанная скорость движения звезды по орбите (ее квадрат) превышает скорость движения звезды в перицентре (ее квадрат);

В операторе 117 рассчитывается первое приближение $Traspr_2$ для времени распространения (от звезды до наблюдателя) импульса света, излученного во втором и последующих периодах обращения звезды по эллиптической траектории, который приходит к наблюдателю приблизительно одновременно с импульсами света, излученными в первый период обращения звезды по орбите;

В операторе $Lm118$ рассчитывается скорость света, которую должен иметь импульс (квант) света, излученный во втором (и последующих) периоде, чтобы он прибыл к наблюдателю примерно одновременно с импульсом света, излученным в первый период обращения звезды;

В операторе 119 вычисляется квадрат скорости света, рассчитанного в операторе $Lm118$;

В операторе 120 рассчитывается квадрат скорости движения звезды по орбите, обеспечивающий скорость света, рассчитанную в операторе $Lm118$;

В операторе 121 рассчитывается соответствующая этой скорости

звезды величина переменной C1;

В операторе 122 рассчитывается соответствующее этой скорости значение переменной CosinusFA;

Если выполняются условия, указанные в операторах 123 и Lm125, то в операторах Lm127, 128 и 129 рассчитываются значения SinusFA, TangensFA и сама эксцентрическая аномалия FA;

В операторах 130, 131 и 132 рассчитывается второе приближение $Traspr_3$ для времени распространения (от звезды до наблюдателя) импульса света, излученного во втором и последующих периодах обращения звезды (по эллиптической траектории), который приходит к наблюдателю приблизительно одновременно с импульсами света, излученными в первый период обращения звезды по орбите;

В операторе 133 вычисляется абсолютная величина разности между вторым и первым приближениями, рассчитанными в операторах 117 и 132. Если эта разность превышает наперед заданное значение Accur2, то переменной $Traspr_2$ присваивается значение второго приближения $Traspr_3$ и вычисления повторяются, начиная с оператора Lm118.

Рассчитанная в операторе 120 скорость движения звезды сравнивается в операторе Lm137 с максимальной скоростью движения звезды по орбите (со скоростью движения звезды в периастре орбиты). Если рассчитанная скорость движения звезды оказывается меньшей скорости движения звезды в периастре, то осуществляется переход к оператору Lm140.

Если рассчитанная в операторе 134 разность между первым и вторым приближениями времени распространения оказывается меньшей наперед заданного значения Accur2, то в операторе Lm140 рассчитывается значение переменной Tinit для начала моделирования во втором (и последующих периодах) периоде

обращения звезды по эллиптической орбите;

В операторе Lm141 вызывается подпрограмма SecondCycle.

Вычисления с использованием операторов Lm115 – 142 повторяются ровно K_{mn} раз.

В операторах 145 – 146 вычисляется сумма Mzw всех чисел, запомненных в элементах массива Z. Перед этим в операторе Lm144 переменная Mzw обнуляется.

В операторах 147 – 171 определяются и выводятся на экран дисплея:

- максимальное число MV среди чисел, записанных в элементах массива Z, и номер IZ элемента массива Z, в котором записано максимальное число MV;
- несколько (двадцать) значений вблизи MV в виде графика;
- исходные данные и результаты расчетов при моделировании.

В операторах 172 – 173 часть элементов (2000) массива Z, начиная с элемента с номером KZR, переписывается в массив Y для последующего отыскания периода пульсаций в массиве Z.

В операторах 174 – 186 вычисляется период пульсаций, если в данных массива Z имеется строгая периодичность.

В операторах 187 – 192 массив Z записывается на жесткий диск.

2) Подпрограмма Gistogram

Эта подпрограмма предназначена для вычисления гистограммы распределения промежутков времени между моментом излучения импульса (кванта) света звездой, перемещающейся по кеплеровской орбите, и моментом прихода этого импульса (кванта) света к наблюдателю. Входной переменной является переменная Time. В этой подпрограмме входная переменная Time делится на продолжительность приемной временной ячейки ReceptionCell и

берется целая часть от результата деления, увеличенного на единицу. Затем к элементу одномерного массива Z_k с номером, равным увеличенному на единицу частному от деления переменной $Time$ на переменную $ReceptionCell$, прибавляется единица. Переменная $Less$ служит для подсчета случаев, при которых $Time < 0$. Переменная $More$ служит для подсчета случаев, при которых $Time > MaxTimeSmall$.

3) Подпрограмма $LspeedFT$

Эта подпрограмма служит для вычисления скорости распространения света, излученного в момент времени $Tizl$.

Сначала вычисляется средняя аномалия $MeanAnomaly$, соответствующая моменту времени $Tizl$. Затем по формуле (П2.7) вычисляется первое приближение $FirstApprox$ эксцентрической аномалии, а по формуле (П2.6) вычисляется второе приближение $SecondApprox$ эксцентрической аномалии. Абсолютная величина разности между первым приближением и вторым приближением $Difference$ сравнивается с погрешностью вычисления эксцентрической аномалии $Accuracy$. Если разность между первым и вторым приближением оказывается меньше заданной величины $Accuracy$, то по формуле (П2.8) с использованием значения первого приближения эксцентрической аномалии рассчитывается квадрат скорости звезды и по формуле (П2.1) рассчитывается скорость света. Если разность между первым и вторым приближением превышает заданную величину $Accuracy$, то в качестве первого приближения берется вычисленное значение второго приближения и вычисления повторяются до тех пор, пока первое приближение не будет отличаться от второго приближения на величину, меньшую наперед заданного значения $Accuracy$.

4) Подпрограмма FirstCycle

Эта подпрограмма предназначена для расчета времени движения (от звезды к земному наблюдателю) каждого моделируемого импульса (кванта) света, излученного в первый период обращения звезды по эллиптической траектории через промежуток времени RadiationPeriod, а также для запоминания моментов прибытия импульсов (квантов) света с помощью описанной ранее подпрограммы Gistogram.

Входной величиной для подпрограммы FirstCycle является переменная Tinit (момент излучения первого светового импульса), задаваемая в основной программе.

Сначала в этой подпрограмме (в операторе 42) вычисляется момент MaxTime излучения последнего светового импульса из моделируемой пачки импульсов. Моменты излучения Tizl каждого из моделируемых импульсов рассчитываются в операторе 46. В этом случае моделируется излучение импульсов, начиная с последнего импульса и заканчивая первым импульсом. Такая очередность моделирования импульсов обусловлена тем, что для вычисления моментов прибытия к наблюдателю всех импульсов (квантов) света необходимо определить момент прибытия самого быстрого из них – импульса с наибольшей скоростью (который излучается последним).

В операторе 47 рассчитывается скорость света для импульса, излученного в момент времени Tizl. Расчет производится по подпрограмме LspeedFT, описанной выше. Операторы 48 – 50 обеспечивают расчет и запоминание скорости света для импульса, движущегося с наибольшей скоростью (первого из моделируемых импульсов), а также расчет времени его распространения от звезды

до наблюдателя.

В операторах 51 – 52 рассчитываются время распространения всех остальных импульсов и моменты их прибытия к наблюдателю.

В операторе 53 с помощью подпрограммы Gistogram запоминаются моменты прибытия к наблюдателю всех моделируемых импульсов (квантов) света.

5) Подпрограмма SecondCycle

Эта подпрограмма предназначена для расчета времени распространения (от звезды к земному наблюдателю) каждого моделируемого импульса (кванта) света, излученного во второй и последующий периоды обращения звезды по эллиптической траектории, а также для запоминания моментов прибытия импульсов (квантов) света с помощью описанной ранее подпрограммы Gistogram.

5.3. Результаты моделирования пульсаров

На рис. П2.63. показан графически результат одного из вариантов моделирования.



Рис. П2.63. Пульсации (с периодом 0,125 с), обусловленные зависимостью скорости света от скорости источника.

По приведенной выше программе произведены расчеты периода пульсации при различных значениях эксцентриситета орбиты.

Результаты этих расчетов приведены в табл. П2.2.

Таблица П2.2.

Эксцентриситет e {в операторе 81}	Δt , секунд {в операторе 85}	Δt , секунд {в операторе 86}	Период, секунд
0,9	10^{-9}	10^{-8}	$5,126 \cdot 10^{-5}$
0,8	10^{-8}	10^{-7}	$8,111 \cdot 10^{-4}$
0,7	10^{-7}	10^{-6}	$3,757 \cdot 10^{-3}$
0,6	10^{-7}	10^{-6}	$8,111 \cdot 10^{-3}$
0,5	10^{-6}	10^{-5}	$3,125 \cdot 10^{-2}$
0,4	10^{-6}	10^{-5}	$3,125 \cdot 10^{-2}$
0,3	10^{-5}	10^{-4}	$6,250 \cdot 10^{-2}$
0,2	10^{-4}	10^{-3}	$1,25 \cdot 10^{-1}$
0,1	10^{-3}	10^{-2}	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-2}$	10^{-3}	10^{-2}	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-3}$	10^{-3}	10^{-2}	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-4}$	10^{-3}	10^{-2}	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-5}$	10^{-3}	10^{-2}	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-6}$	10^{-3}	10^{-2}	$2,5 \cdot 10^{-1}$
$9 \cdot 10^{-7}$	10^{-3}	10^{-2}	1
$9 \cdot 10^{-8}$	10^{-3}	10^{-2}	8
$9 \cdot 10^{-9}$	10^{-1}	1	128
$9 \cdot 10^{-10}$	10^{-1}	1	1024
$9 \cdot 10^{-11}$	1	10	4096

По приведенной выше программе произведен также расчет влияния расстояния до звезды на период пульсаций. Результаты расчета приведены в табл. П2.3.

Таблица П2.3

K_df	Δt, секунд (в операторе 85)	Δt, секунд (в операторе 86)	Период, секунд
1	10^{-9}	10^{-8}	$5,126 \cdot 10^{-5}$
2	10^{-7}	10^{-6}	$3,757 \cdot 10^{-3}$
4	10^{-6}	10^{-5}	$3,125 \cdot 10^{-2}$
6	10^{-5}	10^{-4}	$6,25 \cdot 10^{-2}$
8	10^{-4}	10^{-3}	$1,25 \cdot 10^{-1}$
10	10^{-3}	10^{-2}	$2,5 \cdot 10^{-1}$
20	10^{-1}	1	1

Из табл. П2.3 видно, что чем больше расстояние до звезды, тем больше период пульсаций.

Приведенная выше простейшая программа для исследования пульсаров не позволяет определить такие их важные характеристики как форма импульса, систематическое увеличение периодов, скачкообразное уменьшение периодов в некоторые моменты времени и др. Но эта программа позволяет продемонстрировать сам факт возникновения пульсаций у звезд, движущихся с увеличивающейся во времени скоростью, что характерно для второго полупериода движения звезд, перемещающихся по кеплеровским орбитам.

Заключение

Если зависимость скорости света от скорости движения источника этого света вида (П2.1) существует в природе, то астрономические явления, известные в настоящее время как «новые» и «сверхновые» звезды, а также как «пульсары», можно объяснить не грандиозными взрывами звезд, а процессом пространственного группирования квантов света, движущихся с различными скоростями.

ПРИЛОЖЕНИЕ 3. ВЫВОД ФОРМУЛ ПЕРЕСЧЕТА ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ ИЗ ОДНОЙ ИНЕРЦИАЛЬНОЙ СИСТЕМЫ ОТСЧЕТА В ДРУГУЮ ПРИ НЕИНВАРИАНТНОЙ СКОРОСТИ СВЕТА

Будем обозначать декартовы координаты события и время события в одной инерциальной системе отсчета (ИСО) символами x, y, z, t , а в другой ИСО символами x', y', z', t' . Пусть штрихованная ИСО движется в направлении возрастающих значений координаты x не штрихованной ИСО с постоянной скоростью u , оси x и x' обеих ИСО совпадают друг с другом, а другие оси параллельны друг другу.

Тогда, если покоящейся является штрихованная ИСО, преобразования координат и времени события от покоящейся ИСО к движущейся ИСО в новой теории пространства-времени имеют вид

$$c_u t = \gamma(c_0 t' + \beta x'), \quad x = \gamma(x' + \beta c_0 t'), \quad y = y', \quad z = z'. \quad (\text{ПЗ.1})$$

$$c_0 t' = \gamma(c_u t - \beta x), \quad x' = \gamma(x - \beta c_u t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (\text{ПЗ.2})$$

где $\beta = \frac{u}{c_u}$, $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$, $c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}$.

а если покоящейся является не штрихованная ИСО, преобразования координат и времени событий от покоящейся ИСО к движущейся ИСО в новой теории пространства-времени имеют вид

$$c_u t' = \gamma(c_0 t - \beta x), \quad x' = \gamma(x - \beta c_0 t), \quad y' = y, \quad z' = z, \quad (\text{ПЗ.3})$$

$$c_0 t = \gamma(c_u t' + \beta x'), \quad x = \gamma(x' + \beta c_u t'), \quad y = y', \quad z = z', \quad (\text{ПЗ.4})$$

Пусть источник электромагнитного поля покоится в штрихованной ИСО. Тогда в этой ИСО в вакууме справедливы уравнения Максвелла-Лоренца

$$\operatorname{rot}' \vec{H}' = \vec{j}' + \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t'}; \quad (\text{ПЗ.5})$$

$$\operatorname{div}' \vec{D}' = \rho'; \quad (\text{ПЗ.6})$$

$$\operatorname{rot}' \vec{E}' = -\frac{\partial \vec{B}'}{\partial t'}; \quad (\text{ПЗ.7})$$

$$\operatorname{div}' \vec{B}' = 0, \quad (\text{ПЗ.8})$$

где \vec{H}' , \vec{E}' - векторы напряженности магнитного и электрического полей, соответственно;

\vec{D}' , \vec{B}' - векторы индукции соответственно электрического и магнитного полей;

\vec{j}' , ρ' - вектор плотности тока и плотность заряда соответственно, причем

$$\vec{D}' = \varepsilon_0 \cdot \vec{E}'; \quad \vec{B}' = \mu_0 \cdot \vec{H}'; \quad \varepsilon_0 \cdot \mu_0 = \frac{1}{c_0^2}. \quad (\text{ПЗ.9})$$

Найдем уравнения электромагнитного поля в не штрихованной ИСО. Для этого применим к уравнениям Максвелла-Лоренца (ПЗ.5) - (ПЗ.8) преобразования (ПЗ.1) - (ПЗ.2) (В проекциях на координатные оси уравнения (ПЗ.5) - (ПЗ.8) имеют вид, поскольку покоящейся является штрихованная ИСО).

$$\frac{\partial H_z'}{\partial y'} - \frac{\partial H_y'}{\partial z'} = j_x' + \frac{\partial D_x'}{\partial t'}, \quad (\text{ПЗ.10})$$

$$\frac{\partial H_x'}{\partial z'} - \frac{\partial H_z'}{\partial x'} = j_y' + \frac{\partial D_y'}{\partial t'}, \quad (\text{ПЗ.11})$$

$$\frac{\partial H_y'}{\partial x'} - \frac{\partial H_x'}{\partial y'} = j_z' + \frac{\partial D_z'}{\partial t'}, \quad (\text{ПЗ.12})$$

$$\frac{\partial D_x'}{\partial x'} + \frac{\partial D_y'}{\partial y'} + \frac{\partial D_z'}{\partial z'} = \rho', \quad (\text{ПЗ.13})$$

$$\frac{\partial E_y'}{\partial z'} - \frac{\partial E_z'}{\partial y'} = \frac{\partial B_x'}{\partial t'}, \quad (\text{ПЗ.14})$$

$$\frac{\partial E_z'}{\partial x'} - \frac{\partial E_x'}{\partial z'} = \frac{\partial B_y'}{\partial t'}, \quad (\text{ПЗ.15})$$

$$\frac{\partial E_x'}{\partial y'} - \frac{\partial E_y'}{\partial x'} = \frac{\partial B_z'}{\partial t'}, \quad (\text{ПЗ1.16})$$

$$\frac{\partial B_x'}{\partial x'} + \frac{\partial B_y'}{\partial y'} + \frac{\partial B_z'}{\partial z'} = 0. \quad (\text{ПЗ.17})$$

Чтобы решить поставленную задачу, нам необходимо заменить частные производные по штрихованным координатам и времени частными производными по не штрихованным координатам и времени, используя известные выражения для частных производных от сложной функции

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \frac{\partial x}{\partial x'} \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial t}{\partial x'} \cdot \frac{\partial}{\partial t'}, \quad (\text{ПЗ.18})$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} = \frac{\partial t}{\partial t'} \cdot \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial x}{\partial t'} \cdot \frac{\partial}{\partial x'} \quad (\text{ПЗ.19})$$

$$\frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial z'} = \frac{\partial}{\partial z}. \quad (\text{ПЗ.20})$$

Примечание: Формулы (ПЗ.18) и (ПЗ.19) получены по формуле (4.5-10) отсюда [83]. Ниже приведена цитата из нужной части этой страницы справочника [83] с моим комментарием.

<Начало цитаты>

4.5-4. Правила дифференцирования. В табл. 4.5-2 перечислены наиболее важные правила дифференцирования. Формулы из табл. 4.5-2, а и б применимы и при вычислении частных производных, если в каждом случае вместо $\frac{d}{dx}$ писать $\frac{\partial}{\partial x}$. Так если

$$u_i = u_i(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (i = 1, 2, \dots, m),$$

то

$$\frac{\partial}{\partial x_k} f(u_1, u_2, \dots, u_m) = \sum_{i=1}^m \frac{\partial f}{\partial u_i} \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \quad (k = 1, 2, \dots, m), \quad (4.5-10)$$

<Конец цитаты>

Мой комментарий:

Если в формуле (4.5-10) рассматривать функцию $z=f(u_1, u_2)$, зависящую только от двух переменных

$$u_1 = x(x', t') \quad (M1)$$

и

$$u_2 = t(x', t'), \quad (M2)$$

т.е. если $x_1 = x'$, $x_2 = t'$, то она примет вид

$$\frac{\partial f(u_1, u_2)}{\partial x_k} = \frac{\partial f}{\partial x} \frac{\partial x}{\partial x_k} + \frac{\partial f}{\partial t} \frac{\partial t}{\partial x_k}, \quad (\text{где } k=1, 2), \quad (M3)$$

поскольку $k=1, 2$, то эта формула (M3) превращается в две формулы

$$\frac{\partial f(u_1, u_2)}{\partial x'} = \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial x'} + \frac{\partial f}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial x'}, \quad (П3.18a)$$

$$\frac{\partial f(u_1, u_2)}{\partial t'} = \frac{\partial f}{\partial x} \cdot \frac{\partial x}{\partial t'} + \frac{\partial f}{\partial t} \cdot \frac{\partial t}{\partial t'}. \quad (П3.19a)$$

А это и есть формулы (П3.18) и (П3.19) из моей книги.

Конец комментария

Определив входящие в выражения (П3.18) и (П3.19) частные производные из преобразований (П3.1) - (П3.2), получим

$$\frac{\partial x}{\partial x'} = \gamma, \quad \frac{\partial t}{\partial x'} = \frac{\gamma \cdot \beta}{c_u}, \quad \frac{\partial t}{\partial t'} = 1, \quad \frac{\partial x}{\partial t'} = u, \quad (П3.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \gamma \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\gamma \cdot \beta}{c_u} \cdot \frac{\partial}{\partial t}, \quad (П3.21)$$

$$\frac{\partial}{\partial t'} = \frac{\partial}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial}{\partial x}. \quad (П3.22)$$

С учетом формул (П3.20) - (П3.22) уравнение (П3.10) приобретает вид

$$\frac{\partial H_z'}{\partial y} - \frac{\partial H_y'}{\partial z} = j_x' + \frac{\partial D_x'}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial D_x'}{\partial x}, \quad (П3.23)$$

а уравнение (П3.13) - вид

$$\gamma \cdot \frac{\partial D_x'}{\partial x} + \frac{\gamma \cdot \beta}{c_u} \cdot \frac{\partial D_x'}{\partial t} + \frac{\partial D_y'}{\partial y} + \frac{\partial D_z'}{\partial z} = \rho' \quad (П3.24)$$

Исключаем из уравнения (ПЗ.23) $\frac{\partial D_x'}{\partial x}$. Для этого из уравнения (ПЗ.24) находим

$$\frac{\partial D_x'}{\partial x} = \frac{1}{\gamma} \left(\rho' - \frac{\gamma \cdot \beta}{c_u} \cdot \frac{\partial D_x'}{\partial t} - \frac{\partial D_y'}{\partial y} - \frac{\partial D_z'}{\partial z} \right)$$

и подставляем в уравнение (ПЗ.23), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial y} \cdot \gamma \cdot (H_z' + \beta \cdot c_0 \cdot D_y') - \frac{\partial}{\partial z} \cdot \gamma \cdot (H_y' - \beta \cdot c_0 \cdot D_z') = \\ = \gamma (j_x' + \beta \cdot c_0 \cdot \rho') + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{c_0 \cdot D_x'}{c_u}. \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.25})$$

Исключаем из уравнения (ПЗ.24) $\frac{\partial D_x'}{\partial t}$. Для этого из уравнения (ПЗ.23) находим

$$\frac{\partial D_x'}{\partial t} = \frac{\partial H_z'}{\partial y} - \frac{\partial H_y'}{\partial z} - j_x' - u \cdot \frac{\partial D_x'}{\partial x}$$

и подставляем в уравнение (ПЗ.24). Получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \cdot c_0 \cdot D_x' + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \gamma \cdot (c_0 \cdot D_y' + \beta \cdot H_z') + \\ + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \gamma \cdot (c_0 \cdot D_z' - \beta \cdot H_y') = \gamma \cdot (c_0 \cdot \rho' + \beta \cdot j_x'). \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.26})$$

С учетом формул (ПЗ.20) - (ПЗ.22) уравнение (ПЗ.11) приобретает вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial H_x'}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \cdot \gamma \cdot (H_z' + \beta \cdot c_0 \cdot D_y') = \\ = j_y' + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\gamma}{c_u} \cdot (c_0 \cdot D_y' + \beta \cdot H_z'), \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.27})$$

а уравнение (ПЗ.12) - вид

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial x} \cdot \gamma \cdot (H_y' - \beta \cdot c_0 \cdot D_z') - \frac{\partial H_x'}{\partial y} = \\ = j_z' + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\gamma}{c_u} \cdot (c_0 \cdot D_z' - \beta \cdot H_y'). \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.28})$$

С учетом уравнений (ПЗ.20) - (ПЗ.22) уравнение (ПЗ.14) приобретает вид

$$\frac{\partial E_y'}{\partial z} - \frac{\partial E_z'}{\partial y} = \frac{\partial B_x'}{\partial t} + u \cdot \frac{\partial B_x'}{\partial x}, \quad (\text{ПЗ.29})$$

а уравнение (ПЗ.17) - вид

$$\gamma \cdot \frac{\partial B_x'}{\partial x} + \frac{\gamma \cdot \beta}{c_u} \cdot \frac{\partial B_x'}{\partial t} + \frac{\partial B_y'}{\partial y} + \frac{\partial B_z'}{\partial z} = 0 \quad (\text{ПЗ.30})$$

Исключаем из уравнения (ПЗ.29) $\frac{\partial B_x'}{\partial x}$. Для этого из (ПЗ.30) находим

$$\frac{\partial B_x'}{\partial x} = -\frac{1}{\gamma} \cdot \left(\frac{\gamma \cdot \beta}{c_u} \cdot \frac{\partial B_x'}{\partial t} + \frac{\partial B_y'}{\partial y} + \frac{\partial B_z'}{\partial z} \right) = 0$$

и подставляем в уравнение (ПЗ.29). Получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \cdot \gamma \cdot (E_y' + \beta \cdot c_0 \cdot B_z') - \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \cdot \gamma \cdot (E_z' - \beta \cdot c_0 \cdot B_y') = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{c_0 \cdot B_x'}{c_u}. \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.31})$$

Исключаем из уравнения (ПЗ.30) $\frac{\partial B_x'}{\partial t}$. Для этого из (ПЗ.29) находим

$$\frac{\partial B_x'}{\partial t} = \frac{\partial E_y'}{\partial z} - \frac{\partial E_z'}{\partial y} - u \cdot \frac{\partial B_x'}{\partial x}$$

и подставляем в уравнение (ПЗ.30). Получим

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \cdot c_0 \cdot B_x' + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \gamma \cdot (c_0 \cdot B_y' - \beta \cdot E_z') + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \gamma \cdot (c_0 \cdot B_z' + \beta \cdot E_y') = 0 \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.32})$$

С учетом формул (ПЗ.20) - (ПЗ.22) уравнение (ПЗ.15) приобретает вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \gamma \cdot (E_z' - \beta \cdot c_0 \cdot B_y') - \frac{\partial E_x'}{\partial z} = \\ & = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\gamma}{c_0} (c_0 \cdot B_y' - \beta \cdot E_z'), \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.33})$$

а уравнение (ПЗ.16) - вид

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E_x'}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \gamma (E_y' + \beta \cdot c_0 \cdot B_z') = \\ & = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\gamma}{c_u} (c_0 \cdot B_z' + \beta \cdot E_y'). \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.34})$$

Итак, вместо формул (ПЗ.10) - (ПЗ.17) в штрихованной ИСО мы

получили соответствующие формулы в не штрихованной ИСО

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial y} \cdot \gamma \cdot (H_z' + \beta \cdot c_0 \cdot D_y') - \frac{\partial}{\partial z} \cdot \gamma \cdot (H_y' - \beta \cdot c_0 \cdot D_z') = \\ & = \gamma (j_x' + \beta \cdot c_0 \cdot \rho') + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{c_0 \cdot D_x'}{c_u}. \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.35})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial H_x'}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial x} \cdot \gamma \cdot (H_z' + \beta \cdot c_0 \cdot D_y') = \\ & = j_y' + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\gamma}{c_u} \cdot (c_0 \cdot D_y' + \beta \cdot H_z'), \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.36})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \cdot \gamma \cdot (H_y' - \beta \cdot c_0 \cdot D_z') - \frac{\partial H_x'}{\partial y} = \\ & = j_z' + \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\gamma}{c_u} \cdot (c_0 \cdot D_z' - \beta \cdot H_y'). \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.37})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \cdot c_0 \cdot D_x' + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \gamma \cdot (c_0 \cdot D_y' + \beta \cdot H_z') + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \gamma \cdot (c_0 \cdot D_z' - \beta \cdot H_y') = \gamma \cdot (c_0 \cdot \rho' + \beta \cdot j_x'). \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.38})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial z} \cdot \gamma \cdot (E_y' + \beta \cdot c_0 \cdot B_z') - \\ & - \frac{\partial}{\partial y} \cdot \gamma \cdot (E_z' - \beta \cdot c_0 \cdot B_y') = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{c_0 \cdot B_x'}{c_u}. \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.39})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \cdot \gamma \cdot (E_z' - \beta \cdot c_0 \cdot B_y') - \frac{\partial E_x'}{\partial z} = \\ & = \frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{\gamma}{c_0} (c_0 \cdot B_y' - \beta \cdot E_z'), \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.40})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E_x'}{\partial y} - \frac{\partial}{\partial x} \gamma (E_y' + \beta \cdot c_0 \cdot B_z') = \\ & = \frac{\partial}{\partial t} \frac{\gamma}{c_u} (c_0 \cdot B_z' + \beta \cdot E_y'). \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.41})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial x} \cdot c_0 \cdot B_x' + \frac{\partial}{\partial y} \cdot \gamma \cdot (c_0 \cdot B_y' - \beta \cdot E_z') + \\ & + \frac{\partial}{\partial z} \cdot \gamma \cdot (c_0 \cdot B_z' + \beta \cdot E_y') = 0 \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.42})$$

Введем в формулах (ПЗ.35) - (ПЗ.42) обозначения

$$c_u \cdot D_x = c_0 \cdot D_x'; \quad c_u \cdot D_y = \gamma \cdot (c_0 \cdot D_y' + \beta \cdot H_z'); \quad c_u \cdot D_z = \gamma \cdot (c_0 \cdot D_z' - \beta \cdot H_y');$$

$$E_x = E_x'; \quad E_y = \gamma \cdot (E_y' + \beta \cdot c_0 \cdot B_z'); \quad E_z = \gamma \cdot (E_z' - \beta \cdot c_0 \cdot B_y');$$

$$c_u \cdot B_x = c_0 \cdot B_x'; \quad c_u \cdot B_y = \gamma \cdot (c_0 \cdot B_y' - \beta \cdot E_z'); \quad c_u \cdot B_z = \gamma \cdot (c_0 \cdot B_z' + \beta \cdot E_y');$$

(ПЗ.43)

$$H_x = H_x'; \quad H_y = \gamma \cdot (H_y' - \beta \cdot c_0 \cdot D_z'); \quad H_z = \gamma \cdot (H_z' + \beta \cdot c_0 \cdot D_y');$$

$$j_x = \gamma \cdot (j_x' + \beta \cdot c_0 \cdot \rho'), \quad j_y = j_y', \quad j_z = j_z', \quad c_u \cdot \rho = \gamma \cdot (c_0 \cdot \rho' + \beta \cdot j_x'),$$

где $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{u}{c_u}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1+u^2/c_0^2}.$

Тогда формулы (ПЗ.35) - (ПЗ.42) принимают вид

$$\frac{\partial H_z'}{\partial y'} - \frac{\partial H_y'}{\partial z'} = j_x' + \frac{\partial D_x'}{\partial t'}, \quad (ПЗ.44)$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = j_y + \frac{\partial D_y}{\partial t}, \quad (ПЗ.45)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = j_z + \frac{\partial D_z}{\partial t}, \quad (ПЗ.46)$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho, \quad (ПЗ.47)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} = \frac{\partial B_x}{\partial t}, \quad (ПЗ.48)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} = \frac{\partial B_y}{\partial t}, \quad (ПЗ.49)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} = \frac{\partial B_z}{\partial t}, \quad (ПЗ.50)$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0, \quad (ПЗ.51)$$

Формулы (ПЗ.44) - (ПЗ.51) можно записать в виде

$$\begin{aligned}
\operatorname{rot} \vec{H} &= \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \\
\operatorname{div} \vec{D} &= \rho; \\
\operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \\
\operatorname{div} \vec{B} &= 0;
\end{aligned}
\tag{П3.52}$$

Таким образом, уравнения Максвелла-Лоренца ковариантны относительно новых преобразований координат и времени.

Из формул (П3.43) получим

$$\vec{B} = \mu_u \cdot \vec{H}, \quad \vec{D} = \varepsilon_u \cdot \vec{E},
\tag{П3.53}$$

где

$$\mu_u = \frac{\mu_0}{\gamma}, \quad \varepsilon_u = \frac{\varepsilon_0}{\gamma}, \quad \varepsilon_u \cdot \mu_u = \frac{1}{c_u^2}
\tag{П3.54}$$

и по-прежнему $\gamma = \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}$.

Здесь уместно отметить, что новая теория пространства-времени более “физична”, чем СТО. Действительно, в обеих теориях движение приводит к уменьшению (“сжатию”) движущихся объемов по формуле

$$\Omega = \Omega_0 \cdot \sqrt{1 - \beta^2},$$

где Ω , Ω_0 — объем движущегося и покоящегося тела соответственно;

$$\beta = \frac{u}{c_u} = \frac{V}{c_0}$$

Но в СТО “сжатие” вакуума при движении не приводит к изменению его параметров ε_0 , μ_0 . А в новой теории “сжатие” вакуума при движении сопровождается изменением его параметров по формулам (П3.54)

Проверим инвариантность уравнения непрерывности. Пусть в штрихованной ИСО справедливо уравнение непрерывности

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \operatorname{div}' \vec{j}' = 0. \quad (\text{ПЗ.55})$$

Это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t'} + \frac{\partial j_x'}{\partial x'} + \frac{\partial j_y'}{\partial y'} + \frac{\partial j_z'}{\partial z'} = 0. \quad (\text{ПЗ.56})$$

Применив к уравнению (ПЗ.56) формулы (ПЗ.20) — (ПЗ.22), получим

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{\gamma}{c_0} (c_0 \cdot \rho' + \beta \cdot j_x') + \frac{\partial}{\partial x} \gamma (j_x' + \beta \cdot c_0 \cdot \rho') + \frac{\partial j_y'}{\partial y} + \frac{\partial j_z'}{\partial z} = 0. \quad (\text{ПЗ.57})$$

С учетом выражений (ПЗ.43) уравнение (ПЗ.57) принимает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0. \quad (\text{ПЗ.58})$$

или

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0. \quad (\text{ПЗ.59})$$

Таким образом, уравнение непрерывности инвариантно относительно новых преобразований. Впрочем, иначе и быть не могло, поскольку уравнение непрерывности (ПЗ.55) является следствием уравнений (ПЗ.5) и (ПЗ.6).

Следовательно, если источник поля покоится в штрихованной покоящейся ИСО, пересчет параметров электромагнитного поля от штрихованной покоящейся ИСО к не штрихованной движущейся ИСО необходимо осуществлять по формулам (ПЗ.43).

Если покоящейся является нештрихованная ИСО, то действия необходимо производить с преобразованиями (ПЗ.3) – (ПЗ.4), так как в покоящейся ИСО свет распространяется со скоростью c_0 .

Нетрудно показать, что в этом случае пересчет параметров электромагнитного поля от покоящейся нештрихованной ИСО к движущейся штрихованной ИСО следует производить по формулам

$$\begin{aligned}c_u \cdot D_x' &= c_0 \cdot D_x; & c_u \cdot D_y' &= \gamma \cdot (c_0 \cdot D_y - \beta \cdot H_z); & c_u \cdot D_z' &= \gamma \cdot (c_0 \cdot D_z + \beta \cdot H_y); \\E_x' &= E_x; & E_y' &= \gamma \cdot (E_y - \beta \cdot c_0 \cdot B_z); & E_z' &= \gamma \cdot (E_z + \beta \cdot c_0 \cdot B_y); \\c_u \cdot B_x' &= c_0 \cdot B_x; & c_u \cdot B_y' &= \gamma \cdot (c_0 \cdot B_y + \beta \cdot E_z); \\c_u \cdot B_z' &= \gamma \cdot (c_0 \cdot B_z - \beta \cdot E_y); \end{aligned} \tag{П3.60}$$

$$H_x' = H_x; \quad H_y' = \gamma \cdot (H_y + \beta \cdot c_0 \cdot D_z); \quad H_z' = \gamma \cdot (H_z - \beta \cdot c_0 \cdot D_y);$$

$$j_x' = \gamma \cdot (j_x - \beta \cdot c_0 \cdot \rho), \quad j_y' = j_y, \quad j_z' = j_z, \quad c_u \cdot \rho' = \gamma \cdot (c_0 \cdot \rho - \beta \cdot j_x)$$

$$\text{где } \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{u}{c_u}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1+u^2/c_0^2}.$$

Выведем теперь формулы преобразования от одной ИСО другой скалярного Φ и векторного \vec{A} потенциалов электромагнитного поля.

Пусть источник поля по-прежнему покоится в штрихованной ИСО. В этом случае мы должны пользоваться преобразованиями (П3.1) — (П3.2) и формулами (П3.43).

Введем в штрихованной и не штрихованной ИСО векторные потенциалы электромагнитного поля по формулам

$$\vec{H}' = \text{rot}' \vec{A}', \tag{П3.61a}$$

$$\vec{H} = \text{rot} \vec{A}. \tag{П3.61b}$$

Подставляя формулу (П3.61a) в уравнение (П3.7), а формулу (П3.61b) в третье уравнение системы (П3.52), получим

$$\text{rot}' \vec{E}' = -\mu_0 c_0 \frac{\partial}{\partial (c_0 t')} [\text{rot}' \vec{A}'], \tag{П3.62a}$$

$$\text{rot} \vec{E} = -\mu_u c_u \frac{\partial}{\partial (c_u t)} [\text{rot} \vec{A}]. \tag{П3.62b}$$

Переносим правые части уравнений (ПЗ.62) в левые части этих уравнений и изменяя порядок дифференцирования, получим

$$\operatorname{rot}'[\vec{E}' + \frac{\partial}{\partial(c_0 t')} \mu_0 c_0 \vec{A}'] = 0, \quad (\text{ПЗ.63a})$$

$$\operatorname{rot}[\vec{E} + \frac{\partial}{\partial(c_u t)} \mu_u c_u \vec{A}] = 0. \quad (\text{ПЗ.63b})$$

Введем теперь скалярные потенциалы Φ' и Φ по формулам

$$\vec{E}' + \frac{\partial}{\partial(c_0 t')} m_0 c_0 \vec{A}' = -\operatorname{grad}' \frac{\Phi'}{\epsilon_0 c_0}, \quad (\text{ПЗ.64a})$$

$$\vec{E} + \frac{\partial}{\partial(c_u t)} \mu_u c_u \vec{A} = -\operatorname{grad} \frac{\Phi}{\epsilon_u c_u}. \quad (\text{ПЗ.64b})$$

Из формул (ПЗ.64) получим формулы для расчета напряженности электрического поля по известным векторным и скалярным потенциалам

$$\vec{E}' = -m_0 c_0 \frac{\partial \vec{A}'}{\partial(c_0 t')} - \operatorname{grad}' \frac{\Phi'}{\epsilon_0 c_0}, \quad (\text{ПЗ.65a})$$

$$\vec{E} = -\mu_u c_u \frac{\partial \vec{A}}{\partial(c_u t)} - \operatorname{grad} \frac{\Phi}{\epsilon_u c_u}. \quad (\text{ПЗ.65b})$$

Умножив обе части уравнения (ПЗ.65a) на $\epsilon_0 \cdot c_0$, а обе части уравнения (ПЗ.65b) на $\epsilon_u \cdot c_u$, получим

$$c_0 \vec{D}' = -\frac{\partial \vec{A}'}{\partial(c_0 t')} - \operatorname{grad} \Phi', \quad (\text{ПЗ.66a})$$

$$c_u \vec{D} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial(c_u t)} - \operatorname{grad} \Phi. \quad (\text{ПЗ.66b})$$

где использованы выражения (ПЗ.9), (ПЗ.53) и (ПЗ.54).

Подставляя выражения (ПЗ.61a) и (ПЗ.66a) в уравнение (ПЗ.5), а выражения (ПЗ.61b) и (ПЗ.66b) в первое уравнение системы (ПЗ.52), получим

$$\text{rot}' \text{rot}' \vec{A}' = \vec{j}' + \frac{\partial}{\partial (c_0 t')} \left[-\frac{\partial \vec{A}'}{\partial (c_0 t')} - \text{grad}' \Phi' \right], \quad (\text{ПЗ.67a})$$

$$\text{rot} \text{rot} \vec{A} = \vec{j} + \frac{\partial}{\partial (c_u t)} \left[-\frac{\partial \vec{A}}{\partial (c_u t)} - \text{grad} \Phi \right]. \quad (\text{ПЗ.67b})$$

Левые части уравнений (ПЗ.67) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \text{rot}' \text{rot}' \vec{A}' &= \text{grad}' \text{div}' \vec{A}' - \text{div}' \text{grad}' \vec{A}' = \\ &= \text{grad}' \text{div}' \vec{A}' - \Delta' \vec{A}', \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.68a})$$

$$\begin{aligned} \text{rot} \text{rot} \vec{A} &= \text{grad} \text{div} \vec{A} - \text{div} \text{grad} \vec{A} = \\ &= \text{grad} \text{div} \vec{A} - \Delta \vec{A}. \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.68b})$$

Тогда уравнения (ПЗ.67) приобретают вид

$$\Delta' \vec{A}' - \frac{\partial^2 \vec{A}'}{\partial (c_0 t')^2} = -\vec{j}' + \text{grad}' \left[\text{div}' \vec{A}' + \frac{\partial \Phi'}{\partial (c_0 t')} \right], \quad (\text{ПЗ.69a})$$

$$\Delta \vec{A} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial (c_u t)^2} = -\vec{j} + \text{grad} \left[\text{div} \vec{A} + \frac{\partial \Phi}{\partial (c_u t)} \right]. \quad (\text{ПЗ.69b})$$

Введем в уравнения (ПЗ.69) условия калибровки

$$\text{div}' \vec{A}' + \frac{\partial \Phi'}{\partial (c_0 t')} = 0, \quad (\text{ПЗ.70a})$$

$$\text{div} \vec{A} + \frac{\partial \Phi}{\partial (c_u t)} = 0. \quad (\text{ПЗ.70b})$$

Тогда уравнения (ПЗ.69) превращаются в уравнения Даламбера

$$\Delta' \vec{A}' - \frac{\partial^2 \vec{A}'}{\partial (c_0 t')^2} = -\vec{j}', \quad (\text{ПЗ.71a})$$

$$\Delta \vec{A} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial (c_u t)^2} = -\vec{j}, \quad (\text{ПЗ.71b})$$

где

$$\Delta' = \frac{\partial^2}{\partial x'^2} + \frac{\partial^2}{\partial y'^2} + \frac{\partial^2}{\partial z'^2}, \quad (\text{ПЗ.72a})$$

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}. \quad (\text{ПЗ.72b})$$

Уравнения (ПЗ.71) можно переписать в виде

$$\square' \vec{A}' = -\vec{j}', \quad (\text{ПЗ.73a})$$

$$\square \vec{A} = -\vec{j}, \quad (\text{ПЗ.73b})$$

где

$$\square' = \Delta' - \frac{\partial^2}{\partial (c_0 t')^2}, \quad (\text{ПЗ.74a})$$

$$\square = \Delta - \frac{\partial^2}{\partial (c_v t)^2}, \quad (\text{ПЗ.74b})$$

Подставим теперь выражение (ПЗ.66a) в формулу (ПЗ.6), а выражение (ПЗ.66b) — во второе уравнение системы (ПЗ.52). Получим

$$\text{div}' \left[-\frac{\partial \vec{A}'}{\partial (c_0 t')} - \text{grad}' \Phi' \right] = c_0 \rho', \quad (\text{ПЗ.75a})$$

$$\text{div} \left[-\frac{\partial \vec{A}}{\partial (c_v t)} - \text{grad} \Phi \right] = c_v \rho. \quad (\text{ПЗ.75b})$$

Раскрыв в выражениях (ПЗ.75) квадратные скобки, получим

$$-\text{div}' \frac{\partial \vec{A}'}{\partial (c_0 t')} - \Delta' \Phi' = c_0 \rho', \quad (\text{ПЗ.76a})$$

$$-\text{div} \frac{\partial \vec{A}}{\partial (c_v t)} - \Delta \Phi = c_v \rho. \quad (\text{ПЗ.76b})$$

Изменив порядок дифференцирования в выражениях (ПЗ.76), получим

$$-\frac{\partial}{\partial (c_0 t')} [\text{div}' \vec{A}'] - \Delta' \Phi' = c_0 \rho', \quad (\text{ПЗ.77a})$$

$$-\frac{\partial}{\partial (c_v t)} [\text{div} \vec{A}] - \Delta \Phi = c_v \rho. \quad (\text{ПЗ.77b})$$

Из условий калибровки (ПЗ.70) имеем

$$\operatorname{div}' \vec{A}' = -\frac{\partial \Phi'}{\partial (c_0 t')}, \quad (\text{ПЗ.78a})$$

$$\operatorname{div} \vec{A} = -\frac{\partial \Phi}{\partial (c_u t)}. \quad (\text{ПЗ.78b})$$

Подставляя в квадратные скобки выражений (ПЗ.77) формулы (ПЗ.78), получим

$$\Delta' \Phi' - \frac{\partial^2 \Phi'}{\partial (c_0 t')^2} = c_0 \rho', \quad (\text{ПЗ.79a})$$

$$\Delta \Phi - \frac{\partial^2 \Phi}{\partial (c_u t)^2} = c_u \rho. \quad (\text{ПЗ.79b})$$

Уравнения (ПЗ.79) — это уравнения Даламбера для скалярных потенциалов, которые можно записать в виде

$$\square' \Phi' = c_0 \rho', \quad (\text{ПЗ.80a})$$

$$\square \Phi = c_u \rho. \quad (\text{ПЗ.80b})$$

Можно ввести в рассмотрение четырехмерные потенциалы

$$A'^i = (\Phi', \vec{A}'), \quad (\text{ПЗ.81a})$$

$$A^i = (\Phi, \vec{A}). \quad (\text{ПЗ.81b})$$

а также четырехмерные плотности тока

$$s'^i = (c_0 \rho', \vec{j}'), \quad (\text{ПЗ.82a})$$

$$s^i = (c_u \rho, \vec{j}). \quad (\text{ПЗ.82b})$$

Тогда уравнения (ПЗ.73) и (ПЗ.80) можно объединить, записав их в виде

$$\square' A'^i = -s'^i, \quad (\text{ПЗ.83a})$$

$$\square A^i = -s^i, \quad (\text{ПЗ.83b})$$

Формулы преобразования скалярного и векторного потенциалов от одной ИСО к другой проще всего получить из условий калибровки (ПЗ.70). Выражение (ПЗ.70a) можно записать в виде

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial (c_0 t')} + \frac{\partial A_x'}{\partial x'} + \frac{\partial A_y'}{\partial y'} + \frac{\partial A_z'}{\partial z'} = 0. \quad (\text{ПЗ.84})$$

Применим к уравнению (ПЗ.84) формулы для частных производных сложной функции

$$\frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y}, \quad \frac{\partial}{\partial z'} = \frac{\partial}{\partial z}, \quad (\text{ПЗ.85})$$

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \gamma \frac{\partial}{\partial x} + \gamma \beta \frac{\partial}{\partial (c_u t)}, \quad (\text{ПЗ.86})$$

$$\frac{\partial}{\partial (c_0 t')} = \gamma \frac{\partial}{\partial (c_u t)} + \gamma \beta \frac{\partial}{\partial x}. \quad (\text{ПЗ.87})$$

Получим

$$\frac{\partial}{\partial (c_u t)} \gamma (\Phi' + \beta A_x') + \frac{\partial}{\partial x} \gamma (A_x' + \beta \Phi') + \frac{\partial A_y'}{\partial y} + \frac{\partial A_z'}{\partial z} = 0. \quad (\text{ПЗ.88})$$

Если ввести обозначения

$$\begin{aligned} \Phi &= \gamma (\Phi' + \beta A_x'); \\ A_x &= \gamma (A_x' + \beta \Phi'); \\ A_y &= A_y'; \quad A_z = A_z'; \end{aligned} \quad (\text{ПЗ.89})$$

где по-прежнему

$$\beta = \frac{u}{c_u}, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}, \quad c_u = c_0 \sqrt{1 + \frac{u^2}{c_0^2}}, \quad (\text{ПЗ.90})$$

уравнение (ПЗ.88) принимает вид

$$\frac{\partial \Phi}{\partial (c_u t)} + \frac{\partial A_x}{\partial x} + \frac{\partial A_y}{\partial y} + \frac{\partial A_z}{\partial z} = 0. \quad (\text{ПЗ.91})$$

Но выражение (ПЗ.91) — это условие калибровки (ПЗ.70b).

Таким образом, мы доказали инвариантность условия калибровки (ПЗ.70) относительно преобразований (ПЗ.1) — (ПЗ.2) и вывели формулы (ПЗ.89) преобразования скалярного и векторного потенциалов от одной ИСО к другой в том случае, когда источник электромагнитного поля находится в покоящейся штрихованной ИСО.

Из выражений (ПЗ.89) легко получить формулы

$$\begin{aligned}\Phi' &= \gamma(\Phi - \beta A_x); \\ A_x' &= \gamma(A_x - \beta\Phi); \\ A_y' &= A_y; \quad A_z' = A_z.\end{aligned}\tag{ПЗ.92}$$

Формулы преобразования скалярного и векторного потенциалов (ПЗ.89) и (ПЗ.92) — это формулы, справедливые при неинвариантной скорости света. Эти же формулы (ПЗ.89) и (ПЗ.92) справедливы и в СТО, только в СТО вместо выражений (ПЗ.90) используются обозначения

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}, \quad \beta = \frac{V}{c_0}, \quad V = \frac{u}{\sqrt{1+u^2/c_0^2}},\tag{ПЗ.93}$$

V - скорость, не превышающая по СТО скорость света в вакууме c_0 ;

u - галилеевская скорость движения, изменяющаяся от нуля до бесконечности, причем $u = \frac{V}{\sqrt{1-V^2/c_0^2}}$.

Но ввиду того, что отношение $u/c_u = \beta$ в новой теории численно равно отношению $V/c_0 = \beta$ из СТО, формулы (ПЗ.89) и (ПЗ.92) новой теории совпадают с формулами преобразования скалярного и векторного потенциалов из СТО.

ЛИТЕРАТУРА

- [1]. Lorentz H. Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than of light // Proceedings of the Academy of Science. Amsterdam. - 1904. - v. 6. - p. 809.
- [2]. Poincare H. Sur la dynamique de l'electron // Comptes Rendues. - 1905, - v. 140. - p.p. 1504 - 1508.
- [3]. Einstein A. Zur Electrodynamik bewegten Korper // Annalen der Physik. - 1905. - B., 17. - s. 891 – 921. Эйнштейн А. “К электродинамике движущихся тел”, Собрание научных трудов, т. 1, М., Наука, 1965, с. 7 – 38.
- [4]. Minkowski H. Raum und Zeit // Physikallisch Zeitschrift.- 1909. - B. 10. - S. 104.; Минковский Г., Пространство и время. В кн. «Принцип относительности», М., Атомиздат, 1973, стр. 167
- [5]. Принцип относительности / Под ред. А. А. Тяпкина. - М.: Атомиздат, 1973.
- [6]. Логунов А. А. Лекции по теории относительности и гравитации. Современный анализ проблемы. 3-е изд., доп., - М.: Изд-во МГУ, 1985.
- [7]. Обозначения, единицы измерения и терминология в физике, http://ufn.ru/ufn79/ufn79_10/Russian/r7910g.pdf .
- [8]. Эйнштейн А. О современном кризисе теоретической физики. Собрание научных трудов, т. 4. - М.: Наука, 1967. - с. 55.
- [9]. Козодаев М. С. Экспериментальные аспекты специальной теории относительности // Вестник АН СССР. - 1966. - № 2. - с. 177 - 182.
- [10]. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. - М.: Физматгиз, 1962. - с. 10 - 11.
- [11]. Мермин Н. Д. Теория относительности без постулата о постоянстве скорости света // Физика за рубежом. 1986. Серия Б (преподавание): Сб. статей. Пер. с англ. / Сост. Ю. А. Данилов. - М: Мир, - 1986. - с. 173 - 192.

- [12]. Эйнштейн А. О принципе относительности. Собрание научных трудов, т. 1. - М.: Наука, 1965. - с. 397.
- [13]. Эйнштейн А. Основы общей теории относительности. Собрание научных трудов, т.1. - М.: Наука, 1965. - с. 459.
- [14]. Эйнштейн А. Время, пространство и тяготение. Собрание научных трудов, т. 2. – М.: Наука, 1966. - с. 715.
- [15]. Эйнштейн А. Относительность и гравитация. Собрание научных трудов, т. 1. - М.: Наука, 1965. - с. 217.
- [16]. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел. Собрание научных трудов, т. 1. - М.: Наука, 1965. - с. 7 - 35.
- [17]. Молчанов А. Г. Опытная проверка постулатов специальной теории относительности//Успехи физических наук.-1964.-т.83.-вып. 4. – с. 753 – 755.
- [18]. Френк А. М. Некоторые вопросы экспериментальных основ теории относительности // Франкфурт У. И. Специальная и общая теория относительности. – М.: Наука, 1968. – с. 250.
- [19]. Франкфурт У. И., Френк А. М. Оптика движущихся тел. – М.: Наука, 1972. – с. 113 – 124.
- [20]. Мандельштам Л. И. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. – М.: Наука, 1972. – с. 161.
- [21]. Гольденблат И. И. “Парадоксы времени” в релятивистской механике. – М.: Наука, 1972. – с. 66.
- [22]. Сацункевич И. С. Современное экспериментальное подтверждение специальной теории относительности. – Минск: Высшая школа, 1979. – с. 8.
- [23]. Сажин М. В. Скорость света // Физика космоса. Маленькая энциклопедия. – М.: Сов. энциклопедия, 1986. – с. 622.
- [24]. Rapier P. M. An extension of Newtonian relativity to include electromagnetic phenomena // Proceedings of the IRE. - 1961. - V.

49. - P. 1691 - 1692; 1962.-V. 50.-p. 229-230; Spectroscopy Letters. - 1971. - v. 4(9). - p. 303-311.
- [25]. Гольденблат И. И., Ульянов С. В. Введение в теорию относительности и ее приложения к новой технике. – М.: Наука, 1979. – с. 17.
- [26]. Страховский Г. М., Успенский А. В. Экспериментальная проверка теории относительности // Успехи физических наук. – 1965. – т. 86. – с. 421 – 432.
- [27]. Баранов А. Г. О некоторых экспериментах по проверке постулатов специальной теории относительности // Эйнштейновский сборник. 1966. – М.: Наука, 1966. – с. 284 – 297.
- [28]. Анисович К. В. К экспериментальным основаниям специальной теории относительности // Эйнштейновский сборник. 1973. – М.: Наука, 1974. – с. 360 – 395.
- [29]. Франкфурт У.И. Оптика движущихся сред и специальная теория относительности // Эйнштейновский сборник. 1977. - М.; Наука, 1980. - с. 321 - 326.
- [30]. Шмидт-Отт В.-Д. Некоторые новые измерения в связи с доказательством справедливости специальной теории относительности // Успехи физических наук. - 1968. - т. 96. – вып. 3. - с. 519 - 527.
- [31]. De-Sitter W. Ein astronomischer Beweis fur die Konstanz der Lichtgeschwindigkeit // Physikalisch Zeitschrift.-1913.-B.14.-S.429; S. 1267-1268.
- [32]. Majorana Q. Experimental demonstration of the constancy of velocity of light emitted by a moving source // Lincei Rendues. - 1918. - v.27. - p. 402 - 406; Physical Review. - 1918. v. 11 –p. 411 - 420; Philosophical Magazine. – 1919. – v. 37. p. 145 - 150.
- [33]. Fox J. Experimental evidence for the second postulate of special relativity // American Journal of Physics.- 1962. v. 30. - p. 297 - 300; Evidence against emission theories // American Journal of Physics. - 1965. - v. 33. - p. 1 – 17; Constancy of the velocity of light // Journal of Optical Society of America. – 1967. - v. 57. - p. 967 - 968.

- [34]. Babcock G. C., Bergman T. G. Determination of the constancy of the speed of light // Journal of Optical Society of America. - 1964. - v. 54. No. 2. – p. 147 - 151.
- [35]. Beckmann P., Mandics P. Test of the constancy of the velocity of electromagnetic radiation in high vacuum // Radio Science Journal of R.N.B.S.. - 1965. -v. 69D.- No. 4.-p.623-628.
- [36]. Alvager T., Nilsson A., Kjellman J. On the independence of the velocity of light of the motion of the light source // Arkiv fur Fysik. - 1964.- B. 26.-No. 16. - S. 209-221; A direct terrestrial test of the second postulate of special relativity // Nature. - 1963. -v. 197. - p.1191.
- [37]. Sadeh D. Experimental evidence for the constancy of the velocity of gamma rays, using annihilation in flight // Physical Review Letters. – 1963.-v. 10. - p. 271 - 273.
- [38]. Fillipas T. A., Fox J. G. Velocity of gamma rays from a moving source // Physical Review. - 1964. - v. 135.-p. 1071 - 1075.
- [39]. Test of the second postulate of special relativity in the GeV region / Alvager T., Farley F., Kjellman J., Wallin J. // Physical Letters. - 1964. - v. 12. – No. 3. - p. 260 -262.
- [40]. Колпаков П. Е. Основы ядерной физики. - М.: Просвещение, 1968. – с. 284.
- [41]. Мухин К. Н. Введение в ядерную физику. - М.: Госатомиздат. 1963. - с. 503.
- [42]. Вальтер А. К., Залюбовский И. И. Ядерная физика. - Харьков, Выща школа, 1974. - с. 285.
- [43]. Лебедев А. И. Пи-мезоны // Физика микромира. Маленькая энциклопедия. Гл. ред. Д. В. Ширков. - М.: Советская энциклопедия, 1980. - с. 308.
- [44]. Шпольский Э. В. Атомная физика, т. 1. - М.: Физматгиз, 1963. - с. 136.

- [45]. Баретт Р., Джексон Д. Размеры и структура ядер / Пер. с англ. - Киев: Наукова думка, 1981. - с. 46.
- [46]. Kantor W. Speed of gamma rays emitted by high speed particles // Spectroscopy Letters. - 1971. - v. 4. – p. 245 - 253.
- [47]. Дубошин Г. Н. Небесная механика. Основные задачи и методы. - М.: Наука, 1968. - с. 490.
- [48]. Энциклопедия физики и техники см.
http://femto.com.ua/articles/part_2/4290.html .
- [49]. Псковский Ю. П. Новые и сверхновые звезды. - М.: Наука, 1985. - с. 77, 86.
- [50]. Бронштэн В. А. Гипотезы о звездах и Вселенной. - М.: Наука, 1974. - с. 97 - 100.
- [51]. Косыгин Ю. А. Земля и Вселенная // Природа. - 1986. - № 12. - с. 79 - 85.
- [52]. Угаров В. А. Специальная теория относительности. - М.: Наука, 1977. - с. 70.
- [53]. Котельников Г.А. Об инвариантности скорости света в специальной теории относительности // Вестник Моск. ун-та. Физ., астроном. – М.: Изд-во МГУ, 1970. - № 4. - с. 371 - 374.
- [54]. Терлецкий Я. П. Парадоксы теории относительности. - М.: Наука, 1966. - с. 74.
- [55]. Бредов М. М. и др. Классическая электродинамика / Бредов М. М. Румянцев В. В., Топтыгин И. Н. - М.: Наука, 1985. – с. 76.
- [56]. Миллер М. А. и др. Ковариантность уравнений Максвелла и сопоставление электродинамических систем/ Миллер М. А., Сорокин Ю. М., Степанов Н. С. // Успехи физических наук. - 1977. - т. 121. - вып. 3. - с. 525 - 538.
- [57]. Чемпни Д. К., Мун П. Б. Отсутствие доплеровского сдвига при движении источника и детектора гамма-излучения по одной круговой орбите // Эйнштейновский сборник, 1978 - 1979. - М.:

Наука, 1983. - с. 319 - 322.

- [58]. Колыхалов П. И. Любарский Ю. Э. Уникальный объект SS433 // Природа. - 1981. - № 12. - с. 19 - 23.
- [59]. Ливингстон М.С. Ускорители. Установки для получения заряженных частиц больших энергий. Пер. с англ. Под ред. М. С. Рабиновича. - М.: Изд-во иностранной литературы, 1956. - с. 28 - 30.
- [60]. Арутюнян И. Н. Ускорители нового поколения и их задачи. // Природа. - 1981. № 12. - с. 37 - 48.
- [61]. Быстров Ю. А., Иванов С. А. Ускорительная техника и рентгеновские приборы. - М.: Высшая школа, 1983. - с. 159 - 162.
- [62]. Бурштейн Э. Л. Ускорители заряженных частиц // Большая советская энциклопедия, 3-е изд., т. 27. - М.: Советская энциклопедия, 1977. - с. 108.
- [63]. Mass analysis of the secondary particles produced by the 25-GeV proton beam of the CERN proton synchrotron // Physical Review Letters. -1960. V. 5. No. 1. p.19 – 21.
- [64]. Измерение среднего импульса и состава вторичных пучков частиц от ускорителя // Коптев В. П., Круглов С. П., Кузьмин Л. А., Малов Ю. А., Страховский И. И., Щербаков Г. В. // Приборы и техника эксперимента. - 1976. - № 4. - с. 55 - 58.
- [65]. Bertozzi W., "Speed and Kinetic Energy of Relativistic Electrons", American Journal of Physics, 1964, v.32, p. 551 - 555.
- [66]. Mamaev A. V. Light Speed in Moving Inertial Reference Frame. //Science, Technology and Higher Education. Materials of the II International Research and Practice Conference. Vol. II, Westwood, Canada 2013, April 17th, 2013, p.p. 74-79.
- [67]. Серавин А.И., Исследование творчества. Возможность определения творчества.
<http://azps.ru/polpsy/lib/seravintvor/3.html>.

- [68]. Федоров Ф.И., Группа Лоренца, М.: Наука, 1979, стр. 167.
- [69]. Neddermeyer S. H., Anderson C. D. Cosmic-ray particles of intermediate mass. // *Physical Review*. - 1938. - v.54. - p.88 - 89.
- [70]. Крылов О. В. "Будет ли конец науки?" Российский химический журнал № 6, 1999 г.
- [71]. Хлопов М. Ю. Нейтрино. В кн.: Физика космоса. Маленькая энциклопедия. - М.: Сов. энциклопедия. - 1986.- с. 428 - 430.
- [72]. Ellis C. D., Wooster W. A. The average energy of disintegration of Radium E // *Proc. Roy. Soc.* - 1927.- v. 117.- p. 109 - 123.
- [73]. Emeleus K. G. The number of β -particles from Radium E // *Proc. Camb. Phil. Soc.*- 1924.- v. 22.- p. 400 - 403.
- [74]. Kovaric A. F., McKeehan L. W. Messung der Absorptich und Reflexion von β -Teilchen durch directer Zahlung // *Physikalisch Zeitschrift*.- 1914.-B.XV.- S. 434 - 440.
- [75]. Мурин А. Н. Физические основы радиохимии / Под ред. П. П. Серегина. - М.: Высшая школа. - 1971.- с. 62.
- [76]. Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. В двух томах. Т. 2. Физика элементарных частиц. - М.: Атомиздат. - 1974.- с. 216.
- [77]. Зацепин Г. Т., Копысов Ю. С., Смирнов А. Ю. Нейтрино. - В кн. Физика микромира. Маленькая энциклопедия. / Гл. ред. Д. В. Ширков. - М.: Сов. энциклопедия. - 1980.- с. 271 - 281.
- [78] "Холодный синтез", или третий путь получения ядерной энергии". Гипотезы. Прогнозы (Будущее науки): Международный ежегодник. – М.: Знание. 1988. 272 с. – Вып. 21.
- [79] Мамаев А. В. "Сущность новой теории пространства-времени, уточняющей специальную теорию относительности", Россия, Тула: ТВАИУ. – 1990. –76 с. // Деп. В ВИНТИ 03.09.1990, № 4861-В90.
- [80] Катализ отрицательными мюонами ядерных реакций $d\mu + p \rightarrow$

$\text{He}^3 + \mu^-$ и $d\mu + t + \mu^-$ и образование молекул $pd\mu$ и $dd\mu$ в газообразном водороде. / В. П. Джелепов, П. Ф. Ермолов, В. И. Москалев, В.В. Фильченков // "Журнал экспериментальной и теоретической физики", 1966, т. 50, вып. 5, с. 1235 –1251.

- [81]. Шапиро И. И. Расчет траекторий баллистических снарядов о данным радиолокационных наблюдений. Пер. с англ. Под ред. Мильграмма Ю. Г., М.: Изд-во иностранной литературы, 1961.
- [82]. Манчестер Р., Тейлор Дж., Пульсары. Пер. с англ. В. А. Извековой и к.ф.м.н. С. Н. Радионова. Под ред. д.ф.м.н. А. Д. Кузьмина. М.: Мир, 1980
- [83]. Г. Корн, Т. Корн "Справочник по математике для научных работников и инженеров", М., Наука, 1973