

***Николенко А. Д.***

alniko@ukr.net

Доклад

**«О ПРИЧИНАХ  
И ОСОБЕННОСТЯХ ТЕЧЕНИЯ  
ВРЕМЕНИ  
В ПСЕВДОЕВКЛИДОВЫХ  
ПРОСТРАНСТВАХ»  
(Темпоральная теория)**

2011 г.



Мудрец, размышляющий о Времени. Рисунок Леонардо да Винчи.

«Горит душа моя понять эту запутаннейшую загадку.

Не скрывай от меня, Господи, Боже мой, Отец мой, умоляю Тебя ради Христа, не скрывай от меня разгадки; дай проникнуть в это явление, сокровенное и обычное, и освятить его при свете милосердия Твоего, Господи...

”Определил Ты дни мои стариться”, и они проходят, а как, я не знаю. Это яснее ясного, обычнее обычного, и это же так темно, что понять это – открытие...

Я хочу узнать природу и сущность времени!»

**Аврелий Августин, “Исповедь”, V век.** (СПб, Издательский дом “Азбука-Классика”, 2008, с. 302-303).

## Содержание

1. **Введение (4).** 1.1. Общие физические представления о времени. 1.2. Основные концепции реальности. 1.3. Исходные положения, используемые для изучения феномена течения времени. 1.4. Две основные составляющие понятия времени. 1.5. Основные понятия, определения, обозначения.
2. **Невырожденные и полномерные пространства, метрические уравнения (18).** 2.1. Невырожденные пространства. 2.2. Метрические уравнения. 2.3. Полномерные пространства. 2.4. О сопутствующих системах отсчета в полномерных пространствах. 2.5. Применение метрических уравнений для изучения внутренних полостей светового конуса псевдоевклидова пространства.
3. **Принцип дуальности перемещений (31).**
4. **Причины течения времени (два фундаментальных вида движения) (32).** 4.1. Сложности, возникающие при определении характеристик течения времени. 4.2. Уничтожимое движение. 4.3. Об относительном движении систем отсчета во временном измерении. 4.4. Неуничтожимое движение. 4.5. Экспериментальное подтверждение существования неуничтожимого движения и его визуализация. 4.6. Возникновение инвариантного отношения следования во времениподобных областях псевдоевклидовых пространств. 4.7. Причины, порождающие течение времени. 4.8. Зависимость числа “стрел времени” от размерности невырожденного евклидова пространства. 4.9. Принцип относительности во временной области. 4.10. Расширенная формулировка принципа дуальности перемещений.
5. **Внепространственная кинематика (51).** 5.1. Особенности расположение частиц в псевдоевклидовом пространстве в мире с пространственно-временной реальностью. 5.2. Кинематические свойства движения частиц во временном измерении. Законы кинематики внепространственного движения. 5.3. Столкновения частиц в процессе их внепространственного движения. 5.4. Свойства параметра скорости неуничтожимого движения.
6. **Внепространственная динамика (динамика течения времени) (59).** 6.1. Внепространственный (темпоральный) импульс. 6.2. Энергия течения времени и работа, совершаемая при неуничтожимом движении. 6.3. Инерция движения частицы во времени. 6.4. Законы сохранения. 6.5. О силовых взаимодействиях частиц. 6.6. Особенности нуль-вектора в псевдоевклидовом пространстве. 6.7. Трансвременные взаимодействия. 6.8. Фундаментальные взаимодействия частиц в мире с пространственно-временной реальностью и их наблюдаемость.
7. **Возникновение горизонтов и невидимая материя (71).**
8. **Влияние геометрии пространства на способность размещенной в нем материи образовывать связные структуры (72).**
9. **Некоторые следствия из основного закона внепространственной динамики (74).**
10. **Основные законы темпоральной (внепространственной) механики (75).**
11. **Предсказания теории и ее подтверждения экспериментальными и наблюдательными данными (76).** 11.1. Погружение и извлечение частиц из псевдоевклидова пространства. 11.2. Барионная асимметрия наблюдаемой Вселенной как естественное проявление внепространственной динамики. 11.3. Сепарация трансвременных объектов и невидимая материя. 11.4. Свойства невидимой материи с точки зрения наблюдателя, находящегося в ином временном слое. 11.5. Темная и невидимая материя: поиск частиц вида WIMP. 11.6. Темная и невидимая материя: гравитация и галактические катастрофы. 11.6.1. Трансвременные компоненты гравитационного взаимодействия. 11.6.2. Гравитационные линзы. 11.6.3. Много шума из ничего. 11.6.4. Странная туманность Песочные Часы. 11.6.5. Постоянство соотношения видимого и невидимого вещества в галактиках. 11.6.6. Красивая галактическая катастрофа. 11.6.7. Космические Мышки. 11.6.8. Спящая Красавица.

11.6.9. Космические коконы. 11.6.10. Галактика Млечный Путь (Milky Way). 11.6.11. Стена Слоуна. 11.6.12. Великий Аттрактор.

## 12. Метавселенная (118).

### Список литературы (123).

#### 1. Введение

Феномен течения времени бесспорно существует в природе и имеет фундаментальный характер, и хотя проблеме времени посвящено большое количество работ – см. например [1-9], сколько-нибудь убедительной теории этого явления до сих пор нет. В данной работе предпринимается попытка найти подход к изучению феномена течения времени и причин его возникновения. При этом будем исходить из следующих принципов:

- положения специальной теории относительности (далее STR) имеют надежное экспериментальное подтверждение и могут служить основной теоретической базой для изучения феномена течения времени;

- использование геометрического подхода при изучении основных особенностей феномена времени. Это является необходимостью, так как при определении данного явления, чтобы не попасть в порочный круг, мы не можем опираться на физические понятия и величины, которые сами связаны с течением времени, в том числе их первые и вторые производные. А с ними связана практически вся физика, поэтому мы и вынуждены уходить в геометрию.

Главной задачей данной работы является упорядочение и анализ результатов и следствий STR, связанных с особенностями и свойствами временного измерения, его влиянии на поведение материальных частиц. Кроме того, постараемся ответить на следующие вопросы:

- что является причиной течения времени и связан ли этот феномен со свойствами геометрии пространства;

- почему именно в псевдоевклидовых пространствах возникают условия для течения времени, порождающие видимую Вселенную, и почему таких условий нет в собственно евклидовых пространствах;

- в каких именно областях псевдоевклидовых пространств возникает течение времени, а в каких областях течение времени невозможно;

- сколько направлений течения времени (“стрел времени”) имеется в псевдоевклидовых пространствах, и как их число зависит от размерности пространства;

- возможны ли трансвременные взаимодействия частиц, а также ряд других вопросов, связанных с феноменом течением времени. Важной частью доклада будет рассмотрение вопросов, связанных с экспериментальными и наблюдательными подтверждениями теории и ее космологических следствий.

#### 1.1. Общие физические представления о времени

Более двух тысяч лет не прекращаются попытки определить, что же такое “время”. Появлялись самые разные определения, от “время – это мера движения” до не менее продуктивного “время – это то, что течет, но его нельзя выпить”. Неопределенность представлений о времени привела к более чем двухтысячелетнему спору, что первично - время или движение, и может ли время течь там, где нет движения в пространстве. С физической точки зрения (Галлилей-Ньютон), предполагалось, что в любых двух произвольно выбранных системах отсчета  $K$  и  $K'$  время течет одинаково:  $\Delta t \equiv \Delta t'$ . Т.е.

время в этом представлении рассматривалось как инвариант и представляло собой некий скаляр.

Появление STR привело к революционному прорыву в представлениях о времени [10,11]. Ее основные и бесспорные результаты:

1. Время имеет характер измерения в пространственно-временном континууме, и соответственно должно быть представлено в любой 4-х мерной системе отсчета координатной осью, встроенной в эту систему на основе псевдоевклидовой метрики. Т.о. декларировалось единство пространства и времени.

2. Каждая материальная частица в своем движении описывает траекторию, имеющую вид 4-х мерной кривой в пространстве-времени (мировую линию). Следовательно, движение частицы по этой кривой имеет соответствующую временную компоненту такого движения. Данное движение частицы вдоль временного измерения может быть интерпретировано как течение времени для этой частицы.

3. Одновременность представляет собой относительное понятие. Это явилось прямой расплатой за отказ от инвариантности времени и придания времени статуса нового измерения с образованием пространственно-временного континуума.

4. Темп течения времени в разных системах отсчета может быть различным, и эта разница связана с их относительным пространственным движением.

5. Существуют объекты (частицы), течение времени для которых полностью остановлено, т.е. для них  $\Delta t \equiv 0$ . Такими частицами являются, в частности,  $\gamma$ -кванты. Этот результат нанес первый сокрушительный удар по общепринятым представлениям, что время течет всегда и везде.

6. Поступательно движущееся тело испытывает сокращение линейных размеров в направлении движения (сокращение Лоренца-Фицджеральда).

7. Пространственно-временной интервал между любыми двумя событиями является инвариантом.

Вместе с тем утверждение о единстве пространства и времени столкнулось с серьезной проблемой – ненаблюдаемостью времени. Пространственная протяженность дана нам в виде наблюдаемых пространственных форм физических объектов, тогда как временное измерение не дано нам подобным образом в ощущениях, т.е. не связано с наблюдаемой формой таких объектов. Это породило широко распространенное мнение, что четвертое (временное) измерение, несмотря на его фундаментальность, всего лишь удобная математическая абстракция, не имеющая ничего общего с реальностью [12]. Другими словами, возникло противоречие между явной четырехмерностью преобразований Лоренца и трехмерностью наблюдаемых объектов и взаимодействий между ними.

И осталась самая большая загадка времени – почему у любой частицы с ненулевой массой покоя непрерывно меняется координата времени, причем всегда только в одном и том же направлении.

## 1.2. Основные концепции реальности

1. *Мир с пространственно-временной реальностью.* В соответствии с этой концепцией реальный мир является четырехмерным, одним из измерений которого является время (пространственно-временной континуум). В рамках этого представления частицы испытывают реальное движение по их мировым линиям не только в пространстве, но и во времени.

Пожалуй, наибольшее распространение идея о четырехмерности мира получила в 1895 году, когда был опубликован первый научно-фантастический рассказ Герберта Уэллса «Машина времени». В этом рассказе используется представление о четырехмерном мире, одно из измерений которого – время. Отмечалось, что Время – это только особый вид Пространства. При этом отмечалось, что единственным отличием

временного измерения от пространственных заключается в том, что «наше сознание движется по нему», т.е. испытывает течение времени. И шла речь об особой Геометрии четырех измерений, включающих время [13]. Рассказ имел огромный успех. Можно не сомневаться, что его читал и юный Эйнштейн (которому тогда было 16 лет), Пуанкаре (41 год), и молодой геометр Минковский (31 год), спустя 13 лет действительно построивший ту самую геометрию, о которой писал Уэллс в своем знаменитом рассказе.

Как физическую теорию наиболее ярко эту концепцию в 1908 году сформулировал Герман Минковский в своем знаменитом выступлении: «*Отныне понятия пространства самого по себе и времени самого по себе осуждены на отмирание и превращение в бледные тени, и только своего рода объединение этих двух понятий сохранит независимую реальность*» [14]. Основанием для такого утверждения послужила четырехмерность преобразований Лоренца, лежащих в основе STR.

Слабой стороной этой концепции является то, что временная протяженность не дана нам в ощущениях, в отличие от пространственных. В связи с этим она выходит за рамки наших обычных представлений (здравого смысла) о реальности.

2. *Мир с пространственной реальностью.* В соответствии с этой концепцией реальный мир является трехмерным пространством, в котором некоторым образом вводится время (например, путем размещения часов в трехмерной пространственной системе координат). В рамках этого представления частицы испытывают реальное движение только по их траекториям в трехмерном пространстве. Такой подход лучше соответствует миру, данному нам в ощущениях, и получил большое распространение в физической литературе [2,11]. Он соответствует реляционной теории времени. Эта теория отрицает реальность самого времени. Вместо него вводится понятие длительности различных физических процессов, с помощью которых характеризуется изменчивость ситуации.

Для того, чтобы примирить эту концепцию с STR, предполагается, что четырехмерность преобразований Лоренца лишь отражает некоторые закономерности, связывающие пространственные координаты и время, и не предполагает реальность самого четырехмерного пространства-времени [12]. Часто в оправдание такого подхода ссылаются на многомерные пространства состояний, которые являются виртуальным объектом (моделью) и адекватно описывают развитие процессов, протекающих в реальных трехмерных объектах.

Однако такое обоснование представляется сомнительным. Естественно говорить, что целостные объекты должны быть одной природы: либо виртуальной (пространство состояний объекта), либо реальной (сам физический объект). Трудно представить физический объект, однородные части которого являются частично виртуальными, а частично – реальными. В данном же случае три пространственных измерения считаются реальными, а четвертое – виртуальным.

Интересно отметить, что в знаменитую книгу Коперника «Об обращении небесных сфер» было добавлено (судя по всему, без ведома автора) предисловие богослова и математика Оссиандера. Смысл примечания заключался в том, что теория Коперника удобна для вычислений, но никакого отношения к реальному миру она не имеет [15].

Удивительно, но ситуация по сути дела повторяется с Минковским. Сам он считал свою концепцию единого пространства-времени реальностью, но в то же время во многих современных учебниках отмечается, что его построения удобны для расчетов, но к реальности отношения не имеют.

3. *Иные концепции.* Следует отметить субстанциональные теории времени, которые рассматривают течение времени как поток некоторой временной субстанции (в частности теория Николая Александровича Козырева – «Причинная механика»)[16]. Однако никаких убедительных теоретических или экспериментальных данных в пользу таких теорий не имеется. Кроме того, существует ряд течений, в том числе в философии, которые пытаются по-разному осмыслить природу времени. В частности, этернализм представляет

собой философский подход к онтологической природе времени. Эта теория описывает пространство-время как статический, неизменный блок, в котором нет течения времени («блок-время», или же «блок-Вселенная»). Полагается, что будущие события уже существуют, и, таким образом, объективно течение времени отсутствует. Другое направление в этернализме допускает возможность случайных изменений. Это приводит к идее о мультивселенной и эвереттовской идее множественности миров. Все концепции такого рода не привели к созданию сколько-нибудь убедительной теории времени и исчерпывающему описанию феномена течения времени, в том числе причин возникновения этого феномена. В связи с этим они в данной работе не рассматриваются.

### 1.3. Исходные положения, используемые для изучения феномена течения времени

Примененный в данной работе подход к изучению этого феномена основывается на следующих исходных идеях.

1. Поскольку течение времени происходит практически для всех тел одинаково, независимо от их индивидуальных свойств, то есть основания полагать, что проявление феномена течения времени связано не с самим телом, а с особенностями геометрии пространства-времени, в котором это тело размещено. Наглядно это можно отразить следующим образом. Пространство-время с гравитацией обычно иллюстрируют изображениями натянутой мембраны, в которой гравитирующие тела продавливают воронки (рис. 1а). Тогда собственно евклидово изотропное пространство можно представить в виде натянутой плоской мембраны, по которой беспорядочно движутся частицы (рис. 1б). А вот псевдоевклидово анизотропное пространство можно представить в виде такой же плоской мембраны, но имеющей наклон (рис. 1с). В этом случае все движущиеся по такой мембране частицы начинают скатываться в одном направлении – что и представляет собой аналог возникновения течения времени.

2. Хотя гравитация существенно влияет на ход времени вплоть до его остановки, как показано в рамках общей теории относительности (GTR), само возникновение феномена течения времени с гравитацией не связано. Муху можно легко прихлопнуть, но оживить – это совсем другое дело. Бесспорным является факт течения времени в областях, в которых отсутствует (или скомпенсирована) гравитация (в частности в космических станциях в условиях невесомости). В связи с этим можно предположить, что для изучения причин, порождающих феномен течения времени, достаточно опираться на специальную теорию относительности. Это позволяет значительно упростить изучаемую проблему.

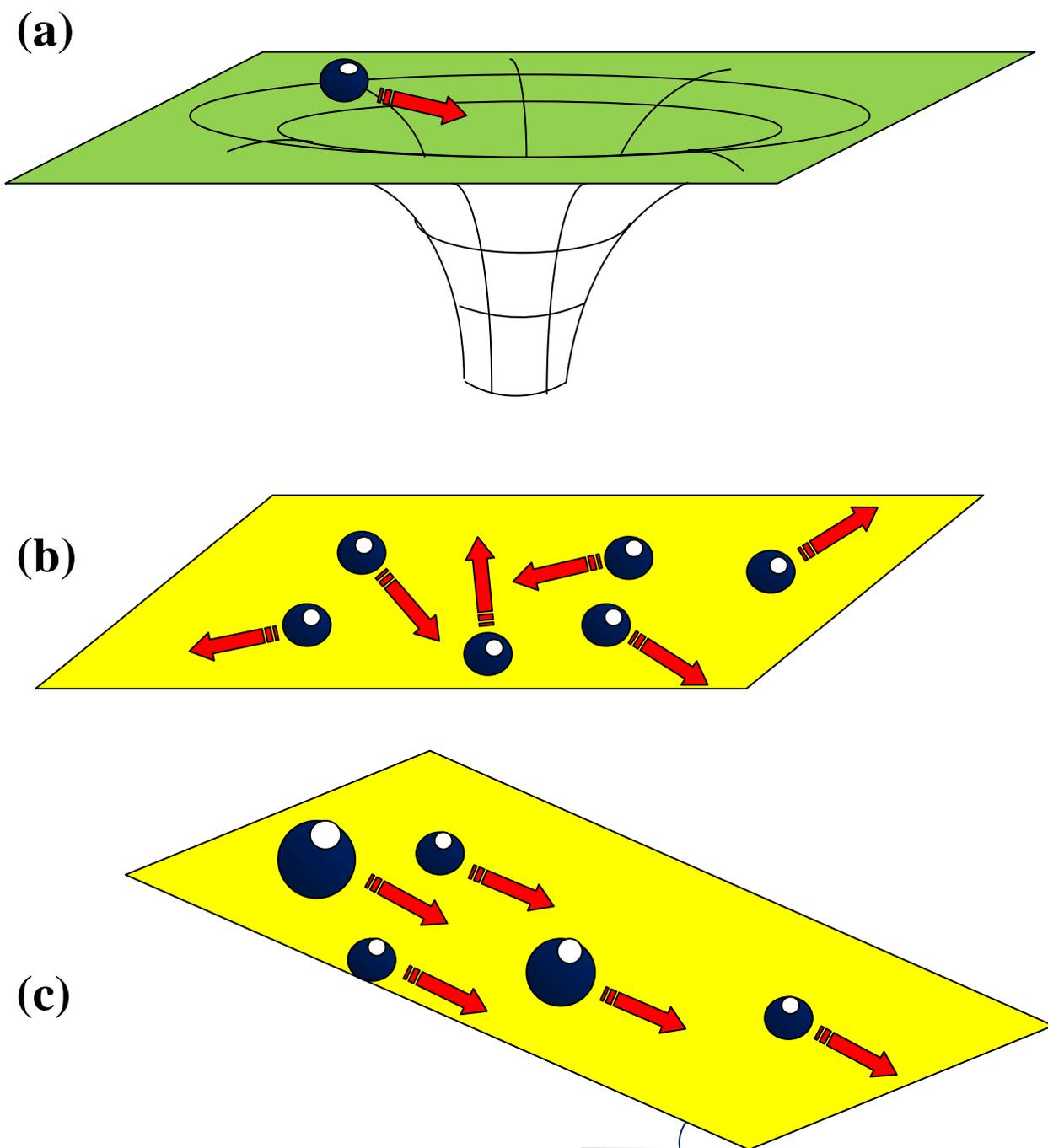
3. Третьей идеей является способ, с помощью которого можно определить, какой именно вид реальности реализован в нашем мире. Без определения вида реальности невозможно понять феномен течения времени.

Для того, чтобы сделать выбор между миром с пространственной реальностью и миром с пространственно-временной реальностью, нужно выделить ключевой признак, отличающий одно представление от другого. Такими признаками являются характеристики движения частиц в таких мирах.

В пространственной реальности частица движется по пространственной траектории и в связи с этим обладает соответствующими кинематическими и динамическими свойствами движения в трехмерном пространстве.

В пространственно-временной реальности частица движется по четырехмерной мировой линии, в результате чего добавляется временная (внепространственная) компонента движения, что неизбежно влечет за собой соответствующие изменения кинематических и динамических параметров движения.

Следовательно, если будет обнаружено проявление внепространственных динамических (и кинематических) свойств движения частиц (внепространственной, или темпоральной механики), то можно сделать обоснованный выбор в пользу концепции



**Рис.1.** Аналогии: **(a)** – пространство с кривизной (гравитацией), **(b)** – изотропное собственно евклидово пространство, **(c)** – анизотропное псевдоевклидово пространство. Кривизна пространства порождает движение в направлении гравитационной воронки, анизотропия пространства порождает движение в анизотропном направлении.

мира с пространственно-временной реальностью, в противном случае истинной можно считать концепцию мира с пространственной реальностью.

Удобно начать исследование с представления о мире с пространственно-временной реальностью, которое будем считать базовым для дальнейшего исследования. Важной частью исследования будет поиск внепространственной динамики в движении физических тел, которую можно было бы идентифицировать как проявление реального физического движения тел во временном измерении [17], и обнаружение таких проявлений в экспериментальных и наблюдательных данных.

В целом для того, чтобы принять концепцию мира с пространственно-временной реальностью, нам неизбежно придется дать убедительные ответы на следующие вопросы.

1. Почему в современных физических теориях нет явного проявления динамических и кинематических свойства внепространственного движения.
2. Почему временная протяженность ненаблюдаема, подобно тому, как мы можем наблюдать пространственно удаленные объекты.
3. Почему мы не можем свободно перемещаться во временном измерении подобно тому, как мы можем перемещаться в пространстве.
4. Почему нас окружают только трехмерные объекты, не имеющие временной протяженности.
5. Почему при столкновениях частиц отсутствует временные компоненты их движения.
6. Если пространство-время четырехмерно, то почему взаимодействия не распространяются во временном измерении (в частности дистанционные силовые взаимодействия удаленных объектов осуществляются в ряде случаев по закону обратных квадратов расстояний между ними, что соответствует трехмерному пространству).

#### 1.4. Две основные составляющие понятия времени

STR прочно увязала понятие времени с геометрией пространственно-временного континуума. Однако понятие времени таким подходом не исчерпывается. Основываясь на представлении мира с пространственно-временной реальностью, можно утверждать следующее.

*Понятие времени имеет две основных составляющих:*

*- время как одно из измерений  $t$  континуума, представленное в системе координат соответствующей координатной осью;*

*- течение времени  $dt$  как особый фундаментальный вид движения, происходящего в этом измерении.*

Первая составляющая исчерпывающе описана в рамках специальной теории относительности, а вторая - феномен непосредственно течения времени, остается во многом загадкой. Именно на ее изучение направлена настоящая работа.

**Определение 1-1.** *Под течением времени в некоторой области пространства будем понимать явление, заключающееся в том, что в данной области в любой системе отсчета любому значению временной координаты  $t$  частицы всегда соответствует ненулевое значение ее приращения  $dt$ , и в этой области определено инвариантное отношение следования между событиями с одной и той же частицей.*

**Определение 1-2.** *Под стрелой времени будем понимать направление в области пространства, в пределах которого формируется инвариантное отношение следования, и которое определяется этим отношением.*

Стрела времени не является вектором. Она определяет общее направление течения времени в довольно широком диапазоне в пределах соответствующей области пространства, на котором определено инвариантное отношение следования.

Соответственно, там, где не возникает инвариантность отношения следования, стрела времени не формируется и течение времени невозможно.

## 1.5. Основные понятия, определения, обозначения

Поскольку исследуемый феномен носит фундаментальный характер, необходимо более детально определить ряд первичных понятий.

**Пространства.** Физическое пространство может быть представлено  $n$ -мерным гладким многообразием - пространством событий  $R^n$ , геометрия которого задается с помощью фундаментальной метрической формы вида:

$$\sum_{i,j=0}^{n-1} g_{ij} dx^i dx^j. \quad (1-1)$$

Здесь  $g_{ij}$  – компоненты (коэффициенты) соответствующего невырожденного метрического тензора  $T$ .

На пространстве  $R^n$  могут быть заданы системы отсчета (системы координат)  $K^p$ ,  $p \leq n$ . В числе множества систем координат, которые можно задать на исследуемом пространстве, будем выделять лабораторную систему координат  $K^p$  с размещенным в ней наблюдателем  $N$ , и дополнительную (штрихованную) систему координат  $K'^p$  с наблюдателем  $N'$ . Как будет показано далее, не во всякой системе координат можно разместить наблюдателя.

**Определение 1-3.** Под *плоским* пространством  $R^n$  размерности  $n$  (или подпространством  $R^p$  размерности  $p$ ) будем понимать пространство (подпространство), в котором для любой системы отсчета  $K^p$  выполняется соотношение:

$$g_{ij} = 0 \text{ для всех } i \neq j, i, j = 0, 1, 2, \dots, p, p \leq n. \quad (1-2)$$

**Определение 1-4.** Под *однородным* пространством  $R^n$  (или подпространством  $R^p$ ) будем понимать пространство (или подпространство), в котором для любой произвольно выбранной пары систем отсчета  $K^p$  и  $K'^p$  для одноименных метрических коэффициентов в этих системах выполняется соотношение:

$$g_{ij} = g'_{ij}, i, j = 0, 1, 2, \dots, p, p \leq n. \quad (1-3)$$

Далее будут рассматриваться только плоские однородные пространства, что подразумевается по умолчанию.

**Определение 1-5.** Под *изотропным* пространством  $R^n$  (или подпространством  $R^p$ ) будем понимать пространство (или подпространство), в котором в выражении фундаментальной метрической формы (1-1) все метрические коэффициенты равны между собой:

$$g_{ij} = g_{kl}, i, j, k, l = 0, 1, 2, \dots, p, p \leq n. \quad (1-4)$$

В противном случае пространство будем считать **анизотропным**, а координатные оси, на которых нарушается соотношение (1-4) – осями анизотропии.

Неотъемлемой частью пространства являются объекты, существование которых позволяет ввести в пространство некоторое мероопределение. Для упрощения ограничимся погружением в пространство некоторого множества точечных *частиц*, которые далее будем обозначать греческими символами  $\alpha$ ,  $\xi$ ,  $\zeta$  и т.д. Одной из основных

задач исследования является изучение влияния геометрии плоского пространства на поведение этих частиц.

**Определение 1-6.** Под *событием*  $C(\alpha)(x^0, x^1, x^2, x^3, \dots, x^p)$  будем понимать точечное событие, заключающееся в нахождении некоторой частицы  $\alpha$  в соответствующей точке  $A(x^0, x^1, x^2, x^3, \dots, x^p)$ ,  $p \leq n$  пространства  $R^n$ .

Другими словами, событием является локализация частицы в определенной точке пространства. Основным свойством события  $C$  является то, что оно соответствует *одной и только одной точке* в системе координат  $K^p$ , в котором оно определяется, и, таким образом, его координаты  $C(x^0, x^1, x^2, x^3, \dots, x^p)$  всегда остаются неизменными. Т.е. событие  $C$  всегда *стационарно* в своей системе отсчета.

В отличие от события  $C$  частица  $\alpha$ , имеющая точечные размеры, может быть локализована в *некотором множестве* точек пространства. Следовательно, можно выделить множество событий  $C_1, C_2, C_3, \dots$ , связанных с нахождением данной частицы в соответствующих точках пространства.

**Определение 1-7.** Будем говорить, что на пространстве  $R^n$  (или подпространстве  $R^p$ ) задан *интервал*  $\Delta S$  между двумя событиями в некоторой системе координат  $K^p$ , если определено соотношение:

$$\Delta S^2 = \sum_{i,j=0}^{p-1} g_{ij} \Delta x^i \Delta x^j, \quad p \leq n. \quad (1-5)$$

Для плоского однородного пространства формула (1-5) примет вид:

$$\Delta S^2 = \sum_{i=0}^{p-1} g_i (\Delta x^i)^2, \quad p \leq n. \quad (1-6)$$

Длина интервала определяется по геодезической линии (прямой в плоском пространстве), соединяющей события  $C_1$  и  $C_2$ , которые ограничивают этот интервал с обеих сторон. Для интервала можно установить его размерность следующим образом: интервал  $\Delta S_m$  задан в размерности  $m$ , которая равна максимальному числу ненулевых членов  $\Delta x^i$  в выражении (1-6). Очевидно, что  $m \leq p \leq n$ . Размерность интервала зависит от выбора системы отсчета  $K^p$ , на котором задано выражение (1-6). Если для любой произвольно выбранной пары систем отсчета  $K^p$  и  $K^p$  на пространстве  $R^n$  (или подпространстве  $R^p$ ) выполняются соотношения:

$$\Delta S^2 = \Delta S'^2; \quad \sum_{i,j=0}^{p-1} g_{ij} \Delta x^i \Delta x^j = \sum_{i,j=0}^{p-1} g'_{ij} \Delta x'^i \Delta x'^j, \quad p \leq n, \quad (1-7)$$

то будем говорить об инвариантности интервала  $\Delta s$ .

**Определение 1-8.** Будем говорить, что на пространстве  $R^n$  (или подпространстве  $R^p$ ) задана *метрика*  $dS$ , если определено выражение:

$$dS^2 = \sum_{i,j=0}^{p-1} g_{ij} dx^i dx^j, \quad p \leq n. \quad (1-8)$$

В правой части этой формулы находится выражение фундаментальной метрической формы (1-1). Величина  $dS$  может быть задана в определенной размерности. В рамках геометрии с римановой метрикой полагается, что дифференциал длины дуги, рассматриваемый в разных системах отсчета, должен оставаться одинаковым. Отсюда

аксиоматически следует требование инвариантности римановой метрики на однородном пространстве  $R^n$ .

Рассмотрим наиболее важные для данного исследования виды метрических пространств.

*Евклидово пространство* - конечномерное вещественное плоское однородное пространство. Метрика евклидова пространства  $R^n$  имеет вид:

$$dS^2 = \sum_{i=0}^{n-1} g_i(dx^i)^2. \quad (1-9)$$

В евклидовых пространствах выделяются *собственно евклидовы* пространства  $R^3$  или  $R^n_{(n)}$ , характеризующиеся тем, что в них  $g_i$  входит со знаком плюс, т.е. для них  $g_i > 0$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, n-1$ , и  $dS^2 > 0$ . Другими словами, метрика собственно евклидова пространства является положительно определенной. Сигнатура трехмерного собственно евклидова пространства: (+++). Наибольший практический интерес представляют трехмерные изотропные однородные собственно евклидовы пространства, метрика которых может быть представлена в виде:

$$dS^2 = \sum_{i=1}^3 (dx^i)^2. \quad (1-10)$$

Другим важным классом евклидовых пространств являются *псевдоевклидовы пространства*  $R^n_{(q,r)}$  - конечномерные вещественные плоские пространства с индефинитной метрикой. Их метрика отличается от собственно евклидовой метрики только тем, что метрические коэффициенты  $g_i$  входит в выражение метрики со знаком плюс при  $i = 0, 1, 2, \dots, q-1$ ; и со знаком минус при  $i = q, q+1, \dots, q+(r-1)$ ;  $q+r = n$ . Сигнатура такого пространства записывается в виде  $(q,r)$ . Псевдоевклидово пространство сигнатуры  $(q,r)$  эквивалентно псевдоевклидовому пространству сигнатуры  $(r,q)$ , поэтому в дальнейшем можно ограничиться сигнатурой  $(q,r)$ . Псевдоевклидовы пространства являются анизотропными в смысле определения 1-5.

Наибольший интерес для дальнейшего исследования представляет класс  $n$ -мерных псевдоевклидовых пространств вида  $R^n_{(1,n-1)}$ . Такое пространство кроме измерений с отрицательными метрическими коэффициентами  $g_i$  имеет единственное измерение с положительным метрическим коэффициентом  $g_0$ . Его метрика сигнатуры  $(+---\dots-)$  в общем случае имеет вид:

$$dS^2 = g_0(dx^0)^2 - \sum_1^{n-1} g_i(dx^i)^2. \quad (1-11)$$

Пространство  $R^n_{(1,n-1)}$  включает в себя собственно евклидово подпространство  $R^{n-1}_{(n-1)}$ . Интересным случаем является ситуация, когда это подпространство является однородным и изотропным в смысле определений 1-4 и 1-5. В этом случае метрику  $R^n_{(1,n-1)}$  можно привести к виду:

$$dS^2 = g_0(dx^0)^2 - \sum_1^{n-1} (dx^i)^2. \quad (1-12)$$

Ось  $x^0$  будем именовать *осью анизотропии*. В отличие от собственно евклидовых пространств анизотропность пространств вида  $R^n_{(1,n-1)}$  вызывает их структуризацию – возникновение двухполостного светового конуса, ориентированного вдоль оси анизотропии. Наличие такого конуса является характерной геометрической особенностью таких пространств.

В рамках принятой сигнатуры в  $R^n_{(1,n-1)}$  можно выделить область, задаваемую соотношением:

$$dS^2 = g_0(dx^0)^2 - \sum_1^{n-1} (dx^i)^2 > 0, \quad (1-13)$$

которая находится вне светового конуса, область:

$$dS^2 = g_0(dx^0)^2 - \sum_1^{n-1} (dx^i)^2 < 0, \quad (1-14)$$

которая находится во внутренних полостях светового конуса, и область, представленную гиперповерхностью светового конуса:

$$dS^2 = g_0(dx^0)^2 - \sum_1^{n-1} (dx^i)^2 = 0. \quad (1-15)$$

Для удобства распространим традиционные наименования соответственно времениподобной, пространственноподобной области и светового конуса на пространства вида  $R^n_{(1,n-1)}$ . Частным случаем пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  является *пространство Минковского* (пространство-время STR), имеющее имеет четыре измерения. В этом случае метрику пространства  $R^4_{(1,3)}$  сигнатуры (+- -) можно записать в виде:

$$dS^2 = g_0(dx^0)^2 - (dx^1)^2 - (dx^2)^2 - (dx^3)^2. \quad (1-16)$$

Здесь  $g_0 = c^2$ ,  $x^0 = t$ ,  $g_1 = g_2 = g_3 = 1$ . Координатная ось отрицательной анизотропии  $x^0$  в физической интерпретации представляет время  $t$ ,  $c$  – константа, равная скорости света в вакууме.

Для того, чтобы разобраться, что будет происходить в таких пространствах, необходимо доопределить понятие систем отсчета.

**Системы координат (системы отсчета).** Термин “система отсчета” далее будем использовать как синоним термина “система координат”. На пространстве  $R^n$  системы координат  $K^p$  (здесь верхним индексом указана размерность системы координат,  $p \leq n$ ) задаются следующим образом. Определяется точечный полюс  $O$ , координатные оси  $x^0, x^1, x^2, x^3 \dots x^p$ , направление которых в пространстве задается системой линейно независимых векторов  $e_1, e_1, e_2, \dots e_p$ , заданных в определенном порядке и образующими базис системы координат. Полагаем, что полюсом системы отсчета может служить как выделенная частица, так и некоторое событие. Совокупность полюса и связанного с ним базиса образует репер, который и формирует систему  $K^p$ . В этом случае положение каждой точки  $A$  в заданной системе координат  $K^p$  определяется набором ее координат  $A = A(x^0, x^1, x^2, x^3, \dots x^p)$ .

Однако для целей настоящей работы такое определение системы отсчета оказывается недостаточным, так как оно не учитывает ее геометрические свойства, объединяющие координатные оси  $x^0, x^1, x^2, x^3 \dots x^p$ , в единую геометрическую систему. В связи с этим далее будем рассматривать класс доопределенных систем координат, отличающихся от вышеописанных тем, что на них в обязательном порядке задается метрика вида (1-8). Когда мы хотим указать, что доопределенная система отсчета  $K^p$  содержит собственно евклидову метрику, будем ее обозначать как  $K^p_{(p)}$ . Если система отсчета содержит псевдоевклидову метрику, то будем отмечать это обозначением  $K^p_{(q,r)}$ . Каждая доопределенная система отсчета  $K^p$  порождает  $p$ -мерное пространство (подпространство) с соответствующей метрикой в виде линейной точечной оболочки, натянутой на базисные вектора этой системы координат.

Изложенный подход позволяет определить, может ли та или иная система отсчета  $K^p_{(q,r)}$  быть задана на пространстве  $R^n$ . В частности, сразу видно, что система отсчета  $K^4_{(4)}$  не может быть задана на пространстве  $R^{5}_{(3,2)}$ . В одном и том же пространстве  $R^n$  могут быть заданы системы координат, связанные с различными метриками. Так, на пространстве  $R^n_{(1,n-1)}$  могут быть заданы одновременно собственно евклидова система координат  $K^{n-2}_{(n-2)}$  и псевдоевклидова  $K^2_{(1,1)}$ .

Допустим теперь, что мы хотим преобразовать систему отсчета  $K^p$  в систему  $K^{p+1}$  путем дополнения ее новой координатной осью  $x^{p+1}$ . Чтобы это сделать, нам необходимо придерживаться следующих правил.

**Утверждение 1-1.** *Правила увеличения размерности системы координат.*

1. Любой вектор, заданный на новой координатной оси, должен со старыми базисными векторами образовывать линейно независимую систему.

2. Для "приклеивания" новой координатной оси  $x^{p+1}$  нужно указать метрику, на базе которой новая ось может быть объединена в единую геометрическую систему со старыми осями.

3. Не может служить координатной осью числовая ось с инвариантными значениями координат. Другими словами, если для каждой произвольно взятой пары систем отсчета  $K^{p+1}$  и  $K^{(p+1)}$  координаты некоторой точки по этой оси остаются тождественными:  $x^{p+1} \equiv x^{(p+1)}$ , то такая ось координатной не является.

Среди преобразований системы координат, не связанных с изменением ее размерности, будем преимущественно использовать непрерывные преобразования, в ходе которых метрика системы координат не меняется (сохраняется геометрия пространства). Как известно, такими преобразованиями являются поворот и параллельный перенос. Под непрерывными преобразованиями будем понимать преобразования, при которых для любой пары последовательных положений 1 и 2 системы отсчета всегда можно указать ее промежуточное положение, которое может быть достигнуто тем же преобразованием и из того же начального положения.

В системе координат, с которой связана собственно евклидова метрика, направления между прямыми задается тригонометрическими углами, которые будем обозначать символом  $\theta$ . В системах координат, с которыми связана псевдоевклидова метрика, направления между прямыми задаются гиперболическими углами, которые будем обозначать символами  $\phi, \Phi$ .

Вектора в пространствах вида  $R^n_{(1,n-1)}$ , в том числе 4-х вектора в пространстве Минковского, будем преимущественно обозначать с использованием верхнего индекса  $\mu$ , и в их координатном выражении будем использовать контравариантные компоненты.

Следует обратить внимание, что возможны два случая, при которых приращение некоторой координаты  $dx^i$  становится нулевым. Такая ситуация складывается, когда в пространстве  $R^n$   $i$ -я координата объекта остается неизменной, и  $dx^i = 0$ . В этом случае метрика и размерность пространства сохраняется. Возможна принципиально иная ситуация, когда рассматривается пространство пониженной размерности ( $i$ -я размерность исключается):  $R^n \rightarrow R^{n-1}$ . В этом случае  $dx^i \equiv 0$ , и метрика (и природа) рассматриваемого

пространства соответствующим образом меняются. Это различие нужно учитывать, особенно при рассмотрении понятия сопутствующего пространства (системы отсчета).

Редукция пространства (системы отсчета) к пространству (системе отсчета) пониженной размерности  $R^n \rightarrow R^{n-1}$  дает возможность проявить структурные особенности данного пространства (системы отсчета).

**Особенности взаимного положения систем отсчета, событий и частиц, движение, инвариантные интервалы и наблюдатели.**

**Определение 1-9.** Под движением частицы в пространстве  $R^n$  будем понимать такую ситуацию, когда этой частице сопоставляется более чем один набор отличающихся между собой координат.

Другими словами, движение частицы будет определяться тогда, когда в совокупности связанных с частицей наборов координат будет иметься хотя бы одна пара одноименных координат, таких, что их разность будет не равной нулю:  $\Delta x^i \neq 0$ , или в дифференциалах:  $dx^i \neq 0$ .

Частным случаем движения является ситуация, когда такие наборы координат частицы упорядочиваются по некоторому признаку.

**Определение 1-10.** Под идентификационной кривой частицы  $\alpha$  будем понимать непрерывную линию, соединяющую множество событий  $C_1, C_2, C_3, \dots$ , связанные с нахождением данной частицы  $\alpha$  в соответствующих точках пространства  $R^n$  (определяемых соответствующими наборами связанных с данной частицей координат).

**Определение 1-11.** Под отношением следования (причинностью)  $\eta(C_j, C_k)$  будем понимать заданное на некотором пространстве  $R^n$  или области такого пространства инвариантное отношение между парой некоторых событий  $C_j$  и  $C_k$ , устанавливающее событие  $C_j$  как предшествующее, а событие  $C_k$  как последующее.

Положим, что  $\eta(C_j, C_k) = -\eta(C_k, C_j)$ . Для псевдоевклидовых пространств при  $dt > 0$  значение  $\eta > 0$ , при  $dt < 0$  значение  $\eta < 0$ , при  $dt = 0$  значение  $\eta = 0$  (причинность отсутствует).

**Определение 1-12.** Под траекторией частицы  $\alpha$  будем понимать такую идентификационную кривую в пространстве  $R^n$ , заданную в системе координат  $K^p$ ,  $p < n$ , события которой  $C_1, C_2, C_3, \dots$  упорядочены с помощью заданного отношения следования  $\eta$ .

**Определение 1-13.** Под мировой линией частицы  $\alpha$  будем понимать ее траекторию в пространстве  $R^n$ , определенную по всем  $n$  координатам системы отсчета  $K^n$ .

Другими словами, мировая линия частицы  $\alpha$  есть упорядоченная с помощью отношения  $\eta$  последовательность событий с данной частицей. В своей системе отсчета  $K^n$  мировая линия будет иметь фиксированное положение, т.е. всегда будет стационарна. Будем говорить, что мировая линия развернута вдоль определенной координатной оси, когда имеет место взаимно однозначное соответствие между каждой точкой мировой линии и ее координатой по этой оси. Полагаем, что любая частица не может одновременно двигаться в нескольких несовпадающих направлениях. Следовательно, ее мировая линия представлена единственной ветвью, т.е. она не имеет ветвлений. В общем случае не для всякой частицы может быть задана ее мировая линия. В связи с этим все частицы в пространстве  $R^n$  можно разбить на три класса: первый - включающий частицы с определенной мировой линией, второй - частицы, мировые линии которых стянуты в точку (будем говорить, что в этом случае их мировые линии вырождены), и третий - частицы, для которых мировые линии неопределены. Далее преимущественно будут рассматриваться частицы, для которых можно определить их мировые линии. Важным отличием события от частицы с геометрической точки зрения является то, что отдельное событие всегда неподвижно в своей системе отсчета, в то время как частица в этой

системе координат может свое положение менять, прочерчивая при этом в пространстве  $R^n$  мировую линию.

При исследовании процессов движения для нас больший интерес будет представлять частный случай интервала, отличающийся от общего случая тем, что события  $C_j$  и  $C_k$  связаны с одной и той же частицей.

**Определение 1-14.** Будем говорить, что на пространстве  $R^n$  (или подпространстве  $R^p$ ) задан  $\alpha$ -интервал  $\Delta s$  между двумя событиями  $C_j$  и  $C_k$ , если оба эти события принадлежат мировой линии (или траектории) одной и той же частицы  $\alpha$ .

Очевидно, что  $\alpha$ -интервал является  $\Delta s$  частным случаем общего понятия интервала  $\Delta S$ , введенного определением 1-7.

**Определение 1-15.** Будем говорить, что на пространстве  $R^n$  (или подпространстве  $R^p$ ) имеет место  $\alpha$ -инвариантность, если любой  $\alpha$ -интервал является инвариантным интервалом на этом пространстве.

Необходимо отметить, что можно дать определение движения, отличающееся от определения 1-9, через  $\alpha$ -интервал частицы.

**Определение 1-16.** Под движением частицы в пространстве  $R^n$  будем понимать ситуацию, когда существует такой  $\alpha$ -интервал частицы  $\Delta s$ , что выполняется соотношение:

$$\Delta s^2 \neq 0. \quad (1-17)$$

Это определение движения эквивалентно определению 1-9 для собственно евклидовых пространств. Однако ситуация существенно меняется в пространствах с индефинитной метрикой  $R^n_{(q,r)}$ . В этом случае отличия декартовых координат уже недостаточно для выполнения соотношения (17).  $\alpha$ -интервал частицы  $\Delta s$  может быть равен нулю и при отличающихся между собой наборах ее координат, если такие наборы сохраняют баланс отрицательной и положительной части метрики:

$$\sum_{i=q}^{n-1} g_i (\Delta x^i)^2 / \sum_{i=0}^{q-1} g_i (\Delta x^i)^2 = 1. \quad (1-18)$$

При сохранении этого баланса между отрицательной и положительной частями метрики квадрат  $\alpha$ -интервала  $\Delta s$  оказывается равным нулю (движение отсутствует), даже если наборы декартовых координат частицы между собой отличаются. Нарушение баланса (18) можно считать признаком движения в пространствах с индефинитной метрикой в смысле определения 1-16.

Выделим определенные ситуации, связанные с относительным положением частиц и событий в пространстве.

**Определение 1-17.** Будем говорить, что частица  $\alpha$  находится в состоянии **частичного покоя** в некоторой системе отсчета  $K^p$ , заданной на пространстве  $R^n$ , в том случае, если для ее координат в этой системе отсчета выполняется условие:

$$dx^i = 0, i = 1, 2, \dots, p, p < n. \quad (1-19)$$

Под состоянием (пространственного) **покоя** частицы в системе координат  $K^n$  будем понимать выполнение соотношения:

$$dx^i = 0, i = 1, 2, \dots, n-1. \quad (1-20)$$

Состояние пространственного покоя есть состояние с нулевым пространственным импульсом в выбранной системе отсчета. В этом состоянии пространственные

координаты частицы не меняются, но при этом временная координата  $x^0$  может изменяться.

*Под состоянием абсолютного покоя частицы в пространстве  $R^n$  будем понимать состояние, при котором соотношение  $dx^i = 0$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, n-1$  выполняется в любой системе координат, заданной на этом пространстве.*

В состоянии абсолютного покоя частице ставится в соответствие только один фиксированный набор ее координат в соответствующей системе отсчета, т.е. ее мировая линия стягивается в точку. В этом состоянии утрачивается различие между понятиями частицы и точечного события. Частица в этом состоянии полностью неподвижна, причем под движением в данном случае понимаем движение в смысле определения 1-9.

**Определение 1-18.** *Систему отсчета  $K^n$  будем именовать **сопутствующей**, если исследуемая частица  $a$  находится в ней в состоянии любого вида покоя.*

Сопутствующей система отсчета может быть как по одной или нескольким координатам, так и по всем ее координатным осям.

**Определение 1-19.** *Под **процессом**, развивающимся в пространстве  $R^n$ , будем понимать совокупность развернутых вдоль одной из координатных осей (вдоль оси анизотропии, в физической интерпретации - во временном измерении) направленных и связанных между собой изменений объекта (частицы).*

При изучении пространств с частицами под изменениями будем понимать различие во взаимном положении частиц в зависимости от их положения относительно оси анизотропии. Нетрудно видеть, что в соответствии с данным определением процессы могут развиваться только в областях пространства, в которых определено инвариантное отношение следования, т.е. значение  $\eta \neq 0$  и  $\eta = \text{inv}$ . Соответственно в областях пространств, в которых отсутствует причинность (т.е.  $\eta = 0$ ) процессы развиваться не могут.

**Определение 1-20.** *Под **наблюдателем**  $N$  будем понимать объект (для упрощения будем полагать, что он имеет точечные размеры и идентифицируется как частица со специальными свойствами), способный реализовать процесс наблюдения за объектами, в том числе частицами, и измерения значений параметров таких объектов.*

Под *наблюдаемыми* величинами будем понимать такие величины, в отношении которых наблюдатель  $N$  может реализовать процесс непосредственного наблюдения. Под *измеряемыми* будем понимать такие величины, в отношении которых  $N$  может тем или иным способом реализовать процесс ее измерения. В качестве примера можно привести длину стержня, которая является измеряемой и наблюдаемой величиной. Интервал времени является *измеряемой* (в частности с помощью часов), но *ненаблюдаемой* величиной.

Наблюдение является процессом, так как оно всегда связано с развернутым во времени взаимодействием наблюдателя и объекта наблюдения.

**Определение 1-21.** *Под **наблюдаемыми пространствами** или их **областями** будем понимать пространства или их области, в которых можно определить наблюдателя, способного реализовать в нем процесс наблюдения.*

В противном случае будем говорить о ненаблюдаемости пространства или его области. Как будет показано ниже, в общем случае пространство может содержать отдельные наблюдаемые и ненаблюдаемые области.

В рамках данной работы удобно термин вырожденное (невырожденное) пространство использовать в следующем, отличающемся от обычного, смысле.

**Определение 1-22.** *Пространство  $R^n$  будем именовать **вырожденным**, если в любой системе отсчета, заданной на этом пространстве, мировая линия любой частицы стянута в точку.*

В противном случае будем говорить, что пространство невырожденное. В вырожденном пространстве  $R^n$  в любой координатной системе  $K^n$  для любой частицы всегда выполняется соотношение:  $dx^i \equiv 0$ ,  $i = 0, 1, 2, \dots, n-1$ . В соответствии с этим любой  $\alpha$ -

интервал  $ds \equiv 0$ . Обратное утверждение, вообще говоря, неверно. Все частицы в вырожденном пространстве находятся в состоянии абсолютного покоя, а все системы отсчета являются сопутствующими.

## 2. Невырожденные и полномерные пространства, метрические уравнения

### 2.1. Невырожденные пространства

Покажем, что погруженные в пространство  $R^n$  частицы либо все испытывают движение ( $R^n$  - невырожденное пространство), либо все находятся в состоянии абсолютного покоя ( $R^n$  - вырожденное пространство).

**Утверждение 2-1.** *Если в пространстве  $R^n$  присутствует хотя бы одна частица (например  $\alpha_k$ ), находящаяся в состоянии абсолютного покоя, то такое пространство будет вырожденным, и все остальные частицы, погруженные в это пространство, также будут находиться в состоянии абсолютного покоя.*

Допустим противоположное - в этом пространстве присутствует движущаяся частица  $\alpha_m$ . Тогда в сопутствующей с этой частицей системе координат  $K^m$  частица  $\alpha_k$  оказывается движущейся, что противоречит условию ее абсолютного покоя. Таким образом, частица  $\alpha_m$ , как и любая другая, также должна находиться в состоянии абсолютного покоя. Если же сопутствующую систему отсчета построить нельзя, то такое пространство не может быть вырожденным, так как в вырожденном пространстве все без исключения системы отсчета являются сопутствующими по определению.

**Утверждение 2-2.** *Если в невырожденном пространстве  $R^n$  имеется хотя бы одна движущаяся частица, то все остальные частицы, погруженные в это пространство, также будут испытывать движение.*

Пусть в невырожденное пространство  $R^n$  погружены  $m$  частиц, и пусть одна из них  $\alpha_m$  имеет ненулевое приращение координаты  $dx^i \neq 0$  в некоторой системе отсчета  $K^n$ . Если все остальные  $m-1$  частиц будут испытывать движение в этой системе отсчета, то утверждение 2-1 выполняется автоматически. Пусть теперь среди  $m-1$  частиц существует частица  $\alpha_k$ , находящаяся в состоянии покоя в системе отсчета  $K^n$ . Поскольку в данном пространстве движение допустимо, то свяжем с частицей  $\alpha_m$  сопутствующую систему координат  $K^m$ . Тогда в системе  $K^m$  частица  $\alpha_m$  оказывается в состоянии покоя, а частица  $\alpha_k$  в  $K^m$  получают ненулевые приращения координат (т.е. окажутся движущимися относительно системы  $K^m$ ). Перебирая таким образом все пары частиц  $\alpha_m$  и  $\alpha_k$ ,  $k = 1, 2, 3, \dots, m-1$ , получим набор систем отсчета, среди которых всегда найдется система отсчета, относительно которой любая произвольно взятая частица из  $m$  будет испытывать движение.

При этом рассмотрении мы полагали, что сопутствующие системы отсчета можно построить всегда, что, вообще говоря, неочевидно. Но и допущение невозможности построения сопутствующих систем отсчета не меняет полученный результат. Действительно, если бы это допущение приводило к возможности существования хотя бы одной частицы в состоянии абсолютного покоя, то в силу утверждения 2-1 все остальные частицы находились бы в состоянии абсолютного покоя. А это противоречит исходному условию о существовании движущейся частицы.

Утверждение 2-2 имеет важное следствие.

**Утверждение 2-3.** *Для любой частицы в невырожденном пространстве можно найти несопутствующую систему отсчета, в которой будет присутствовать ненулевое приращение координат частицы  $dx^i \neq 0$ .*

Таким образом можно прийти к выводу, что любая частица может существовать в невырожденном пространстве только в том случае, если она не находится в состоянии абсолютного покоя (т.е. всегда испытывает движение). В то же время вырожденные пространства статичны и исключают какое-либо движение погруженных в них частиц и

систем отсчета. Это “мертвые” пространства, в которых невозможно развитие каких-либо процессов. В такие пространства невозможно встроить Наблюдателя: наблюдение является процессом, а любые процессы, в том числе процесс наблюдения, в таких пространствах исключаются. Т.е. вырожденные пространства являются ненаблюдаемыми.

Основной интерес для данного исследования представляют *наблюдаемые пространства* и *пространства, содержащие наблюдаемые области*. Следовательно, предметом дальнейшего рассмотрения будут невырожденные пространства, именно они имеют отношение к реальности, данной нам в ощущениях. Такой подход близок к антропному принципу.

## 2.2. Метрические уравнения

Исследовать метрические свойства невырожденного пространства  $R^n$  удобно с помощью определенным образом подобранных пар систем отсчета  $K^n$  и  $K^m$ , которые могут быть заданы на данном пространстве. Эти системы должны удовлетворять следующим требованиям:

- они должны иметь одинаковую размерность;
- должно выполняться требование об инвариантности значения метрики в исследуемой области пространства, т.е. выполняться соотношение:

$$dS^2 = dS'^2. \quad (2-1)$$

При выполнении этих условий можно построить уравнения специального вида, которые далее будем называть *метрическими*. Такие уравнения имеют хорошую геометрическую интерпретацию, так как устанавливают связь между метриками двух определенных образом взятых систем координат  $K^n$  и  $K^m$ , которые могут быть заданы на исследуемом пространстве  $R^n$ . Они представляют собой наиболее простой математический аппарат для исследования плоских однородных пространств. Координатные оси  $x^i$  и  $x'^i$ , принадлежащие разным системам координат, будем именовать одноименными, если они имеют одинаковый индекс. Для построения метрического уравнения в общем виде соотношение (2-1) записывается с учетом выражения для фундаментальной метрической формы (1-1), и в результате получаем:

$$\sum_{i,j=0}^{n-1} g_{ij} dx^i dx^j = \sum_{i,j=0}^{n-1} g'_{ij} dx'^i dx'^j. \quad (2-2)$$

Ограничиваясь плоскими однородными пространствами, можно выражение для метрического уравнения упростить и записать в виде:

$$\sum_{i=0}^{n-1} g_i (dx^i)^2 = \sum_{i=0}^{n-1} g_i (dx'^i)^2, \quad (2-3)$$

Метрические уравнения могут строиться относительно различных типов инвариантных интервалов:

- общего вида в соответствии с определением 1-7, если рассматриваемая ситуация допускает выполнение условия (2-1):

$$\Delta S^2 = \Delta S'^2, \quad (2-4)$$

метрическое уравнение примет вид:

$$\sum_{i=0}^{n-1} g_i (\Delta x^i)^2 = \sum_{i=0}^{n-1} g_i (\Delta x^i)^2, \quad (2-5)$$

- для элементарного интервала  $dS$  в форме (2-3);

- для элементарного  $\alpha$ -интервала  $ds$  (определение 1-14) при условии  $\alpha$ -инвариантности. В этом случае метрическое уравнение строится относительно приращений координат  $dx^i$  и  $dx^i$  в малой окрестности движущейся частицы в соответствующих системах отсчета. Далее будем пользоваться в основном метрическими уравнениями именно такого типа.

Метрическое уравнение может быть тривиальным, если все компоненты обоих его частей равны нулю. Интерес представляют нетривиальные уравнения. Существование нетривиальных метрических уравнений обеспечивается утверждением 2-3, в соответствии с которым в невырожденном пространстве для любой частицы всегда можно подобрать систему отсчета, в которой будут присутствовать ненулевые приращения ее координат. Используя такую систему отсчета, всегда можно построить метрическое уравнение с левой частью, содержащую ненулевые компоненты.

Удобной особенностью метрических уравнений является возможность с их помощью исследовать возможность существования и построения сопутствующих систем отсчета. В правой части метрического уравнения указаны приращения координат материальной частицы в штрихованной системе отсчета  $K^n$ . Если отдельные координаты не меняются, т.е. их приращения равны нулю, то такая система отсчета  $K^n$  является сопутствующей по этим координатам. В метрическом уравнении с *сопутствующей системой отсчета* (по отдельным координатам) число ненулевых переменных в левой части не будет совпадать с числом ненулевых переменных в правой части. В этом случае метрическое уравнение примет вид:

$$\sum_{i=0}^{n-1} g_i (dx^i)^2 = \sum_{i=0}^p g_i (dx^i)^2, p < n-1, \quad (2-6)$$

При равенстве нулю приращений всех координат в системе  $K^n$ , правая часть метрического уравнения становится равной нулю:

$$\sum_{i=0}^{n-1} g_i (dx^i)^2 = 0. \quad (2-7)$$

Далее метрические уравнения с нулевой правой частью будем именовать *однородными*. Существование однородного уравнения с ненулевыми вещественными решениями для некоторой области пространства определяет возможность построения в ней сопутствующей системы координат. Удобство однородных уравнений также в том, что их использование позволяет уменьшить число переменных вдвое. И можно исследовать движение частицы путем исследования движения сопутствующей системы координат.

Отметим, что метрические уравнения обладают четностью, поскольку состоят из четных функций. Как будет показано ниже, в физическом пространстве в области с течением времени существует зависимость между дифференциалами координат. Эту зависимость необходимо учитывать при построении метрических уравнений, в частности, для сопутствующих систем координат. Перенесение переменных из одной части метрического уравнения в другую в ряде случаев может быть полезным [17], в частности для иллюстративных целей, однако при этом мы утрачиваем их геометрическую интерпретацию – в этом случае левая и правая части уравнения уже не будут соответствовать системам отсчета  $K^n$  и  $K^n$  соответственно.

В ряде случаев удобно для пространств вида  $R^n_{(1,n-1)}$  использовать понятие темпоральной сигнатуры. Темпоральная сигнатура представляет запись собой знаков приращений координаты  $dx^0$  и  $dx^i$  в обеих частях метрического уравнения. Запись  $\{++\}$  означает, что в метрическом уравнении данные приращения имеют один знак, т.е. имеет место сочетание  $+dx^0$  и  $+dx^i$ ,  $\{+0\}$  – соответствует значениям  $+dx^0$  и  $dx^i = 0$ ,  $\{+ -\}$  – соответствует значениям  $+dx^0$  и  $-dx^i$ . Нетрудно видеть, что в силу четности метрического уравнения темпоральные сигнатуры  $\{+ -\}$  и  $\{- +\}$  эквивалентны. Темпоральная сигнатура позволяет сопоставить направления течения времени в системах отсчета  $K^n$  и  $K^m$ .

Подчеркнем следующие полезные свойства метрических уравнений. Поскольку фундаментальная метрическая форма (1-1), которая входит в обе части метрического уравнения, является ковариантной, то любой член метрического уравнения для плоского однородного пространства может быть приведен к виду  $g_i(dx^i)^2$ . Т.е. он должен быть непосредственно связан со значениями приращения координаты, не использованной в иных членах этого уравнения. Отсюда следует также, что скалярные величины не могут входить в метрическое уравнение отдельными членами. Если можно показать, что в рассматриваемом пространстве невозможно построить метрическое уравнение требуемого вида, то отсюда следует невозможность построения в нем соответствующих систем координат. С помощью метрических уравнений можно установить, является ли некоторая величина вектором в рассматриваемом пространстве. Для этого ее квадрат записывается в компонентах в двух произвольно взятых системах координат в форме метрического уравнения, и затем проверяется равенство его левой и правой части. Установление такого равенства подтверждает, что данная величина является вектором соответствующей размерности. Для пространства Минковского таким образом можно проверить Лоренц-инвариантность тех или иных величин. В ряде случаев такая проверка приводит к упрощению и экономии вычислений. Метрические уравнения ковариантны относительно параллельного переноса систем отсчета, для которых они построены.

Запись метрического уравнения для некоторых пространств может быть упрощена. Далее основное внимание будет уделено исследованию псевдоевклидовых пространств вида  $R^n_{(1,n-1)}$ . Метрическое уравнение для него в принятой сигнатуре записывается следующим образом:

$$g_0(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = g_0(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2. \quad (2-8)$$

Из этого уравнения видно, что такое пространство содержит однородное изотропное собственно евклидово подпространство  $R^{n-1}_{(n-1)}$ . В этом подпространстве справедлив принцип суперпозиции перемещений, в результате чего можно записать:

$$\sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = dx^2. \quad (2-9)$$

Обратим внимание, что данную запись можно использовать как “свертку” членов, стоящих под знаком суммы. С учетом соотношения (2-9) запись метрического уравнения примет упрощенный вид:

$$g_0(dx^0)^2 - dx^2 = g_0(dx^0)^2 - dx^2. \quad (2-10)$$

В этом уравнении обозначение дифференциала координаты  $dx$  (и соответственно  $dx^i$ ) без верхнего индекса подразумевает использование соотношения (2-9). Необходимо отметить, что в общем случае уравнение (2-10) не эквивалентно записи метрического уравнения для двумерного случая:

$$g_0(dx^0)^2 - (dx^1)^2 = g_0(dx^0)^2 - (dx^1)^2. \quad (2-11)$$

Неэквивалентность уравнений (2-10) и (2-11) связана с тем, что, как будет показано ниже, течение времени в пространствах вида  $R^n_{(1,n-1)}$ ,  $n > 2$ , и двумерных пространствах  $R^2_{(1,1)}$  имеет существенные различия.

Сопутствующая система отсчета по определенным координатам связана с равенством нулю членов метрического уравнения по этим координатам. Вследствие этого метрическое уравнение для пары систем отсчета  $K^n$  и  $K^m$ , в которой  $K^m$  является сопутствующей по  $x'$  системой координат, будет иметь вид:

$$g_0(dx^0)^2 - dx^2 = g_0(dx^0)^2. \quad (2-12)$$

Здесь  $dx^2 = 0$ . Это соотношение позволяет установить связь между величинами  $dx^0$  и  $dx^0$ :

$$(dx^0)^2 \left( g_0 - \frac{dx^2}{(dx^0)^2} \right) = g_0(dx^0)^2. \quad (2-13)$$

Уравнение (2-13) соответствует нахождению наблюдателя в системе отсчета  $K^n$ . Допустим теперь, что наблюдатель переместился в систему отсчета  $K^m$ , а система отсчета  $K^n$  становится сопутствующей по  $x$ . В этом случае метрическое уравнение изменяется следующим образом:

$$g_0(dx^0)^2 = (dx^0)^2 \left( g_0 - \frac{dx'^2}{(dx'^0)^2} \right). \quad (2-14)$$

Уравнения (2-13) и (2-14) между собой не совпадают. Отсюда следует, что соотношение между величинами  $dx^0$  и  $dx^0$  зависит от того, в какой системе отсчета находится наблюдатель, и, соответственно, какая из систем отсчета принята сопутствующей.

Каждый член метрического уравнения связан с проекцией интервала  $ds$  на соответствующую ось координатной системы. В общем случае величина проекции интервала может быть больше или меньше его самого. Соответственно, совокупность членов в левой или правой части метрического уравнения определяет проекцию интервала  $ds$  на соответствующее этим членам подпространство.

Введем следующее правило.

**Утверждение 2-4.** *Если интервал  $dS$  окажется совмещенным с некоторой осью координатной системы, представленной определенным членом метрического уравнения, то в данной части метрического уравнения все остальные члены будут равны нулю.*

Это правило необходимо для снятия неопределенности, которая может возникнуть в некоторых случаях в пространствах с индефинитной метрикой. Справедливость данного правила доказывается следующим. Пусть  $E$  – некоторый вектор, заданный на линейном пространстве  $R^n$ ;  $e_0, e_1, \dots, e_i, \dots, e_{n-1}$  – базисные вектора, представляющие собой орты системы координат  $K$ . Тогда вектор  $E$  может быть представлен в виде:  $E = \xi_0 e_0 + \xi_2 e_2 + \dots + \xi_i e_i + \dots + \xi_{n-1} e_{n-1}$ . Совместим вектор  $E$  с одной из координатных осей системы  $K$ , например  $i$ -той. Тогда он может быть записан в виде:  $E = \xi_i e_i$ . Отсюда:  $E - \xi_i e_i = \xi_0 e_0 + \xi_1 e_1 + \dots + \xi_{i-1} e_{i-1} + \xi_{i+1} e_{i+1} + \dots + \xi_{n-1} e_{n-1} = 0^m$ ; здесь  $0^m$  – нуль-вектор. Поскольку любая комбинация базисных векторов в пространстве  $R^n$  остается линейно независимой, то можно получить значения координат вектора:  $\xi_0 = \xi_1 = \dots = \xi_{i-1} = \xi_{i+1} = \dots = \xi_{n-1} = 0$ . Полагая, что модуль вектора  $E$

равен интервалу  $dS$ , т.е.  $|E| = dS$ , получаем  $\xi_0 = \xi_1 = \dots = \xi_{i-1} = \xi_{i+1} = \dots = \xi_{n-1} = dx^0 = dx^1 = \dots = dx^{i-1} = dx^{i+1} = \dots = dx^{n-1} = 0$ , и приходим к рассматриваемому правилу.

Удобство метрических уравнений заключается также в том, что они позволяют исследовать движение двух частиц друг относительно друга. С этой целью одна из частиц совмещается с временной осью своей сопутствующей системы, а положение второй частицы совмещается с временной осью лабораторной. При этом временные координаты обеих частиц связаны преобразованием Лоренца, а эти преобразования автоматически выполняются для метрического уравнения.

Уравнения, аналогичные метрическим, в отдельных случаях уже применялись в STR, однако в рамках данной работы они становятся одним из основных инструментов исследования.

### 2.3. Полномерные пространства

**Определение 2-1.** *Пространство  $R^n$  будем именовать полномерным, если значение его метрики  $ds^2$  является инвариантом.*

Отсюда следует, что на полномерных пространствах  $R^n$  для любой произвольно выбранной пары систем отсчета  $K^n$  и  $K^{n'}$  выполняется равенство:

$$dS^2 = dS'^2. \quad (2-15)$$

Соответственно, пространства (или подпространства), на которых нарушается требование инвариантности метрики, будем называть *неполномерными*. Другими словами, под неполномерным пространством понимается такое пространство, где можно найти хотя бы одну пару систем отсчета  $K^n$  и  $K^{n'}$ , для которых  $dS^2 \neq dS'^2$ . Далее полномерные пространства (подпространства) и их метрики будем выделять с помощью квадратных скобок. В частности, запись  $[R^n]$  означает, что пространство  $R^n$  имеет статус полномерного.

Проанализируем метрическое уравнение для некоторого пространства  $R^k$ . Допустим, что мы обнаружили в нем инвариантную компоненту  $x^i = x'^i$ . Это значит, что  $x^i$  не может представлять координатную ось, и является скаляром. В связи с этим метрическое уравнение можно сократить, исключив соответствующую координатную ось (что эквивалентно понижению размерности пространства). Последовательно избавляясь от всех инвариантных компонент метрического уравнения, мы придем к его ковариантности при минимуме оставшихся компонент. Исключение любой из оставшихся компонент неизбежно приведет к нарушению метрического уравнения и интервал  $dS^2$  утратит инвариантность. Полученное таким образом пространство будет полномерным. Таким образом, мы можем связать размерность пространства с инвариантностью в нем интервала.

Остановимся на особенностях структуры невырожденных полномерных евклидовых пространств.

**Теорема 2-1.** *При увеличении размерности полномерного однородного евклидова пространства  $[R^n]$  на единицу, т.е. при  $n \rightarrow (n + 1)$ , и образовании нового полномерного однородного евклидова пространства  $[R^{n+1}]$ , исходное пространство  $R^n$  утрачивает статус полномерного.*

Допустим противоположное, т.е. в результате перехода  $n \rightarrow (n + 1)$  образуется новое полномерное пространство  $[R^{n+1}]$ , и при этом исходное пространство сохраняет статус полномерного  $[R^n]$ . Переход  $n \rightarrow (n + 1)$  в данном случае означает образование нового полномерного пространства  $[R^{n+1}]$  путем введения нового измерения (что эквивалентно добавлению новой координатной оси  $x^{n+1}$  в системах отсчета). Очевидно, что в результате перехода  $n \rightarrow (n + 1)$  пространство  $[R^n]$  становится подпространством нового пространства  $[R^{n+1}]$ . Метрическое уравнение для  $[R^n]$  можно записать в виде:

$$\left[ \sum_{i=1}^n g_i(dx^i)^2 \right] = \left[ \sum_{i=1}^n g_i(dx^{i'})^2 \right], \quad (2-16)$$

а для пространства  $[R^{n+1}]$  оно будет иметь вид:

$$\left[ \sum_{i=1}^n g_i(dx^i)^2 \right] + g_{n+1}(dx^{n+1})^2 = \left[ \sum_{i=1}^n g_i(dx^{i'})^2 \right] + g_{n+1}(dx^{n+1})^2. \quad (2-17)$$

Поскольку соотношение (2-16) по допущению продолжает выполняться, его можно использовать для упрощения метрического уравнения (2-17), т.е. на него можно сократить. Далее, сокращая на  $g_{n+1}$ , получаем тождество:

$$(dx^{n+1})^2 \equiv (dx^{n+1})^2.$$

Это тождество означает, что интервал  $dx^{n+1}$  не изменяется при переходе от системы отсчета  $K^{n+1}$  к  $K^{n+1'}$ , т.е. он является инвариантом, или скаляром. Следовательно, в соответствии с правилом (Утверждение 1-1, п.3)  $x^{n+1}$  не может быть использована в качестве новой координатной оси системы отсчета, что противоречит допущению. Полученное противоречие доказывает теорему.

Нетрудно видеть, что справедливо и обратное утверждение: *если имеется полномерное однородное пространство  $[R^n]$ , то никакое его подпространство  $R^{n-1}$  не может быть полномерным.*

Остановимся теперь на общем случае для плоских однородных евклидовых пространств.

**Теорема 2-2.** *Полномерное евклидово пространство не может быть подпространством другого полномерного евклидова пространства.*

Допустим противоположное: в полномерном евклидовом пространстве  $[R^n]$  можно выделить некоторое полномерное подпространство  $[R^p]$ . Запишем соответствующее метрическое уравнение:

$$\left[ \sum_{i=1}^p g_i(dx^i)^2 \right] + g_{p+1}(dx^{p+1})^2 + \dots + g_n(dx^n)^2 = \left[ \sum_{i=1}^p g_i(dx^{i'})^2 \right] + g_{p+1}(dx^{p+1})^2 + \dots + g_n(dx^n)^2. \quad (2-18)$$

Соответственно для полномерного подпространства  $[R^p]$  метрическое уравнение будет иметь вид:

$$\left[ \sum_{i=1}^p g_i(dx^i)^2 \right] = \left[ \sum_{i=1}^p g_i(dx^{i'})^2 \right]. \quad (2-19)$$

Пусть некоторый ненулевой интервал  $ds$  в пространстве  $[R^n]$  занимает положение, при котором в подпространстве  $[R^p]$  в системе отсчета  $K^p$  соответствующее выражение  $\sum_{i=1}^p g_i(dx^i)^2 \neq 0$ . Поскольку пару систем отсчета  $K^n$  и  $K^n$  на пространстве  $[R^n]$  мы можем выбирать произвольно, то допустимой является такая система отсчета  $K^n$ , в которой интервал  $dS$  будет совмещен с координатной осью, не входящей в состав систем отсчета  $K^p$ , например  $x^n$ . Однако это условие будет выполняться только тогда, когда в  $K^n$  все

остальные компоненты этого интервала  $(dx^i)^2 = 0, i = 1, 2, \dots, n-1$  (см. утверждение 2-4).

Следовательно, и  $\sum_{i=1}^n g_i(dx^i)^2 = 0$ . Но тогда для подпространства  $[R^p]$  неизбежно получим:

$$\sum_{i=1}^p g_i(dx^i)^2 \neq \sum_{i=1}^p g_i(dx^i)^2.$$

А это соотношение прямо противоречит исходному уравнению (2-19), что и доказывает теорему. Нетрудно видеть, что этот результат действителен как для собственно евклидовых, так и псевдоевклидовых пространств.

Итак, максимальная размерность пространства оказывается тесно связанной с фактом инвариантности интервала в этом пространстве.

Если мы разместим в некотором пространстве  $R^n$  наблюдателя  $N$ , то он, используя эти теоремы, может установить, является ли пространство, которое он наблюдает, полномерным. Или, другими словами, является ли наблюдаемое им пространство подпространством другого полномерного пространства. Для этого ему необходимо экспериментальным путем проверять инвариантность интервала, последовательно наращивая его размерность. Как только такая инвариантность будет достигнута и экспериментально подтверждена, он может сделать вывод, что пространство с полученной размерностью является полномерным, и дальнейшее наращивание размерности невозможно.

Следовательно, любое подпространство является неполномерным, и, соответственно, оно не обладает свойствами инвариантности интервала.

Систему координат  $K^n$ , заданную на полномерном пространстве  $[R^n]$ , будем также называть полномерной, если число ее координатных осей равно размерности такого пространства. Далее квадратные скобки для обозначения полномерных пространств будем использовать только в случае необходимости.

## 2.4. О сопутствующих системах отсчета в полномерных пространствах

Сопутствующие системы очень удобны, так как позволяют исследовать особенности движения частиц, с которыми такие системы связаны. Рассмотрим возможность построения полномерных сопутствующих систем отсчета.

**Утверждение 2-5.** *В полномерном невырожденном изотропном собственно евклидовом пространстве  $[R^n_{(n)}]$  невозможно построить полномерную сопутствующую систему отсчета  $[K^m]$ .*

Для доказательства этого утверждения запишем однородное метрическое уравнение для полномерного невырожденного изотропного собственно евклидова пространства  $[R^n_{(n)}]$ :

$$\sum_{i=1}^n (dx^i)^2 = 0. \tag{2-20}$$

Поскольку  $g_i = 1 > 0$ , уравнение (2-20) ненулевых вещественных решений не имеет, что и доказывает данное утверждение. Другими словами, в рассматриваемом пространстве полномерную систему координат с движущейся частицей связать невозможно.

Этот результат противоречит нашим представлениям о том, что в привычном нам трехмерном пространстве  $R^3_{(3)}$  движение явно присутствует, и сопутствующую систему координат построить всегда можно. Чтобы выйти из этого положения, обычно в

трехмерную систему отсчета добавляют часы, которые отмечают время  $t$ . Если говорить о времени Галилея-Ньютона, то время представляет собой скаляр  $t \equiv t'$ , отношения к геометрии пространства не имеющий. Встроить такую скалярную величину в систему отсчета как дополнительную координатную ось невозможно (см. условия построения координатных систем - Утверждение 1-1). Следовательно, введение дополнительной скалярной величины не приводит к появлению искомых ненулевых вещественных решений однородного метрического уравнения, т.е. противоречия не снимает. Увеличение размерности пространства  $[R^n_{(n)}]$ ,  $n > 3$ , без изменения вида метрики также не является выходом, так как соответствующее однородное метрическое уравнение  $\sum_{i=1}^n (dx^i)^2 = 0$  все равно не имеет ненулевых вещественных решений.

Можно искать выход путем изменения метрического уравнения через введение нового члена:

$$\sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 + \lambda = 0. \quad (2-21)$$

Очевидно, что для возникновения ненулевых вещественных решений такого уравнения необходимо, чтобы член  $\lambda$  имел иной знак, чем  $\sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2$ . Учитывая, что каждый новый член метрического уравнения должен соответствовать общему виду метрической формы, запишем его как  $\lambda = -g_0(dx^0)^2$ . Внеся такой небольшой “дефект” в геометрию пространства, получим:

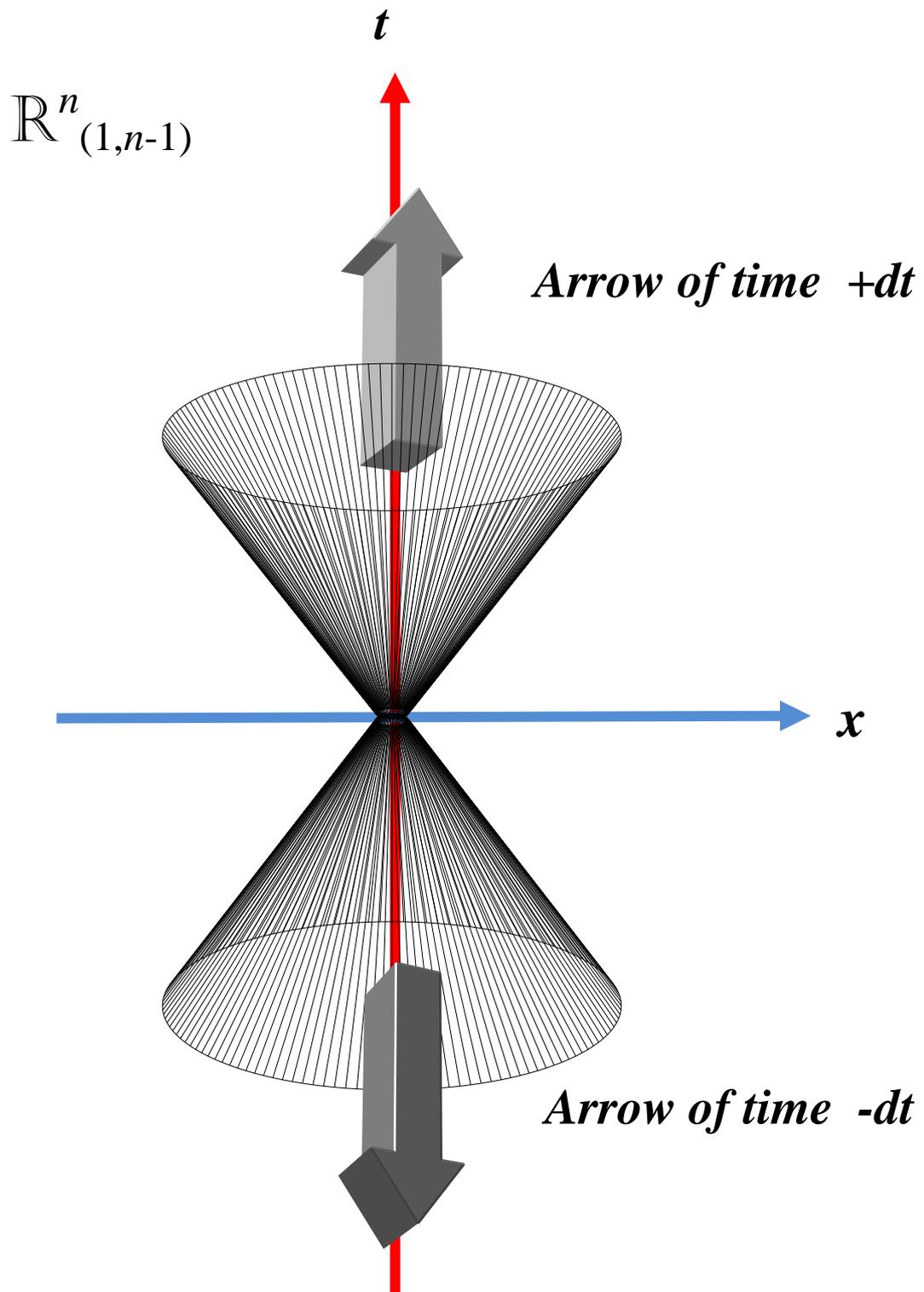
$$g_0(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = 0. \quad (2-22)$$

Здесь уравнение записано в более удобной сигнатуре (+--...-). Теперь метрическое уравнение уже имеет ненулевые вещественные решения. В итоге мы получили возможность построения полномерной сопутствующей системы отсчета  $[K^n]$ . Отметим, что возможность построения полномерной сопутствующей системы отсчета появилась в результате преобразования собственно евклидова пространства в псевдоевклидово.

Внесенный таким образом в метрику пространства  $R^n_{(n)}$  относительно небольшой геометрический “дефект” приводит к серьезным качественным изменениям – в пространстве раскрывается двуполостный световой конус, описываемый уравнением (2-22) - см. рис.2. Вследствие этого пространство структурируется. Изотропным и собственно евклидовым останется только подпространство  $R^{n-1}_{(n-1)}$ , а само исследуемое пространство  $R^n_{(1,n-1)}$  утрачивает свойство изотропности и становится анизотропным, что следует из определения 1-5. Метрика  $R^n_{(1,n-1)}$  является индефинитной и имеет вид:

$$ds^2 = g_0(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2.$$

Координатная ось  $x^0$  приобретает свойства оси анизотропии и становится осью раскрывшегося светового конуса. Возникшую структуризацию пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  с такой метрикой можно описать с помощью одного параметра – компоненты  $g_0$ . Вследствие четности метрического уравнения световой конус обладает симметрией.



**Рис. 2.** Раскрытие светового конуса при переходе к псевдоевклидовому пространству  $\mathbb{R}^n_{(1,n-1)}$ . Метрическое уравнение принимает вид:  $\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2$

Сам световой конус удобно описывать с помощью величины  $\tanh \Phi$ . Здесь под углом раскрытия светового конуса  $\Phi$  будем понимать гиперболический угол между осью анизотропии  $x^0$  и образующей светового конуса. Величину  $\tanh \Phi$  можно получить следующим образом:

$$\tanh^2 \Phi = \frac{dx^2}{(dx^0)^2}. \quad (2-23)$$

Здесь в качестве приращения  $dx$  взято значение, при котором выполняется соотношение (2-22) с учетом записи (2-9). Нетрудно видеть, что значение  $\tanh \Phi$  непосредственно связано со значением  $g_0$ :

$$\tanh^2 \Phi = g_0. \quad (2-24)$$

Используя это соотношение, метрическое уравнение для пространства  $[R^n_{(1,n-1)}]$  можно записать в геометрической форме:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2. \quad (2-25)$$

Такая запись позволяет более наглядно выделить структурные свойства исследуемого пространства. Поскольку для рассматриваемых пространств  $\tanh \Phi$  является единственным параметром, определяющим их структуру, то различать пространства  $[R^n_{(1,n-1)}]$  друг от друга можно по значению  $\Phi$ .

Пусть в системе координат  $K^n$  в малой окрестности некоторой точки движение частицы  $\alpha$  можно представить в виде участка прямой ее мировой линии, не лежащей на поверхности светового конуса. Тогда можно определить геометрический параметр, характеризующий такое движение частицы:

$$\tanh^2 \varphi = \frac{dx^2}{(dx^0)^2}. \quad (2-26)$$

Здесь член  $dx$  имеет иной смысл и соответствует движению частицы по ее мировой линии, не лежащей на поверхности светового конуса, а гиперболический угол  $\varphi$  определяется углом между касательной к мировой линии частицы и осью анизотропии, причем во времениподобной области  $\tanh^2 \varphi < \tanh^2 \Phi$ . В физической интерпретации  $\tanh \varphi$  представляет собой скорость частицы в своей системе координат.

Гиперболические параметры  $\Phi$  и  $\varphi$  в данном случае используются не так, как обычно принято для STR. Это сделано с целью лучше выделить геометрические свойства и особенности метрических уравнений и более явно проявить связь движения частиц с геометрией пространства.

Отметим возможность построения сопутствующих систем отсчета в подпространствах. В частности, в собственно евклидовом подпространстве  $R^{n-1}_{(n-1)}$  полномерного пространства  $[R^n_{(1,n-1)}]$  можно построить сопутствующую систему отсчета.

Действительно, соответствующее метрическое уравнение для  $[R^n_{(1,n-1)}]$  при  $\sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = 0$

принимает вид:

$$g_0(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = g_0(dx^0)^2.$$

Это уравнение может иметь вещественные решения, следствием чего становится возможным построить пространственную сопутствующую систему отсчета  $K^{n-1}_{(n-1)}$ . Отсюда также следует, что несопутствующая система отсчета  $[K^n]$  может содержать в себе сопутствующую систему отсчета меньшей размерности  $K^{n-1}_{(n-1)}$ .

## 2.5. Применение метрических уравнений для изучения внутренних полостей светового конуса псевдоевклидова пространства

Форма светового конуса в пространстве  $[R^n_{(1,n-1)}]$  описывается однородным метрическим уравнением:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2 = 0. \quad (2-27)$$

Отметим, что для однородных пространств согласно определению 1-4  $g_0 = g_0'$ , и, следовательно,  $\tanh^2 \Phi$  не зависит от выбора системы отсчета.

Наблюдатель в системе отсчета  $K^n$  может экспериментально определить форму светового конуса пространства, в котором он находится. Эта поверхность полностью задается однородным метрическим уравнением (2-27), которое имеет единственный параметр -  $\tanh \Phi$ . При наблюдении движения частиц в пространстве наблюдатель должен выделить те из них, которые находятся на поверхности конуса. Признаком таких частиц будет  $dx^0 = 0$  (при этом остальные компоненты  $dx'$  равны нулю автоматически). Т.е. в физической интерпретации они должны быть остановлены в собственном времени. И затем измерить отношение (2-23).

Здесь возникает вопрос, как наблюдатель обнаружит частицы, для которых  $dx^0 = 0$ . Для этого удобно использовать следующий признак: если для частицы  $dx^0 = 0$ , то для нее  $\tanh^2 \varphi = \text{inv}$ . Действительно, пусть в пространстве  $[R^n_{(1,n-1)}]$  движется некоторая частица. Опишем ее движение в двух произвольно взятых системах координат  $K^n_1$  и  $K^n_2$  с помощью соответствующих однородных (т.к.  $dx^0 = 0$ ) метрических уравнений:

$$K^n_1: (dx_1^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi_1) = 0;$$

$$K^n_2: (dx_2^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi_2) = 0.$$

Отсюда следует:

$$(dx_1^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi_1) = (dx_2^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi_2) = 0.$$

Поскольку для невырожденного псевдоевклидова пространства  $dx_1^0 \neq 0$ ,  $dx_2^0 \neq 0$ ,  $\Phi \neq 0$ , то это уравнение будет выполняться только в случае, когда  $|\tanh \varphi_1| = |\tanh \varphi_2|$ . Т.е. наблюдателю достаточно найти частицы, параметр движения которых  $\tanh \varphi$  не зависит от выбора системы отсчета. В этом случае  $|\tanh \varphi| = |\tanh \Phi|$ .

С помощью метрического уравнения в форме (2-25) достаточно просто установить, на какое расстояние  $dx^0$  сдвинется частица по оси анизотропии системы  $K^n$ , если частица-наблюдатель в лабораторной системе  $K^n$  сдвинется по аналогичной оси на расстояние  $dx^0$ , т.е. установить вид взаимосвязи приращений этих координат. Для этого делаем систему координат  $K^n$  сопутствующей по координатам  $x'$ , т.е.  $dx' = 0$ , и делим все члены уравнения (2-25) на  $\tanh^2 \Phi$ . Используя обозначение  $\tanh \varphi = \frac{dx}{dx^0}$ , получим искомую зависимость, эквивалентную соответствующему релятивистскому соотношению для собственного времени частицы:

$$(dx^0)^2 \frac{(\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi)}{\tanh^2 \Phi} = (dx^{\prime 0})^2. \quad (2-28)$$

Здесь  $\varphi$  представляет собой гиперболический угол между осями  $x^0$  и  $x^{\prime 0}$  координатных систем  $K^n$  и  $K^{\prime n}$ .

Найдем общие решения полного метрического уравнения в виде (2-25) для систем отсчета  $K^n$  и  $K^{\prime n}$ , заданным в пространстве  $[R^n_{(1,n-1)}]$  с изотропным подпространством  $R^{n-1}_{(n-1)}$ . Решения этого уравнения будем искать в форме зависимости между приращениями координат частицы в системах отсчета  $K^n$  и  $K^{\prime n}$ . Преобразуем его к виду:

$$(dx^2 - dx'^2) = ((dx^0)^2 - (dx^{\prime 0})^2) \tanh^2 \Phi.$$

Отсюда сразу следуют решения:

$dx = dx'$ ,  $dx^0 = dx^{\prime 0}$ . Такая ситуация возникает при совмещении обеих систем отсчета, их одноименные орты однонаправлены и коллинеарны. Темпоральная сигнатура  $\{++\}$ .

$dx = -dx'$ ,  $dx^0 = dx^{\prime 0}$ . Пространственные координатные оси  $x$  и  $x'$  ориентированы в противоположных направлениях при совпадении направления координатных осей анизотропии  $x^0$  и  $x^{\prime 0}$ . Темпоральная сигнатура  $\{++\}$ .

$dx = dx'$ ,  $dx^0 = -dx^{\prime 0}$ . Оси анизотропии  $x^0$  и  $x^{\prime 0}$  ориентированы в противоположных направлениях при совпадении направления координатных осей  $x$  и  $x'$ . Темпоральная сигнатура  $\{+-\}$ .

$dx = -dx'$ ,  $dx^0 = -dx^{\prime 0}$ . Такая ситуация возникает при противоположных направлениях одноименных координатных осей обеих систем отсчета. Темпоральная сигнатура  $\{+-\}$ .

$dx = dx' = dx^0 = dx^{\prime 0} = 0$ . Системы отсчета находятся в вырожденном пространстве и интереса не представляют. Темпоральная сигнатура  $\{0,0\}$ .

Интересная ситуация складывается при значении темпоральной сигнатуры  $\{+0\}$ . В этом случае метрическое уравнение принимает вид (2-27), и

$$dx = dx^0 \tanh \Phi.$$

Эти решения соответствуют частным случаям взаимного расположения систем отсчета. Их необходимо дополнить решениями для случая, когда орты  $x^0$  и  $x^{\prime 0}$  и, соответственно,  $x$  и  $x'$  неколлинеарны. В связи с этим удобно использовать выражение  $(\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi)$ , учитывающее взаимное положение одноименных координатных осей  $x^0$  и  $x^{\prime 0}$ . Учтем, что для внутренних полостей светового конуса  $(\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi) \neq 0$ .

Полагаем исследуемое пространство линейным и решение будем искать в виде следующих выражений:

$$dx^0 = f(dx^{\prime 0}, dx'), \quad dx = f(dx^{\prime 0}, dx').$$

Преобразуем правую часть метрического уравнения (2-25) путем умножения его на выражение  $\frac{\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi}{\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi}$ , и добавив в числителе выражение в фигурных скобках:

$$\frac{\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2}{\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi} = \frac{(\tanh^2 \Phi (dx^{\prime 0})^2 - dx'^2) \frac{\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi}{\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi} + \{2 \tanh^2 \Phi \tanh \varphi dx' dx^{\prime 0} - 2 \tanh^2 \Phi \tanh \varphi dx' dx^{\prime 0}\}}{\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi} =$$

$$= \frac{\tanh^4 \Phi (dx'^0 + \frac{\tanh \varphi}{\tanh^2 \Phi} dx')^2 - \tanh^2 \Phi (dx' + \tanh \varphi dx'^0)^2}{\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi}.$$

Теперь это выражение можно привести к виду:

$$\tanh^2 \Phi (dx'^0)^2 - dx^2 = \tanh^2 \Phi \left( \frac{dx'^0 + \frac{\tanh \varphi}{\tanh^2 \Phi} dx'}{\sqrt{1 - \frac{\tanh^2 \varphi}{\tanh^2 \Phi}}} \right)^2 - \left( \frac{dx' + \tanh \varphi dx'^0}{\sqrt{1 - \frac{\tanh^2 \varphi}{\tanh^2 \Phi}}} \right)^2.$$

Сопоставляя почленно левую и правую части этого уравнения, получим:

$$dx^0 = \pm \frac{dx'^0 + \frac{\tanh \varphi}{\tanh^2 \Phi} dx'}{\sqrt{1 - \frac{\tanh^2 \varphi}{\tanh^2 \Phi}}}; \quad dx = \pm \frac{dx' + \tanh \varphi dx'^0}{\sqrt{1 - \frac{\tanh^2 \varphi}{\tanh^2 \Phi}}}. \quad (2-29)$$

Очевидно, что после интегрирования этих соотношений с учетом физической интерпретации выражений  $\tanh \varphi = V$ ;  $\tanh \Phi = c$ ;  $x^0 = t$ ;  $x'^0 = t'$ , можно прийти к преобразованиям Лоренца. Здесь  $V$  – относительная пространственная скорость систем отсчета и  $c$  – скорость света в вакууме.

### 3. Принцип дуальности перемещений

Вернемся к изотропному собственно евклидовому пространству  $R^n$ . Зададим на нем некоторую систему координат. В силу изотропности такого пространства будет действовать известный *принцип независимости движения* материальной частицы вдоль любой из координатных осей. Другими словами, перемещение вдоль любой из координатных осей можно рассматривать *независимо* от перемещений по иным осям [18]. При этом поворотом системы координат всегда можно добиться того, чтобы прямолинейное движение частицы совершалось вдоль только одной из осей, а по другим ее координаты оставались неизменными. Приращение координат материальной частицы по одной из координатных осей не связано в обязательном порядке с приращением ее координат по какой-либо другой координатной оси.

Теперь осуществим описанный выше переход  $R^n \rightarrow R^n_{(1,n-1)}$ , и посмотрим, сохранится ли принцип независимости движения для внутренних полостей светового конуса псевдоевклидова пространства.

**Теорема 3-1 - принцип дуальности перемещений.** *На пространстве  $[R^n_{(1,n-1)}]$  при  $ds^2 > 0$  неравенство  $dx^2 = \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 > 0$  выполняется тогда и только тогда, когда  $dx^0 \neq 0$ .*

Другими словами, любое пространственное перемещение частицы во времениподобной области пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  является не менее чем двухкомпонентным, т.е. неразрывно связано с ненулевым интервалом перемещения частицы вдоль оси анизотропии (оси светового конуса, или временной оси в физической интерпретации).

Действительно, для области, где  $ds^2 > 0$ , метрическое уравнение можно записать в виде:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2 > 0.$$

Отсюда следует, что для любой системы отсчета в этой области должно выполняться условие:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 > dx^2. \quad (3-1)$$

Из условия  $dx^0 = 0$  неизбежно следует  $dx = 0$ , и других вещественных значений для  $dx$  нет. С другой стороны, т.к.  $\tanh^2 \Phi$  для  $R^n_{(1,n-1)}$  всегда больше нуля, то требование  $dx^2 > 0$  влечет за собой необходимость выполнения условия  $dx^0 \neq 0$ , что и доказывает теорему.

Таким образом, внутри световых конусов любое перемещение в пространстве возможно только с одновременным перемещением во времени, и отсутствие течения времени (т.е.  $dx^0 = 0$ ) налагает запрет на любые пространственные перемещения. С другой стороны, перемещение частицы во временном измерении не влечет за собой обязательного движения частицы в пространстве.

Отметим, что если пространство невырожденное, т.е. найдется хотя бы одно значение  $dx^i \neq 0$ , то будет выполняться и  $dx^0 \neq 0$ .

Всех этих геометрических особенностей нет в собственно евклидовом пространстве. Таким образом, прямым результатом перехода от собственно евклидова изотропного пространства к анизотропному с псевдоевклидовой метрикой является проявление принципа *дуальности перемещений* внутри световых конусов на таких пространствах взамен *принципа независимости* движения. Принцип независимости движения сохраняется только для собственно евклидова подпространства  $R^{n-1}_{(n-1)}$ .

Полученный геометрический результат порождает важнейшую асимметрию между пространством и временем в псевдоевклидовом пространстве. Именно возникновение анизотропии при переходе от собственно евклидова пространства к псевдоевклидовому приводит к дуальности любого пространственного движения и создает условия для проявления фундаментального свойства нашего мира – течение времени.

Действие принципа дуальности перемещений, связывающего пространственные интервалы с временными во времениподобной области, *приводит к запрету на мгновенно протекающие процессы, и к разворачиванию их во времени*. Соответственно мировые линии частиц во внутренних полостях светового конуса вытягиваются вдоль оси анизотропии (временного измерения). Отметим, что этот принцип не действует за пределами светового конуса. В этой области псевдоевклидова пространства не исключаются мгновенные (т.е. без затрат времени) перемещения частиц в пространстве.

Принцип дуальности перемещений делает понятным, почему *поступательное* движение в пространстве оказывается связанным с преобразованием *поворота* в псевдоевклидовом пространстве (пространстве Минковского). Действительно, совместное действие пары разнонаправленных перемещений неизбежно приводит к повороту соответствующей системы координат.

#### 4. Причины течения времени (два фундаментальных вида движения)

##### 4.1. Сложности, возникающие при определении характеристик течения времени

Движение частицы в пространстве определяется изменением ее пространственных координат. Следовательно, аналогичное изменение координаты частицы по временной оси можно рассматривать как движение частицы во времени, или проявлением течения времени для нее [19].

Любое физическое явление становится определенным только тогда, когда мы имеем возможность тем или иным способом его характеризовать. Однако как только мы попытаемся описать движение по временной оси с помощью известных характеристик

движения, в первую очередь с помощью характеристики, аналогичной понятию скорости в пространстве  $v = \frac{dx^i}{dt}$ ,  $i = 1, 2, 3$ , мы попадаем в порочный круг. Действительно, скорость движения в пространстве всегда определяется через отношение пространственного перемещения к соответствующему интервалу времени. В нашем случае «скорость» течения времени приходится определять через отношение интервала перемещения по временной координате к самому себе, что лишает эту характеристику ценности.

Частично удастся выйти из этой ситуации путем использования понятия *темпа* движения, как *сравнительной* характеристики, широко применяемой в STR. В отличие от предшествующего случая, его можно использовать и для характеристики движения частицы во временном измерении. Пусть в системе отсчета  $K^n$  частица сдвинулась по временной координате на величину  $dt$ . Этому перемещению в системе отсчета  $K^m$  соответствует интервал  $d\tau$  (здесь  $d\tau = dx^0$  при  $dx^i = 0$ ). Тогда можно говорить, что темп движения во времени частицы в системе координат  $K^n$  больше, чем в системе отсчета  $K^m$ , в  $\gamma$  раз, где  $\gamma = \frac{dt}{d\tau}$ . Однако при этом мы ничего не можем сказать о свойствах движения частицы во времени в самой системе координат  $K^m$ , и проблема остается. Если системы координат покоятся друг относительно друга, то  $dt = d\tau$ , и неопределенность сохраняется.

Не решает эту проблему использование в качестве искомой характеристики временной компоненты 4-х вектора скорости в рамках STR. Действительно, временную составляющую 4-х вектора скорости можно определить в виде [18]:

$$u^0 = c \frac{dt}{d\tau} = c\gamma. \quad (4-1)$$

Здесь  $c$  – фундаментальная константа. В результате временная компонента 4-х вектора скорости представлена константой, умноженную на величину того же темпа течения времени, о котором шла речь выше. И проблемы, связанные с использованием понятия темпа течения времени, переносятся и на данное определение.

Единственный путь, который может нас вывести из тупика, это уход от физики процесса и использование геометрического подхода с целью получения характеристик движения, которые были бы лишены указанного недостатка.

## 4.2. Уничтожимое движение

Положим, что в невырожденном пространстве  $R^n$  в системе отсчета  $K^p$  движется частица  $\alpha$ . Сделаем следующее допущение: *можно уничтожить движение частицы путем подбора такой системы отсчета  $K^q$ , в которой движение этой частицы будет отсутствовать*. Очевидно, что для уничтожения движения частицы можно использовать сопутствующую систему отсчета. В ней частица оказывается неподвижной, ее  $\alpha$ -интервал становится равным нулю. Это важное свойство движения позволяет ввести следующее определение.

**Определение 4-1.** *Движение частицы в невырожденном пространстве  $R^n$  будем именовать уничтожимым движением, если можно подобрать такую систему отсчета, в которой ее  $\alpha$ -интервал равен нулю (движение отсутствует).*

В противном случае будем говорить о **неуничтожимом движении**. Уничтожимое движение определяется возможностью подобрать для частицы сопутствующую систему отсчета, а неуничтожимое – ее отсутствием. Для определения такой возможности удобно использовать метрические уравнения. Поскольку в системе отсчета  $K^p$  сопутствующая система отсчета  $K^q$  движется вместе с частицей  $\alpha$ , то уничтожимое движение этой

частицы позволяет делать заключение и об относительном движении систем отсчета  $K^p$  и  $K^p$ .

Рассмотрим теперь связь относительного движения систем координат с инвариантностью интервала.

**Определение 4-2.** Если в невырожденном пространстве  $R^n$  существует движущаяся частица  $\alpha$ , то нарушение  $\alpha$ -инвариантности в системах отсчета  $K^p$  и  $K^p$  определяет их относительное уничтожимое движение друг относительно друга.

Соответственно, если установлена  $\alpha$ -инвариантность для этих систем координат, то их относительное движение друг относительно друга отсутствует. Такой подход позволяет определить относительное движение как особое состояние систем отсчета в пространстве. Определение движения через инвариантность интервала позволяет связать его с полномерными пространствами и исследовать возможность возникновения и развития в них процессов движения. Важная особенность этого определения заключается также в том, что оно может использоваться для определения движения систем отсчета в любом измерении, в том числе и во времени (что невозможно сделать с помощью традиционного подхода).

Физическое понятие скорости относительного движения некоторых частиц  $\alpha_1$  и  $\alpha_2$  в геометрической интерпретации определяется углом (в соответствующей геометрии) расхождения мировых линий данных частиц. Таким образом, в общем случае физическое понятие скорости при относительном движении частиц (и систем отсчета), можно заменить геометрической характеристикой – углом между соответствующими мировыми линиями. Итак, использование свойства инвариантности интервалов для определения движения и представление относительных скоростей через углы расхождения мировых линий открывает перед нами возможность определить относительное движение систем отсчета через геометрические понятия интервалов и углов (тригонометрических или гиперболических, в зависимости от используемой геометрии пространства), и уйти от физики процесса.

Нарушение  $\alpha$ -инвариантности, позволяющее идентифицировать относительное движение систем отсчета, связано с движением пробной  $\alpha$ -частицы. Используя подход, изложенный в [20], покажем, что протяженность  $\alpha$ -интервала, и, следовательно, его изменения, никак не зависят от скорости движения  $\alpha$ -частицы по своей мировой линии (траектории).

Пусть  $\alpha$ -частица движется по некоторой параметризованной кривой  $x^i = f^i(t)$ ,  $i = 0, 1, \dots, n$ ,  $a \leq t \leq b$ . Здесь  $t$  – некоторый параметр, меняющийся со скоростью  $v(t) = (\frac{df^1}{dt}, \dots, \frac{df^n}{dt})$  от  $a$  до  $b$ . Выразим длину  $l$  пути частицы через  $v(t)$ :

$$l = \int_a^b |v(t)| dt.$$

Зададим теперь новый параметр  $\tau$ ,  $a' \leq \tau \leq b'$ . Параметр  $t$  можно представить в виде функции  $t = t(\tau)$ , и  $t(a') = a$ ,  $t(b') = b$ ,  $\frac{dt}{d\tau} > 0$ . Тогда можно записать:

$$x^i = f^i(t) = f^i(t(\tau)) = h^i(\tau), \quad i = 0, 1, \dots, n.$$

Обозначим скорость движения по новому параметру  $\tau$  как  $u(\tau)$ :

$$u(\tau) = (\frac{dh^1}{d\tau}, \dots, \frac{dh^n}{d\tau}), \quad a' \leq \tau \leq b'.$$

В новой параметризации длина кривой равна:

$$l' = \int_{a'}^{b'} |u(\tau)| d\tau.$$

Теперь с учетом  $\frac{dt}{d\tau} > 0$  можно записать:

$$|u(\tau)| = \sqrt{\sum_0^n (g_i \frac{dh^i}{d\tau})^2} = \sqrt{\sum_0^n (g_i \frac{df^i}{dt} \frac{dt}{d\tau})^2} = \frac{dt}{d\tau} \sqrt{\sum_0^n (g_i \frac{df^i}{dt})^2} = \frac{dt}{d\tau} |v(t)|.$$

Здесь  $g_i$  задаются метрикой пространства. Отсюда следует:

$$l' = \int_{a'}^{b'} |u(\tau)| d\tau = \int_{a'}^{b'} |v(t(\tau))| \frac{dt}{d\tau} d\tau = \int_a^b |v(t)| dt = l.$$

Таким образом, интересующая нас длина интервала не зависит от скорости пробегания по нему  $\alpha$ -частицы, и при установлении  $\alpha$ -инвариантности ее можно не учитывать. Другими словами, нарушение  $\alpha$ -инвариантности зависит только от относительного движения систем отсчета, и может быть связана с движением самой частицы только если система отсчета является для нее сопутствующей.

Рассмотрим следующую ситуацию в физической интерпретации. Пусть в системе отсчета  $K^p$  со скоростью  $v$  прямолинейно и равномерно движется частица  $\alpha$ , движение которой задается в пространственной размерности  $x^1 x^2 x^3$ ,  $p = 3$ . В этом же направлении со скоростью  $V$  движется система отсчета  $K^p$ . Тогда интервалу движения частицы  $\Delta s$  в системе отсчета  $K^p$  будет соответствовать интервал  $\Delta s'$  в движущейся системе отсчета  $K^p$ , которые связаны между собой галлилеевым преобразованием:

$$\Delta s' = \Delta s - Vt. \quad (4-2)$$

При  $V = \frac{\Delta s}{t}$  система отсчета  $K^p$  становится сопутствующей. Нарушение  $\alpha$ -инвариантности отражается неравенством  $\Delta s'^2 \neq \Delta s^2$ , и вызывается появлением члена  $Vt$ . Этот член оказывается связанным с новой координатой  $t$ , которая не участвует в размерности движения  $x^1 x^2 x^3$ . Т.е. для описания движения в размерности  $p$  возникает необходимость использовать  $p+1$  координату. В релятивистском случае преобразование Лоренца дает аналогичный результат. Появление члена, связанного с новой координатой, можно интерпретировать как то, что при относительном движении систем отсчета интервал “проваливается” в иное измерение – временное в данном примере. В полномерном пространстве за счет такого “проваливания” обеспечивается инвариантность интервала и выполнение метрического уравнения.

Однако в полномерных пространствах возможность “проваливания” полномерного интервала в новое измерение отсутствует, так как все измерения оказываются уже “исчерпанными”. Отсюда следует вывод: *в полномерных пространствах движение систем отсчета в подпространствах и движение полномерных систем отсчета должны существенно отличаться*. Т.е. область существования уничтожимого движения в полномерных пространствах оказывается ограниченной.

Определим границы, в пределах которых может существовать уничтожимое движение. Для такого анализа удобно использовать метрические уравнения, с видом которых связана возможность построения сопутствующих систем отсчета.

Рассмотрим невырожденное полномерное собственно евклидово пространство  $[R^n]$ . В соответствии с разделом 2-4 в таком пространстве невозможно построить полномерную сопутствующую систему отсчета  $K^n$ . В то же время можно утверждать, что в *полномерном невырожденном собственно евклидовом пространстве  $[R^n]$  сопутствующую систему отсчета  $K^p$ ,  $p < n$  можно построить только для какого либо его подпространства  $R^p$ ,  $p < n$ .*

Чтобы у соответствующего метрического уравнения (2-20) появились вещественные решения, необходимо в его правой части оставить хотя бы один ненулевой член  $dx^j$ :

$$\sum_{i=1}^n (dx^i)^2 = (dx^j)^2. \quad (4-3)$$

Данное уравнение уже может иметь ненулевые вещественные решения, и при этом в его правой части члены  $(dx^i)^2 = 0$ ,  $i \neq j$ . Следовательно, сопутствующей может быть только система отсчета, которая не включает координатную ось, с которой связан ненулевой член в правой части уравнения. Итак, при построении сопутствующей системы отсчета в правой части метрического уравнения всегда приходится оставлять вне этой системы хотя бы одну “лишнюю” координату. При этом в собственно евклидовых пространствах имеется существенная особенность – в качестве “лишней” может быть принята *любая* координата. Другими словами, размерность уничтожимого движения (размерность сопутствующей системы координат) в таких пространствах не может превышать  $n-1$ .

Рассмотрим теперь возможности осуществления уничтожимого движения в невырожденном однородном псевдоевклидовом пространстве  $[R^n_{(1,n-1)}]$ .

Метрическое уравнение для полномерного псевдоевклидова пространства можно записать следующим образом:

$$(dx^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi) = g_0(dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2. \quad (4-4)$$

Отсюда видно, что в пространственноподобной области ( $\tanh^2 \Phi < \tanh^2 \varphi$ ,  $ds^2 < 0$ ), для данного метрического уравнения допустимым является значение  $dx^0 = 0$ , но в то же время сумма  $\sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2$  не может принимать нулевые значения. Следовательно, для этой области при построении сопутствующих систем отсчета всегда приходится оставлять хотя бы один ненулевой член, находящийся под знаком суммы. Т.е. “лишней” координатой при построении сопутствующих систем может быть любая координата, кроме  $x^0$ .

Для времениподобной области ( $\tanh^2 \Phi > \tanh^2 \varphi$ ,  $ds^2 > 0$ ) ситуация существенно меняется. Как непосредственно следует из уравнения (4-4), “лишней” оказывается единственная координата -  $dx^0$ , которая никогда не может принимать нулевое значение. Т.е. нам никак не удастся ее “занулить” при попытке построить сопутствующую систему координат. Следовательно, во времениподобной и пространственноподобной областях  $[R^n_{(1,n-1)}]$  размерность сопутствующих систем координат не может быть выше, чем  $n-1$ . И, соответственно, уничтожимое движение может быть определено в размерности, не выше, чем  $n-1$ . Случай, когда движущаяся частица находится на поверхности светового конуса, ниже будет рассмотрен отдельно.

### 4.3. Об относительном движении систем отсчета во временном измерении

В STR возможность движения полномерных систем отсчета во временном измерении друга относительно друга не рассматривалась. В то же время при исследовании феномена течения времени этот вопрос представляет существенный интерес. Для его решения можно использовать введенное выше определение относительного движения систем отсчета как нарушение  $\alpha$ -инвариантности. В отличие от традиционного, такой подход обладает универсальностью и может быть применен при движении в любом измерении, в том числе и во временном.

Допустим, что в начальной ситуации в пространстве  $R^n_{(1,n-1)}$  полномерные системы отсчета - лабораторная  $K^n$  и сопутствующая  $K'^n$  совмещены друг с другом, в том числе по одноименным координатным осям. Пусть теперь из этого начального положения система  $K'^n$  движется относительно системы  $K^n$  вдоль оси светового конуса  $x^0$ . Пусть частица  $\alpha$  остается совмещенной с осью  $x^0$  системы отсчета  $K'^n$ , т.е.  $dx' = 0$ . В соответствии с определением движения 4-2 этом случае  $\alpha$ -инвариантность должна нарушаться, т.е.  $(dx^0)^2 \neq (dx'^0)^2$ . Этот факт можно отразить с помощью некоторой величины  $\xi$ , такой, что будет выполняться уравнение:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 + \xi = \tanh^2 \Phi (dx'^0)^2.$$

С другой стороны, поскольку обе системы отсчета полномерные, для них должно выполняться соответствующее метрическое уравнение, которое можно записать в виде:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - dx^2 = \tanh^2 \Phi (dx'^0)^2.$$

Сопоставление этих уравнений позволяет вычислить величину  $\xi = - dx^2$ . Следовательно, разница между  $dx^0$  и  $dx'^0$ , связанная с относительным движением систем отсчета вдоль оси  $x^0$ , неизбежно порождает пространственную компоненту движения  $dx$ .

Но появление компоненты  $dx$  приводит к тому, что оси  $x^0$  и  $x'^0$  уже не будут однонаправлены. Таким образом, относительное движение систем отсчета вдоль оси  $x^0$ , такое, что оси  $x^0$  и  $x'^0$  скользят друг вдоль друга, оказывается невозможным.

С другой стороны, допустим что  $dx$  и  $dx'$  равны нулю (т.е. оси  $x^0$  и  $x'^0$  однонаправлены). Учтем, что в однородном пространстве  $\tanh^2 \Phi = \text{const}$ . Тогда метрическое уравнение примет вид:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 = \tanh^2 \Phi (dx'^0)^2.$$

После извлечения корня и интегрирования получим:  $x^0 = x'^0 + C$ , где  $C$  – постоянная интегрирования, соответствующая расстоянию между полюсами этих систем отсчета. Поскольку  $C$  – величина постоянная, то и относительное движение систем отсчета вдоль оси  $x^0$  оказывается невозможным. Этот результат можно сформулировать как запрет на такое “скользящее” движение:

**Утверждение 4-1.** Системы отсчета не могут испытывать относительное поступательное движение вдоль общей оси анизотропии в псевдоевклидовом пространстве.

Отсюда нетрудно получить утверждение, которое в физической интерпретации формулируются следующим образом.

**Утверждение 4-2.** Для того, чтобы в пространстве  $R^n_{(1,n-1)}$  две частицы находились в состоянии взаимного пространственного покоя, необходимо и достаточно, чтобы они выровняли темпы своего движения во времени.

## Неуничтожимое движение

Теперь исследуем движение неуничтожимое. Рассмотрим полномерное невырожденное псевдоевклидово пространство  $[R^n_{(1,n-1)}]$  с выбранной сигнатурой. В нем имеет место следующая теорема.

**Теорема 4-1.** В полномерном невырожденном псевдоевклидовом пространстве  $R^n_{(1,n-1)}$  при  $\tanh^2 \Phi > \tanh^2 \varphi$  и  $\tanh^2 \Phi \neq 0$  для частицы  $\alpha$  в любой произвольно взятой паре систем отсчета  $K^n$  и  $K^m$  всегда выполняется соотношение  $dx^0 \neq 0$  и  $dx^0 \neq 0$ .

Чтобы выявить неуничтожимое движение, необходимо последовательно избавиться от движения уничтожимого. Процесс исключения уничтожимого движения частицы  $\alpha$  во времениподобной области пространства  $[R^n_{(1,n-1)}]$ , т.е. при  $\tanh^2 \Phi > \tanh^2 \varphi$ , можно представить следующим образом.

Поскольку пространство  $[R^n_{(1,n-1)}]$  невырожденное, то на нем можно определить некоторую произвольно взятую пару полномерных систем отсчета  $K^n$  и  $K^m$ , в которых мировая линия частицы  $\alpha$  невырождена, т.е. имеет протяженность. Соответственно в этих системах отсчета в таком случае можно определить ненулевые приращения ее координат и построить метрическое уравнение. Движение этой частицы будет описываться с помощью метрического уравнения:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = \tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2. \quad (4-5)$$

Уничтожим компоненту движения частицы вдоль оси  $x^1$  путем движения системы отсчета  $K^m$  таким образом, чтобы  $dx^1 = 0$ . Она станет частично сопутствующей в этом движении. Метрическое уравнение примет вид:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = \tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - 0 - \sum_{i=2}^{n-1} (dx^i)^2.$$

Теперь аналогичным образом уничтожим движение вдоль оси  $x^2$ . Метрическое уравнение примет вид:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = \tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - 0 - 0 - \sum_{i=3}^{n-1} (dx^i)^2.$$

Выполнив аналогичным образом этот процесс в отношении остальных координат (кроме оси анизотропии  $x^0$ ), придем к метрическому уравнению вида:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = \tanh^2 \Phi (dx^0)^2. \quad (4-6)$$

И здесь мы при попытке продолжить этот процесс на оси отрицательной анизотропии  $x^0$ , сталкиваемся со следующей ситуацией.

Допустим, что  $dx^0 = 0$ . В этом случае правая часть уравнения (4-6) должна быть равна нулю, т.е. оно должно допускать преобразование в однородное метрическое уравнение:

$$(dx^0)^2 (\tanh^2 \Phi - \tanh^2 \varphi) = 0. \quad (4-7)$$

По определению в невырожденном пространстве хотя бы одна из компонент левой части метрического уравнения  $dx^i \neq 0, i = 0, 1, \dots, n-1$ . Если такой ненулевой компонентой является хотя бы одна из компонент  $dx^i \neq 0, i = 1, \dots, n-1$ , то в силу принципа дуальности перемещений обязательно и  $dx^0 \neq 0$ . Если же все  $dx^i = 0, i = 1, \dots, n-1$ , то ненулевой компонентой остается  $dx^0$ . Таким образом,  $dx^0 \neq 0$  в любом случае.

$\tanh^2 \Phi > \tanh^2 \varphi$  и  $\tanh^2 \Phi \neq 0$  по условию. Следовательно, однородное метрическое уравнение (4-7) не имеет вещественных решений. Отсюда видно, что соотношение  $dx^0 = 0$  является недопустимым. Теорема доказана.

Дополнительно заметим, что если мы начнем процесс уничтожения движения, описанный выше, в ином порядке, т.е. начиная с осей  $x^0$  и  $dx^0$ , то придем к уравнению (4-7) сразу. Действительно, в силу принципа дуальности перемещений, при  $dx^0 = 0$  и  $\tanh^2 \Phi > \tanh^2 \varphi$  условие  $dx^i = 0, i = 1, 2, \dots, n-1$ , выполняется автоматически.

Рассмотрим теперь пространственноподобную область псевдоевклидова пространства. В этом случае справедлива следующая теорема.

**Теорема 4-2.** *В полномерном невырожденном псевдоевклидовом пространстве  $R^{(1,n)}$  при  $\tanh^2 \Phi < \tanh^2 \varphi$  всегда найдется хотя бы одна координата  $x^i, i \neq 0$ , для которой выполняется соотношение  $dx^i \neq 0$ .*

Правую часть метрического уравнения (4-5) можно записать в виде:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 = ds^2 \neq 0, \text{ и } ds^2 < 0.$$

Поскольку для этой области  $(ds)^2 < 0$ , то, как и в предыдущем случае, однородное уравнение для него построить также невозможно (при  $ds = 0$  мы снова окажемся на поверхности светового конуса, т.е. выйдем за пределы рассматриваемой области). Однако здесь не действует принцип дуальности перемещений. При этом в рассматриваемой области должно выполняться неравенство:

$$\tanh^2 \Phi (dx^0)^2 < \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2. \quad (4-8)$$

Поскольку  $ds^2 \neq 0$ , то и  $\sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2 \neq 0$ . Отсюда следует, что хотя бы одна компонента  $dx^i \neq 0, i \neq 0$ . В отличие от предыдущего случая, при  $dx^0 = 0$  метрическое уравнение будет иметь решения, так как остальные члены правой части метрического уравнения от нее не зависят и могут сохранять ненулевые значения. Теорема доказана.

При  $\tanh \Phi = \tanh \varphi$  метрическое уравнение становится однородным, выполняется при любых значениях  $dx^0$ , и значение  $dx^0 = 0$  становится допустимым.

Теорема 4-2 может быть распространена и на полномерное невырожденное собственно евклидово пространство. Действительно, переход от псевдоевклидова к собственно евклидову пространству можно задать устремлением  $\tanh^2 \Phi \rightarrow 0$ , что на формулировку теоремы 4-2 не влияет.

С учетом этого вывода теоремы 4-1 и 4-2 можно объединить:

**Теорема 4-3.** *В полномерном невырожденном евклидовом пространстве  $[R^n]$  в любой системе отсчета  $K^n$  для любой частицы  $\alpha$  (за исключением частиц, погруженных область псевдоевклидова пространства, задаваемую соотношением  $\tanh \Phi = \tanh \varphi$ ) всегда найдется хотя бы одна координата  $x^i$ , для которой выполняется соотношение  $dx^i \neq 0$ .*

Другими словами, в *полномерных невырожденных евклидовых пространствах*  $[R^n]$  существует вид движения, который не может быть уничтожен подбором систем отсчета, т.е. существует *неуничтожимое движение*. Это утверждение не касается частиц, расположенных на гиперповерхности светового конуса псевдоевклидова пространства.

Отметим, что во внутренних полостях светового конуса неуничтожимое движение разворачивается в направлении вдоль оси светового конуса (действие принципа дуальности перемещений); в его внешней области и в собственно евклидовом пространстве выделить такое преимущественное направление нельзя, т.е. оно происходит беспорядочно.

Теперь нужно установить, все ли частицы подвержены такому виду движения.

**Теорема 4-4.** *В полномерном невырожденном псевдоевклидовом пространстве  $R^{(1,n-1)}$  все частицы внутри и вне светового конуса охватываются неуничтожимым движением.*

Действительно, пусть в этой области существует хотя бы одна частица  $\alpha_j$ , участвующая в неуничтожимом движении. При этом допущении случае для нее может быть подобрана полномерная сопутствующая система координат, в которой  $dx^0 = 0$ . Подстановка данного значения в метрическое уравнение для данной частицы превращает его в однородное. В результате частица  $\alpha_j$  выбрасывается из рассматриваемой области на поверхность светового конуса, что показывает неосуществимость сделанного допущения и доказывает теорему. Нетрудно видеть, что эта теорема может быть распространена и на пространственноподобную область псевдоевклидова пространства и на все собственно евклидово пространство. Только гиперповерхность светового конуса может содержать частицы, не участвующие в неуничтожимом движении, так как для них возможно построения полномерной сопутствующей системы координат.

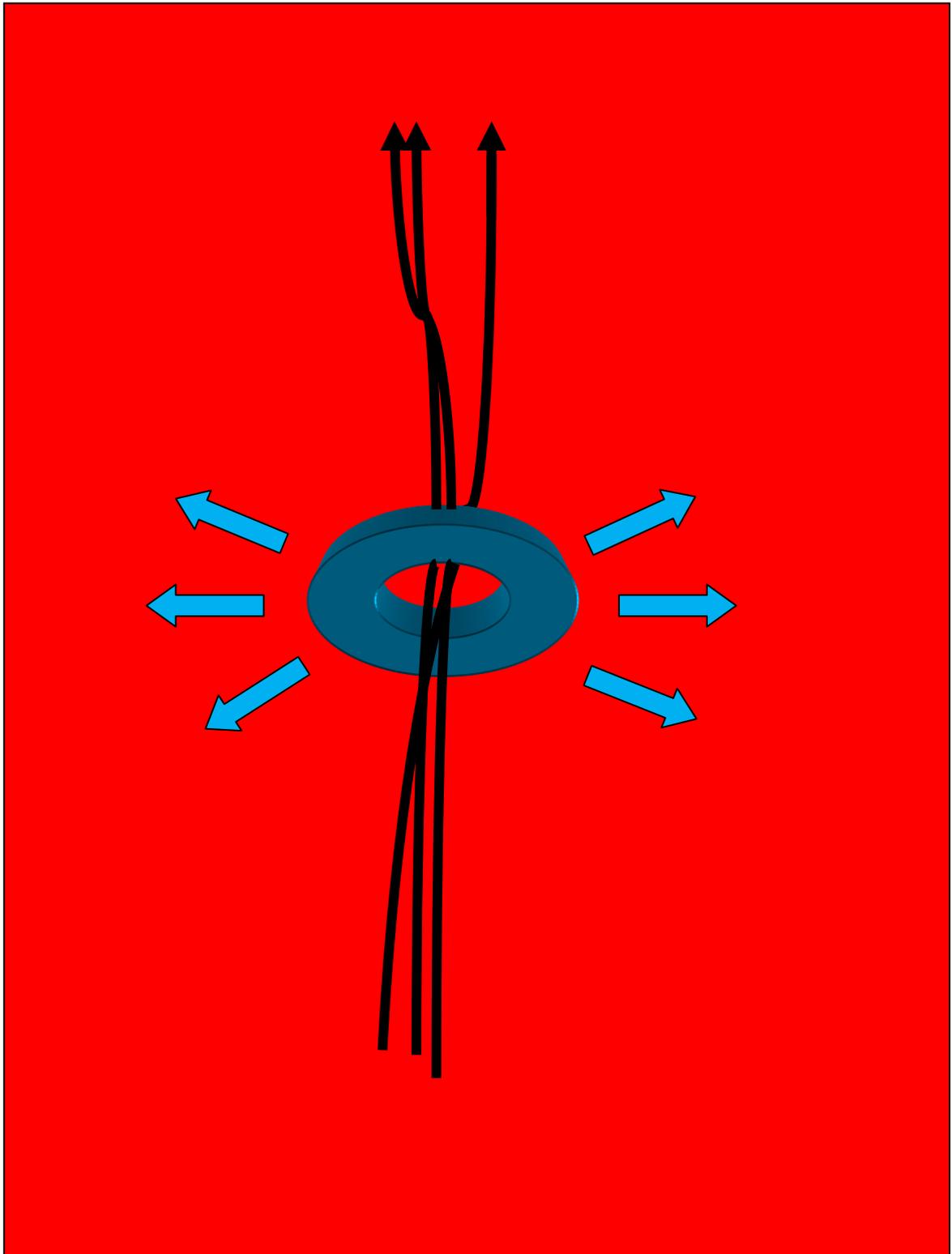
Из теоремы 4-4 следует, что никакая частица внутри светового конуса не может служить полюсом полномерной системы отсчета, или системы отсчета, включающей ось анизотропии. Этот вывод следует из невозможности зафиксировать какую-либо частицу в полюсе какой-либо полномерной системы отсчета из-за инвариантности требования неуничтожимого движения частицы  $dx^0 \neq 0$ . Полюс полномерной координатной системы может задаваться тем или иным событием.

На основании полученных результатов о неуничтожимом движении можно также утверждать, что *во внутренних полостях светового конуса частицы могут существовать только в движении*, так как в противном случае (если хотя бы в одной полномерной системе отсчета движение частиц будет отсутствовать) их выбросит на гиперповерхность светового конуса. Другими словами, удержаться во внутренней полости светового конуса любая частица может только за счет своего движения, которое в обязательном порядке должно включать компоненту движения вдоль оси анизотропии.

Можно привести примерную аналогию, отражающую соотношение уничтожимого и неуничтожимого движения во внутренних полостях светового конуса - см. рис.3.

*Иллюстративный пример 4-1.* В электронно-лучевой трубке к экрану движется пучок электронов. Этот пучок модулируется отклоняющей системой, которая отклоняет движущиеся электроны в плоскости, ортогональной движению пучка электронов. В результате сочетания таких двух видов движения на экране формируются изображения сложных динамически развивающихся событий. В этом примере движение потока электронов к экрану внутри электронно-лучевой трубки аналогично неуничтожимому движению частиц внутри светового конуса, а отклонение электронов от прямолинейного движения отклоняющей системой аналогично уничтожимому движению частиц.

Введение понятия неуничтожимого движения приводит к необходимости определения характеризующих его параметров. Воспользуемся определением движения частиц через приращение интервала (определение 1-16). Для его определения используем



**Рис. 3.** Соотношение уничтожимого (голубые стрелки) и неуничтожимого (черные линии) движений.

правую часть метрического уравнения в формуле (4-5):  $ds^2 = \tanh^2 \Phi (dx^0)^2 - \sum_{i=1}^{n-1} (dx^i)^2$ .

Свяжем с движущейся частицей сопутствующую систему отсчета  $K''$ . В этом случае  $dx' = 0$ , и можно использовать обозначение  $d\tau = dx^0$ . Следовательно, получаем значение  $ds^2 = \tanh^2 \Phi (d\tau)^2$ . Используя введенную таким образом сопутствующую систему отсчета, мы избавились от уничтожимого движения, которое было представлено компонентами метрического уравнения  $dx^i$ . Относя приращение интервала движущейся частицы  $ds$  к инвариантной величине  $d\tau$ , получаем характеристику неуничтожимого движения - параметр скорости  $w$ :

$$w^2 = \frac{ds^2}{d\tau^2} = \frac{\tanh^2 \Phi d\tau^2}{d\tau^2} = \tanh^2 \Phi. \quad (4-9)$$

Обратим внимание, что эту характеристику нельзя использовать для описания частиц, находящихся на поверхности светового конуса, так как для них величина знаменателя  $d\tau = 0$ .

Отсюда видно, что параметр скорости неуничтожимого движения частиц во внутренней полости светового конуса в псевдоевклидовом пространстве  $R''_{(1,n-1)}$  оказывается величиной постоянной, определяемой геометрией пространства через угол раскрытия светового конуса  $\Phi$  и не зависящей от индивидуальных особенностей частиц и их взаимодействий с иными объектами. Из (4-9) видно, что в однородном пространстве параметр скорости неуничтожимого движения является инвариантом (как и скорость света  $c$ ).

Нетрудно видеть, что определенный таким образом параметр скорости  $w$  соответствует четырехвектору скорости  $u^\mu$  в STR. Как и в STR [10],  $w$  представляет собой модуль касательного к мировой линии полномерного вектора. Разница между модулем четырехвектора  $u^\mu$  и параметром скорости  $w$  заключается в том, что квадрат четырехвектора  $u^\mu$  равен квадрату фундаментальной физической постоянной  $c^2$ , а квадрат параметра скорости  $w$  полностью определяется геометрическим параметром  $\Phi$  – углом раскрытия светового конуса в псевдоевклидовом пространстве, т.е. геометрией пространства. Т.е. здесь хорошо прослеживается связь неуничтожимого движения с геометрией пространства, в которой это движение развивается. Правомерность выбора  $w$  как параметра скорости неуничтожимого движения видна также из того, что этот параметр входит в метрическое уравнение с приращением времени аналогично пространственной скорости  $v$  и  $v'$ :

$$w^2(dx^0)^2 - v^2(dx^0)^2 = w'^2(dx^0)^2 - v'^2(dx^0)^2. \quad (4-10)$$

В этом метрическом уравнении уничтожимое движение представлено скоростями  $v$  в системе отсчета  $K''$  и  $v'$  в системе отсчета  $K''$ . При этом в зависимости от выбора систем отсчета  $v$  может не совпадать с  $v'$ . В то же время характеристика неуничтожимого движения  $w$  инвариантна. В метрическом уравнении в записи 4-10 хорошо видно ограничение для скорости уничтожимого движения для внутренней полости светового конуса. Так как в этой области  $ds > 0$ , то в любой системе отсчета  $|w| > |v|$ .

В итоге можно выделить основные отличия неуничтожимого движения от уничтожимого в псевдоевклидовом пространстве.

1. Неуничтожимое движение индуцируется геометрией полномерного невырожденного пространства, и это движение в псевдоевклидовом пространстве определяется фиксированным параметром  $\Phi$ . В результате параметр скорости неуничтожимого движения одинаков для всех частиц:  $w = \tanh \Phi = \text{const}$ , причем при  $\Phi \neq 0$  всегда  $w \neq 0$ . В то же время уничтожимое движение может изменяться, и эти изменения

от геометрии пространства не зависят (определяются взаимодействиями между частицами). Т.е.  $v = \text{var}$ . Неуничтожимое движение проявляется через фундаментальные константы, так как оно не связано с физическими взаимодействиями частиц, которые реализуются через уничтожимое движение.

2. Неуничтожимому движению в невырожденном пространстве подвергаются все без исключения частицы внутри (и вне) светового конуса независимо от выбора системы отсчета, тогда как в уничтожимом движении могут участвовать отдельные частицы, в зависимости от выбора системы отсчета.

3. В полномерных системах отсчета или системах отсчета, включающих в качестве координатной ось анизотропии, полюсом может служить событие, но не частица. В любых других системах отсчета полюс можно связывать с частицей.

4. Неуничтожимое движение всех частиц развивается в направлении “стрелы времени”, заданной в рассматриваемой области, тогда как уничтожимое может происходить в любых направлениях в пространстве.

Из последнего пункта следует, что движущиеся частицы в неуничтожимом движении внутри светового конуса должны обладать огромным нескомпенсированным импульсом (т.к. они все движутся в одном направлении). Как этот импульс уравнивается, будет показано ниже.

#### **4.5. Экспериментальное подтверждение существования неуничтожимого движения и его визуализация**

В разделе 4-4 показано, что неуничтожимое движение охватывает все частицы, погруженные в собственно евклидово и псевдоевклидово пространство, *за исключением частиц, находящихся на гиперповерхности светового конуса*. Учитывая фундаментальность полученного результата о неуничтожимом движении, естественно следует вопрос, имеется ли экспериментальное подтверждение существования такого необычного явления.

По сути дела таким экспериментом можно считать опыт Майкельсона-Морли (и все последующие эксперименты в этом направлении), который показавшие существование движения (фотонов), не зависящего от системы отсчета. В конечном итоге этот эксперимент привел к формулировке постулата STR о постоянстве (и инвариантности) скорости света. Фотоны движутся непрерывно, остановить его невозможно – покоящегося фотона не существует.

Таким образом, движение фотонов ( $\gamma$ -квантов), которые всегда испытывают непрерывное движение с одной и той же фиксированной скоростью  $c$ , можно считать визуализацией введенного в данной работе понятия неуничтожимого движения.

Из STR следует, что в таком движении (неуничтожимом) будут участвовать все частицы с остановленным собственным временем, т.е. *частицы, находящиеся на гиперповерхности светового конуса*. Здесь мы сталкиваемся с парадоксом – ситуация с этими частицами в STR оказывается зеркальным отражением результатов, полученных в данной работе: согласно STR такого вида движение охватывает все частицы, находящиеся на гиперповерхности светового конуса, и нигде более; а согласно полученным в данной работе результатам именно в этой области неуничтожимое движение отсутствует, а все остальные области пространства охватываются неуничтожимым движением.

Чтобы найти решение этой проблемы, рассмотрим следующую ситуацию.

*Иллюстративный пример 4-2.* Представим, что мы сидим в вагоне поезда. Мы не можем определить, движется поезд, или нет, пока не посмотрим в окно. Если мы выглянем в окно, мы можем увидеть картину, имеющую следующие особенности:

- железнодорожная станция, дома, деревья и т.д., начали двигаться *с одной и той же скоростью  $v$* ;

- величина этой скорости не зависит от массы и других индивидуальных особенностей этих объектов;

- как не странно, но движущиеся дома почему-то никогда не сталкиваются между собой или, например, с движущейся железнодорожной станцией.

Если же после тщательного анализа увиденного мы все-таки придем к выводу, что мы движемся, то, установив, что ресторан железнодорожной станции удаляется от нас со скоростью  $v$ , мы можем вычислить свою скорость, величина которой, соответственно, будет равна  $-v$ .

Обратим внимание на то, что подобная же ситуация складывается в следующем случае. Все  $\gamma$ -кванты постоянно движутся, причем это движение имеет следующие отличительные особенности:

- все  $\gamma$ -кванты движутся с одной и той же скоростью  $c$ ;

- величина этой скорости не зависит от энергии и других индивидуальных особенностей  $\gamma$ -квантов;

-  $\gamma$ -кванты, в частности фотоны, в этом движении никогда не сталкиваются между собой как частицы. Действительно, невозможно отклонить луч лазера лучом другого лазера, причем в месте пересечения этих лучей никаких явлений, которые можно было бы интерпретировать как столкновение таких частиц, не наблюдается (интерференцию интерпретировать как столкновение частиц невозможно).

Принимая во внимание, что фотоны в движении времени не участвуют (их время остановлено, они находятся на поверхности светового конуса, т.е. вне пределов области, в которой происходит течение времени), вполне естественно, как и в приведенном примере, допустить следующее: не фотоны движутся относительно нас, а мы (лабораторная система координат) движемся относительно фотонов, причем это неуничтожимое движение связано с временным измерением. Данное предположение позволяет снять отмеченную выше парадоксальность и определить численное значение параметра скорости такого движения.

В собственно евклидовом пространстве  $R^n$  признаком движения частицы (в смысле определений 1-9 и 1-16) является выполнение неравенства:

$$\Delta s^2 = \sum_{i=1}^3 (\Delta x^i)^2 > 0. \quad (4-11)$$

Однако в пространствах с индефинитной метрикой, в частности в псевдоевклидовом пространстве  $R^4_{1,3}$ , возникает очень интересная ситуация. Пусть в этом пространстве существует частица (в реальности такими частицами являются фотон), которой сопоставляется такая последовательность наборов декартовых координат, что выполняется баланс:

$$\sum_{i=1}^3 (\Delta x^i)^2 / (\Delta x^0)^2 = 1. \quad (4-12)$$

В этом случае частица является неподвижной в пространстве  $R^4_{1,3}$  (в смысле определения 1-16), так как ее  $\alpha$ -интервал  $\Delta s$  оказывается равным нулю. Однако ситуация существенно меняется, если мы перейдем к подпространству. Для этого исключим одну из координат. Если это будет одна из пространственных координат, то ситуация фактически не изменится, так как недостаток вклада этой координаты в числителе отношения (4-12) может быть компенсирован вкладом другой пространственной координаты, и баланс (4-12) сохранится. Перейдем к подпространству  $R^3_{(3)}$ , в котором отсутствует временная координата  $x^0$ . В этом случае мы утрачиваем знаменатель, и от соотношения (4-12) остается только ненулевой числитель. Но это приводит к тому, что оказывается

справедливой формула (4-11), в соответствии с которой рассматриваемая частица в  $R^3_{(3)}$  движется! Таким образом, неподвижный в  $R^4_{1,3}$  фотон для наблюдателя в подпространстве  $R^3_{(3)}$  будет восприниматься как движущийся.

Фотон ведет себя подобно речке в песне «Подмосковные вечера»: «Речка движется и не движется...». С точки зрения наблюдателя, фотон движется, а с точки зрения фотона – он, в общем-то никуда не торопится!

Поскольку фотоны неподвижны в  $R^4_{1,3}$ , то сталкиваться между собой они не могут. Это дает возможность связать теорию с возможностью ее экспериментальной проверки. В соответствии с рассматриваемой теорией, любой эксперимент, в котором будут исследоваться результаты столкновения фотонов как частиц (подобно паре «фотон-электрон» в эксперименте Комптона), т.е. пары «фотон-фотон», будет безрезультатным. В настоящее время исследованы только столкновения фотона с иными частицами, в частности – в эксперименте Комптона. Теоретическое обоснование эффекта Комптона основано на кинематических соображениях, рассматривающих движение фотона как частицы. В то же время успешные результаты экспериментальных исследований столкновения в паре «фотон-фотон» в настоящее время не известны, что говорит в пользу рассматриваемой теории.

Из данных рассуждений следует также, что, исследуя движение фотонов, мы фактически можем изучать свое собственное неуничтожимое движение (т.е. движение во времени). На основании этого получим численное значение параметра скорости неуничтожимого движения  $w$ . Наблюдаемое движение фотона происходит со скоростью  $v = c$  и описывается однородным метрическим уравнением:

$$w^2(dx^0)^2 - c^2(dx^0)^2 = 0.$$

Отсюда следует  $|w| = |c|$ , что согласуется с соотношением (4-9).

#### 4.6. Возникновение инвариантного отношения следования во времениподобных областях псевдоевклидовых пространств

Для того, чтобы в пространстве могли развиваться процессы и можно было определить течение времени, необходимо возникновение инвариантного отношения следования между событиями.

Рассмотрим изотропное собственно евклидово пространство  $R^n_{(n)}$ . Чтобы объединить все события, связанные с некоторой частицей  $\alpha$  в этом пространстве, соединим их с помощью непрерывной идентификационной кривой. Однако ввести какую либо упорядоченность событий идентификационной кривой, независимую от системы отсчета, в таком пространстве не удастся. Можно попытаться составить упорядоченный список событий  $C_1, C_2, C_3, \dots$ . Однако это не выход, так как событий может быть бесконечное множество, что исключает реальную возможность его составления. Кроме того, такой список не может быть инвариантным по определению, так как его составление предполагает наличие определенного произвола (субъективности) наблюдателя. Другим способом является установление отношения следования  $\eta(C_j, C_k)$ , применимого к любой произвольной паре событий. Так как мы располагаем некоторым множеством событий, каждое из которых описывается своими координатами в системе отсчета  $K^n$ , то можно использовать какую-либо ее координатную ось, на которой определено отношение “больше-меньше”. Тогда можно условиться, что событие с меньшим значением координаты по этой оси всегда предшествует событию с большим значением этой координаты. Однако определенное таким образом отношение следования не будет работать в собственно евклидовом изотропном пространстве  $R^n_{(n)}$ . Покажем это.

Положим, что в системе отсчета  $K^n$  событие  $C_k$  на идентификационной кривой следует за событием  $C_j$ . Это отношение можно задать в соответствии с положением

данных событий относительно одной из координатных осей этой системы отсчета, в частности  $x^i$ . В этой системе отсчета разместим наблюдателя  $N$ , который будет фиксировать порядок следования этих событий.

Отношение следования  $\eta(C_j, C_k)$  будет выполняться, если для  $\alpha$ -интервала выполняется соотношение:  $(x_k^i - x_j^i) > 0$ . Рассматривая малые окрестности точки  $x_j^i$ , можно это соотношение записать в виде  $dx_j^i > 0$ . Отношение следования  $\eta(C_j, C_k)$  становится инвариантным, если для любой пары систем отсчета  $K^n$  и  $K^m$  (при условии, что  $K^m$  получена из системы отсчета  $K^n$  непрерывным преобразованием) в рассматриваемой области из соотношения  $dx_j^i > 0$  в системе отсчета  $K^n$  следует  $dx_j^i > 0$  в системе отсчета  $K^m$ . Однако на  $R^n_{(n)}$  всегда можно задать систему отсчета  $K^m$  (полученную из системы отсчета  $K^n$  непрерывным преобразованием) такую, что в ней события  $C_j$  и  $C_k$  относительно одноименной оси  $x^i$  окажутся расположенными в обратном порядке. Для этого достаточно систему  $K^m$  повернуть на угол  $\pi$  вокруг любой оси (кроме  $x^i$ ). В этом случае  $dx_j^i < 0$ , и инвариантность отношения следования не выполняется:  $\eta = -\eta'$ .

Можно предложить и третий путь установления порядка следования событий вдоль идентификационной кривой. Для этого установим внутренний параметр, который будет нарастать от начальной точки кривой при движении далее вдоль этой кривой. И порядок следования событий будет связан с нарастанием этого параметра. Однако он предполагает предварительное установление отношения следования между начальной точкой отсчета и последующими. А такое отношение, как видно из предыдущего примера, все равно будет зависеть от положения наблюдателя и соответствующей системы отсчета. Другими словами, установленный порядок событий может измениться при переходе к другой системе отсчета, и определить инвариантное отношение следования на  $R^n_{(n)}$  не удастся.

Введем теперь в рассматриваемое пространство  $R^n_{(n)}$  небольшой геометрический “дефект” – в выражении его метрики поменяем знак одного из метрических коэффициентов так, чтобы собственно евклидово пространство  $R^n_{(n)}$  преобразовалось в псевдоевклидово пространство  $R^n_{(1,n-1)}$ . Посмотрим, что из этого получится.

Поскольку мировые линии частиц в псевдоевклидовом пространстве вытягиваются вдоль оси светового конуса, естественно использовать эту ось для определения отношения следования.

Возникает следующая ситуация.

**Утверждение 4-3.** *В отличие от собственно евклидова пространства  $R^n_{(n)}$ , в псевдоевклидовом пространстве  $R^n_{(1,n-1)}$  вдоль оси анизотропии формируется отношение следования  $\eta(C_j, C_k)$ , инвариантное внутри полости светового конуса, ориентированной в будущее, и отношение следования  $\eta(C_k, C_j) = -\eta(C_j, C_k)$ , инвариантное внутри полости светового конуса, ориентированной в противоположном направлении (в прошлое).*

С целью подтвердить это утверждение, докажем следующую теорему.

**Теорема 4-5.** *В полномерном невырожденном псевдоевклидовом пространстве  $R^n_{(1,n-1)}$  в областях с  $\tanh^2\Phi > \tanh^2\varphi$ :*

*-если для некоторого  $\alpha$ -интервала в системе отсчета  $K^n$  выполняется  $dx^0 > 0$ , то в любой иной системе отсчета  $K^m$  (расположенной в той же полости светового конуса и полученной из  $K^n$  непрерывным преобразованием) для этого  $\alpha$ -интервала выполняется  $dx^0 > 0$ ,*

*-если системы отсчета  $K^n$  и  $K^m_1$  расположены в противоположных полостях светового конуса, в них для  $\alpha$ -интервала выполнялось условие  $dx^0 = -dx^0$ , и в системе отсчета  $K^m_1$  выполняется  $dx^0_1 < 0$ , то в любой иной системе отсчета  $K^m_k$ , полученной из системы отсчета  $K^m_1$  непрерывным преобразованием, также выполняется неравенство  $dx^0_k < 0$ .*

Воспользуемся уравнением (2-28), которое можно записать в виде:

$$dx^0 = dx^0 \sqrt{1 - \frac{\tanh^2 \varphi}{\tanh^2 \Phi}}. \quad (4-13)$$

Взаимное положение этих систем отсчета связано с величиной  $\tanh^2 \varphi$ . Эта величина может непрерывно изменяться в диапазоне  $0 < \tanh^2 \varphi < \tanh^2 \Phi$ . Следовательно, если при  $\tanh^2 \varphi = 0$  выполнялось условие  $dx^0 = dx^0$ , то из  $dx^0 > 0$  следует  $dx^0 > 0$  при любом значении  $\tanh^2 \varphi < \tanh^2 \Phi$ . И в данной области (внутренней полости светового конуса) отношение следования является инвариантным.

Однако уравнение (2-28) имеет второе легитимное решение:

$$dx^0 = - dx^0 \sqrt{1 - \frac{\tanh^2 \varphi}{\tanh^2 \Phi}}. \quad (4-14)$$

Это уравнение будет выполняться при условии, если при  $\tanh^2 \varphi = 0$  справедливо  $dx^0 = - dx^0$ . Данной ситуации соответствует положение системы отсчета  $K^n$ , при котором ось  $x^0$  направлена противоположно оси  $x^0$  системы  $K^n$ . Из уравнения (4-14) следует инвариантность неравенства  $dx^0_k < 0$  в рассматриваемой полости светового конуса. Но если система  $K^n$  изначально совпадала с системой отсчета  $K^n$ , то в псевдоевклидовом пространстве она никаким непрерывными преобразованием не может быть переведена в положение, при котором  $dx^0 = - dx^0$ .

Следовательно, внутри каждой из полостей светового конуса на мировой линии частицы возникают инвариантные отношения следования. Обе полости изолированы друг от друга гиперповерхностью светового конуса и пространственноподобной областью.

Инвариантное отношение следования  $\eta$  внутри каждой полости светового конуса формирует соответствующую “стрелу времени”, задающую последовательность перехода от события к событию вдоль траектории частицы, которая в этом случае становится ее мировой линией. При этом относительно некоторого положения частицы формируются сразу две противоположно направленных “стрелы времени”. Такой результат является следствием четности метрического уравнения, в результате чего световой конус в  $\mathbb{R}^n_{(n-1,1)}$  состоит из двух полостей, противоположно ориентированных вдоль его оси.

Возникает неясность при определении направления движения частицы по ее мировой линии. Этот вопрос более подробно будет рассмотрен ниже. Любая частица при своем рождении получает свое направление “стрелы времени”, и в дальнейшем в ходе своего движения поменять его уже не может из-за непреодолимости светового барьера.

Подчеркнем, что возникновение инвариантного отношения следования, его двойственность, а также формирование “стрел времени” является непосредственным геометрическим результатом, появляющимся в псевдоевклидовом пространстве  $\mathbb{R}^n_{(1,n-1)}$ , и определяется положением его световых конусов.

#### 4.7. Причины, порождающие течения времени

С учетом полученных результатов можно сформулировать необходимые условия течения времени.

**Утверждение 4-4.** *В пространстве или области пространства возникает течение времени тогда, когда:*

*-пространство является невырожденным;*

*-в рассматриваемом пространстве или его области имеет место неуничтожимое движение;*

-в рассматриваемом пространстве или его области действует инвариантное отношение следования.

Особенности геометрии полномерного невырожденного псевдоевклидова пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  приводят к тому, что в области, где выполняется соотношение  $\tanh^2\Phi \neq \tanh^2\varphi$ , всегда присутствует неуничтожимое движение; однако только в области  $\tanh^2\Phi > \tanh^2\varphi$  это движение оказывается упорядоченным вдоль единственного измерения  $x^0$ , причем в любой системе координат выполняется  $dx^0 \neq 0$  (в физической интерпретации  $dt \neq 0$ ). В такой времениподобной области мировые линии частиц “упаковываются” в световой конус и вытягиваются вдоль оси анизотропии. В связи с тем, что световой конус формируется как ограничение первой производной от пространственного положения частицы по оси анизотропии, возникает взаимно однозначное соответствие между положением движущейся частицы и ее координатой по оси анизотропии (что порождает инвариантное отношение следования, проявляющееся как причинно-следственные связи между событиями). В итоге непрерывное неуничтожимое движение частиц естественным образом упорядочивается внутри светового конуса. Таким образом, внутренние полости светового конуса псевдоевклидова пространства обладают требуемыми свойствами, в результате чего в них возникает течение времени (которое соответствует определению 1-1). Другими словами, именно в псевдоевклидовом пространстве неуничтожимое движение приобретает особые свойства, которые нами воспринимается как течение времени.

Итак, можно сделать вывод, что течение времени порождается геометрией псевдоевклидова пространства.

Возникновение течения времени в рассматриваемой области влечет за собой возможность развития в них процессов в смысле определения 1-19. И, соответственно, только в эту область можно встроить Наблюдателя, способного реализовать процесс наблюдения.

Гипотетическая частица в пространственноподобной области также будет испытывать стремление к непрерывному движению в пространстве (неуничтожимому движению), но это движение уже не будет ориентированным вдоль одной, временной оси, а будет осуществляться беспорядочно во внешней области светового конуса. В пространственноподобной области для того, чтобы прожить ненулевой интервал времени, частица должна обязательно двигаться в пространстве. С другой стороны, частица может перемещаться в рассматриваемой области не затрачивая на это времени, т.е. мгновенно. Отсюда следует также, что в этой области одному и тому же моменту времени может соответствовать более чем одно положение частицы в пространстве. Допустимость мгновенного перемещения частицы ставит под вопрос ее инерционные свойства, и в первую очередь возникает вопрос о существовании у такой частицы инертной массы. Инвариантное отношение следования в этой области не формируется, соответственно в ней не могут развиваться процессы и встроить в нее Наблюдателя невозможно.

Можно выделить класс метрик, порождающих течение времени. Под классом метрик, порождающих течение времени, будем понимать такие метрики, что в пространствах, на которых они заданы, выполняются перечисленные выше условия течения времени. К этому классу принадлежит, в частности, метрика псевдоевклидова пространства  $R^n_{(n-1,1)}$ . Все измерения пространства являются равноправными до тех пор, пока по ним не определяется течение времени. Проявление течения времени обособляет одно из них.

Итак, геометрия пространства играет ключевую роль в возникновении течения времени. Можно сказать, что пространство не играет роль пассивной сцены, на которой разворачиваются события, а само является их двигателем.

#### **4.8. Зависимость числа “стрел времени” от размерности невырожденного евклидова пространства**

Существование в рассматриваемой области *доминирующего направления при неуничтожимом движении* приводит к феномену течения времени в этой области. Такое доминирующее направление порождает “стрелу времени”.

Рассмотрим пространство  $[R^n_{(n)}]$  с  $n > 1$ . Как было показано выше, в этом случае утрачивается инвариантное отношение следования. В связи с отсутствием этой необходимой компоненты течение времени в таком пространстве отсутствует. И, соответственно, “стрелы времени” в них не формируются.

Иная ситуация складывается в однородных псевдоевклидовых пространствах  $R^n_{(n-1,1)}$ . Случай  $n = 1$  интереса не представляет. В то же время любопытная ситуация возникает при  $n = 2$ . Такое пространство  $[R^2_{(1,1)}]$  представляет собой двумерную плоскость. Метрическое уравнение для этого случая будет иметь вид:

$$\tanh^2\Phi (dx^0)^2 - (dx^1)^2 = \tanh^2\Phi (dx'^0)^2 - (dx'^1)^2.$$

Нетрудно видеть, что ситуация в системе отсчета оказывается симметричной относительно обеих координатных осей. В итоге двумерная плоскость оказывается разбитой на четыре сегмента, внутри каждого из которых выполняются все условия для течения времени. Следовательно, в ней возникнут сразу четыре “стрелы времени”!

Однако трудно представить себе физический мир с реальным двухмерным пространством. Этого явно мало для образования устойчивых пространственных структур. При переходе к псевдоевклидовому пространству с  $n > 2$  в нем формируются световые конуса, во внешней области которых утрачивается инвариантность отношения следования, и течение времени становится невозможным. В таких пространствах остаются только по две противоположно направленных “стрелы времени” во внутренних полостях световых конуса, в которых и происходит течение времени.

Итак, число “стрел времени” в рассматриваемом пространстве определяется наличием в нем двухполостных световых конусов, и количество “стрел времени” четно, что является следствием четности метрического уравнения.

#### 4.9. Принцип относительности во временной области

Принцип относительности в STR определен для пространственной области, т.е. для уничтожимого движения. Представляет интерес вопрос – можно для его обобщить на любое движение в пространстве-времени, в том числе и на движение во временном измерении? Согласно принципу относительности, мы не можем определить внутренними средствами, находится ли наша система отсчета в состоянии покоя или движется с некоторой постоянной скоростью  $v$ . С этим связано утверждение о том, что все законы природы в инерциально движущихся системах отсчета выполняются одинаково.

Рассмотрим вопрос, будет ли выполняться принцип относительности при различном течении времени в разных системах отсчета.

Можно сразу определить, находимся ли мы в состоянии покоя во времени, или нет. Если мы сможем произнести знаменитую фразу Декарта “*Я мыслю, следовательно, существую*”, т.е. реализовать некоторый процесс, то мы находимся в области течения времени в пространстве с метрикой, задающей течение времени. Для нас во время произнесения этой фразы изменяется временная координата, следовательно, мы не находимся в покое, а движемся во временном измерении. В нашем случае можно перефразировать это выражение: “*Я мыслю, следовательно, ощущаю течение времени*”. И отличить покой от движения во времени оказывается достаточно просто.

Поскольку реализация физических законов во многом определяется набором физических констант, значительная часть которых непосредственно связана со скоростью света в вакууме  $c$ , то изменение ее значения влечет за собой изменения в реализации физических законов. В свою очередь, величина  $c$  связана с параметром скорости течения

времени  $w$ . Следовательно, изменения  $w$  неизбежно скажутся на реализации физических законов.

Таким образом, принцип относительности в традиционной формулировке распространить на временную область (т.е. на неуничтожимое движение) невозможно. Для уничтожимого же движения (т.е. в пространственной области) принцип относительности будет выполняться только при условии постоянства параметра скорости течения времени  $w$  для любой системы отсчета.

Принцип относительности, постулируемый STR, может быть сформулирован следующим образом [21]: “не существует разумного способа определить абсолютную скорость”. В то же время второй постулат STR утверждает, что существуют объекты ( $\gamma$ -кванты в частности), скорость движения которых (в вакууме) постоянна и не зависит от выбора системы отсчета.

Противоречие этих определений успешно снимается, если с учетом полученных результатов дать более корректную формулировку:

«Не существует разумного способа определить абсолютную скорость уничтожимого движения». Этот принцип связан с изотропностью пространства.

«Параметр скорости неуничтожимого движения не зависит от выбора системы отсчета». Этот принцип связан с анизотропностью временного измерения в псевдоевклидовом пространстве.

#### 4.10. Расширенная формулировка принципа дуальности перемещений

С учетом введения понятий уничтожимого и неуничтожимого движений принцип дуальности перемещений удобно изложить в расширенной формулировке.

**Утверждение 4-5 - принцип дуальности перемещений** (расширенная формулировка). *В невырожденном полномерном пространстве вида  $R^{n(1,n-1)}$  с углом раскрытия светового конуса  $\Phi$ , частица, движущаяся внутри светового конуса этого пространства, всегда участвует в двух принципиально разных видах движения:*

– уничтожимом, происходящем в подпространстве  $R^{n-1(n-1)}$ , при котором скорость частицы  $v = \frac{dx}{dt}$  может меняться в диапазоне  $0 \leq |v| < |\tanh \Phi|$ ; определяется взаимодействием частиц;

– неуничтожимом, происходящем во временном измерении с неизменным параметром скорости  $w = \tanh \Phi$ ; определяется геометрией пространства.

Отметим дискретность значений параметра скорости течения времени: метрическому уравнению в невырожденном полномерном однородном пространстве  $R^{n-1(n-1)}$  удовлетворяют два его дискретных значения:  $w = \tanh \Phi$ ,  $w = -\tanh \Phi$ , что соответствует двум полостям светового конуса. Кроме того, для частиц, находящихся на поверхности светового конуса, удобно полагать, что  $w = 0$ .

Хорошо видна связь между  $v$  и  $w$ :  $0 \leq |v| < |w|$ , т.е. параметр скорости течения времени  $w$  является недостижимым пределом роста пространственной скорости  $v$ .

Обобщая этот результат на развитие любых процессов, можно прийти к следующему выводу.

**Утверждение 4-6.** *В невырожденном полномерном пространстве вида  $R^{n(1,n-1)}$  во внутренних полостях его светового конуса ни один процесс не может развиваться быстрее течения времени.*

Для построения темпоральной (внепространственной) механики при необходимости будем пользоваться следующей схемой. Покажем возможность вывода всех соотношений релятивистской механики из метрических уравнений с использованием представлений основных величин в форме четырехвекторов, и далее на их основе будем строить темпоральную форму этих уравнений, более удобную для анализа свойств течения времени.

## 5. Внепространственная кинематика

### 5.1. Особенности расположение частиц в псевдоевклидовом пространстве в мире с пространственно-временной реальностью

Далее будем использовать в основном физическую интерпретацию пространства  $R_{(n-1,1)}^n$ .

В мире с пространственной реальностью частицы в пространстве  $R^3$  могут располагаться произвольно (ничто не ограничивает их пространственное положение, если они не совмещаются друг с другом). В этом мире существует общее для всех частиц абсолютное Прошлое и абсолютное Будущее. Если же мы переходим к миру с пространственно-временной реальностью, то экстраполяция этой ситуации на псевдоевклидово пространство Минковского  $R_{1,3}^4$  приводит к тому, что все эти частицы оказываются сконцентрированными в одной изохронной гиперповерхности (гиперплоскости).

Это выглядит неестественно, так как какие-либо принципиальные ограничения на расположения частиц отсутствуют и в этом пространстве. Следовательно, рассматривая мир с пространственно-временной реальностью, мы должны допустить, что частицы, погруженные в соответствующее пространство  $R_{1,3}^4$  могут располагаться произвольно по всему объему такого пространства.

Но поскольку теперь частицы могут располагаться по-разному относительно временной оси, их Прошлое и Будущее уже не являются общим и абсолютным, а должно определяться для каждой частицы индивидуально. Если сопоставить каждой частице свое пространство  $R_{1,3}^4$  со своим Прошлым и Будущим, то мир с пространственно-временной реальностью будет суперпозицией таких пространств.

Поскольку нам придется сравнивать результаты с положениями STR, удобнее в дальнейшем использовать в качестве временной координаты величину  $x^0 = ct$ . Поскольку  $c = \text{const}$ , это не повлияет на полученные результаты.

Положению любой частицы (события) в  $R_{1,3}^4$  можно сопоставить 4-х радиус-вектор вида  $r^\mu = (ct, \mathbf{r})$ , позволяющий локализовать эту частицу (событие) в  $R_{1,3}^4$ . Здесь  $\mathbf{r}$  – радиус-вектор, заданный на соответствующем собственно евклидовом подпространстве  $R_{(3)}^3$ . Оно представляет собой пространственноподобную изохронную гиперповерхность (гиперплоскость)  $G$ , ортогональную оси времени  $x^0 = ct$ .

Поскольку на положения частиц в  $R_{1,3}^4$  не накладывается никаких ограничений, то они могут разделяться пространственно-временными интервалами. В общем случае в  $R_{1,3}^4$  любому положению некоторой частицы  $\zeta$  можно сопоставить положение некоторой частицы  $\xi'$  такое, что 4-интервал  $\Delta S$  между ними может содержать ненулевую временную компоненту. Такую компоненту интервала  $\Delta S$  будем именовать временной *дистанцией*  $\Omega = c\Delta t$ .

Отметим несколько полезных свойств линейных пространств. Пусть  $e_0, e_1, e_2, \dots, e_{n-1}$ , – базис в линейном пространстве  $R_{(1,n-1)}^n$ , и произвольный вектор  $x^\mu$  в линейном пространстве  $R_{(1,n-1)}^n$  можно записать в виде  $x^\mu = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta x^i e_i$ . В теории линейных пространств существует теорема о сумме векторов [22].

**Теорема 5-1.** При сложении векторов в линейном пространстве  $R^n$  их координаты (относительно любого базиса) складываются.

Другими словами, векторное уравнение  $x^\mu = \sum_{i=1}^k x_i^\mu$  влечет за собой систему уравнений в координатах этих векторов:

$$\Delta x^i = \sum_{j=1}^k \Delta x_j^i, \quad i = 0, 1, \dots, n-1. \quad (5-1)$$

Введем оператор проектирования  $P$  следующим образом.

**Определение 5-1.** Оператор  $P$  выполняет проектирование вектора  $x^\mu$  на подпространство  $R^p$ , порождаемое базисными векторами  $e_0, e_1, e_2, \dots, e_p$ ,  $p < n$ , если любому вектору  $x^\mu = \sum_{i=0}^{n-1} \Delta x^i e_i$  в  $R^n_{(1,n-1)}$  можно сопоставить вектор  $Px^\mu = \sum_{i=0}^{p-1} \Delta x^i e_i$ ,  $p < n$ .

Соответственно, проектирование вектора  $x^\mu$  на ось  $x^0$  будет иметь вид:  $Px^\mu = \Delta x^0 e_0$ .

В собственном евклидовом пространстве величина проекции вектора  $\mathbf{X}$  на ось  $x^i$  равна  $|\mathbf{X}_{pr}| = P|\mathbf{X}| = |\mathbf{X}|\cos \theta$ , в псевдоевклидовом:  $|x^\mu_{pr}| = P|x^\mu| = |x^\mu|\cosh \varphi$ . Здесь  $\theta$  и  $\varphi$  – тригонометрический и гиперболический углы соответственно между направлениями векторов и базисного вектора  $e_i$ .

Если положение частицы  $\zeta_j$  в  $R^n_{(1,n-1)}$  задается радиус-вектором  $r^\mu = (ct_j, \mathbf{r})$ , то в этом случае  $P r^\mu = ct_j e_0$  при проектировании на координатную ось  $x^0$ . Будем говорить, что точка  $\pi$  является проекцией точечной частицы  $\zeta_j$  на ось  $x^0$ , т.е.  $P r^\mu = r^\mu_\pi$ , если радиус-вектор этой точки  $r^\mu_\pi$  будет иметь вид  $r^\mu_\pi = (ct_j, \mathbf{0})$ .

Пространство  $R^n_{(1,n-1)}$  включает подпространство  $R^{n-1}_{(n-1)}$ , при этом полагаем, что начало выбранной системы координат содержится в  $R^{n-1}_{(n-1)}$ . В  $R^n_{(1,n-1)}$  можно определить гиперплоскость  $G$ , которая получается сдвигом подпространства  $R^{n-1}_{(n-1)}$  на некоторый вектор сдвига  $r^\mu = (ct, \mathbf{0})$  вдоль оси  $x^0$ .

**Утверждение 5-1.** Если частицы  $\zeta_1, \zeta_2, \dots, \zeta_m$ , погруженные в линейное пространство  $R^n$ , задаваемые базисными векторами  $e_0, e_1, e_2, \dots, e_{n-1}$ , имеют одну и ту же проекцию  $\pi$  на ось  $x^0$ , задаваемую базисным вектором  $e_0$ , то все они принадлежат одной и той же гиперплоскости  $G$ , задаваемой базисными векторами  $e_1, e_2, \dots, e_{n-1}$ .

Действительно, положение частицы  $\zeta_j$ ,  $j = 1, 2, \dots, m$ , в  $R^n_{(1,n-1)}$  можно задать радиус-вектором  $r^\mu = (ct_j, \mathbf{r})$ . Этот вектор представим в виде суммы векторов, включающим радиус-вектор  $r^\mu_\pi$  проекции частицы  $\zeta_j$  на ось  $x^0$ :

$$r^\mu = r^\mu_\pi + \mathbf{r}. \quad (5-2)$$

Построим гиперплоскость  $G$  путем сдвига подпространства  $R^{n-1}_{(n-1)}$  на вектор  $r^\mu_\pi = (ct_j, \mathbf{0})$ , причем такое построение относительно вектора  $r^\mu_\pi$  является единственным. Положение любой частицы  $\zeta_j \in G$  может быть представлена радиус-вектором, задаваемом соотношением (5-2), причем в данном случае радиус-вектор проекции этой частицы  $r^\mu_\pi$  на ось  $x^0$  играет роль вектора сдвига в построении гиперплоскости  $G$ . В силу единственности построения  $G$  относительно вектора сдвига все частицы  $\zeta_j$ , имеющие одну и ту же проекцию  $\pi$  на ось  $x^0$ , будут принадлежать одной и той же гиперплоскости  $G$ .

## 5.2. Кинематические свойства движения частиц во временном измерении. Законы кинематики внепространственного движения

Первым законом темпоральной (внепространственной) кинематики можно считать доказанное выше утверждение:

*Во внутренней полости светового конуса невырожденного полномерного псевдоевклидова пространства в любой системе отсчета для любой частицы значение  $dt \neq 0$ .*

Рассмотрим другие закономерности темпоральной механики. Выделим важное свойство течения времени – однородность. Пусть в системе отсчета  $K$  некоторому процессу соответствует интервал времени  $\Delta t_0$ . Тогда *однородность времени* заключается в

том, что величина этого интервала не зависит от его сдвига вдоль временной оси, т.е. от того, какой именно момент времени будет выбран для него качестве начального:

$$\Delta t_0 = \Delta t_j. \quad (5-3)$$

Здесь  $\Delta t_j$  – временной интервал, начальный момент которого отличается от начального момента интервала  $\Delta t_0$ .

Под текущим временем  $ct$  в системе отсчета  $K$  будем понимать собственное время частицы, которая за всю ее историю находилась в состоянии пространственного покоя в этой системе отсчета.

Отметим особенность кинематики частиц при их движении во временном измерении. Пусть частица  $\xi'$  движется по своей мировой линии в  $R^4_{1,3}$  от некоторой начальной точки  $A_0$  к конечной  $A_f$ . Рассмотрим, как в лабораторной системе отсчета  $K$  будет двигаться ее проекция  $\pi$  («тень» частицы  $\xi'$ ) на временную ось  $x^0$ . Положение этой проекции на временной оси  $x^0$  обозначим как  $ct_{pr}$ . Ее величина связана с собственным временем движущейся частицы соотношением  $dt_{pr} = \cosh \varphi(\tau) d\tau$ . Текущее значение времени в системе отсчета  $K$  введем через выражение  $ct$ . По сути, текущее время представляет собой собственное время наблюдателя, постоянно покоящегося в этой системе отсчета. Очевидно, что оно единственно и не зависит от движений каких либо других частиц. Учтем известное из STR соотношение  $\cosh \varphi(\tau) = \gamma(\tau)$  и найдем зависимость положения проекции  $\pi$  движущейся частицы  $\xi'$  на временную ось от текущего времени в этой системе отсчета:

$$ct_{pr} = ct_0 + c \int_{A_0}^{A_f} \cosh \varphi(\tau) d\tau = ct_0 + c \int_{\tau_0}^{\tau_f} \gamma(\tau) d\tau = ct_0 + c \int_{\tau_0}^{\tau_f} \frac{dt}{d\tau} d\tau = ct. \quad (5-4)$$

Здесь  $\varphi(\tau)$  – гиперболический угол, связывающий касательный вектор к мировой линии частицы с осью  $x^0$ ;  $\tau$  – собственное время движущейся частицы,  $\gamma$  – ее Лоренцев фактор,  $t_0$  – начальный момент движения. Из полученного соотношения видно, что положение проекции движущейся частицы на ось  $x^0$  не зависит от ее движений в пространстве и всегда совпадает с текущим временем в этой системе отсчета. Следовательно, проекции всех движущихся частиц, включая наблюдателя, будут совпадать между собой (если они ранее хотя бы раз совпадали). В соответствии с утверждением 5-1 совпадение проекций покоящихся и движущихся частиц показывает, что сами эти частицы всегда будут принадлежать гиперплоскости  $G$ . Рассматриваемое движение проекции частицы  $\xi'$  по  $x^0$  будет совпадать с движением по этой оси некоторой покоящейся частицы  $\xi^*$ . Это позволяет вместо исследования такого движения проекции  $\xi'$  рассматривать движение соответствующей покоящейся частицы  $\xi^*$ , что в ряде случаев более удобно.

Здесь требуются определенные комментарии, так как на первый взгляд возникает противоречие с STR, в соответствии с которой временные компоненты у ряда параметров исследуемой частицы зависят от ее пространственных движений.

*Иллюстративный пример 5-1.* Пусть с одного и того же аэродрома в один и тот же момент  $t_0 = 0$  взлетают с постоянными, но разными скоростями  $v_1, v_2, v_3$  три скоростных истребителя, оснащенные сверхточными хронометрами – см. рис.4. За ними с аэродрома непрерывно наблюдает диспетчер с таким же хронометром. В момент старта все хронометры синхронизированы. В некоторый текущий момент хронометр диспетчера показывает время  $t$ . В соответствии с STR в этот момент текущего времени хронометры движущихся летчиков покажут различное время:  $\tau_1 = t(\gamma_1)^{-1}$ ,  $\tau_2 = t(\gamma_2)^{-1}$ ,  $\tau_3 = t(\gamma_3)^{-1}$  соответственно. Диспетчер по этим формулам может однозначно вычислить показания каждого движущегося хронометра. С другой стороны, для каждого из таких показаний

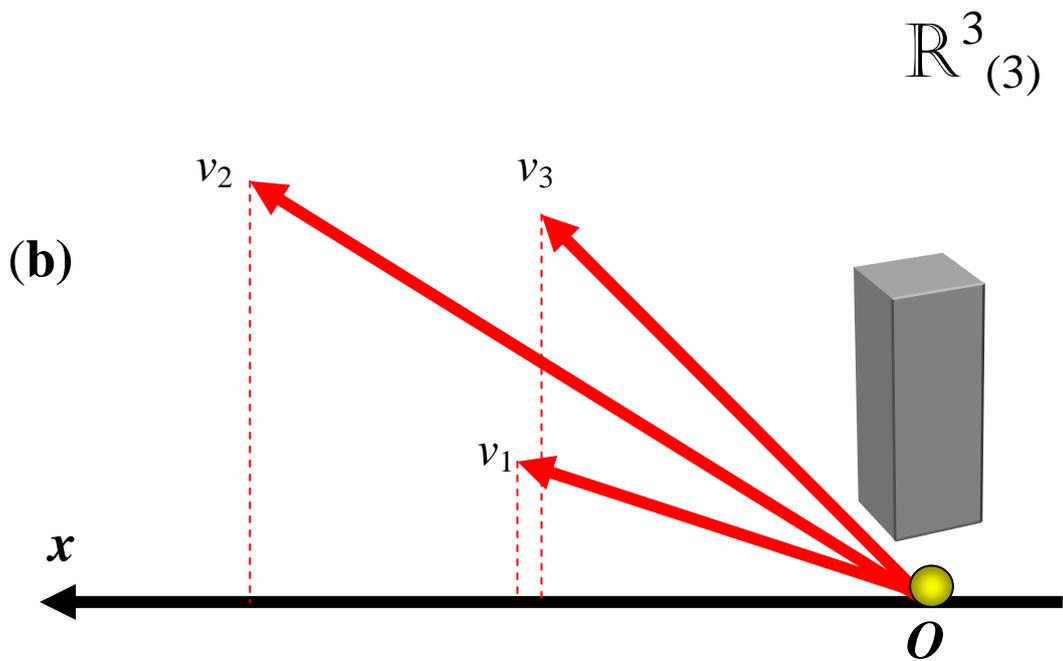
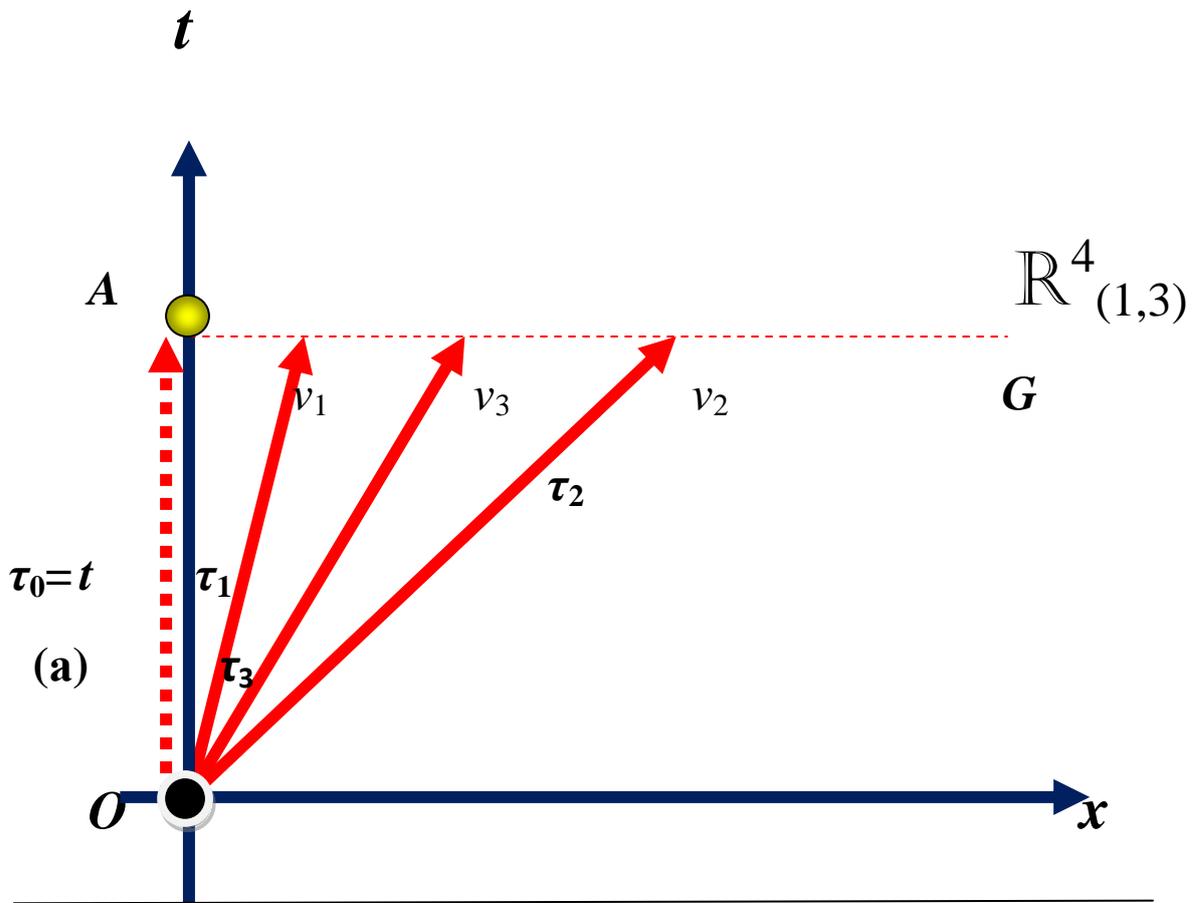


Рис.4. Аэродром и его диспетчер в разных пространственных представлениях.

движущихся хронометров у летчиков можно вычислить соответствующие показания покоящегося хронометра диспетчера по соотношениям  $t_1 = \tau_1 \gamma_1$ ,  $t_2 = \tau_2 \gamma_2$ ,  $t_3 = \tau_3 \gamma_3$ . Из них видно, что все они дадут одно и то же значение хронометра диспетчера  $t_1 = t_2 = t_3 = t$ . Действительно, этот хронометр может показывать только одно время, ход которого никак не может зависеть от движений самолетов – иначе он должен был бы одновременно показывать три разных значения времени диспетчера. А это абсурд. Поэтому в системе отсчета аэродрома приращение временной координаты каждого самолета будет одно и то же, независимо от их пространственных движений, и будет совпадать с показаниями хронометра диспетчера. Инвариантность собственного времени каждого летчика здесь не нарушается, просто значения этого времени для каждого самолета различны.

Рассмотрим, как изменяется временная дистанция  $\Omega$  между двумя движущимися в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  частицами с течением времени.

**Теорема 5-2.** В  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  в инерциальной системе отсчета для четырехмерного интервала  $\Delta S$  между двумя любыми частицами всегда  $\Omega \neq \Omega(t)$ .

Пусть в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  в лабораторной системе отсчета  $K$  находятся массивные покоящаяся частица-наблюдатель  $\xi$  и движущаяся частица  $\xi'$ , ортогональная проекция которой на временную ось  $x^0$  соответствует положению частицы  $\xi^*$ . Временные координаты частиц  $\xi$  и  $\xi^*$  связаны друг с другом соотношением:

$$ct = ct^* + \Omega. \quad (5-5)$$

Допустим, что в этом положении частица  $\xi'$ , двигаясь с мгновенной пространственной скоростью  $v$ , получила приращение собственного времени  $d\tau$ . Продифференцируем соотношение (5-5) по инварианту  $d\tau$ :

$$\frac{dt}{d\tau} = \frac{dt^*}{d\tau} + \frac{1}{c} \frac{d\Omega}{d\tau}. \quad (5-6)$$

Но  $\frac{dt}{d\tau} = \gamma_1$  и  $\frac{dt^*}{d\tau} = \gamma_2$  – соответствующие Лоренцевы факторы. Поскольку покоящиеся частицы  $\xi$  и  $\xi^*$  испытывают движение во времени по одной и той же временной оси  $x^0$ , то относительно движения частицы  $\xi'$  с мгновенной скоростью  $v$  их Лоренцевы факторы будут совпадать, т. е.  $\gamma_1 = \gamma_2$ . С учетом полученных значений из (5-6) имеем:

$$\frac{d\Omega}{d\tau} = 0, \quad \frac{d\Omega}{d\tau} = \frac{d\Omega}{dt \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} = 0, \quad \frac{d\Omega}{dt} = 0.$$

Следовательно,  $\Omega \neq \Omega(t)$ , причем в любой системе отсчета (движущаяся частица выбиралась произвольно).

Рассмотрим ситуацию, когда  $v = c$ . Т.е. вместо массивной частицы  $\xi'$  берем частицу  $\zeta$  с нулевой массой (в частности, импульс света – фотон), и полагаем  $\Omega = 0$ . Пусть в результате излучения этот импульс света  $\zeta$  в системе отсчета  $K$  проходит пространственное расстояние  $L$  за интервал времени  $\Delta t_0$ . По часам наблюдателя  $\xi$  этому процессу соответствует интервал времени  $\Delta t_i$ . Отсюда следует:

$$\Delta t_0 = \Delta t_i = \frac{1}{c} L. \quad (5-7)$$

В силу однородности времени (5-3) величины интервалов  $\Delta t_0$  и  $\Delta t_i$  не изменятся, если их начальные точки будут сдвинуты вдоль временной оси на величину  $\Omega \neq 0$ . Но если

начальные точки одинаковых интервалов на одной и той же оси  $x^0$  сдвинуты друг относительно друга на интервал  $\Omega$ , то и их конечные точки будут сдвинуты друг относительно друга на этот же интервал. Следовательно, для частиц с  $v = c$  также будет выполняться  $\Omega \neq \Omega(t)$ . Т.е. теорема 5-2 справедлива для частиц, движущихся с любой, в том числе световой скоростью.

Отметим, что поскольку дистанция  $\Omega$  между любой движущейся частицей и покоящейся частицей сохраняется постоянной, то и дистанция между любыми двумя движущимися частицами также будет сохраняться постоянной.

Если для каждой пары из  $m$  движущихся частиц задать начальные условия  $\Omega_{ij}(t_0) = 0$ ,  $i, j = 1, 2, \dots, m$ , то от теоремы 5-2 можно прийти к соотношению (5-4).

**Теорема 5-3.** Если в  $R^4_{1,3}$  в лабораторной системе отсчета проекции  $n$  массивных частиц на временную ось  $x^0$  совпали между собой, то они будут совпадать между собой и в любой иной системе отсчета. И наоборот, если проекция не совпала, то они не будут совпадать и в любой иной системе отсчета.

Пусть две частицы  $\xi$  и  $\xi'$  разделены пространственно-временным интервалом  $\Delta S$ . Пусть частица  $\xi'$  испускает вспомогательную частицу  $\zeta$  - фотон, а  $\xi$  поглощает ее в точке  $A_c$ . Так как событие  $A_c$  - это событие «здесь и сейчас» и соответствует нахождению в одной и той же мировой точке частиц  $\xi$  и  $\zeta$ , то оно инвариантно и его совершение не зависит от выбора системы отсчета. В этом случае между частицами  $\xi$  и  $\zeta$  дистанция  $\Omega = 0$ . В силу теоремы 5-2 дистанция между частицами  $\xi$  и  $\zeta$  будет соответствовать дистанции между частицами  $\xi$  и  $\xi'$ . Следовательно, для  $\xi$  и  $\xi'$  значение  $\Omega = 0$  в любой системе отсчета. Допустим теперь, что в системе отсчета  $K$  дистанция  $\Omega$  между частицами  $\xi$  и  $\xi'$  не равна нулю, а в некоторой иной системе отсчета  $K'$  она становится равной нулю. Но это значит, что в системе отсчета  $K'$  совершится событие  $A_c$ , а в системе отсчета  $K$  оно не совершится. Это невозможно в силу инвариантности события  $A_c$ . Следовательно, значение  $\Omega = 0$  инвариантно, что и доказывает лемму 5-2.

Удобно ввести величину  $\text{sign } \Omega$ :

$$\text{sign } \Omega = \begin{cases} 1, & \text{if } \Omega > 0, \\ 0, & \text{if } \Omega = 0, \\ -1, & \text{if } \Omega < 0. \end{cases}$$

С учетом теорем 5-2 и 5-3 можно утверждать, что  $\text{sign } \Omega = \text{inv}$  и не зависит от времени.

Отметим, что если две частицы, рожденные одновременно, испытывали относительное движение, а затем оказались в состоянии пространственного покоя друг относительно друга, то связанные с ними часы будут показывать разное время («парадокс близнецов»). Однако разность их хода не связана с дистанцией  $\Omega$ . Поскольку обе частицы начали движение во времени одновременно, то можно указать по крайней мере один момент (начальный), когда обе частицы принадлежали  $G$ . Отсюда следует, что в  $R^4_{1,3}$  для этих частиц всегда будет сохраняться нулевое значение  $\Omega$ , несмотря на разность показаний связанных с ними часов.

Подчеркнем, что полученные результаты не противоречат принципу относительности одновременности STR. Действительно, этот принцип говорит об относительности одновременности событий, мы же рассматривали взаимное положение частиц в ходе их движения во времени. Пусть в системе отсчета  $K'$  в момент  $t'$  наблюдатель  $\xi'$  зарегистрировал 2 одновременных события:  $C_1$  с частицей  $\xi_1$  и  $C_2$  с частицей  $\xi_2$ . Следовательно, с его точки зрения обе частицы имеют  $\Omega' = 0$ . В системе отсчета  $K$  эти события происходят в разные моменты времени  $t_1$  и  $t_2$  соответственно. Это регистрируется наблюдателем  $\xi$ . В момент  $t_1$  регистрируется событие  $C_1$  с частицей  $\xi_1$ , с частицей  $\xi_2$  в этот момент ничего не происходит. В момент  $t_2$  происходит событие  $C_2$  с частицей  $\xi_2$ , но никаких событий с частицей  $\xi_1$  в этот момент не регистрируется. В силу

леммы 2 если в системе отсчета  $K'$  значение  $\Omega' = 0$ , то и в системе отсчета  $K$  будет выполняться  $\Omega = 0$ . А это означает, что в системе отсчета  $K$  проекции частиц  $\xi_1$  и  $\xi_2$  на ось  $x^0$  для одного и того же момента времени все равно будут совпадать. Следовательно, обе частицы будут принадлежать  $G$  в системе отсчета  $K$ , и для наблюдателя в этой системе все изложенные выше результаты сохраняются. Кроме того, раз наблюдатель видел частицу  $\xi'$  и наблюдал события  $C_1$  и  $C_2$  с частицами  $\xi_1$  и  $\xi_2$ , то все эти частицы являются относительно него наблюдаемыми, т.е. для них  $\Omega = 0$ .

Учитывая значение теоремы 5-2 и теоремы 5-3 можно сформулировать на их базе *второй и третий законы кинематики внепространственного движения*:

$$\Omega \neq \Omega(t), \text{ sign } \Omega = \text{inv.} \quad (5-8)$$

Основные следствия.

- Кинематика внепространственного (неуничтожимого) движения существенно отличается от кинематики движения частицы в пространстве (кинематики уничтожимого движения).
- Если проекции частиц  $\xi_j, j = 1, 2, \dots, m$ , в  $\mathbb{R}^n_{(1, n-1)}$ , в том числе движущихся, на ось  $x^0 = ct$  системы отсчета совпали, то  $\xi_j \in G$ , т.е. все эти частицы будут находиться в соответствующей гиперплоскости  $G$ , и будут удерживаться в ней в любой иной момент времени, причем независимо от движения (в пространстве) этих частиц. И обратно: если можно указать момент, когда частицы находятся вне  $G$ , то они будут находиться вне  $G$  и в любой иной момент времени, независимо от движения этих частиц. При этом  $G$  испытывает неуничтожимое движение вдоль оси  $x^0$  совместно с движением частицы  $\xi^* \in G$ , находящейся в состоянии пространственного покоя в этой системе отсчета.
- $G$  содержит только такие частицы  $\xi_j, j = 1, 2, \dots, m$ , дистанция  $\Omega$  между которыми равна нулю.
- Если частицы разделены ненулевой дистанцией  $\Omega$ , то соответствующие им гиперплоскости  $G_i$  в одной и той же системе отсчета будут двигаться одинаковыми темпами, и расстояние между ними будет оставаться неизменным.
- Поскольку гиперплоскости  $G_i$  порождаются сдвигом одного и того же подпространства  $\mathbb{R}^{n-1}_{(n-1)}$  вдоль одной и той же оси, то они всегда остаются параллельными и между собой не пересекаются.

Полученные законы темпоральной кинематики задают основные закономерности внепространственного (временного) движения частиц в псевдоевклидовом пространстве  $\mathbb{R}^n_{(1, n-1)}$ .

### 5.3. Столкновения частиц в процессе их внепространственного движения

Важным разделом кинематика является исследование механических столкновений частиц. Во внепространственной кинематике ситуация имеет существенную особенность. Рассмотрим возможности столкновения частиц в их внепространственном движении.

**Теорема 5-4.** *Если частицы  $\xi'$  и  $\xi$  погружены в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$ , и при этом разделяющий их интервал  $\Delta S$  включает  $\Omega \neq 0$ , то столкновение таких частиц невозможно.*

Соответственно столкновение частиц возможно только при условии  $\Omega = 0$ , т.е. в рамках одной и той же гиперплоскости  $G$ .

Действительно, из второго закона кинематики следует, что условие  $\Omega \neq 0$  порождает две непересекающиеся гиперплоскости  $G_1$  ( $\xi \in G_1$ ) и  $G_2$  ( $\xi' \in G_2$ ). Поскольку исследуемые частицы принадлежат разным гиперплоскостям, не имеющим общих частей,

то эти частицы оказываются изолированными друг от друга, и их столкновения (и вообще любые контакты) невозможны.

По сути дистанция  $\Omega \neq 0$  представляет собой непреодолимый барьер между движущимися частицами. При  $\Omega = 0$  частицы оказываются в одной и той же гиперплоскости, барьер утрачивается, и частицы могут испытывать столкновения между собой.

#### 5.4. Свойства параметра скорости неуничтожимого движения

Принцип относительности STR требует, чтобы законы физики выполнялись одинаково в любой инерциальной системе отсчета в пространстве Минковского. Для этого необходимо, чтобы величина  $w$  была одинакова в любой такой системе отсчета. Вследствие этого величины  $w$  и  $v$  вместе не образуют четырехвектора (постоянная величина не может быть компонентой какого-либо вектора). Рассмотрим, в каком случае можно совокупность величин, определяющих скорости движения частицы в неуничтожимом и уничтожимом движении, представить в виде четырехвектора.

Запишем метрическое уравнение с сопутствующей системой отсчета  $K''$  в физической интерпретации в виде:

$$w^2 dt^2 - dx^2 = w^2 d\tau^2. \quad (5-9)$$

Здесь учтено, что  $\tanh^2 \Phi = w^2$ . Обе части метрического уравнения (5-9) разделим на инвариант  $d\tau^2$  и в полученном уравнении учтем соотношения  $d\tau^2 = dt^2/\gamma^2$ ,  $dx/dt = v$ :

$$w^2 \gamma^2 - v^2 \gamma^2 = w^2. \quad (5-10)$$

Это уравнение соответствует четырехвектору:

$$u = (w\gamma, v\gamma). \quad (5-11)$$

Нетрудно видеть, что с учетом  $w = c$  этот четырехвектор совпадает с релятивистским четырехвектором скорости  $u^\mu$ :

$$u^\mu = (c\gamma, v\gamma). \quad (5-12)$$

Как следует из STR, любая частица, независимо от ее индивидуальных особенностей, движется в пространстве-времени с четырехвектором скорости  $u^\mu$ , квадрат которого постоянен и равен  $c^2$ . Эта скорость частицы неуничтожима (ее значение инвариантно, не зависит от времени и не может быть “обнулена” подбором системы отсчета).

Компоненты четырехвектора (5-11) имеют интересную особенность – они сами двухкомпонентны, т.е. состоят из величин соответствующих скоростей, умноженных на величину темпа течения времени (Лоренцева фактора)  $\gamma$ . Эту особенность можно проиллюстрировать следующим образом.

*Иллюстративный пример 5-2.* Допустим, что мы с помощью видеоманитофона записали некоторый сюжет. Во время записи пленка движется со скоростью  $V_s$ . При воспроизведении этой пленки со скоростью  $V_f$  на экране мы можем наблюдать отснятые события. Если  $V_f = V_s$ , то на экране события развиваются так же, как они происходили во время съемки. Если мы снизим скорость воспроизведения, т.е.  $V_f < V_s$ , то ход событий на экране замедлится. Но замедление хода событий на экране произойдет также и в том случае, если мы при сохранении исходной скорости воспроизведения  $V_f = V_s$  “растянем” пленку. События на экране начнут происходить реже. В результате мы придем к выводу,

что темп разворачивания событий на экране зависит от двух составляющих – скорости воспроизведения и фактора “растяжения” пленки.

При изложенном подходе к определению понятия параметра скорости  $w$  открывается интересная симметрия в выражении Лоренцева фактора  $\gamma$ . Принимая во внимание соотношение  $c = w$ , его можно записать в виде  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ ,  $\beta^2 = (\frac{v}{w})^2$ , т.е.  $\beta$  представляет

собой отношение скорости частицы в пространстве к ее скорости (точнее параметру скорости) движения во времени.

В силу принципа относительности законы природы выполняются одинаково при различных постоянных значениях  $\gamma$ , причем наблюдатель внутри своей системы отсчета никакими экспериментами не сможет определить конкретное значение  $\gamma$ . Другими словами, замена одного значения Лоренцева фактора на иное не скажется на выполнении законов природы в этих системах отсчета. По иному обстоит дело с параметром  $w$ . Поскольку  $w = c$ , его изменение может быть обнаружено наблюдателем, например, с помощью проведения экспериментов в своей системе отсчета по определению скорости света  $c$ . Такое изменение неизбежно скажется на ходе физических процессов в такой системе отсчета. Следовательно, в отличие от фактора  $\gamma$ , компонента  $w$  непосредственно связана с реализацией физических законов.

Двухкомпонентность временной составляющей четырехскорости в соответствие с принципом дуальности согласуется с существованием двух видов движения частицы: компонента  $\gamma$  отражает уничтожимое движение в пространстве, а компонента  $w$  отражает неуничтожимое движение.

Вместе с тем видна искусственность понятия 4-х вектора скорости. Действительно, компоненты этого вектора в выражении (5-12) могут принимать бесконечно большие значения, что не вяжется с их физическим смыслом.

Из соотношения (5-4) следует, что внепространственное движение частицы (т.е. движение во временном измерении), с точки зрения наблюдателя в лабораторной системе отсчета, не должно зависеть от движений этой частицы в пространстве. В то же время в STR временные компоненты четырехскорости содержат переменный Лоренцев фактор  $\gamma$ , зависящий от пространственной скорости частицы. Поэтому интересно преобразовать уравнение (5-10) в форму, соответствующую соотношению (5-4). Для этого примем во внимание, что для пары систем отсчета  $K^n$  и  $K'^n$  значение  $\gamma$  одинаково для каждой из них. Это дает возможность разделить обе части уравнения (5-10) на  $\gamma$ :

$$w^2 - v^2 = w^2 \left(1 - \frac{v^2}{w^2}\right). \quad (5-9)$$

Поскольку обе части этого уравнения скоростей по прежнему соответствуют системам отсчета  $K^n$  и  $K'^n$ , то из него видно, что члены в левой части на этот раз представляют собой реальные скорости, которые может измерить наблюдатель в лабораторной системе отсчета, а в правой части, соответствующей сопутствующей системе отсчета, течение времени замедляется на величину  $\sqrt{1 - \frac{v^2}{w^2}}$ . Что с учетом связи  $w = c$  точно соответствует результатам специальной теории относительности.

## 6. Внепространственная динамика (динамика течения времени)

### 6.1. Внепространственный (темпоральный) импульс

Рассмотрим динамику течения времени, точнее динамику движения частицы во временном измерении. В данном разделе будем использовать физическую интерпретацию. В соответствии с ней инвариантная масса частицы  $m$  (или масса покоя) внутри светового конуса псевдоевклидова пространства не равна нулю. Она может быть равна нулю только для частицы, находящейся на поверхности (но не внутри) светового конуса.

Запишем метрическое уравнение с сопутствующей системой отсчета  $K^n$  в виде:

$$w^2 dt^2 - dx^2 = w^2 d\tau^2. \quad (6-1)$$

Домножим обе части этого уравнения на инвариант, в качестве которого возьмем квадрат инвариантной массы частицы  $m^2$ , и разделим на инвариант  $d\tau^2$ :

$$m^2 w^2 dt^2/d\tau^2 - m^2 dx^2/d\tau^2 = m^2 w^2. \quad (6-2)$$

Принимая во внимание, что  $w = c$ , темп течения времени  $dt^2/d\tau^2 = \gamma = (1-v^2/c^2)^{-1/2}$ , используя общепринятое выражение для релятивистского импульса  $p = mv\gamma$ , и энергии  $E = mc^2$ , приведем уравнение (6-2) к виду:

$$(E/c)^2 - p^2 = (mc)^2. \quad (6-3)$$

Таким образом, мы от метрического уравнения (6-1) пришли к известному и хорошо проверенному экспериментально фундаментальному релятивистскому уравнению энергии-импульса (6-3). Анализ физического смысла этого уравнения с позиций традиционных представлений STR вызывает определенные затруднения следующего характера.

*Во-первых.* Ненулевой член в правой части уравнения  $mc$  по своей структуре, размерности соответствует выражению для некоторого импульса, определенного в сопутствующей системе отсчета. Однако частица в этой системе отсчета неподвижна, и поэтому импульс у нее должен отсутствовать. Кроме того, выражение  $mc$  объединяет между собой совершенно несоединимые части: массу покоящейся частицы со скоростью, которую эта частица никогда не может достигнуть, даже если она начнет двигаться.

*Во-вторых.* Член  $E/c$  в левой части уравнения также не совсем ясен. Нетрудно видеть, что этот член имеет вид импульса частицы, движущейся со скоростью света. Но, с другой стороны уравнение (6-3) описывает движение частицы, имеющей ненулевую массу покоя  $m$ , что не согласуется с движением ее со скоростью света.

Таким образом, уравнение (6-3) имеет два противоречивых члена, трактовка которых с позиций релятивистской динамики вызывает определенные трудности. Сопоставляя выражение (6-3) с метрическим уравнением (6-1) видим, что оба члена, вызывающие недоразумения, соответствуют временным компонентам движения в системах отсчета  $K^n$  и  $K^m$ .

Все сразу становится на свои места, если учесть принцип дуальности перемещений в расширенной формулировке. В соответствии с ним оба вызывающих сомнения члена связаны с неуничтожимым движением (движением во временном измерении). Это движение частиц происходит внутри светового конуса (т.е.  $m \neq 0$ ) с параметром скорости  $w = c$ . С учетом разделения движения частиц на уничтожимое и неуничтожимое уравнение (6-3) получает естественную запись в следующей форме:

$$p_i^2 - p^2 = P^2. \quad (6-4)$$

Здесь:

- член  $p_i = E/c$  представляет импульс неуничтожимого движения частицы с параметром скорости частицы  $w = c$  в системе отсчета  $K^n$ ;

- член  $p = mv\gamma$  – релятивистский импульс частицы при ее уничтожимом движении в пространстве в системе отсчета  $K^n$ ,

- член  $P = mc$  - импульс неуничтожимого движения во временном измерении (темпоральный импульс) находящейся в пространственном покое частицы в сопутствующей системе отсчета  $K^m$ , с параметром скорости частицы  $w = c$ .

Таким образом, экспериментально подтвержденная формула (6-3) в записи (6-4) подтверждает двойственность движения частицы в псевдоевклидовом пространстве, выражаемую принципом дуальности перемещения частиц, и дает хорошую физическую интерпретацию всех членов уравнения (6-3).

Соотношение (6-4) позволяет записать полный импульс частицы в форме соответствующего 4-х вектора:

$$P^\mu = (p_t, \mathbf{p}). \quad (6-5)$$

Нетрудно видеть, что с учетом соотношения  $p_t = E/c$  такой полный вектор импульса  $P^\mu$  совпадает с релятивистским 4-импульсом [23]:

$$p^\mu = (E/c, \mathbf{p}). \quad (6-6)$$

При этом квадрат полного импульса  $(P^\mu)^2 = (mw)^2 = \text{const}$ , т.е. каждая частица в своем движении по мировой линии несет полный импульс постоянной величины, определяемой геометрией псевдоевклидова пространства.

Отметим следующий факт. *Любая частица внутри светового конуса псевдоевклидова пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  всегда имеет ненулевое значение темпорального импульса  $P = mc$ .*

Действительно, если частица находится во внутренней полости светового конуса, то  $m \neq 0$ . Поскольку пространство  $R^n_{(1,n-1)}$  псевдоевклидово, то  $\tanh^2 \Phi \neq 0$ . Поскольку  $m = \text{const}$ , и  $c = \text{const}$ , то и  $P = mc = \text{const}$ . По сути данный результат представляет собой закон сохранения импульса неуничтожимого движения для частиц с инвариантной массой  $m \neq 0$  в пространстве с  $\tanh^2 \Phi = \text{const}$ .

## 6.2. Энергия течения времени и работа, совершаемая при неуничтожимом движении

Анализ релятивистского выражения для энергии движущейся частицы показывает, что одна из составляющих полной энергии частицы – энергия покоя  $E_0 = mc^2$ , с точки зрения традиционного подхода, также обладает странной структурой, объединяя ненулевую массу покоя частицы с недостижимой для нее скоростью света. Как и в предыдущем случае, эта особенность становится совершенно естественной, если принять во внимание принцип дуальности перемещений в расширенной формулировке.

Опираясь на этот принцип, можно сделать вывод, что полная релятивистская энергия частицы  $E$ , будучи величиной скалярной, должна расщепляться на две составляющих: энергии уничтожимого движения в пространстве  $E_r(v)$  (кинетическая энергия) и энергии неуничтожимого движения (во времени)  $E_t(w)$ , т.е.:

$$E = E_t(w) + E_r(v). \quad (6-7)$$

Отсюда:

$$E_t(w) = E - E_r(v). \quad (6-8)$$

Из выражения (6-8) следует, что энергия движения времени совпадает с релятивистской энергией покоя частицы  $E_0$ , т.е.  $E_t(w) = E_0$ . Таким образом, энергия покоя

утрачивает самостоятельный физический смысл и оказывается одним из видов энергии движения частицы. Точнее, *энергия покоя представляет энергию неуничтожимого движения частицы*. Получается, что термин “энергия покоя” не соответствует его физическому содержанию, так как он определяет энергию движения (во временном измерении), а не покоя.

Следовательно, полная энергия тела представляет собой кинетическую энергию движения частицы в пространстве и во времени.

Из соотношения  $E_t(w) = E_0 = mc^2$  видно, что  $E_t(w) = \text{inv}$ , т.е. одинакова в любой системе отсчета. Учитывая, что

$$E_t(w) = m \tanh^2 \Phi, \quad (6-9)$$

можно сделать вывод, энергия  $E_t(w)$  определяется геометрией пространства.

Подчеркнем следующий факт. *Любая частица внутри светового конуса псевдоевклидова пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  всегда имеет ненулевое значение энергии движения во времени  $E_t(w)$ , определяемое соотношением (6-9).*

Действительно, если частица находится во внутренней полости светового конуса, то  $m \neq 0$ . Поскольку пространство  $R^n_{(1,n-1)}$  псевдоевклидово, то  $\tanh^2 \Phi \neq 0$ . Из соотношения (6-9) следует, что в любой момент времени при таких условиях  $E_t(w)$  не может быть равно нулю.

По сути данное утверждение представляет собой закон сохранения энергии неуничтожимого движения для частиц с инвариантной массой  $m \neq 0$  в пространстве с  $\tanh^2 \Phi = \text{const}$ .

Для частицы с  $m \neq 0$  энергия движения частицы во времени  $E_t(w) \neq 0$  только в том случае, если  $\Phi \neq 0$ , т.е. она не нулевая только для псевдоевклидова пространства. Если  $\Phi \rightarrow 0$  световой конус “схлопывается”, и при  $\Phi = 0$  псевдоевклидово пространство переходит в собственно евклидово пространство, и в таком пространстве энергия движения времени утрачивается.

Можно ввести понятие энергонасыщенности  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{E}{M} = \frac{m\gamma c^2}{m\gamma} = \tanh^2 \Phi = \text{inv}.$$

Здесь  $M = m\gamma$ . Отсюда видно, что любая частица, погруженная псевдоевклидово пространство в его внутреннюю полость светового конуса с углом раскрытия  $\Phi$ , получит энергию движения  $E = M\sigma$ . Определенная таким образом энергонасыщенность вакуума, т.е. количество энергии на любую единицу массы, не зависит от индивидуальных свойств частиц, является величиной инвариантной для данного псевдоевклидова пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  и определяется только его геометрией, т.е. углом раскрытия светового конуса  $\Phi$ . Другими словами, энергонасыщенность вакуума определяется неуничтожимым движением в пространстве  $R^n_{(1,n-1)}$ . Обратим внимание также на то, что электрическая  $\epsilon_0$  и магнитная  $\mu_0$  постоянные, связанные со свойствами вакуума в псевдоевклидовом пространстве, также определяются его геометрией:

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2} = \frac{1}{\tanh^2 \Phi}.$$

Отсюда следует, что в двух пространствах вида  $R^n_{(1,n-1)}$ , имеющих разные углы раскрытия светового конуса  $\Phi$ , физические свойства вакуума будут отличаться.

Как известно, релятивистская энергия связи описывается величиной  $\Delta E = \Delta mc^2$ . С учетом соотношения  $c^2 = w^2 = \tanh^2 \Phi$  она может быть записана в виде  $\Delta E = \Delta mw^2 =$

$\Delta m \tanh^2 \Phi$ . Здесь видна связь этой величины с геометрией пространства и течением времени. Можно сделать вывод, что отдельные частицы могут объединяться в структурированные связанные объекты только в областях, где возникает течение времени, т.е. во внутренних полостях световых конусов псевдоевклидова пространства.

Как известно [11], четырехвектор скорости  $u^\mu$  и ускорения  $a^\mu$  частицы при ее движении по мировой линии взаимно ортогональны:

$$u^\mu a^\mu = 0.$$

Домножая на инвариантную массу частицы  $m$ , получим:

$$u^\mu \frac{dm u^\mu}{d\tau} = 0. \quad (6-10)$$

Выражение в левой части этого можно рассматривать как работу в единицу времени, совершаемую над частицей при ее неуничтожимом движении. Равенство ее нулю показывает, что при неуничтожимом движении работы не совершается. Таким образом, энергия при неуничтожимом движении частицы имеет только кинетический характер, потенциальная энергия отсутствует.

### 6.3. Инерция движения частицы во времени

Инерция частицы определяется его инертной массой. Релятивистская масса покоя  $m$  является величиной противоречивой по следующим соображениям. Она представляет собой свойство инерции тождественно неподвижной частицы. Однако свойство инерции проявляется только у движущейся частицы, и не может проявляться у неподвижной частицы.

Как и предшествующих случаях, естественным выходом из этой ситуации является учет принципа дуальности перемещения в расширенной формулировке. В соответствии с этим принципом частица может существовать только в постоянном (неуничтожимом) движении, что и определяет существование у нее инерции, и, следовательно, инертной массы.

Инвариантная масса покоя  $m$  определяет ее инерцию, связанную с непрерывным неуничтожимом движением во временном измерении внутри светового конуса с постоянным параметром скорости течения времени  $w$ . Этим и определяется ее инвариантность, делающую ее фундаментальной константой в невырожденном однородном пространстве  $R^{n(1,n-1)}$ .

Отметим следующую особенность, позволяющую связать инерцию частицы с геометрией пространства. Пусть в пространстве  $R_1^{n(1,n-1)}$  с углом раскрытия светового конуса  $\Phi_1$  движется частица со скоростью  $v_1 = \frac{dx_1}{dt_1}$ . Другими словами, чтобы преодолеть

расстояние  $dx_1$  частице потребуется время  $dt_1$ , при этом  $v_1 < \tanh^2 \Phi_1$ . Пусть теперь эта же частица движется со скоростью  $v_2$  в пространстве  $R_2^{n(1,n-1)}$  с углом раскрытия светового конуса  $\Phi_2$ . Положим, что  $v_1 > \tanh^2 \Phi_2$ . Теперь, чтобы скорость  $v_2$  не превышала  $\tanh^2 \Phi_2$ , должно выполняться соотношение  $v_2 < v_1$ . Т.е. для того, чтобы преодолеть то же расстояние  $dx_1$  в пространстве  $R_2^{n(1,n-1)}$  частице уже потребуется больше времени, чем в пространстве  $R_1^{n(1,n-1)}$ .

### 6.4. Законы сохранения

Ранее было показано сохранение темпорального импульса и энергии неуничтожимого движения.

Рассмотрим особенности проявления законов сохранения, учитывающие течение времени. Пусть имеется система частиц, которые могут взаимодействовать между собой, в том числе испытывать взаимные столкновения. Обозначим через  $p^i$  – общий импульс такой системы по  $i$ -й пространственной координате в системе отсчета  $K$ ,  $p^i$  – импульс такой системы по  $i$ -й пространственной координате в лабораторной системе отсчета  $K$ ,  $p_t^0$  – импульс этой системы по временной ( $i = 0$ ) координате в системе отсчета  $K$ ,  $p_t^0$  – импульс этой системы по временной координате в лабораторной системе отсчета  $K$ . Этим параметрам будет соответствовать состояние системы до начала взаимодействия частиц, а  $p^{i*}$ ,  $p^{i*}$ ,  $p_t^{0*}$ ,  $p_t^{0*}$  – соответствующие импульсы после такого взаимодействия. С учетом преобразований Лоренца эти величины будут связаны следующими соотношениями до взаимодействия:

$$p^i = p^i \cosh \varphi - p_t^0 \sinh \varphi. \quad (6-11)$$

Соответственно после окончания взаимодействия:

$$p^{i*} = p^{i*} \cosh \varphi - p_t^{0*} \sinh \varphi. \quad (6-12)$$

В соответствии с релятивистским законом сохранения пространственного импульса  $p^i = p^{i*}$ ,  $p^i = p^{i*}$ . Подставляя эти значения в (6-11) и (6-12), получаем:  $p_t^0 = p_t^{0*}$ . Это равенство приводит к закону сохранения импульса неуничтожимого движения. Отсюда следует также следующий вывод: никакими взаимодействиями частиц в пространстве невозможно изменить импульс движения во временном измерении.

## 6.5. О силовых взаимодействиях частиц

Введем понятие трансвременного взаимодействия следующим образом.

**Определение 6-1.** Под трансвременным взаимодействием будем понимать взаимодействие частиц, разделенных пространственно-временным интервалом  $\Delta S$ , который имеет ненулевую временную компоненту (дистанцию)  $\Omega$ .

Подчеркнем, что в данном случае  $\Delta S$  является интервалом между частицами, а не событиями, и может иметь нулевое значение с ненулевой компонентой  $c\Delta t$ . Определяющее значение имеет именно временная компонента, а не величина самого интервала  $\Delta S$ .

Ключевым вопросом динамики являются силовые взаимодействия частиц, влияющие на их движение. Вся современная экспериментальная физика подтверждает, что под релятивистской силой следует понимать трехмерный пространственный вектор  $\mathbf{F}$ , являющийся производной от релятивистского импульса  $\mathbf{p}$ :

$$\mathbf{F} = \frac{d}{dt} \mathbf{p}. \quad (6-13)$$

Это равенство представляет основной релятивистский закон движения частицы в инерциальной пространственной системе отсчета при любых допустимых скоростях. Как известно [18], попытки представить вектор силы в форме 4-вектора привели к понятию силы Минковского  $M^\mu$ :

$$M^\mu = \left( \frac{1}{c\sqrt{1-\frac{v^2}{w^2}}} \mathbf{F}\mathbf{v}, \frac{1}{\sqrt{1-\frac{v^2}{w^2}}} \mathbf{F} \right). \quad (6-14)$$

Однако этот вектор не может лечь в основу закона 4-х мерного движения частиц. Релятивистский вектор силы  $\mathbf{F}$  не ведет себя как компонента какого-либо ненулевого 4-вектора, следовательно, пространственные компоненты силы Минковского не отражают реальный закон движения частицы в пространстве. При этом *временная* компонента имеет вид работы *пространственной* компоненты силы в единицу времени. Если мы попытаемся определить работу силы Минковского, производимой ее временной компонентой – нам придется работу силы определять через компоненту, которая и так уже является работой силы.

Временная компонента силы Минковского, вообще говоря, должна была бы отражать взаимодействия частиц во временном измерении, влияющие на их движение (конфигурацию их мировых линий). Поскольку она имеет ненулевое значение, то должно было бы иметь место силовое взаимодействие частиц, занимающих разное положение во временном измерении, т.е. должны иметь место трансвременные взаимодействия. А этого не наблюдается.

В результате можно сделать вывод – 4-х вектор силы Минковского не представляет собой 4-х вектор силы с реальными ненулевыми компонентами.

Учитывая этот факт, а также то, что вектор силы  $\mathbf{F}$  не ведет себя как компонента какого-либо ненулевого 4-вектора силы  $F^\mu$ , остается сделать вывод, что искомым 4-х вектор силы является нуль-вектором.

## 6.6. Особенности нуль-вектора в псевдоевклидовом пространстве

Под нуль-вектором понимается вектор, начало которого совпадает с его концом, в результате чего его длина равна нулю. В собственно евклидовом пространстве такие вектора обозначают как  $\mathbf{0}$ , в псевдоевклидовом –  $0^\mu$ . Нуль-вектор должен удовлетворять следующим условиям.

Для любого вектора  $\mathbf{U}$ :  $\mathbf{U} + \mathbf{0} = \mathbf{U}$  (сложение любого вектора с нуль-вектором не влияет на исходный вектор).

Для любого числа  $k$ :  $k\mathbf{0} = \mathbf{0}$ .

Для любого вектора  $\mathbf{U}$ :  $\mathbf{U} + (-\mathbf{U}) = \mathbf{0}$ .

Аналогичные условия должны выполняться и для нуль-вектора  $0^\mu$  в псевдоевклидовом пространстве  $\mathbf{R}^n_{(1,n-1)}$ .

Нуль-вектор  $\mathbf{0}$  в собственно евклидовом пространстве характеризуется тем, что в любой аффинной системе координат его компоненты равны нулю. Для удобства будем именовать любой нуль-вектор с нулевыми компонентами как вектор сорта  $A$ , при необходимости отмечая сорт вектора нижним индексом в его обозначении.

Нуль-вектор в псевдоевклидовом пространстве может существенно отличаться от нуль-вектора в собственно-евклидовом пространстве: его компоненты не обязательно должны быть равны нулю. Допустим, что одна из его компонент  $\mathbf{B}$  не равна нулю, и тогда можно записать:

$$0^\mu = (B^0, \mathbf{B}); |\mathbf{B}| \neq 0.$$

Назовем компоненту  $\mathbf{B}$  задающей компонентой (полагаем, что ее величина задается внешними причинами и не может быть изменена). В таком случае компоненты связаны соотношением:

$$(B^0)^2 - \mathbf{B}^2 = 0. \quad (6-15)$$

Поскольку компонента  $\mathbf{B}$  задающая, то можно определить компоненту  $B^0$ :

$$(B^0)^2 = \mathbf{B}^2. \quad (6-16)$$

Будем относить такие вектора к векторам сорта  $B$ . Однако эти вектора, хоть и в соответствии с (6-15) имеют нулевую длину, нуль-векторами не являются. Действительно, проверим выполнение условия 1 для вектора  $U^\mu = (U^0, \mathbf{0})$ ,  $U^0 \neq 0$ . Это условие в данном случае можно записать в виде:

$$U^\mu + 0_B^\mu = U^\mu.$$

Соответственно должно выполняться соотношение:

$$U^\mu + 0_B^\mu = ((U^0 + B^0), (\mathbf{0} + \mathbf{B})) = U^\mu.$$

Отсюда с учетом (6-16) следует:

$$(U^0 + B^0)^2 - \mathbf{B}^2 \neq (U^\mu)^2.$$

Таким образом, условие 1 в данном контрпримере не выполняется: сложение вектора  $U^\mu$  с вектором  $0_B^\mu$  сорта  $B$  может приводить к изменению исходного вектора. Это лишает вектора сорта  $B$  с нулевой длиной статуса нуль-вектора.

Посмотрим, возможно ли построения вектора нулевой длины с задающей компонентой так, чтобы он сохранял свойства нуль-вектора. Для этого представим себе, как формируется нуль-вектор с задающей компонентой. Пусть задан некоторый ненулевой вектор  $C^\mu = (C^0, \mathbf{C})$ . Его можно представить как векторную сумму двух координатных векторов  $C^0$  и  $\mathbf{C}$ , один из которых - вектор  $\mathbf{C}$ , является задающим. Устремим теперь исходный вектор  $C^\mu$  к нулю при неизменности вектора  $\mathbf{C}$ , и посмотрим, что произойдет с таким векторным треугольником. В результате конец задающего вектора  $\mathbf{C}$  совместится с началом другого слагаемого вектора, они окажутся совмещенными и противоположно направленными. В итоге мы получим векторное соотношение:

$$C^0 = -\mathbf{C}. \quad (6-17)$$

Следовательно, когда  $C^\mu$  преобразуется в нуль-вектор  $0^\mu$ , то, во-первых, его компонента  $C^0$  трансформируется в вектор, равный по модулю и противоположно направленный задающему вектору  $\mathbf{C}$ . Кроме того, можно сказать, что в связи с утратой компоненты  $C^0$  размерность нуль-вектора  $0^\mu$  фактически снижается до размерности его задающей компоненты  $\mathbf{C}$ .

Таким образом, в случае задания фиксированной компоненты  $\mathbf{C}$  нуль-вектор  $0^\mu$  может быть записан следующим образом:

$$0^\mu = (0, (-\mathbf{C}, \mathbf{C})). \quad (6-18)$$

Подтвердим этот вывод следующим рассуждением. Нуль-вектор  $0^\mu$  по условию должен удовлетворять уравнению вида:

$$U^\mu + 0^\mu = U^\mu,$$

где  $U^\mu = (U^0, \mathbf{U})$  - произвольно взятый четырехвектор. Пусть  $\mathbf{C}$  - задающий вектор для  $0^\mu$ . Запишем это уравнение в компонентах:

$$U^\mu + 0^\mu = ((U^0 + 0), (\mathbf{U} - \mathbf{C} + \mathbf{C})),$$

отсюда следует:

$$(U^0 + 0)^2 - (\mathbf{U} - \mathbf{C} + \mathbf{C})^2 = (U^0)^2 - (\mathbf{U})^2.$$

Таким образом, запись вектора  $0^\mu$  в виде (6-18) удовлетворяет условию 1 нуль-вектора. Нетрудно видеть, что остальные условия также выполняются. Такие нуль-вектора будем называть векторами сорта  $C$ .

Выделим характерные свойства нуль-вектора  $0^\mu_C$  сорта  $C$ :

- задающая компонента всегда проявляется в паре с другим вектором;
- в пару всегда входят равные по величине и противоположно направленные вектора, один из которых – задающий;
- он имеет пониженную размерность в результате утраты одной из компонент.

Подчеркнем, что эти свойства должны проявляться в любой системе отсчета.

Заметим, что с учетом введенных обозначений однородному метрическому уравнению, описывающему движение фотонов, соответствует компактное векторное уравнение:

$$0^\mu_B = 0^\mu_A.$$

## 6.7. Трансвременные взаимодействия

Поскольку мы пришли к выводу о том, что четырехвектор силы является *нулевым*, т. е. *нуль-вектором* в псевдоевклидовом пространстве:  $F^\mu = 0^\mu$ , то возникает вопрос, какого сорта должен быть такой четырехвектор. Поскольку имеется задающая компонента  $\mathbf{F}$ , выбирать нужно из векторов сорта  $B$  или  $C$ . Обратим внимание на то, что вектора сорта  $C$  имеет признаки, которые легко проверяются экспериментально: парность векторов с задающей компонентой  $\mathbf{F}$ . Если мы имеем дело с нуль-вектором сорта  $C$ , тогда пространственные силы в инерциальных системах отсчета должны проявляться парами в соответствии с соотношением (6-18).

И мы действительно наблюдаем данный эффект, описываемый третьим законом Ньютона. Этот закон отражает принцип парного взаимодействия и утверждает, что все механические силы в природе рождаются парами. Причем силы действия и противодействия в такой паре всегда представлены равными по величине и противоположными по направлению векторами. Совпадение этих хорошо проверенных свойств взаимодействия частиц с признаками нуль-вектора  $0^\mu_C$  дает возможность утверждать, что четырехвектор силы действительно является нуль-вектором сорта  $C$ .

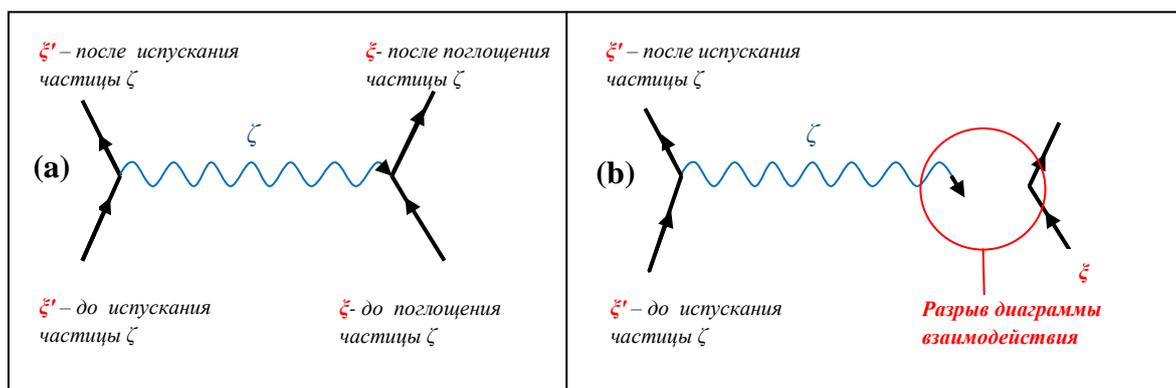
В связи с этим можно говорить о природе сил противодействия в третьем законе Ньютона – они связаны с течением времени в псевдоевклидовом пространстве.

Так как установлено выполнение первых двух признаков нуль-вектора сорта  $C$ , то неизбежно должен проявляться и третий признак – утрата оставшейся (временной) компоненты четырехвектора силы  $F^\mu$ . Таким образом, 4-х вектор силы может быть записан так:  $F^\mu = (F_t, (-\mathbf{F}, \mathbf{F})) = 0^\mu_C$ ,  $F_t \equiv 0$ . Выражение  $F_t \equiv 0$  можно назвать *запретом на трансвременные взаимодействия*. При этом следует иметь в виду, что он действует в рамках принятых начальных условий, т.е. когда описание ситуации допускает использование плоского однородного пространства-времени Минковского.

## 6.8. Фундаментальные взаимодействия частиц в мире с пространственно-временной реальностью и их наблюдаемость

Вывод о запрете на трансвременные взаимодействия основываются также на кинематических соображениях. Нужно учесть следующее. Как следует из первого закона темпоральной кинематики (5-7), движение частиц во временном измерении не является свободным. Оно ограничивается гиперплоскостью, в которой эта частица содержится. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

В рамках Стандартной модели фундаментальные взаимодействия частиц (в числе которых будем выделять частицу-наблюдателя  $\xi$ , и движущуюся частицу  $\xi'$ , которая является объектом наблюдения) можно представить как обмен частицами  $\zeta$  – переносчиками взаимодействия. Для определенности будем полагать, что  $\xi'$  испускает частицу  $\zeta$ , а  $\xi$  поглощает ее, чем завершается акт их взаимодействия (см. рис.5a). Данная схема описывает сильное, слабое и электромагнитное взаимодействия между частицами. Предметом исследования является поиск условий, при которых происходит разрыв диаграммы взаимодействия (см. рис.5b), в результате чего частица  $\xi'$  становится невидимой (невзаимодействующей) для частицы-наблюдателя  $\xi$ .



**Рис. 5.** Условное изображение взаимодействия частиц в общем случае. (a) Взаимодействие реализуется. (b) Взаимодействие не реализуется из-за разрыва диаграммы взаимодействия. Частица  $\xi'$  становится невидимой.

Акт взаимодействия двух частиц  $\xi'$  и  $\xi$  (событие  $A_c$ ) реализуется путем поглощения частицы-переносчика взаимодействия  $\zeta$  частицей-наблюдателем  $\xi$ . Следовательно, необходимым условием для этого является пересечение в некоторой мировой точке мировых линий частицы  $\zeta$  и частицы-наблюдателя  $\xi$ . Однако этого недостаточно. Требуется, чтобы обе частицы появились в этой точке одновременно, т.е. выполнилось условие «здесь и сейчас». Тогда можно говорить, что эта точка соответствует событию  $A_c \in R^4_{1,3}$ .

**Теорема 6-1.** Если частицы  $\xi'$  и  $\xi$  погружены в  $R^4_{1,3}$ , и при этом разделяющий их интервал  $\Delta S$  включает  $\Omega \neq 0$ , то  $A_c \notin R^4_{1,3}$ .

Доказательство. Зададим положение частицы  $\xi$  4-х радиус-вектором  $x_\xi^\mu$ , частицы  $\zeta$  – 4-х радиус-вектором  $x_\zeta^\mu$ . Интервал между частицами  $\zeta$  и  $\xi$  зададим с помощью 4-х вектора  $\Delta S^\mu$  (см. рис. 6).

$$\mathbb{R}^n_{(1,n-1)}$$

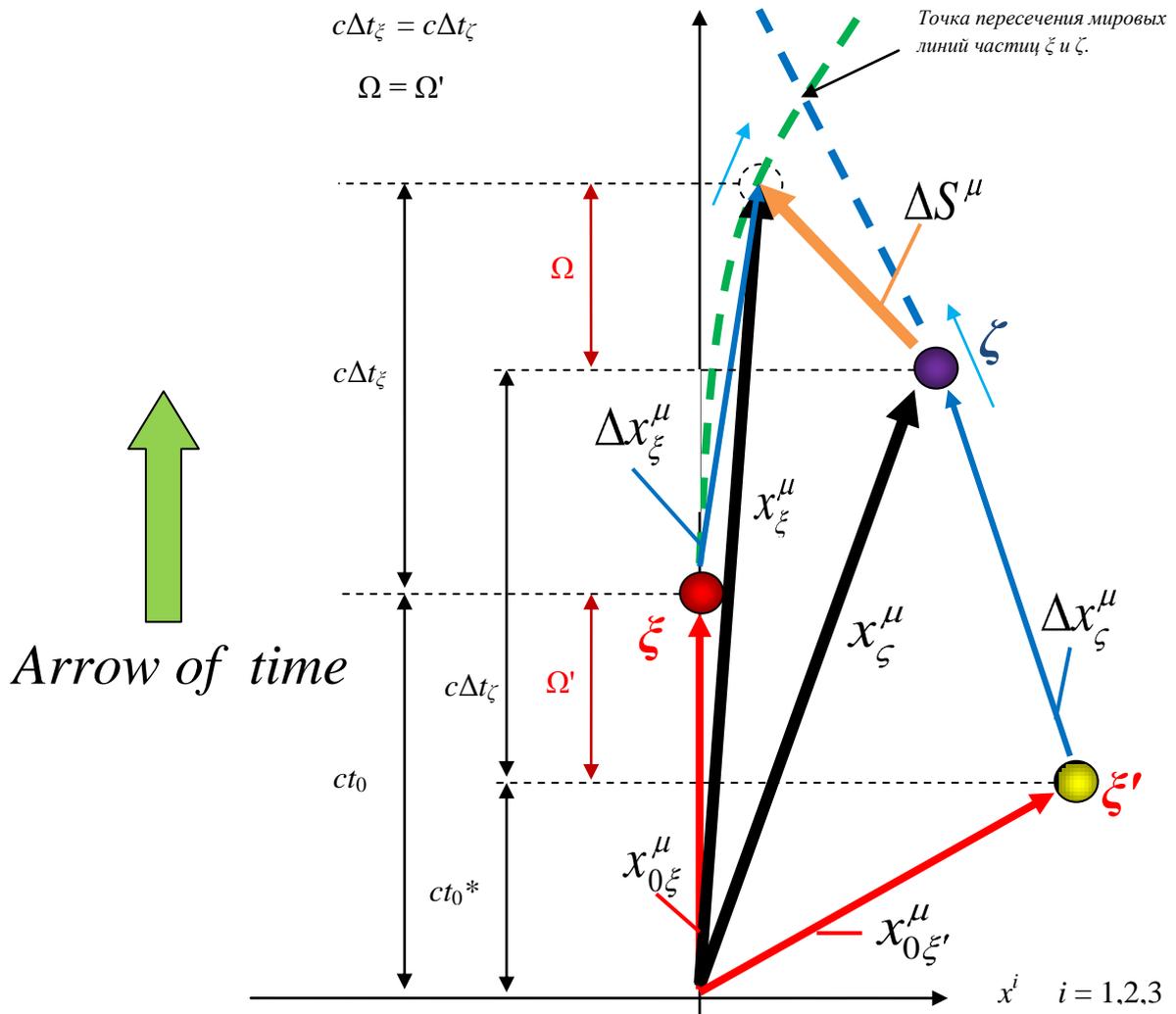


Рис. 6. К доказательству теоремы 6-1.

В этом случае имеет место векторное уравнение:

$$x_\zeta^\mu + \Delta S^\mu = x_\xi^\mu. \quad (6-19)$$

Очевидно, что событие  $A_c$  произойдет тогда и только тогда, когда будет выполняться условие:

$$\Delta S^\mu = 0^\mu. \quad (6-20)$$

Здесь  $0^\mu$  - 4-х нуль-вектор. Положение частицы  $\xi'$  в момент испускания частицы  $\zeta$  определим 4-х радиус-вектором  $x_{0\xi'}^\mu$ , а соответствующее этому событию положение

частицы-наблюдателя  $\xi$  - 4-х радиус-вектором  $x_{0\xi}^\mu$ . Дальнейшее движение частицы-наблюдателя  $\xi$  зададим с помощью 4-х вектора перемещения  $\Delta x_\xi^\mu$ , а частицы  $\zeta$  - с помощью 4-х вектора перемещения  $\Delta x_\zeta^\mu$ . Теперь вектора  $x_\xi^\mu$  и  $x_\zeta^\mu$  можно представить как векторные суммы:

$$x_\xi^\mu = x_{0\xi}^\mu + \Delta x_\xi^\mu, \quad x_\zeta^\mu = x_{0\zeta}^\mu + \Delta x_\zeta^\mu. \quad (6-21)$$

Подставляя (6-21) в уравнение (6-19), получим:

$$x_{0\zeta}^\mu + \Delta x_\zeta^\mu + \Delta S^\mu = x_{0\xi}^\mu + \Delta x_\xi^\mu. \quad (6-22)$$

Запишем уравнение (6-22) в координатном выражении в лабораторной системе отсчета  $K$ :

$$(ct_0^*, r') + (c\Delta t_\zeta, \Delta r_\zeta) + (\Omega, \Delta r) = (ct_0, r_0) + (c\Delta t_\xi, \Delta r_\xi). \quad (6-23)$$

Здесь учтены записи векторов:  $x_{0\zeta}^\mu = (ct_0^*, r')$ ,  $\Delta x_\zeta^\mu = (c\Delta t_\zeta, \Delta r_\zeta)$ ,  $\Delta S^\mu = (\Omega, \Delta r)$ ,  $x_{0\xi}^\mu = (ct_0, r_0)$ ,  $\Delta x_\xi^\mu = (c\Delta t_\xi, \Delta r_\xi)$ . Запишем выражение (6-23) во временных координатах лабораторной системы отсчета:

$$ct_0^* + c\Delta t_\zeta + \Omega = ct_0 + c\Delta t_\xi. \quad (6-24)$$

Примем во внимание, что интервалы  $\Delta t_\zeta$  и  $\Delta t_\xi$  можно поставить в соответствие одному и тому же процессу – движению частицы  $\zeta$  в направлении к частице  $\xi$ . Поэтому в силу однородности времени в  $R^4_{1,3}$  в соответствии с (5-3) можно записать:  $\Delta t_\zeta = \Delta t_\xi$ . Свяжем моменты  $t_0^*$  и  $t_0$  соотношением  $ct_0 = ct_0^* + \Omega'$ . Теперь соотношение (6-24) можно переписать следующим образом:

$$ct_0^* + \Omega = ct_0^* + \Omega',$$

откуда следует:  $\Omega = \Omega'$ . Другими словами, временная дистанция  $\Omega$  между частицами  $\zeta$  и  $\xi$  всегда равна разности  $\Omega'$  временных координат (временной дистанции) между частицами  $\xi$  и  $\xi'$  на временной оси  $x^0$  в одной и той же системе отсчета. Следовательно, условие взаимодействия (6-20) будет выполняться в том случае, если временная дистанция  $\Omega$  между взаимодействующими частицами  $\xi$  и  $\xi'$  будет равна нулю. Если же это условие нарушается, то частицы  $\zeta$  и  $\xi$  никогда не смогут находиться в одной и той же мировой точке одновременно (т.к. между ними всегда будет сохраняться ненулевая дистанция  $\Omega$ ), и  $R^4_{1,3}$  не будет включать в себя событие  $A_c$ .

В результате разделенные дистанцией  $\Omega$  частицы будут проходить точку пересечения их мировых линий поочередно, а не вместе, что исключает возможность поглощения частицы  $\zeta$  частицей  $\xi$ . Следовательно, взаимодействие не реализуется.

Поскольку отсутствие события  $A_c$  в некоторой точке пересечения мировых линий частиц обусловлено ненулевым значением  $\Omega$  для этих частиц, и это значение не может быть сведено к нулю ни подбором системы отсчета, ни сдвигом во временном измерении, то ни в какой иной точке  $R^4_{1,3}$  это событие совершиться не может, т.е.  $A_c \notin R^4_{1,3}$ .

Поскольку событие  $A_c$  не совершается, то ни одно из взаимодействий, представленных в Станадартной модели, реализоваться не может. Следовательно, теорема 6-1 может быть интерпретирована как запрет на трансвременные взаимодействия. Причем в данном случае этот запрет получен на основе кинематического подхода.

Полученный результат показывает, что ключевое значение для решения вопроса о возможности взаимодействия двух частиц в некоторый момент  $t$  приобретают начальные условия: если существует хотя бы один момент  $t_0$ , такой, что  $\Omega_0(t_0) = 0$ , то частицы могут взаимодействовать; если же существует момент хотя бы один момент  $t_0$ , такой, что  $\Omega_0(t_0) \neq 0$ , то взаимодействие частиц невозможно.

Отметим, что при  $\Omega(t) \equiv 0$  для любой пары частиц, мы получим мир с пространственной реальностью, в противном случае – мир с пространственно-временной реальностью.

## 7. Возникновение горизонтов и невидимая материя

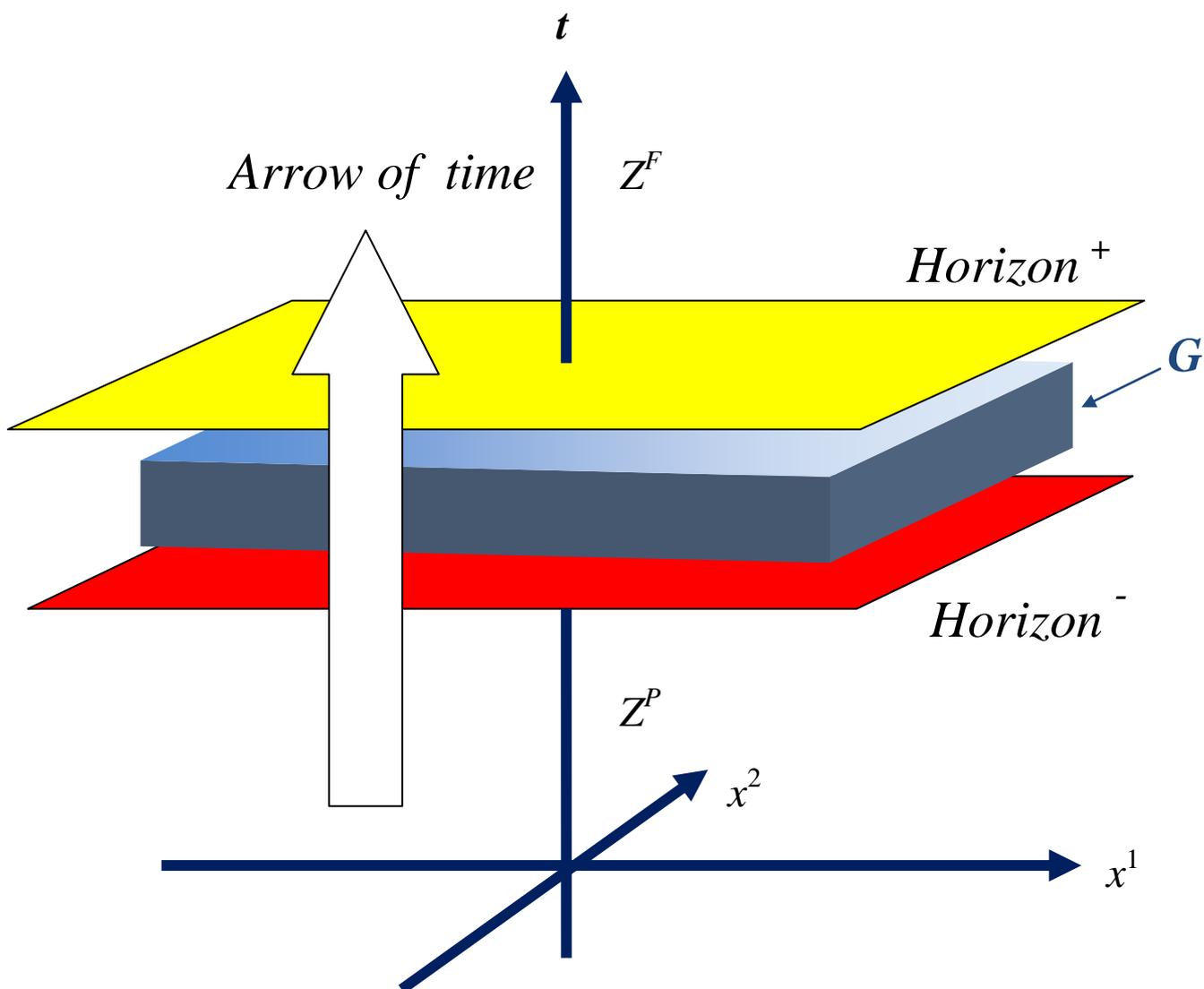
Поскольку запрет на трансвременные взаимодействия распространяется и на электромагнитные взаимодействия (что ограничивает видимость объектов для наблюдателя), то он неизбежно влечет за собой возникновение горизонтов. Пусть  $t_i$  – момент времени, соответствующий текущему положению наблюдателя  $\xi_i$  на временной оси  $x^0$  системы отсчета  $K$ . В этом случае в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  формируется связанная с этим наблюдателем гиперплоскость  $G_i$ , которая будет описываться уравнением  $t = t_i$ . Отсюда для любой частицы, принадлежащей этой гиперплоскости,  $\Omega = t - t_i = 0$ , и инвариант  $\text{sign } \Omega = 0$ . Следовательно, потенциально наблюдатель может видеть эти частицы, так в этом случае событие  $A_c$  допустимо для  $\mathbb{R}^4_{1,3}$ . Гиперплоскость  $G_i$  рассекает  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  на две области: одна описывается соотношением  $t > t_i$  (область Будущего  $Z_i^F$ ), вторая – соотношением  $t < t_i$  (область Прошлого  $Z_i^P$ ). Для областей  $Z_i^F$  и  $Z_i^P$  дистанция  $\Omega = t - t_i \neq 0$ , и инвариант  $\text{sign } \Omega \neq 0$ . Следовательно, в соответствии с теоремой 6-1 все частицы, принадлежащие областям  $Z_i^F$  и  $Z_i^P$ , оказываются ненаблюдаемыми. Рассматривая области в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  как соответствующие множества, можно записать  $\mathbb{R}^4_{1,3} = Z_i^F \cup G_i \cup Z_i^P$ , и  $Z_i^F \cap G_i = G_i \cap Z_i^P = \emptyset$ . Отсюда хорошо видно возникновение двух горизонтов, разделяющих области  $Z_i^F$ ,  $G_i$ ,  $Z_i^P$ . Эти горизонты описываются тем же уравнением, что и  $G_i$ :  $t = t_i$ . Однако они противоположно ориентированы: один горизонт отделяет  $G_i$  от  $Z_i^F$ , а другой отделяет  $G_i$  от  $Z_i^P$ .

Настоящее (гиперплоскость  $G_i$ ) оказывается как бы “упакованным” в эти горизонты. При этом  $G_i$ , охватываемая такими горизонтами, движется вместе с наблюдателем и видимой материей вдоль оси времени в направлении Будущего (в соответствии с направлением «стрелы времени»).

Горизонты, формируемые запретом на трансвременные взаимодействия, значительно уменьшают поле зрения для наблюдателя, полностью вырезая из него целое измерение в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$ . В результате, с точки зрения наблюдателя,  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  трансформируется в пространство  $\mathbb{R}^3$ , порождая для него иллюзорное ощущение трехмерности физического мира. Возникновение горизонтов приводит к иллюзиям, что вся материя Вселенной сосредоточена именно между этими двумя горизонтами в гиперплоскости этого наблюдателя  $G_i$  (оставляя иные области  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  пустыми), и что события в областях  $Z_i^F$  и  $Z_i^P$ , отделенных от наблюдателя горизонтами, совершаться не могут. Получается, что если мы хотим погрузить некоторые частицы в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$ , то мы должны попасть точно в движущуюся гиперплоскость  $G_i$ , иначе наблюдатель их не обнаружит.

В общем случае данные горизонты дополняются другими горизонтами, в частности горизонтом Риндлера и др. [3], которые образуют систему горизонтов для наблюдателя и формируют его общее поле зрения.

В связи с разделением  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  на видимую ( $G_i$ ) и невидимые ( $Z_i^F$  и  $Z_i^P$ ) области, естественно говорить и о соответствующем разделении материи, содержащейся в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$ , на видимую и невидимую. И, соответственно, можно говорить о существовании особой группы частиц, составляющих невидимую материю. Частицы этой группы определяются признаком  $\text{sign } \Omega \neq 0$ .



**Рис. 7.** «Сэндвич» - временной слой Настоящего  $G$ , отделенный от области Прошлого  $Z^P$  и Будущего  $Z^F$  горизонтами.

Поскольку такое разделение частиц на видимые и невидимые зависит только от их положения относительно наблюдателя, и не связано с их физическими свойствами, то частицы с  $\text{sign } \Omega \neq 0$  могут образовывать невидимую материю барионной природы. В этом случае такие частицы, образующие невидимую материю, вряд ли можно будет идентифицировать как особые частицы группы WIMP.

### **8. Влияние геометрии пространства на способность размещенной в нем материи образовывать связные структуры**

Отметим некоторые свойства геометрии пространства, влияющие на способность материи в таком пространстве формировать сложные структурные объекты. Наиболее распространенным механизмом образования стабильных структур в известной нам Вселенной является формирование орбит одних объектов в поле центральных сил, создаваемых другими объектами. К таким структурам можно отнести атомы, которые с определенной степенью точности можно рассматривать как сформировавшиеся в результате движения орбитальных электронов вокруг атомного ядра, астрономические

объекты, в том числе звезды и планеты, планетарные системы, галактики и т.д. , т.е. все гравитационно связанные структуры.

Все эти структуры скреплены в результате орбитального движения ее элементов и объектов. Таким образом, понятие орбиты является ключевым для их образования и стабильности.

**Определение 8-1.** *Под орбитой будем понимать непрерывную траекторию (мировую линию) некоторого объекта, по крайней мере в течение определенного периода стабильно охватывающую иной объект, являющийся источником поля центральных сил.*

Полагая образование такого рода орбит ключевым элементом образования сложных структур, анализируем, как сказывается геометрия пространств на возможность их образования.

Отметим, что определенную таким образом орбиту всегда можно вписать в замкнутую сферу, не имеющую разрывов поверхности, т.е. орбитальное движение всегда является финитным. Другими словами, если для некоторой кривой, представляющей траекторию объекта, можно указать замкнутую сферу, такую, что эта траектория после входа в нее в течение заданного (достаточно долгого) времени не пересекает ее поверхность, и при этом охватывает центральное тело, то можно говорить о существовании орбиты.

В собственно евклидовых пространствах орбиты формироваться могут, и при этом они имеют форму эллипсов (если не учитывать возникающую в некоторых случаях прецессию). В некоторой плоскости  $x^i x^j$ ,  $i \neq j$  такие орбиты можно описать следующим каноническим уравнением эллипса:

$$\frac{(x^i)^2}{a^2} + \frac{(x^j)^2}{b^2} = 1. \quad (8-1)$$

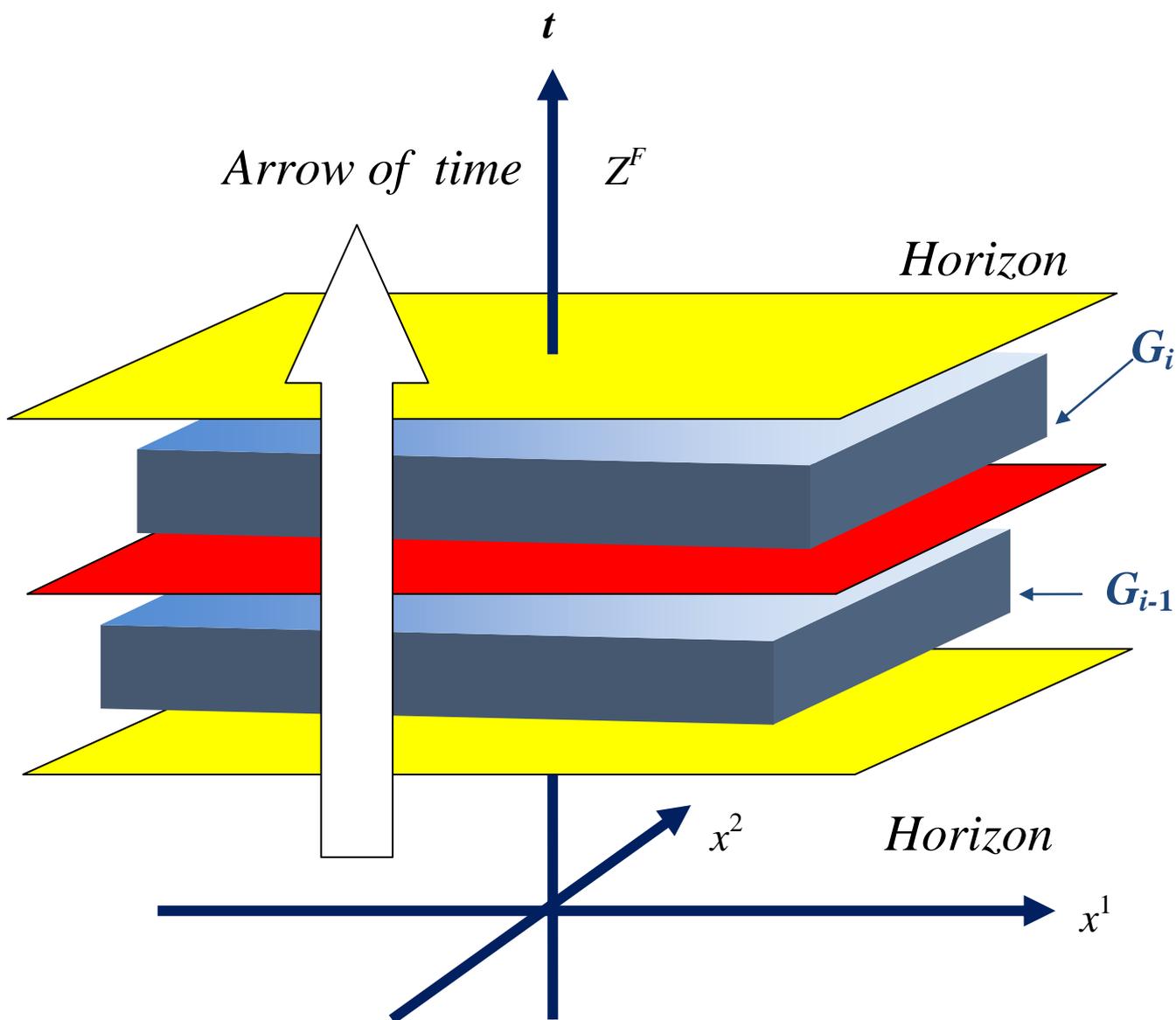
Здесь  $a$  и  $b$  – постоянные параметры фигуры. Эта формула описывает непрерывную замкнутую кривую (эллипс), охватывающие центр вращения (один из фокусов эллипса) в собственно евклидовом пространстве.

Однако совершенно иная ситуация складывается в псевдоевклидовом пространстве. Аналогичная формула в псевдоевклидовой плоскости  $x^0 x^i$ ,  $i \neq 0$ , имеет вид:

$$\frac{(x^0)^2}{c^2} - \frac{(x^i)^2}{d} = 1. \quad (8-2)$$

Здесь  $c$  и  $d$  – постоянные параметры фигуры. Принципиальное отличие фигуры – гиперболы (8-2) от фигуры – эллипса (8-1) заключается в том, что фигура (8-2) имеет разрывы, т.е. не является непрерывной. Вписать ее в фигуру с замкнутой поверхностью уже невозможно. Следовательно, она уже не соответствует требованиям, определяющим существование орбиты.

Поскольку непрерывную орбиту построить в псевдоевклидовом пространстве (псевдоевклидовой плоскости) не удастся, то и стабильные связанные объекты (построенные на основе орбитальных взаимодействий) в таких пространствах формироваться не могут. Однако полученный результат не может служить основанием для утверждения о невозможности объектов влиять друг на друга в псевдоевклидовых плоскостях иным образом, без образования орбит.



**Рис. 8.** Материя во временном слое  $G_{i-1}$  невидима для наблюдателя в слое  $G_i$  из-за горизонта (обозначен красным цветом).

### 9. Некоторые следствия из основного закона внепространственной динамики

**Основные следствия** из теоремы о запрете на трансвременные взаимодействия:

1. *Запрет на трансвременные взаимодействия неизбежно порождает горизонты* для наблюдателя, в результате чего часть материи в  $\mathbb{R}^4_{1,3}$  становится невидимой, а любая временная протяженность – ненаблюдаемой.

2. Такие горизонты выделяют для наблюдателя его *Настоящее*, и изолируют это Настоящее (и, соответственно, наблюдателя) от областей Прошлого и Будущего. В

результате возникает возможность формирования и упорядочивания причинно-следственных связей между событиями.

3. *Запрет на трансвременные взаимодействия снимает противоречие между 4-х мерностью преобразований Лоренца и фактической 3-х мерностью данного нам в ощущениях мира* (т.к. временное измерение оказывается ненаблюдаемым).

4. *Условие  $\text{sign } \Omega \neq 0$  определяет особую группу частиц, составляющих невидимую для наблюдателя материю.*

5. *Любые объекты, состоящие из взаимодействующих элементарных частиц, являются трехмерными.* Частицы соединяются в сложные структурированные объекты только в той размерности, в которой их взаимодействие возможно. В результате запрета на трансвременные взаимодействия частицы в  $R^4_{1,3}$  объединяются в сложные объекты в трех оставшихся измерениях, и в результате образуют *трехмерные объединения* - трехмерные структурированные объекты. Такие объекты не имеют временной протяженности. В то же время допускается возникновение скоплений невзаимодействующих объектов, а также объединений объектов на основе взаимодействий, которые проявляются при нарушении исходных условий теоремы о запрете на трансвременные взаимодействия. Подобного рода скопления и объекты могут иметь временную протяженность.

6. *Запрет на трансвременные взаимодействия неизбежно порождает расслоение (сепарацию) любых массивных объектов (их объединений), имеющих временную протяженность, на трехмерные параллельные временные слои  $G_i$ , ортогональные временному измерению, и изолированные друг от друга соответствующими горизонтами.* В связи с этим наблюдатель, находящийся в одном слое, не может видеть объекты, находящиеся в иных слоях (см. рис. 8).

7. С точки зрения наблюдателей в  $R^4_{1,3}$  все события и процессы разворачиваются в одном и том же евклидовом подпространстве  $R^3$ , независимо от положения этих наблюдателей во времени. Если запишем уравнение куба в пространственных координатах, то эта запись будет одинакова для всех слоев, т.е. это пространство оказывается общим для них. Следовательно, внутри этого куба могут оказаться объекты как видимые, так и невидимые. Подобно слоям в фотошопе, образующим в итоге целостную картину. Т.е. в нашем пространстве присутствует как видимая, так и невидимая материя и объекты.

## 10. Основные законы темпоральной (внепространственной) механики

Теперь можно дать перечень основных закономерностей *темпоральной механики*.  
*Темпоральная кинематика.*

Закон о неуничтожимом движении.

Закон неизменности временной дистанции  $\Omega$ .

Закон об инвариантности величины  $\text{sign } \Omega$ .

- Вывод о невозможности столкновений частиц, разделенных ненулевой дистанцией  $\Omega$ .

*Темпоральная динамика*

Закон о запрете на трансвременные взаимодействия.

- Вывод о расслоении трансвременных объектов на временные слои.

- Вывод о формировании горизонтов при расслоении трансвременных объектов.

- Вывод о возможности формирования трехмерных связанных объектов внутри таких временных слоев.

- Вывод о том, что скорость (света), энергия, инерция, импульс покоя – идентифицируются как параметры неуничтожимого движения (их взаимосвязь дана релятивистскими соотношениями). Постоянство этих параметров характеризует

неуничтожимое движение как инерциальное, мерой инерции тела в неуничтожимом движении является его масса покоя.

- Вывод о том, что никакими силами, действующими в пространстве, невозможно изменить дистанцию  $\Omega$  между частицами или повлиять на параметр скорости течения времени  $w$ .

- Вывод о том, что любой процесс, определяемый в некоторой системе отсчета, не может развиваться быстрее течения времени в этой системе т. е.  $v < w = c$ .

Данные результаты получены для плоских псевдоевклидовых пространств (не имеющих кривизны) и фундаментальных взаимодействий, представленных в Стандартной модели физики элементарных частиц.

На базе построенной темпоральной (внепространственной) механики мы можем дать обоснованные ответы на вопросы, поставленные в разделе 1.3.

1. Почему в современных физических теориях нет явного проявления динамических и кинематических свойства внепространственного движения. *Потому что внепространственное движение определяется геометрией пространства и не зависит от взаимодействий объектов, размещенных в этом пространстве. В результате параметры такого движения имеют вид фундаментальных констант, входящих в известные уравнения движения.*
2. Почему временная протяженность ненаблюдаема, подобно тому, как мы можем наблюдать пространственно удаленные объекты. *Ненаблюдаемость временной протяженности связана с возникновением горизонтов, «вырезающих» момент Настоящего для наблюдателя и делающих невидимыми все объекты и временные протяженности, находящиеся за этими горизонтами.*
3. Почему мы не можем свободно перемещаться во временном измерении подобно тому, как мы можем перемещаться в пространстве. *В отличие от движений в пространстве, перемещение во временном измерении жестко ограничено неуничтожимым движением (течением времени), которое не зависит от взаимодействий пространственных объектов (в том числе желаний наблюдателя), а определяется только геометрией пространства.*
4. Почему нас окружают только трехмерные объекты, не имеющие временной протяженности. *Элементарные частицы объединяются в макрообъекты только в тех измерениях, в которых возможно распространение взаимодействий. Запрет на трансвременные взаимодействия (основной закон внепространственной динамики) исключает временное измерение из области распространения взаимодействий. Это приводит к трехмерности таких объектов.*
5. Почему при столкновениях частиц отсутствует временные компоненты движения. *Основной закон внепространственной кинематики исключает столкновения объектов, разделенных временной дистанцией.*
6. Если пространство-время четырехмерно, то почему взаимодействия не распространяются во временном измерении (в частности дистанционные силовые взаимодействия удаленных объектов осуществляются в ряде случаев по закону обратных квадратов расстояний между ними, что соответствует трехмерному пространству). *Запрет на трансвременные взаимодействия позволяет взаимодействиям распространяться только в трехмерном пространстве.*

Следовательно, все основные возражения против концепции мира с пространственно-временной реальностью оказываются снятыми.

Темпоральная механика порождает целый ряд следствий, позволяющих сделать определенные предсказания, допускающие проверку с помощью экспериментальных и наблюдательных данных.

## **11. Предсказания теории и ее подтверждение экспериментальными и наблюдательными данными**

## 11.1. Погружение и извлечение частиц из псевдоевклидовых пространств

Существуют ли какие-либо ограничения на погружение или извлечение частиц из евклидовых пространств? В собственно евклидовых пространствах таких ограничений не просматривается. Однако в псевдоевклидовых пространствах  $R^n_{(1,n-1)}$  в связи с присутствием неуничтожимого движения ситуация существенно отличается. Если мы погрузим частицу во внутреннюю полость светового конуса, то она окажется охваченной неуничтожимым движением, и сразу начнет двигаться.

В силу четности метрического уравнения во временном измерении существует два противоположных направления неуничтожимого движения, задаваемые геометрией пространства.

Введем понятие темпорального заряда. Присвоим частицам, погружаемым в пространство  $R^n_{(1,n-1)}$ , темпоральный заряд  $N = +1$ , если частица в неуничтожимом движении (во времени) движется вместе с наблюдателем (темпоральная сигнатура  $\{+ +\}$ );  $N = -1$  если они испытывают движение в противоположном направлении во времени -  $\{+ -\}$ ; и  $N = 0$ , если ее движение во времени остановлено,  $\{+ 0\}$ .

Погрузить во внутреннюю полость светового конуса одну частицу с  $N = 0$  невозможно, так как она в этом случае неизбежно должна быть охвачена неуничтожимым движением и ее темпоральный заряд вследствие этого не может быть равен нулю. Следовательно, погружаемая частица должна получить ненулевой темпоральный заряд. Однако здесь возникает неопределенность, так как ненулевой темпоральный заряд может быть как положительным, так и отрицательным, и при этом получаемый знак заряда никак не зависит от индивидуальных свойств частицы и определяется исключительно геометрией пространства. Погружаемой частице в силу полной равноправности обоих направлений течения времени пришлось бы двигаться одновременно в противоположных направлениях. Но это невозможно. Неопределенность снимается только в том случае, если частицы погружаются парами, и одновременно получают темпоральные заряды противоположных знаков. Их суммарный темпоральный заряд в этом случае сохраняется равным нулю – см. рис.9.

Эта ситуация выражается следующим утверждением.

**Утверждение 11-1.** *Погружение частиц во внутреннюю полость светового конуса псевдоевклидова пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  возможно только парами, причем частицы получают при этом темпоральные заряды противоположных знаков.*

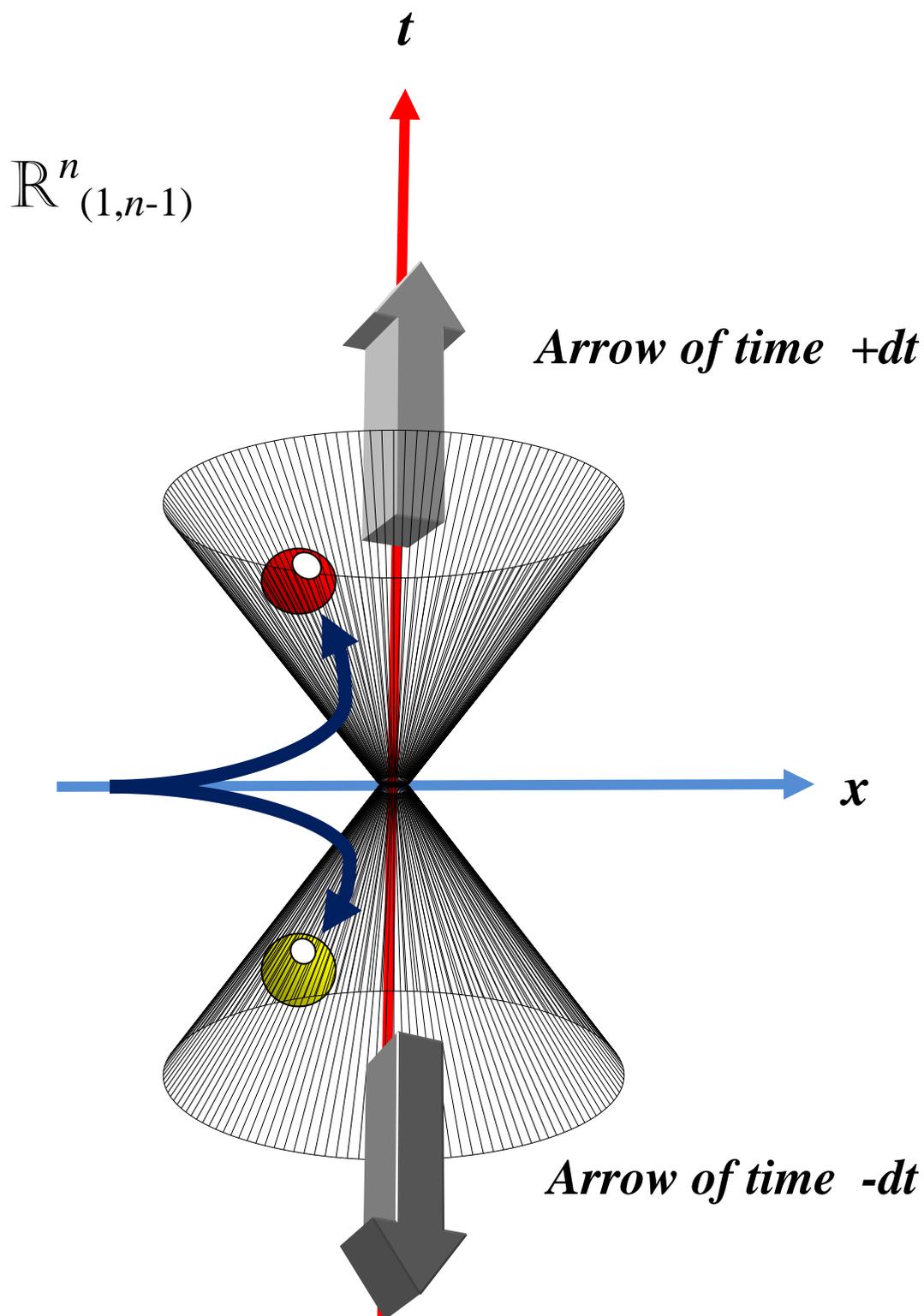
Погружаемая частица имеет вид своеобразного отражения во времени другой частицы из такой пары. В физической интерпретации данное утверждение усиливается необходимостью выполнения закона сохранения импульса. Погружаемая в  $R^n_{(1,n-1)}$  частица сразу попадает в область, охваченную неуничтожимым движением, и в силу этого приобретает темпоральный импульс. Для его уравнивания необходима вторая частица, уходящая в противоположном темпоральном направлении и уносящая компенсирующий темпоральный импульс. В итоге общий импульс такой системы сохраняется постоянным.

Ситуация симметрична при извлечении частиц из внутренней полости светового конуса. Извлечь частицы из внутренней полости светового конуса можно только парами, имеющими нулевой суммарный темпоральный заряд.

Допустим теперь, что в некоторой области светового конуса пространства  $R^n_{(1,n-1)}$  существуют частицы с общим темпоральным зарядом  $N$ . Из утверждения 11-1 следует, что погружение в эту область новых частиц не может изменить темпоральный заряд. Действительно, погружать во внутреннюю полость светового конуса можно только четное число частиц, общий темпоральный заряд которых всегда равен нулю. Добавление частиц с нулевым темпоральным зарядом на общий темпоральный заряд не влияет. Извлечение частиц также должно совершаться аналогичным образом. В итоге мы приходим к закону сохранения темпорального заряда, т.е. число  $N$  при погружении и извлечении частиц

останется постоянным. В данной ситуации мы пока не рассматриваем реакции между частицами, происходящими внутри светового конуса.

Посмотрим, подтверждаются ли данные выводы экспериментальными данными.



**Рис. 9.** В  $R^n_{(1,n-1)}$  возможно погружение только пары частиц с противоположным течением времени.

В физической интерпретации операциям погружения и извлечения частиц из псевдоевклидова пространства соответствуют известные процессы «рождения» и «исчезновения» частиц. Как известно, античастица отличается от самой частицы только знаком заряда. Уравнение движения частицы в электромагнитном поле [11]:

$$m \frac{d^2 x^\mu}{d\tau^2} = e \frac{dx_\nu}{d\tau} F^{\mu\nu}.$$

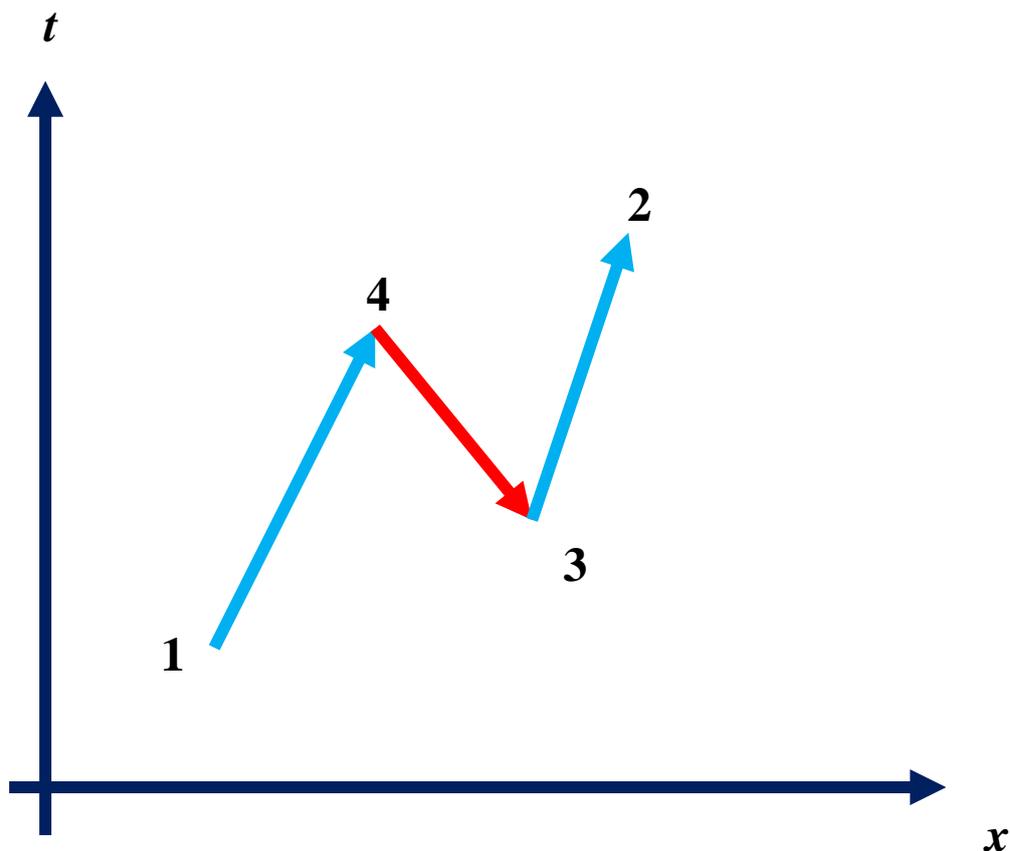
Из этого уравнения видно, что изменение знака электрического заряда эквивалентно обращению времени, т.е. замене  $dt$  на  $-dt$ . В связи с этим античастица может быть представлена как частица, движущаяся в противоположном направлении во времени по отношению к исходной частице, см. например [24]. Следовательно, частица и античастица будут иметь противоположные темпоральные заряды. Таким образом, пары частица-античастица соответствуют парам частиц, о которых идет речь в утверждении 11-1. В частности, процесс рождения пары «электрон-позитрон» дает хорошее экспериментальное подтверждение и прекрасно иллюстрирует описанное выше погружение частиц во внутреннюю полость светового конуса псевдоевклидова пространства. Соответственно обратный процесс аннигиляции пары:  $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$  порождает фотоны, движение которых во времени остановлено, что по сути является «изъятием» этих частиц из внутренней полости светового конуса на его поверхность.

Рассмотрим вопрос об экспериментальном подтверждении сохранения темпорального заряда. Основу видимой материи составляют барионы (нейтроны, протоны и гипероны). Им сопоставляется барионное число  $B$  - каждому бариону присваивается барионный заряд  $+1$ , а каждому антибариону  $-1$ , для всех остальных частиц  $B = 0$ . Барионное число системы рассчитывается как полное число имеющихся в системе барионов минус полное число антибарионов. Прямыми опытами установлен закон сохранения барионного числа. Все экспериментальные данные ядерной физики подтверждают этот закон. Причины сохранения барионного числа пока неизвестны. Аналогичная ситуация складывается для лептонов и их античастиц. В квантовом мире действуют законы сохранения квантовых чисел лептонов  $L$  и  $M$ . Число  $L$  определяется для лептонов (электронов,  $e$ -нейтрино) и их античастиц. Соответственно квантовое число  $L = +1$  для лептонов,  $L = -1$  для их античастиц,  $L = 0$  для всех остальных. Число  $M = +1$  приписывается  $\mu$ -мезону и  $\mu$ -нейтрино,  $M = -1$  для их античастиц,  $M = 0$  для всех остальных частиц. В любом процессе с участием элементарных частиц суммарные значения квантовых чисел  $B$ ,  $L$ ,  $M$  остаются постоянными. Таким образом для любого процесса можно записать  $B + L + M = \text{const}$ . Следовательно, и для процессов погружения и извлечения пар частица-античастица (рождение пар и их аннигиляция) этот закон сохранения надежно выполняется. Учитывая, что для частиц  $N = +1$ , для античастиц  $N = -1$ , можно записать:  $B + L + M = N$ . Отсюда непосредственно вытекает, что закон сохранения темпорального заряда  $N$  для указанных процессов имеет надежное экспериментальное подтверждение.

Вместе с тем возникает трудность при анализе поведения античастиц, рожденных в движущейся гиперплоскости  $G$ , представляющей видимую Вселенную. Поскольку античастица движется в обратном направлении во времени, она должна была бы в момент своего рождения в этой гиперплоскости покинуть ее и уйти в направлении прошлого. Этой ситуации соответствует темпоральная сигнатура  $\{+ -\}$ .

Однако в экспериментах движение таких античастиц регистрируется в виде протяженных треков. Следовательно, по крайней мере какое-то время античастица, вместо того, чтобы сразу исчезнуть, движется вместе с гиперплоскостью во времени в направлении будущего и взаимодействует с обычными частицами. Для решения этой проблемы сошлемся на монографию лауреата Нобелевской премии Ричарда Фейнмана

(Richard Feynman) [25]. По Фейнману (точнее, речь идет о выводах Р. Фейнмана и Э. Штукельберга) позитрон – суть электрон,



**Рис. 10.** Движение электрона из позиции 1 в позицию 2 по Фейнману. Возвратное движение электрона из позиции 3 к позиции 4 представлено движением позитрона.

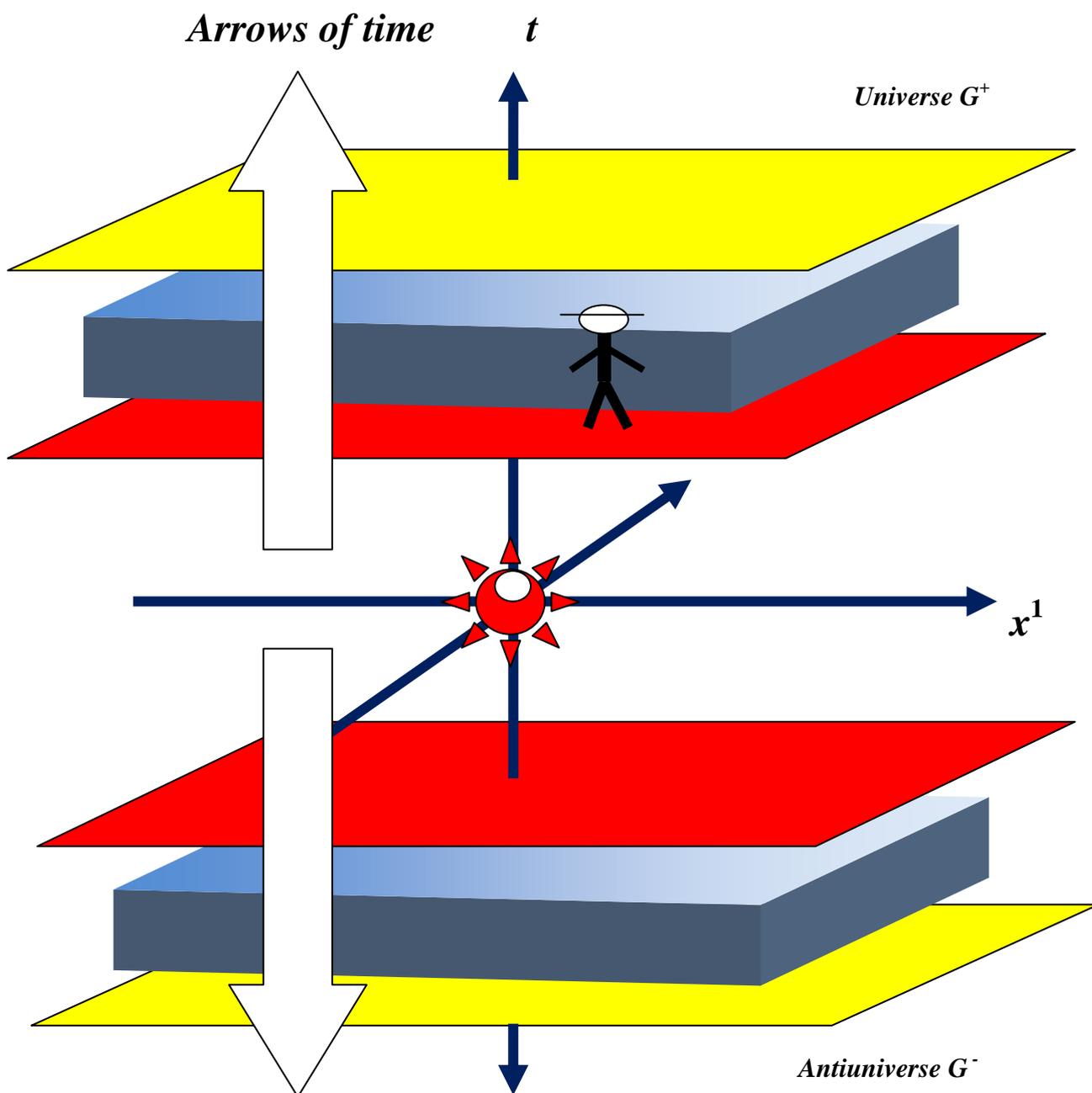
распространяющийся обратно во времени. На рис.10 показано движение электрона из точки 1 в точку 2. Учитывая, что время возрастет (гиперплоскость  $G$  движется в направлении будущего), последовательность событий можно интерпретировать так: в точке 3 рождается электронно-позитронная пара, электрон движется к точке 2, тогда как его античастица – позитрон движется в направлении к точке 4, где он аннигилирует с исходным электроном. Более подробно этот процесс описан в указанной монографии Р. Фейнмана. Отметим, что в рассматриваемой ситуации интервалу времени наблюдателя  $+dt$  соответствует интервал времени античастицы  $-dt$ , что удовлетворяет метрическому уравнению в силу его четности.

Рассмотрим теперь, как утверждение 11-1 сказывается на поведении частиц в момент Большого взрыва, породившего нашу Вселенную.

## **11.2. Барийная асимметрия наблюдаемой Вселенной как естественное проявление внепространственной динамики**

Неуничтожимое движение частиц нашего видимого мира во внутренней полости светового конуса является однонаправленным. Следовательно, вся видимая Вселенная должна обладать огромным нескомпенсированным темпоральным импульсом  $P$  (импульсом неуничтожимого движения). Если полагать, что до Большого взрыва такой импульс отсутствовал, а закон сохранения импульса действует всегда, то неизбежно

возникает необходимость существования объекта (Антивселенной), который движется в обратном направлении во времени и в силу этого обладает компенсирующим



**Рис. 11.** Течение времени разводит Вселенную  $G^+$  и Антивселенную  $G^-$  в разные стороны во временном измерении, исключая их аннигиляцию в момент рождения. Так возникает барионная асимметрия Вселенной для изолированного горизонта наблюдателя в  $G^+$ .

темпоральным импульсом  $-P$ . Таким образом симметрия восстанавливается, и закон сохранения импульса выполняется.

Механизм разделения Вселенной и Антивселенной следующий – см. рис. 11. В терминах развиваемой теории Большой Взрыв можно рассматривать как погружение в космологическую сингулярность пар частиц в соответствии с утверждением 11-1. Суммарный темпоральный заряд погружаемых пар равен нулю, и он должен оставаться нулевым и далее. Погружаемые частицы в паре сразу получают противоположные

темпоральные заряды. Причем вещество (барионы) с положительным барионным числом (и положительным темпоральным зарядом) в момент рождения начинает движение в одном направлении во времени (для них интервалу времени наблюдателя  $+dt$  соответствует интервал времени частицы  $+d\tau$ , что удовлетворяет метрическому уравнению в силу его четности, темпоральная сигнатура  $\{++\}$ ), а вторая часть - антибарионы с отрицательным барионным числом (и отрицательным темпоральным зарядом) в момент рождения начинают движение в противоположном направлении во времени (для них интервалу времени наблюдателя  $-dt$  соответствует интервал времени частицы  $-d\tau$ , что также удовлетворяет метрическому уравнению, темпоральная сигнатура  $\{--\}$ ). Этот механизм защищает частицы и античастицы от мгновенной аннигиляции в процессе их рождения при зарождении Вселенной.

Таким образом, в момент Большого взрыва происходит сепарация вещества и антивещества, и возникли две одинаковых Вселенных, разбегающихся в противоположных направлениях во временном измерении. Антивселенная унесла с собой такой же барионное число, который содержится во Вселенной, (но противоположного знака), и закон сохранения барионного числа не нарушается.

Однако для наблюдателя, находящегося (локализованного) в нашей Вселенной, Антивселенная оказывается невидимой из-за горизонта, возникающего вследствие запрета на трансвременные взаимодействия, и он может наблюдать только барионное вещество, содержащееся в его Вселенной. Вследствие этого у него будет складываться впечатление о барионной асимметрии Вселенной, и о соответствующем нарушении закона сохранения барионного числа. На самом деле в таком сценарии, как отмечено выше, нарушения закона сохранения барионного числа нет, и симметрия процессов сохраняется.

Интересным следствием является то, что любые изменения темпорального импульса Вселенной должны мгновенно компенсироваться в поведении Антивселенной. Одним из допустимых решений такой ситуации является допущение, что Антивселенная является точной копией нашей Вселенной (с учетом СРТ инвариантности). Т.е. если я уберу горизонты и взгляну на Антивселенную, то увижу себя (точнее антисебя), смотрящего в мою сторону. Возможно, что в такой ситуации можно будет говорить о квантовой запутанности частиц обеих Вселенных.

Очевидно, что описанная ситуация возникает только в мире с пространственно-временной реальностью при наличии внепространственного движения частиц.

Рассмотрим теперь, подтверждается ли указанные выводы теории наблюдательными данными.

В современной физике существует проблема барионной асимметрии Вселенной. Она устойчиво занимает место в десятке важнейших нерешенных проблем современной физики и космологии. Ее суть заключается в наблюдаемом преобладании в видимой Вселенной вещества над антивеществом (т.е. вещества с положительным барионным зарядом над веществом с отрицательным барионным зарядом). Наблюдаемая асимметрия выражается соотношением:

$$\frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} = 6 \cdot 10^{-10}.$$

Здесь  $n_i$  – плотности барионов, антибарионов и фотонов нашей Вселенной [26].

Этот наблюдательный факт не может быть объяснен ни в рамках Стандартной модели, ни в рамках общей теории относительности — двух теорий, являющихся основой современной космологии. Существует несколько гипотез, пытающихся объяснить возникновение космологической асимметрии между материей и антиматерией, однако ни одна из них не признана научным сообществом достоверно доказанной. Наиболее распространены теории, расширяющие Стандартную модель таким образом, что в

некоторых реакциях возможно более сильное нарушение CP-инвариантности по сравнению с её нарушением в Стандартной модели. В этих теориях предполагается, что изначально количество барионной и антибарионной материи было одинаково, однако впоследствии в силу каких-либо причин из-за несимметричности реакций относительно того, какие частицы — вещества или антивещества — в них участвуют, произошло постепенное нарастание количества барионного вещества и уменьшение количества антибарионного. В результате последующей аннигиляции сохранился остаток вещества, имеющий барионную асимметрию и сформировавший нашу Вселенную. Все теории такого рода опираются на концепцию мира с пространственной реальностью.

Существуют сценарии возникновения асимметрии путем поглощения антивещества чёрными дырами, способными отделить его от вещества при условии нарушения CP-инвариантности. Этот сценарий требует существования гипотетических тяжёлых частиц, распадающихся с сильным нарушением CP-инвариантности. В 2010 году была выдвинута гипотеза, что барионная асимметрия связана с наличием тёмной материи [27]. Согласно сделанному предположению носителем отрицательного барионного заряда являются частицы тёмной материи, не доступные для непосредственного наблюдения в земных экспериментах. Также была выдвинута гипотеза возникновения барионной асимметрии, в основе которой лежит эффект, заключающийся в некоторых свойствах нейтрино.

Нужно отметить, что значительный вклад в исследование проблемы барионной асимметрии Вселенной внесли русские ученые – А.Д. Сахаров [28], В. А. Рубаков, В.Е. Шапошников [29], В. А. Кузьмин. Нужно отметить, что академик Рубаков В. А. и чл. корр. РАН Кузьмин В. А. в 1999 году получили премию им. А.А. Фридмана за серию работ «Образование барионной асимметрии Вселенной».

Однако в настоящее время ни одна из предложенных теорий не стала общепризнанной в современной научном сообществе.

Во всех современных работах по данной тематике факт барионной асимметрии считается доказанным. При этом обычно ссылаются на то, что если бы в некоторой области Вселенной имелось бы сопоставимое количество антиматерии, то на границе этой области неизбежно наблюдались бы аннигиляционные эффекты, сопровождавшиеся сильным  $\gamma$ -излучением, а этого нет [26]. Однако в этих рассуждениях не учитывается возможность того, что барионная асимметрия в реальности не нарушается, а наблюдаемое преобладание частиц над античастицами связано не с физическими особенностями бариогенезиса, а ограничениями, налагаемыми на нашу возможность наблюдать Антивселенную. Т.е. барионная асимметрия касается только *видимой* Вселенной. Развиваемая теория учитывает ограничения на наблюдаемость объектов, и поэтому свободна от указанного недостатка.

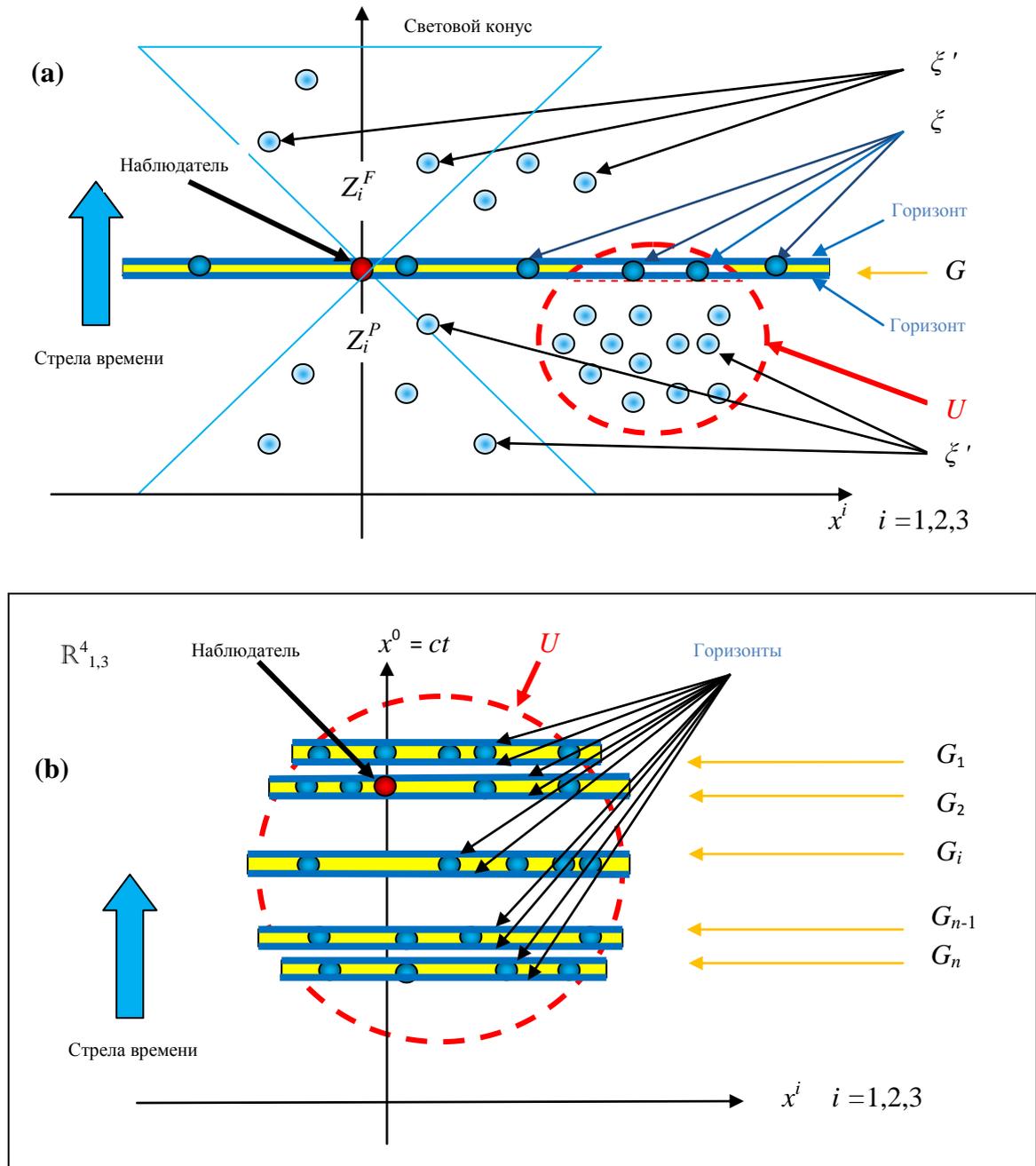
Если мы темпоральном зарядам частиц сопоставим барионные и лептонные числа, то утверждение 11-1 в сочетании с учетом описанного выше механизма формирования горизонтов приводит к неизбежной асимметрии по концентрации частиц и античастиц в наблюдаемой Вселенной, что дает простое и естественное решение рассматриваемой проблемы. При этом предложенное решение имеет существенные плюсы – оно не требует изменений в Стандартной модели, не требует распада протонов, что пока не наблюдается.

Таким образом, существующую проблему барионной асимметрии Вселенной можно считать убедительным наглядным доказательством существования внепространственной динамики, что свидетельствует в пользу концепции мира с пространственно-временной реальностью.

### **11.3. Сепарация трансвременных объектов и невидимая материя**

Нужно отметить, что ничто не запрещает процессу погружения пар в космологическую сингулярность в процессе Большого Взрыва иметь определенную временную протяженность. В результате рождающиеся сгустки материи могут иметь временную

протяженность. Такого рода объекты, обладающие временной протяженностью, будем именовать трансвременными объектами.



**Рис. 12.** Расположение объектов и частиц в  $R^4_{1,3}$ . (a) Пространство  $R^4_{1,3}$  содержит группу видимых частиц  $\zeta$ , которые вместе с наблюдателем находятся в гиперплоскости частиц  $G$ , и группу невидимых частиц  $\zeta'$ , отделенных от частиц  $\zeta$  горизонтами. Горизонты выделяют Настоящее  $G$  от областей Прошлого  $Z_i^P$  и Будущего  $Z_i^F$ . Частицы  $\zeta'$  могут быть распылены в  $R^4_{1,3}$ , часть из них может быть сгруппированными. Можно допустить существование крупных объектов  $U$ , состоящих из видимой и невидимой части, подобно айсбергу. (b) Расслоение массивных объектов  $U$  в результате запрета на трансвременные взаимодействия. Взаимодействуют между собой только частицы (и объекты), принадлежащие одной и той же гиперповерхности  $G_i$ .

Как следует из основного закона внепространственной динамики, запрет на трансвременные взаимодействия неизбежно приводит к расслоению любого скопления частиц или объектов, имеющих временную протяженность. Частицы начинают образовывать трехмерные структуры в пределах измерений, в которых возможны их взаимодействия, и формируют в результате совокупности связанных взаимодействующих объектов, сконцентрированных в трехмерных параллельных гиперплоскостях. Каждая из таких гиперплоскостей оказывается изолированной от других горизонтами, порождаемыми упомянутым запретом на трансвременные взаимодействия. Механизм такой сепарации вещества приводит к его своеобразной «нарезке» на параллельные временные слои, совместно движущиеся во времени в соответствии с законами темпоральной механики.

Каждый временной слой  $G_i$  будет представлять собой физически консервативную и информационно изолированную систему (но только в тех пределах, в которых допустимо описание ситуации с помощью плоского однородного пространства-времени Минковского и в отношении взаимодействий Стандартной модели). Относительно нашей Вселенной это приводит к предположению о допустимости существования таких слоев в виде параллельных Вселенных. Нет никаких оснований полагать, что в мире с пространственно-временной реальностью вся материя, родившаяся в процессе Большого Взрыва, сосредоточена именно во временном слое, в котором мы находимся.

Сгустки материи могут формировать локальные трансвременные объекты, которые также неизбежно испытают сепарацию на временные слои. Следствием такого расслоения является то, что крупные (в том числе астрофизические) объекты могут иметь структуру, похожую на айсберг, т.е. включать в себя видимую и невидимую части.

#### **11.4. Свойства невидимой материи с точки зрения наблюдателя, находящегося в ином временном слое**

Для наблюдателя, находящегося во временном слое  $G_i$  (своей Вселенной), материя, размещенная в иных временных слоях  $G_j$ ,  $i \neq j$ , оказывается невидимой. Рассмотрим основные свойства такой невидимой материи, следующие из основных положений темпоральной механики.

1. Если материя родилась в одной и той же космологической сингулярности в процессе одного и того же Большого Взрыва, то она с большой вероятностью должна иметь одну и ту же физическую природу. Следовательно, такая материя может иметь барионную природу, в том числе будучи при этом невидимой для наблюдателя в силу своего положения по отношению к нему во временном измерении. Исходя из этого, на современном уровне знаний можно полагать, что частицы невидимой материи и их взаимодействия вполне адекватно могут быть описаны в рамках Стандартной модели, не требуя ее расширения.
2. Если в пространстве между источником излучения и наблюдателем находится невидимое тело, оно будет являться для наблюдателя абсолютно прозрачным (в отличие, например, от черной дыры, которая потенциально может быть обнаружена из-за своей непрозрачности).
3. Невидимые объекты могут пространственно совмещаться с видимыми объектами (это прямое следствие отсутствия взаимодействий между веществом таких объектов).
4. В силу теоремы 5-4 столкновения частиц, принадлежащих разным временным слоям  $G_i$ , невозможны, даже если они в своем движении пространственно совмещаются.
5. Следовательно, встречное пространственное движение потоков материи в разных слоях  $G_i$  не может привести к столкновениям этих потоков.
6. Аннигиляция частиц невидимой материи не будет порождать регистрируемого наблюдателем электромагнитного излучения.

7. При пространственном совмещении частица и античастица не будут аннигилировать, если они относятся к различным временным слоям.
8. Концентрация и соответствующий рост пространственной плотности невидимой материи в пространстве может не приводить к адекватному росту давления, температуры и светимости, если невидимое вещество расположено в различных временных слоях.
9. Невидимая материя не будет порождать регистрируемое наблюдателем тепловое излучение, поглощать или излучать свет в любом диапазоне. Отсутствие взаимодействий невидимой и видимой материи в силу теоремы 6-1 приводит к тому, что никакими экспериментами, основывающимися на последствиях столкновений видимых и невидимых частиц или их аннигиляции, электромагнитном, сильном и слабом взаимодействии, такую материю или частицы, из которых она состоит, обнаружить нельзя. Невидимая материя абсолютно инертна относительно наблюдателя в указанных взаимодействиях.
10. Невидимая материя в своих временных слоях может образовывать такие же структурно связанные эволюционирующие объекты, как и видимая.
11. В силу теоремы 5-4 материя не может перемещаться из слоя в слой. Поэтому соотношение невидимой и видимой материи будет сохраняться постоянным, независимо от эволюции состоящих из такой материи объектов.
12. Скопления невидимой материи и распределение ее плотности может иметь нерегулярную форму, так как ее эволюция представляет собой сумму эволюций материи в разных изолированных временных слоях.

### **11.5. Темная и невидимая материя: поиски частиц вида WIMP**

Призраки всегда относились к чему-то нереальному, потустороннему, загадочному. И никому не приходило в голову, что в начале XX века мир столкнется с реальным гигантским облаком-призраком, захватившим в свои объятия нашу Галактику – Млечный путь вместе с Солнечной системой, и все звезды и галактики Вселенной будут послушно следовать за гигантскими невидимыми скоплениями таких призраков.

Мы обнаружили проявления невероятно могучих сил, искажающих пространство нашей Вселенной, как игрушками играющими со звездами и галактиками, и мы не имеем ни малейшего представления, что порождает эти силы. Оно пронизывает все наше пространство, оставаясь при этом невидимым и неосязаемым для нас, разрушая всю нашу самоуверенность в том, что мы уже почти познали Вселенную. Ее могучая гравитация сталкивает между собой звезды и галактики, нарушая наши представления о движении небесных тел и устройстве Вселенной, ниспровергая нашу уверенность в могуществе нашего разума.

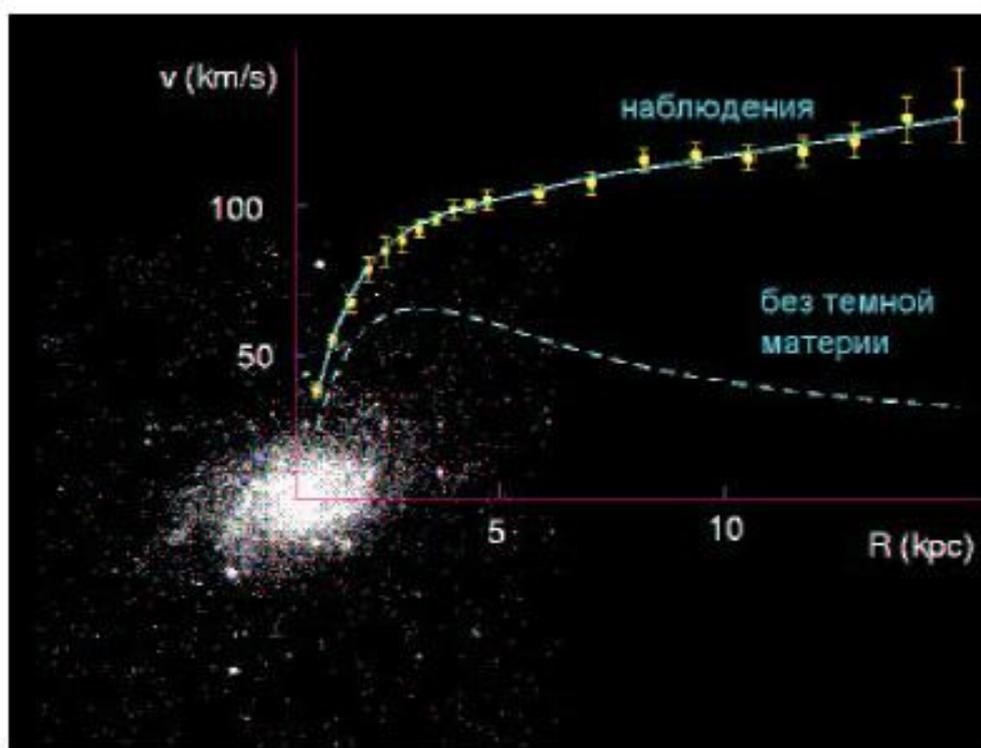
Оказалось, что, несмотря на все потрясающие достижения науки, мы способны наблюдать и понять своего лишь около 4 - 5 процентов нашей Вселенной! Несмотря на все наши достижения, на то, что мы смогли вырваться за пределы представлений о мире, продиктованные нашей биологической природой, мы оказались бессильны понять, что движет Вселенной. А все основное, творящее историю нашего мира, оказалось за пределами нашего современного понимания.

Все началось с проблемы Цвикки.

В 1932 году, в период бурного развития галактической астрономии, швейцарский астроном Фриц Цвикки (Fritz Zwicky) в ходе исследований галактических кластеров, измерив дисперсии скоростей отдельных галактик в скоплении Волосы Вероники на 18-дюймовом телескопе Шмидта Паломарской обсерватории, обнаружил, что это скопление галактик удерживается вместе более сильным гравитационным полем, чем то, которое должно быть, исходя из видимой массы вещества в данной области (полученные данные не укладывались в теорему о вириале). При детальном рассмотрении выяснилось, что

наблюдаемой массы светящегося вещества в этих скоплениях было в 500 раз меньше, чем необходимо для их совместного нахождения за счёт силы тяготения. Что-то невидимое удерживало галактики вместе. Чтобы как-то примирить теорию с результатами своих наблюдений, Цвикки выдвинул идею о существовании тёмной материи (dark matter) — вещества, не проявляющего себя электромагнитным излучением, но участвующего в гравитационном взаимодействии [30]. Идея была встречена скептически и практически забыта, и только значительно позже научное сообщество вернулось к ней, как к единственному разумному выходу из нарастающего кризиса в космологии.

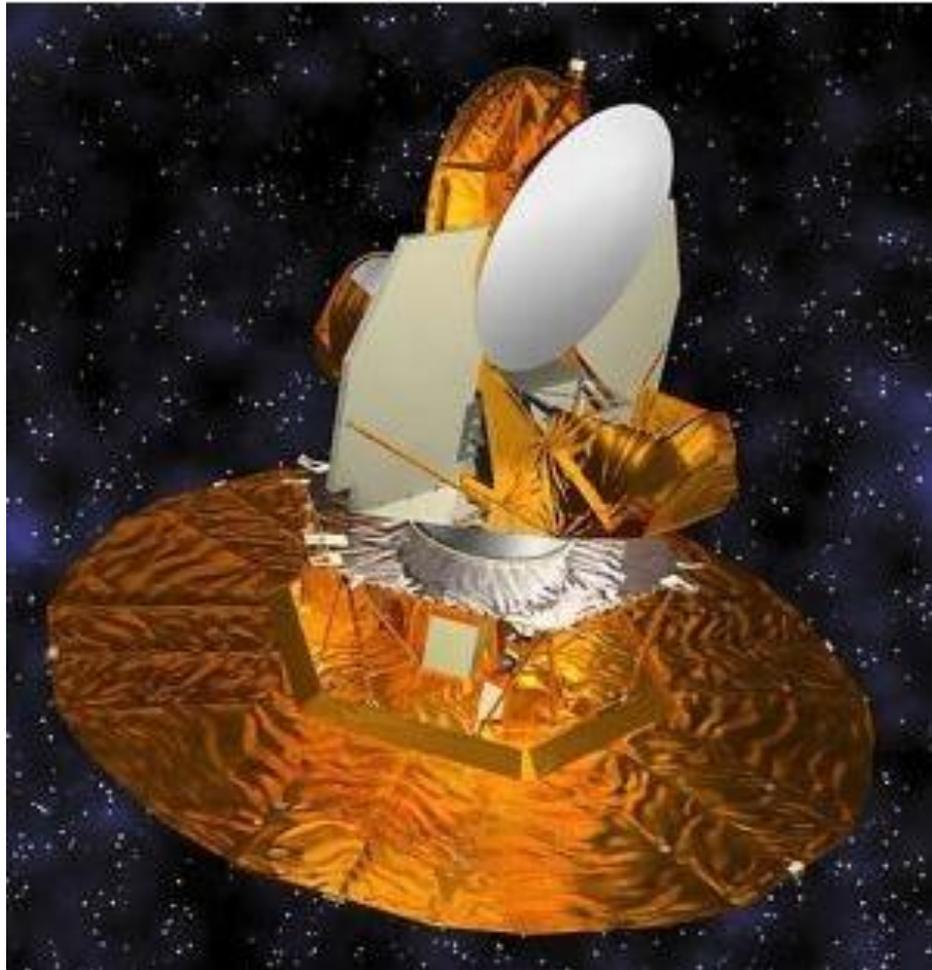
Следующий этап в изучении темной материи наступил в 1960–70-е годы, в первую очередь благодаря работам Веры Рубин (Vera Cooper Rubin) в институте Карнеги. Она обнаружила, что звездная масса в галактиках слишком мала для объяснения вида кривых вращения спиральных галактик, то есть зависимости скорости вращения от расстояния до центра. И такая парадоксальная ситуация имеет место для многих объектов Вселенной – так у скопления галактик Abell 2390 совокупная наблюдаемая масса составляет порядка 13 % от расчётной.



**Рис.13.** Кривые дифференциального вращения галактик: отклонение от кеплеровского закона вращения объясняется, предположительно, наличием скрытой массы.

Если бы гравитационное поле галактики определялось только звёздами и межзвёздным газом, то скорость обращения звёзд вокруг галактического центра быстро уменьшалась бы с расстоянием от ядра. Однако оказалось, что линейная скорость звезды практически не зависит от расстояния до центра галактики (исключая её центральную часть). Проблема аномально быстрой скорости вращения внешних областей галактик наиболее естественным путем решалась с введением скрытых масс – темной материи. Альтернативное направление исследований – попытки разработать модифицированную соответствующим образом ньютоновскую динамику (исследования MOND), ведутся, но не дают удовлетворительных результатов.

В последнее десятилетие астрономия сделала важнейшие шаги в наблюдательном обосновании существования темной материи.



**Рис.14.** Космический аппарат WMAP

В ряде экспериментов, в т.ч. WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) с использованием космического аппарата НАСА установлено, что Вселенная содержит всего около 4% видимого вещества (барионов), остальное – 96% - это темная материя и гипотетическая темная энергия, причем доля темной материи составляет 22-26% [31].



**Рис. 15.** Состав Вселенной по данным WMAP.

Сегодня существование такого необычного вещества во Вселенной, как темная материя, не вызывает сомнений [32,33].

Возникает острая проблема идентификации физической природы этой материи. Было сделано предположение о существовании некоторого класса астрономических объектов, которые не видны вследствие своих малых размеров и светимости. Такие объекты получили общее название MACHOs (Massive Compact Halo Objects). В экспериментах коллаборций MACHO и EROS [34] был проведен мониторинг около 55 млн. звезд в Малом и Большом Магеллановых Облаках. По результатам мониторинга была определена суммарная масса MACHOs, которая, как выяснилось, составляла всего около 15% от массы темного гало галактик. Таким образом, предположение, что основой темной материи являются астрофизические объекты с малой светимостью – MACHOs, не подтвердилось [35].

Развитие наблюдательной астрономии позволило сделать заключение, что темная материя концентрируется в основном в гравитационно-связанных системах, образуя гало темной материи. Предполагается, что частицы этой материи в основном являются массивными, нерелятивистскими и слабодействующими. Как было установлено [35], нейтрино Стандартной модели, слабодействующие в окружающей среде, и поэтому ставшие кандидатом в частицы темной материи, не могут служить ее основой частью. Отсюда делается вывод, что частиц, которые могли бы быть основой темной материи, в Стандартной модели физики элементарных частиц нет [33,36]. В качестве решения этой проблемы было предложено расширение Стандартной модели путем включения в нее особого вида частиц WIMP (Weakly Interacting Massive Particles), слабодействующих с обычной барионной материей. WIMP могли бы быть основной составляющей темной материи [37-43].

Наиболее популярным расширением Стандартной модели, приводящим к WIMP, является Суперсимметрия (Supersymmetry – SUSY). В этом представлении наиболее подходящим кандидатом на WIMP являются нейтралы. Однако сама теория Суперсимметрии в последнее время испытывает значительные трудности. Существуют еще ряд кандидатов на WIMP, см. например [35], однако единой теоретической модели таких частиц нет.

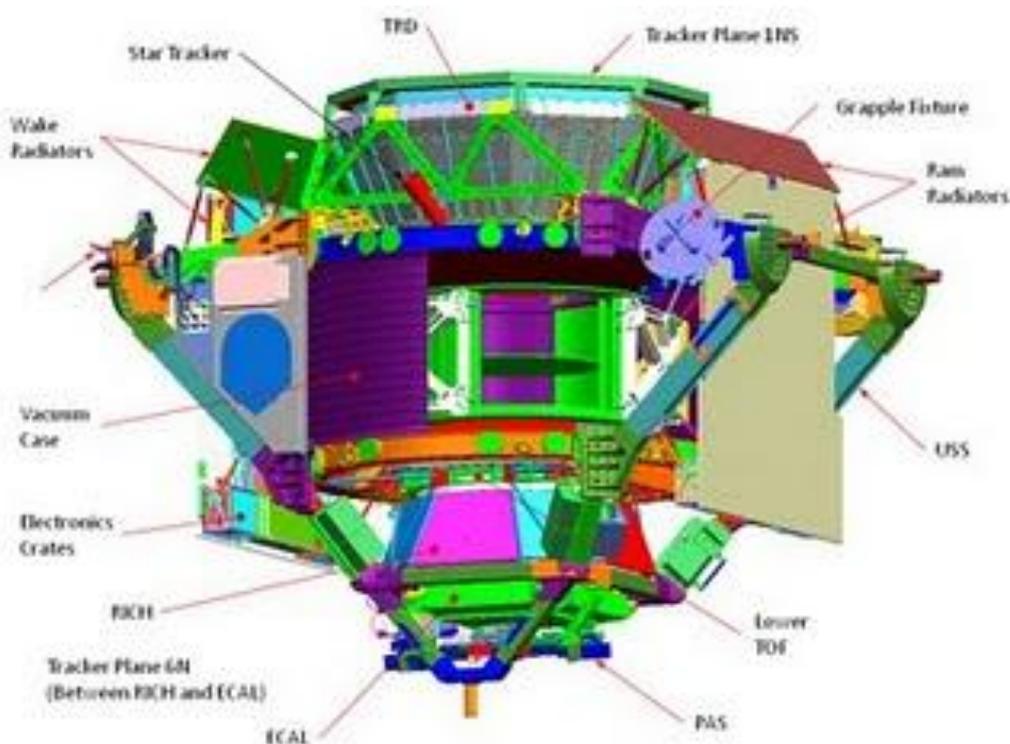
В последнее десятилетие масштабный поиск WIMP был развернут по многим направлениям с участием значительного числа научных коллективов, в т.ч. международных. Воспользуемся обзором [35].

*Поиск частиц темной материи в экспериментах на коллайдерах.* Это направление поиска частиц темной материи представляет важную часть экспериментальных исследований, проводимых на ускорителе Тэватрон и на Большом адронном коллайдере (LHC). Предполагается на основе кинематического анализа видимых продуктов рр-взаимодействия определить недостающую энергию (импульс), которая была затрачена на рождение WIMP.

*Непрямые методы поиска частиц темной материи.* В ряде экспериментов ведется поиск продуктов возможной аннигиляции WIMP в естественных условиях: галактическом гало, и т.д. Предполагается, что при достаточно высокой плотности WIMP начинают аннигилировать. Продукты аннигиляции WIMP предположительно должны включать в себя нейтрино, позитроны, антипротоны и гамма-кванты. Это дает надежду зарегистрировать такие нейтрино в нейтринных телескопах большого объема. В этом направлении работает группа SuperKamiokande, а также коллаборции MACRO, «Баксан» (Баксанская нейтринная обсерватория), «Байкал», AMANDA (Antarctic Muon Neutrino Detector Array).

Значительные надежды возлагаются на нейтринный телескоп IceCube, расположенный на Южном полюсе. Телескоп содержит 80 стрингов, замороженных в антарктический лед на глубину 1400-2400 метров. Объем детектора во льду будет составлять около  $1 \text{ км}^3$  [44,45].

Регистрация фотонов гамма-телескопами. В гамма-телескопах ожидается регистрация  $\gamma$ -квантов, образующиеся при распадах продуктов возможной аннигиляции WIMP. Гамма-телескоп космического базирования EGRET (Energetic Gamma Ray Experiment Telescope) работал на борту спутника CGRO в течение 9 лет: с 1991 по 2000 г. В 2008 году в космос была выведена гамма-обсерватория GLAST (Gamma-ray Large Area Space Telescope). AMS (Alpha Magnetic Spectrometr) и AMS-2 - эксперименты на Международной космической станции по регистрации  $\gamma$ -квантов космического происхождения, приходящих из галактического центра.



**Рис. 16.** Детектор космического базирования AMS-2 стоимостью более 1,5 млрд. долларов. Доставлен на МКС шаттлом Endeavour.

В 2005 году в районе Канарских островов на высоте 2200 м. над уровнем моря начал наблюдения крупнейший в мире черенковский телескоп MAGIC с параболическим зеркалом диаметром 17 метров. Главной задачей телескопа является наблюдение  $\gamma$ -квантов от возможной аннигиляции WIMP. В Намибии на высоте 1800 метров над уровнем моря работает массив из 4 телескопов HESS. Каждый из телескопов состоит из оптического рефлектора площадью  $107 \text{ м}^2$ , состоящего из 382 зеркал. Вторая очередь проекта HESS2 включает в себя новый телескоп с диаметром зеркала 28 метров. Можно также упомянуть черенковские телескопы CANGAROO, CANGAROO-II и CANGAROO-III в Южной Австралии. С 2007 года в Аризоне начала работать  $\gamma$ -обсерватория VERITAS из четырех черенковских телескопов с диаметром зеркала 12 м. Ключевой задачей этой обсерватории является поиск частиц темной материи. Детектор Milagro, начавший работать в 1999 году, расположен на территории Лос-Аламосской национальной лаборатории на высоте 2300 м. над уровнем моря. Он представляет собой резервуар, в котором содержится  $2,4 \times 10^7$  л. чистой воды с 723 ФЭУ. Наземный черенковский  $\gamma$ -телескоп SACTUS работает в Калифорнии. В 2004 году закончил работу черенковский  $\gamma$ -телескоп CELESTE во французских Пиринеях (расположенный на высоте 1650 м.). Положительных результатов зарегистрировано не было.

Предполагается, что свидетельства аннигиляции частиц темной материи могут быть получены в спектрах космических позитронов и антипротонов. Приборы для их регистрации выносятся за пределы атмосферы либо на баллонах, либо на спутниках. HEAT (High Energy Antimatter Telescope) находился в баллонном полете в 1994-1995 годах. Детектор BESS совершил несколько аэростатных полетов с 1993 по 1998 год. Эксперимент CAPRICE на баллоне в 1998 году не дал однозначных результатов. Эксперимент PAMELA выполняется на российском спутнике Ресурс ДК-1, выведенном на орбиту в 2006 году.

*Прямая регистрация частиц темной материи.* Предполагается, что движущиеся WIMP взаимодействуют с ядром мишени в процессах упругого и неупругого рассеяния. Для регистрации ядра отдачи могут быть использованы ионизационные, сцинтилляционные и тепловые детекторы или их комбинации. Особенностью этого метода является присутствие значительного естественного фона, поэтому детекторы помещаются в глубоких подземных тщательно экранированных лабораториях.

Полупроводниковые детекторы. IGEX (International Germanium Experiment) – эксперимент на глубине 2450 метров водного эквивалента (м.в.э.) в подземной лаборатории Канфранк в испанских Пиринеях. Основой детектора являлись 2 кг. чистого изотопа германия, окруженный свинцовой защитой. HDMS (Heidelberg Dark Matter Search) – эксперимент в подземной лаборатории Гран-Сассо в Италии, расположенной на глубине 3400 м.в.э.

Времяпроекционные камеры. Drift-II- эксперимент в подземной шахте Боулби в Великобритании, глубиной 1100 м. В камере детектора регистрируются ядра отдачи от взаимодействия с WIMP в газовом объеме. MIMAC (Micro-tpc Matrix of Chambers) – эксперимент, в котором движение ядра отдачи, возникшего при рассеянии WIMP на  $\text{He}^3$ , приводит к образованию электронов ионизации, которые могут регистрироваться.

Сцинтилляционные детекторы. DAMA (Dark Matter) – эксперимент в подземной лаборатории Гран-Сассо, в котором использовалось около 100 кг высокочистого NaI(Tl)-сцинтиллятора.



**Рис. 17.** Место расположения подземной лаборатории Гран-Сассо.

Результат счета событий показал наличие модуляций на уровне достоверности  $6,3\sigma$ , что коллаборция DAMA интерпретировала как свидетельство обнаружения WIMP. Однако этот результат до сих пор не подтвержден ни в одном из экспериментов по поиску частиц темной материи [35]. В 2003 году началась вторая очередь этого эксперимента DAMA/LIBRA. NaIAD – эксперимент в подземной шахте Боулби, в котором световые сигналы регистрировались ФЭУ, подсоединенным к кристаллам сцинтиллятора NaI. Эксперимент ANAIS с использованием 14 кристаллов сцинтиллятора NaI проводился в подземной лаборатории Канфранк. Kamioka-CaF<sub>2</sub>(Eu) – эксперимент в шахте Камиоканде в Японии глубиной 2700 м.в.э. KIMS (Korea Invisible Mass Search) – эксперимент в Корее, в шахте Янгянг на глубине 700 метров. PICOLON – эксперимент в японской обсерватории Oto Cosmo, проводимый на глубине 1200 м.в.э. недалеко от Осаки. ZEPELIN (Zoned Proportional scintillation in liquid Noble gases) – эксперимент в подземной шахте Боулби с использованием в качестве сцинтиллятора 3.1 кг жидкого ксенона. Развитием этого эксперимента стало создание установок ZEPELIN-II и ZEPELIN-III, в которых использовался ксенон в жидкой и газовой фазах и в качестве сигналов регистрировался заряд и сцинтилляционный свет.

Криогенные детекторы с регистрацией тепла. ROSEBUD – эксперимент в подземной лаборатории Канфранк, с использованием трех сапфировых болометров. Kamioka-NaF – эксперимент в подземной лаборатории Камиоканде, оборудование которого включало 8 болометров. CRESST-I – эксперимент в подземной лаборатории Гран-Сассо с сапфировым болометром.

Детекторы на основе перегретых жидкостей и сверхпроводящих гранул, регистрирующие тепло. Такие детекторы работают по принципу пузырьковой камеры, в которой малое энерговыделение в ее объеме нарушает метастабильное состояние жидкости и приводит к образованию пузырьков. Они регистрируются оптическими приборами или акустическими сенсорами. Рабочая температура и давление подбираются таким образом, чтобы только ядра отдачи могли вызвать образование пузырьков. COUPP – детектор – аналог пузырьковой камеры, был размещен в туннеле нейтринного канала NuMI Тэватрона на глубине 300 м.в.э. PICASSO (Project in Canada to search for Supersymmetric Objects) – эксперимент с детектором с использованием перегретых капель C<sub>4</sub>F<sub>10</sub>, внедренных в гель, основу которого составляет полимеризованная эмульсия. Эксперимент проводился в самой глубокой подземной лаборатории в мире – SNO (Садбери, Канада) на глубине 6000 м.в.э. Гель является активной мишенью для взаимодействия с WIMP, а перегретые капли работают по принципу минипузырьковой камеры. SIMPLE – эксперимент в подземной лаборатории LSBB во Франции на глубине 1500 м.в.э., в котором используется детектор на основе перегретых капель фреона. Orpheus – детектор, в котором в качестве активной мишени для взаимодействия WIMP используются сверхпроводящие гранулы. Он работает в подземной лаборатории в Берне.

Комбинированные детекторы, регистрирующие световой и тепловой сигналы. CRESST-II – первый эксперимент по наблюдению WIMP с использованием детектора, позволяющего как наблюдать световой сигнал, так и регистрировать фононы.

Комбинированные детекторы, регистрирующие ионизационный и тепловой сигналы. CDMS (Cryogenic Dark Matter Search) – эксперимент, в котором для регистрации WIMP проводились независимые измерения ионизационного и теплового сигналов с помощью криогенного германиевого детектора. До 2002 года эксперимент проводился в Стэнфордской лаборатории. В 2003 году модернизированный детектор CDMS-II начал работу в подземной шахте Соудан в Миннесоте (США) на глубине 2090 м.в.э. EDELWEISS – детектор, размещенный в подземной лаборатории Модан в туннеле, соединяющем Францию и Италию.

Комбинированные детекторы, регистрирующие световой и ионизационный сигналы. ZEPELIN-II – эксперимент с использованием детектора на основе ксенона в жидком и

газообразном состоянии. ZEPOLIN-III – использует модернизированный ксеноновый детектор с двухфазной эмиссией. XENON10 – в этом эксперименте использовалась ксеноновая времяпроекционная камера в лаборатории Сан-Грассо. В детекторе независимо измеряется сцинтилляционный свет в жидкой фазе и ионизация в газовой фазе. По величине отношения этих двух сигналов могут быть выделены события с ядрами отдачи. Детектор начал работу в 2006 году. Для развития эксперимента по поиску WIMP в 2008 году был создан более чувствительный детектор XENON100. WARP (WIMP Argon Programme) – жидкоаргоновая дрейфовая камера, начавшая работать в лаборатории Сан-Грассо в 2006 году. В жидкоаргоновой камере с высокой точностью определяются импульсы как релятивистских, так и нерелятивистских частиц и обеспечивается калориметрия с высоким энергетическим разрешением. В камере для поисков WIMP определяется отношение сигналов «свет/заряд», измеряется быстрая и медленная компоненты сцинтилляционного света, восстанавливается топология события и вклады процессов множественного рассеяния.

*Регистрация сильновоздействующей темной материи.* ИНКА (Ионизационно-нейтронный калориметр) – многоцелевая астрофизическая орбитальная обсерватория. Предполагается, что его детекторы способны изучать темную материю посредством наблюдений сигналов от аннигиляции массивных нейтрино. OGMA – эксперимент, проводящийся на высокогорной станции ФИАН в Тянь-Шане, нацеленный на поиск сильновоздействующей темной материи.

И этим перечнем не исчерпывается список проводимых экспериментов по поиску таинственной материи. Нужно отметить, что на протяжении последних десяти лет практически во всех подземных лабораториях мира проводятся эксперименты по прямому поиску WIMP. Многие ученые уверены, что мы уже очень близко к экспериментальному обнаружению частиц темной материи. В частности, Тарек Сааб (Tarek Saab), один из физиков коллаборции CDMS II, по сообщению пресс-службы Флоридского университета, заявил, что в течение 5 лет будет получен четкий сигнал, означающий регистрацию искомым частиц. В этих условиях на фоне других оптимистических прогнозов открытия WIMP оценка академика Валерия Анатольевича Рубакова в 10 лет на обнаружение таких частиц выглядит очень осторожной.

Не будет преувеличением сказать, что развернулась масштабная гонка за Нобелевской премией за открытие частиц темной материи. Однако, несмотря на вливание колоссальных финансовых ресурсов и использование огромного арсенала самых современных средств наблюдения и детекторов земного и космического базирования, реальных претендентов на эту премию пока не просматривается. Убедительных доказательств обнаружения частиц темной материи ни одной из коллаборций не представлено. Появляющиеся сенсационные сообщения об обнаружении частиц темной материи либо не признаются достаточно убедительными, либо не подтверждаются дальнейшими исследованиями и отзываются авторами.

16 апреля 2008 года на международном семинаре NO-VE2008, проходившем в Венеции, профессор римского университета Tor Vergata Рита Бернабей (Rita Bernabei), глава международной коллаборации — DAMA, объявила о сенсационных результатах – по ее словам, удалось произвести лабораторную регистрацию частиц темной материи. Однако ее сообщение было встречено скептически в связи с противоречиями этих результатов другим экспериментам по поиску темной материи.

В том же 2008 году детектор PAMELA, установленный на российском спутнике, сумел обнаружить небольшой избыток позитронов. Однако интерпретация этих результатов как обнаружение частиц темной материи, вызвало серьезные возражения. Ученые, курирующие миссию телескопа EGRET, который ищет следы существования WIMP, сообщали о регистрации избытка гамма-лучей, однако позже на порядок более чувствительный телескоп LAT на борту орбитальной обсерватории "Ферми" не подтвердил эти результаты. Также приборы обсерватории не смогли подтвердить наличие

"темноматериальных" высокоэнергетических электронов в космическом излучении – ранее данные об их существовании были получены аппаратом АТИС, работавшим в Антарктике.

Не лучше обстоят дела и у специалистов, занимающихся поиском WIMP прямыми методами. В 2010 году группа, работающая на детекторе CDMS II, опубликовала в одном журнале Science статью, в которой заявила о возможной регистрации трех событий, соответствующих столкновению WIMP с атомами детектора. Однако позже сами авторы пришли к выводу, что все три события нельзя достоверно отличить от фоновых сигналов. Сообщения по эксперименту CoGeNT также оказались статистически неубедительными.

Детектор XENON100 за 100 дней работы в 2010 году зарегистрировал 3 подозрительных события, которые можно было интерпретировать как долгожданное открытие частиц темной материи. Но более внимательная проверка детектора показала, что зарегистрированные вспышки могли возникнуть из-за радиоактивного распада других элементов, в следовых количествах присутствующих в толще ксенона. И в 2011 году сенсационное сообщение было отозвано.

Учитывая неутешительные результаты длительного поиска частиц явно существующей темной материи, интересно взглянуть на сложившуюся ситуацию с точки зрения развиваемой теории времени.

Построенный темпоральный механизм формирования горизонтов в мире с пространственно-временной реальностью и допущение существования трансвременных объектов со всей необходимостью влечет за собой существование невидимой материи, присутствующей в нашем пространстве и сосредоточенной в параллельных временных слоях.

Возникает естественное предположение о тождественности теоретически предсказанного существования невидимой материи в нашем пространстве и искомой темной материи, упорно ускользающей от исследователей.

Основное предсказание, которое можно сделать на основе этого утверждения, заключается в следующем. Как было показано выше, невидимая материя оказывается полностью инертной относительно наблюдателя в отношении трех фундаментальных взаимодействиях, не может участвовать в аннигиляции и столкновениях с видимым веществом, ее внутренняя аннигиляция не порождает наблюдаемых продуктов. В итоге физические основы всех механизмов взаимодействий, на которых основываются эксперименты по поискам WIMP, блокируются. Результатом является полная безуспешность усилий по проведению таких экспериментов. И недостатки в слабой защищенности и недостаточной точности экспериментального оборудования здесь совершенно ни при чем.

Полная безуспешность поисков WIMP в течение более чем десятилетия упорных поисков являются очевидным подтверждением сделанного предположения и ложатся в экспериментальный фундамент теории течения времени.

Как отмечалось выше, в иных временных слоях находится такая же барионная материя, как и в нашей Вселенной, однако особым образом расположенная по отношению к наблюдателю, чем и обусловлена ее инертность. Отсюда следует, что нет необходимости в расширении Стандартной модели, а особых частиц вида WIMP в природе не существует – в этом нет необходимости. Соответственно отпадает необходимость вводить новые законы сохранения, чтобы обеспечить стабильность таких частиц. Таким образом, рассматриваемая теория оказывается весьма экономной, не требуя пересмотра Стандартной модели, и более приемлемой с точки зрения «бритвы Оккама», так как не требует введения новых сущностей.

Касательно усилий по поискам WIMP как частиц темной материи, можно сказать словами Конфуция: «Трудно искать темную кошку в темной комнате, особенно если ее там нет».

## **11.6. Темная и невидимая материя: гравитация и галактические катастрофы**

### **11.6.1. Трансвременная компонента гравитационного взаимодействия**

Темная материя не является полностью инертной по отношению к наблюдателю, что, собственно говоря, и позволило говорить о ее существовании. Речь идет о 4-м фундаментальном взаимодействии – гравитации. Как этот факт вписывается в теорию существования невидимой материи?

Запрет на трансвременные взаимодействия строился на представлении о механизме взаимодействия, который лежит в основе Стандартной модели. Взаимодействия предполагают участие частиц-переносчиков взаимодействия. В Стандартной модели все процессы считаются разыгрывающимися в плоском 4-х мерном пространстве-времени Минковского. Этим условиям удовлетворяют электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия, частицы-переносчики этих взаимодействий обнаружены и за их открытие получены Нобелевские премии.

Гравитационное взаимодействие стоит по отношению к остальным трем видам взаимодействия особняком. Оно не входит в Стандартную модель. Гипотетическая частица – переносчик гравитационного взаимодействия (гравитон) не обнаружен. Построить квантовую теорию гравитации до сих пор не удается, несмотря большие усилия, предпринимаемые в этом направлении. Построить объединенную теорию всех четырех взаимодействий не удается. В отличие от гравитации три фундаментальных взаимодействия Стандартной модели не удается выразить в геометрических представлениях кривизны пространства. В то же время гравитация в рамках общей теории относительности может быть выражена как своего рода прогибание пространственно-временной сетки под воздействием гравитирующих центров. Можно сказать, что электромагнитное поле представляет собой особую форму существования материи, в то время как гравитационное поле отражает свойства геометрии пространства-времени, в которой эта материя размещена. Т.е. они имеют разную природу, и объединить их на единой основе пока не удается.

Отсюда следует, что условия существования запрета на трансвременные взаимодействия для гравитационного взаимодействия не выполняются, и этот запрет для данного вида взаимодействий утрачивает силу. Прогибание (кривизна) пространственно-временной сетки под действием гравитации (чего нет у других видов взаимодействия) порождает трансвременное взаимодействие (временную компоненту у гравитационного взаимодействия), искривляя временные слои.

Возникновение трансвременной компоненты у гравитации приводит к возникновению гравитационно-связанных трансвременных объектов. При этом такие объекты также подвержены сепарации (расслоению) на временные слои, разделенные горизонтами в соответствии с описанным выше механизмом. Таким образом, оказывается, что объекты из разных временных слоев могут быть склеены трансвременным гравитационным взаимодействием. Собственно говоря, эта схема представляет собой основу проявления гравитационного взаимодействия между видимой и невидимой материей. При этом особенности геометрии пространства накладывают ограничения на возможность формировать гравитационно связанные трансвременные объекты – см. раздел 8.

Если эти положения верны, то особенности ситуации неизбежно должны были проявиться в основной сфере действия возмутителя спокойствия – гравитации, особенно в масштабах, в которых это взаимодействие существенно преобладает над остальными. Такой сферой является крупномасштабная структура Вселенной, особенно ситуация коснется объектов, в построении структуры которых доминируют силы гравитации. К ним относятся в первую очередь галактики и галактические кластеры.

Поскольку в настоящий момент мы не можем представить исчерпывающую теорию трансвременной компоненты гравитационного взаимодействия, будем сравнивать предсказания, следующие из положений темпоральной механики и которые можно сделать уже сейчас в отношении астрофизических объектов, с имеющимися наблюдательными данными.

Итак, частицы вещества и объекты будут участвовать в 4-х фундаментальных взаимодействиях с веществом только своего слоя  $G_i$ ; при взаимодействии с веществом других слоев  $G_j, j \neq i$ , электромагнитное, сильное и слабое взаимодействия отключаются, остается только трансвременная компонента гравитационного взаимодействия.

1. Существует возможность формирования локальных айсбергоподобных гравитационно-связанных трансвременных объектов. Такая ситуация возникает, когда часть объекта находится в ином временном слое относительно наблюдателя, и она гравитационно связана с видимым веществом, находящимся с наблюдателем в одном и том же временном слое (см. рис.8).
2. Если гравитирующий объект и наблюдатель будут находиться в разных временных слоях, то он может наблюдать явление гравитационного линзирования, порождаемого трансвременной компонентой гравитационного взаимодействия, хотя сам источник этого явления визуально может не обнаруживаться наблюдателем.
3. Поведение крупных айсбергоподобных объектов может быть необычно и труднопредсказуемо для наблюдателя, так как он будет знаком только с предысторией и параметрами видимой части, и незнаком с параметрами и предысторией невидимой части объекта. Наличие массивной невидимой части айсбергоподобных объектов может создавать диспропорцию между наблюдаемой массой объекта и его гравитационным взаимодействием с окружающими его телами. Собственно говоря, это и послужило основой проблемы Цвикки.
4. Потоки материи в разных временных слоях не сталкиваются между собой.
5. Отдельные объекты могут совершенно беспрепятственно двигаться внутри друг друга, не встречая никакого сопротивления (кроме соответствующих гравитационных эффектов), если они расположены в разных временных слоях.
6. Возможны ситуации, когда движущийся невидимый массивный объект будет увлекать за собой видимую материю, что будет необъяснимо для наблюдателя. Два взаимодействующих между собой сгустка материи могут образовывать между собой тонкие перемычки. Если один из таких сгустков будет невидимым, то другой – видимый, выбросит своего рода “хвост” – видимую часть перемычки. С точки зрения наблюдателя существование такого “хвоста” не будет оправданным.
7. Возможно явление гравитационного всплеска – проявление значительного нарастания гравитационного потенциала в некоторой локальной области в течение ограниченного времени, которое немотивировано с точки зрения наличия в этой области видимой материи, и связанного с пространственным пересечением траекторий движения материи, движущейся в нескольких временных слоях. Явление возникает как результат суперпозиции гравитационных потенциалов пересекающихся потоков материи в разных временных слоях в точке пересечения их траекторий. После расхождении потоков от точки пересечения гравитационный потенциал спадает.
8. Гравитационное взаимодействие может нарушать консервативность и информационную изоляцию слоев  $G_i$ .
9. Видимый объект, движущийся внутри невидимого (т.е. размещенного внутри иного временного слоя) объекта, будет связан с ним одним видом гравитационного взаимодействия, а при выходе за его пределы – другим. Такая ситуация может

существенно и необъяснимым для наблюдателя образом сказываться на форме и движении такого видимого объекта.

Остановимся на такой ситуации подробнее. Пусть невидимый объект представляет собой однородную сплошную сферу. Тогда на видимую частицу, находящуюся внутри этой сферы, будет действовать гравитационная сила, прямо пропорциональная расстоянию частицы от центра сферы. Если же частица в своем движении выйдет за пределы невидимой сферы, то вид силы гравитации изменится – она уже будет обратно пропорциональна квадрату расстояния от центра сферы. Такое изменение силового воздействия неизбежно скажется на конфигурации ее траектории.

Если же видимая частица движется внутри полой массивной невидимой сферы, то она будет двигаться свободно, точно так же, как если бы этой сферы небыло. То же касается внутренности цилиндрического слоя. Но как только она выйдет за пределы такого объекта, на нее начнет действовать гравитационная сила, обратно пропорциональная квадрату расстояния от центра невидимой сферы, что существенно изменит ее траекторию.

Рассмотрим необычные структуры и странности в поведении крупномасштабных космологических объектов, в частности галактик и галактических кластеров, которые становятся понятными с позиций развиваемой теории времени, и в то же время имеются значительные трудности в их объяснении с позиций иных существующих в настоящее время теорий. Для их анализа удобно применять метод разложения по временным слоям, который следует из развиваемой теории.

### 11.6.2. Гравитационные линзы

Предсказанные Эйнштейном в рамках общей теории относительности и блестяще подтвердившиеся затем в реальных наблюдениях, гравитационные линзы представляют собой массивное тело (или группу тел), которые своей гравитацией искажают путь проходящих поблизости световых лучей от дальних источников, аналогично оптической линзе.



Рис. 18. Схема гравитационного линзирования

В результате такого искривления лучей света создаются изображения («духи») удаленного источника (галактики, квазара). При этом блеск «духов» может быть много больше блеска самой линзируемой галактики. Решая обратную задачу можно, исследуя "духи" скоплений галактик, восстановить их истинные изображения и даже оценить распределение массы в гравитационной линзе - скопления галактик. Именно такие исследования используются для изучения темной материи.



**Рис. 19.** Изображение Креста Эйнштейна - четырех "духов" далекой галактики, образованных в результате ее гравитационного линзирования более близкой галактикой с несферически-симметричным распределением массы.

Таким образом, гравитационное линзирование (gravitational lensing) и его модификация – микролинзирование можно использовать как телескоп, обладающий сверхвысоким угловым разрешением. Наблюдения микролинзирования звезд с высокой фотометрической точностью дают принципиальную возможность обнаружения не только звездных, но даже планетных спутников у звезд [46,47,48,49]. Наиболее широко и плодотворно в этом направлении используется телескоп космического базирования Хаббл (Hubble) – практически все приведенные в данной работе фотоснимки сделаны с помощью этого телескопа.

Здесь нужно отметить, что существует еще один приемлемый метод исследования темной материи. Он состоит в изучении концентрации видимого вещества в гравитационных ямах, порождаемых темной материей. В качестве такого вещества используют межзвездный газ, раскаленный до сверхвысоких температур в десятки миллионов градусов. Вне галактик его может удержать только темная материя, и при этом он испускает рентгеновское излучение, которое можно зарегистрировать. Для регистрации этого излучения успешно применяется космический рентгеновский телескоп Чандра (Chandra).

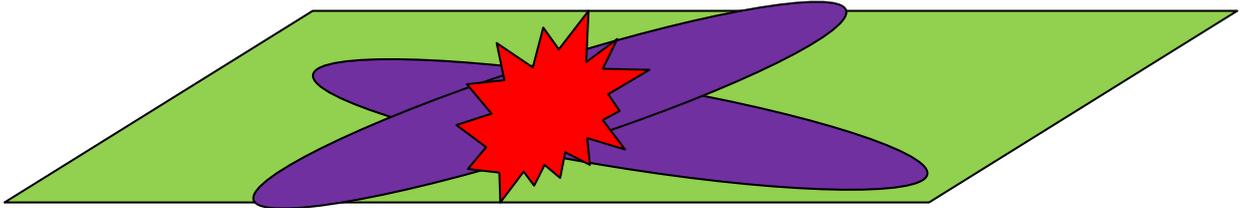
Далее будем такие способы исследования признавать как основные достоверные наблюдательные методы, с помощью которого можно изучать невидимую (и, соответственно, темную) материю. Иные методы исследования темной материи на негравитационной основе (в том числе изучение  $\gamma$ -излучения) противоречат развиваемой теории, и по этому при рассмотрении имеющихся наблюдательных данных приниматься во внимание не будут.

### **11.6.3. Много шума из ничего**

В пространственных координатах

$$\mathbb{R}^3_{(3)}$$

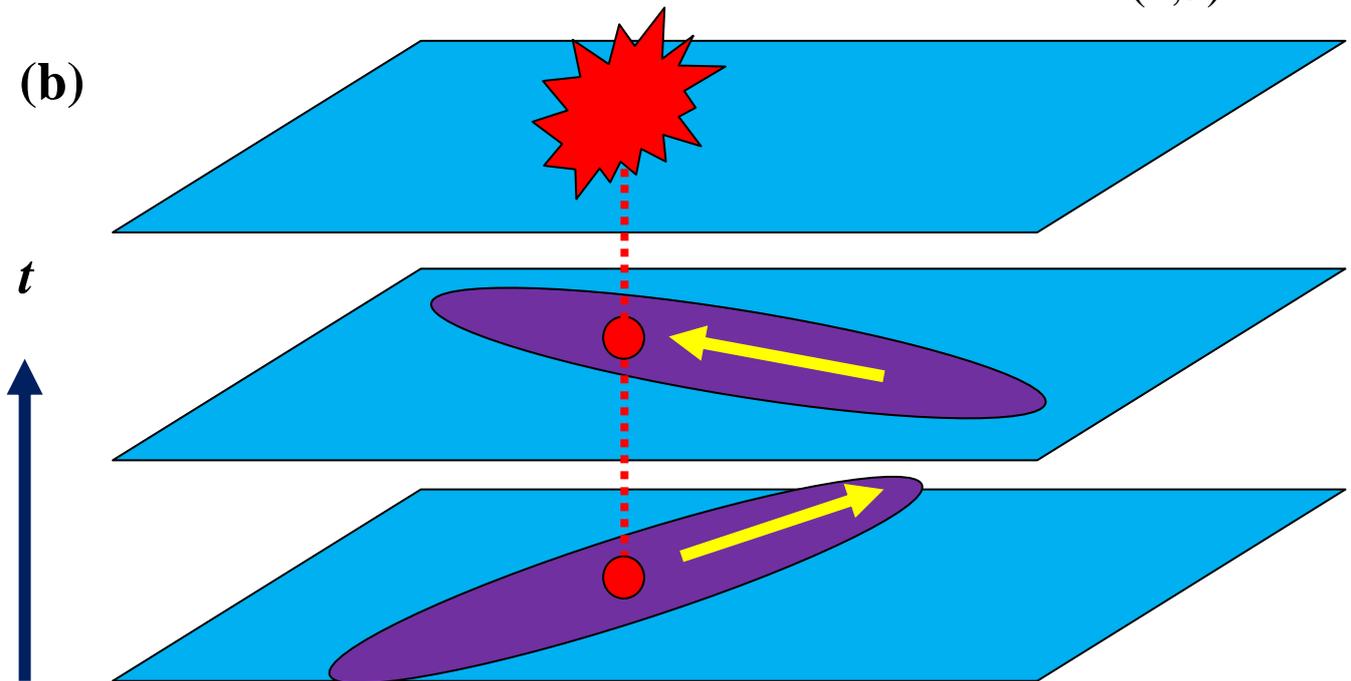
(a)



В пространственно-временных координатах

$$\mathbb{R}^4_{(1,3)}$$

(b)



**Рис. 20.** Временное расслоение. Гравитационный всплеск в точке пересечения потоков невидимой материи, вызывающий гравитационный коллапс видимой звезды.

Темпоральная механика предсказывает возможность возникновения гравитационного всплеска, о котором шла речь выше. Пересечение путей темной материи в разных временных слоях может привести к резкому локальному скачку гравитации, что допускает возможность «поджога» находящейся в этом месте видимой звезды и ее гравитационному

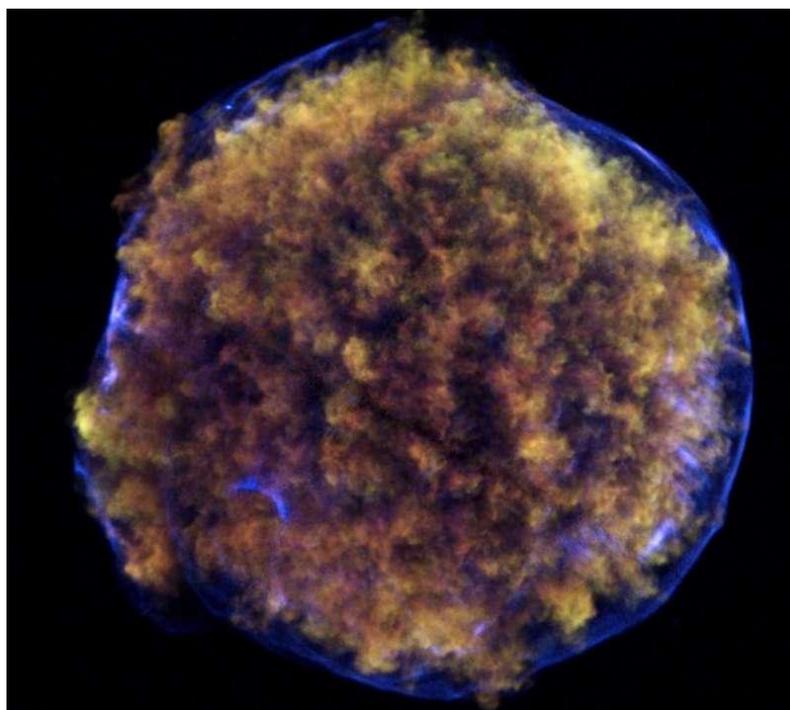
коллапсу со всеми катастрофическим последствиями. При этом сама звезда может быть достаточно малой, чтобы у нее в обычных условиях гравитационный коллапс мог возникнуть, и она вследствие своих малых размеров вообще может не обнаруживаться современными средствами наблюдения – см. рис.20.

Теперь обратим внимание на интересное сообщение, сделанное в 2008 группой ученых [50]. В процессе поиска сверхновых они наткнулись на совершенно непонятную вспышку. Буквально на пустом месте им удалось наблюдать очень длинный оптический всплеск SCP 06F6. В течение примерно ста дней блеск обнаруженного источника нарастал, а затем примерно такое же время спадал. Кривая блеска транзиента SCP 06F6 оказалась аналогична кривым блеска некоторых сверхновых [51]. При этом ни до, ни после вспышки на этом месте вообще ничего не удалось обнаружить. С точки зрения авторов, эта ситуация вообще ни на что не похоже. Поэтому авторы открытия полагают, что ими обнаружено нечто принципиально новое в нашей Вселенной.

Еще один странный случай взрыва сверхновой был обнаружен с помощью телескопа Хаббл. В 2009 году было установлено странное исчезновение крупной звезды в галактике NGC 26. Массивная молодая звезда, практически моментально исчезнувшая с ночного неба, по оценкам астронома Дугласа Леонарда из Университета Сан Диего, должна была взорваться не ранее, чем через миллион лет. В классификации звездных типов «синие» светила рассматриваются как молодые, а потому стабильные. Сама вероятность взрыва подобного объекта никак не предусмотрена в рамках современных представлений о Вселенной. Единственное известное науке объяснение, почему звезда взорвалась без каких-либо внешних признаков старения, — внезапное утяжеление.

#### 11.6.4. Странная туманность Песочные часы

Космический телескоп Хаббл (HST) сделал ряд уникальных снимков туманностей, представляющих собой сброшенные со взрывающихся звезд оболочки. Как правило, они имеют примерно сферическую форму. Приведем в качестве примера несколько фотографий таких туманностей.



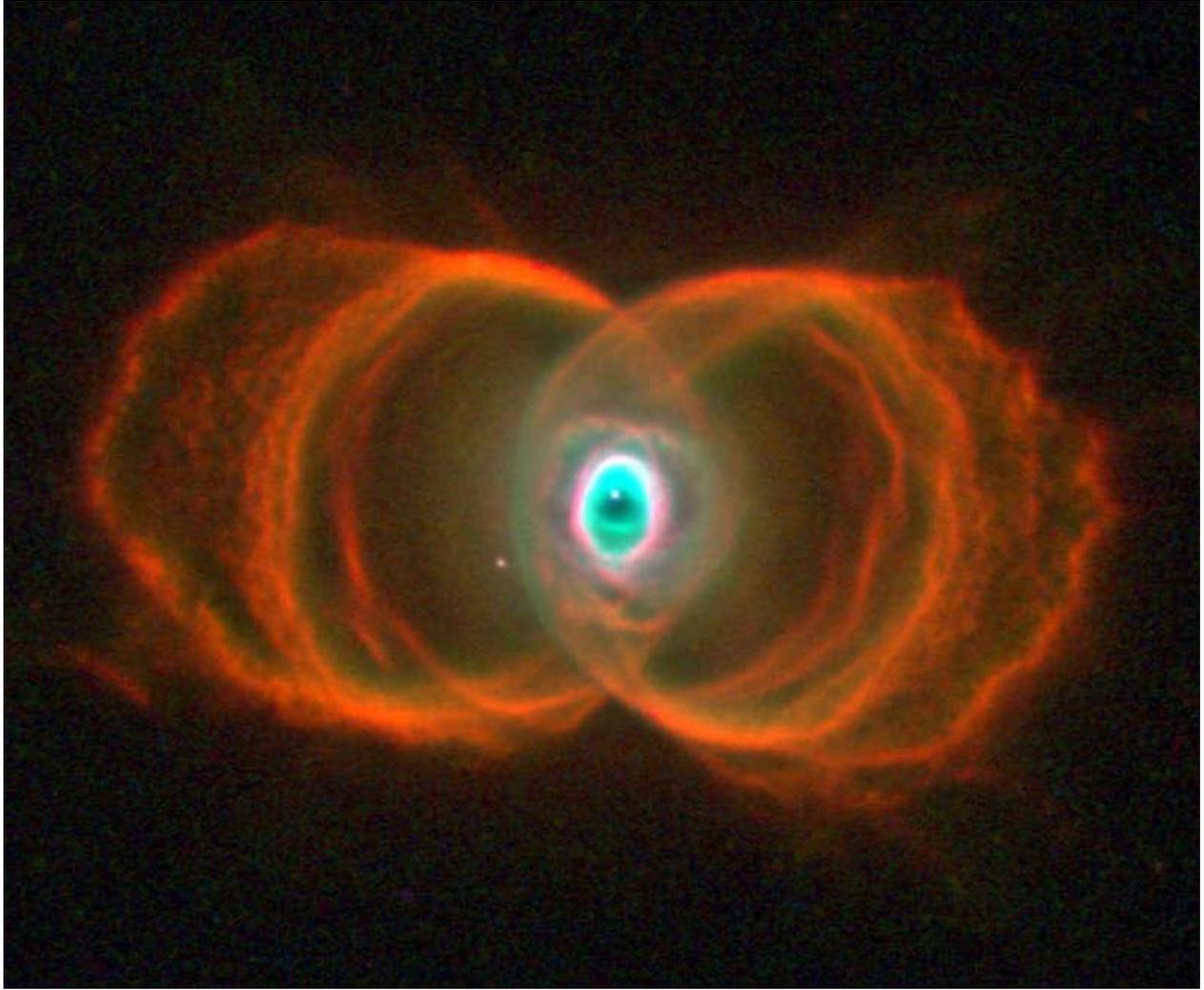
**Рис. 21.** Туманность, образовавшаяся после взрыва сверхновой Тихо.



**Рис. 22.** Туманность - остаток сверхновой SNR 0509-67.5.



**Рис.23.** Туманность Эскимос NGC 2392.



**Рис. 24.** Планетарная туманность Песочные часы MyCn18.

Особняком среди этих красочных космических образований стоит странная туманность Hourglass Nebula MyCn18 - Песочные часы. Ее фотография была сделана в январе 1996 года космическим телескопом Хаббл (R. Sahai and J. Trauger, the WFPC2 Science Team and NASA). На ней запечатлена заключительная фаза жизни звезды, когда ее внешние слои сброшены, а ядро, постепенно охлаждаясь, превращается в белый карлик. Бросается в глаза необычность и загадочность формы этой планетарной туманности.

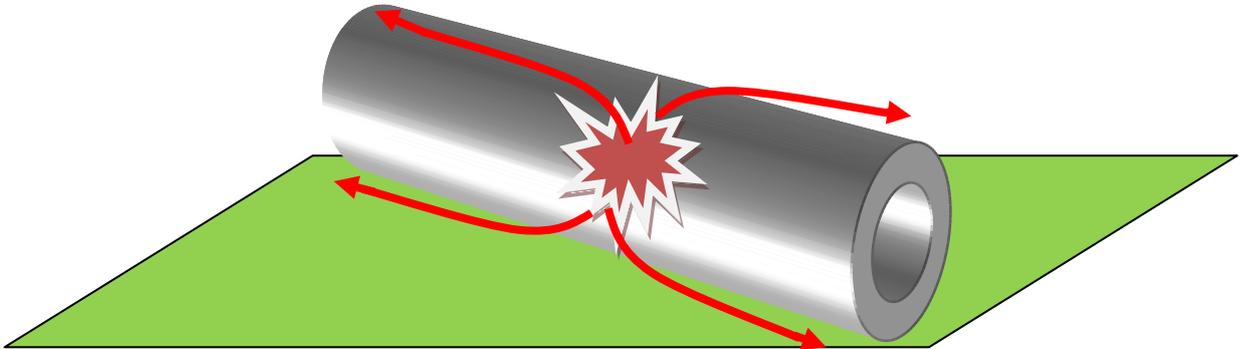
Предположение о наличии магнитного поля у звезды не может в полной мере объяснить странную форму ее оболочки.

Объяснить такую форму можно в рамках темпоральной теории – см. рис. 25. Для этого допускаем, что звезда располагалась внутри цилиндрического полого тела, состоящего из невидимой материи. Как было отмечено выше, в момент взрыва вещество оболочки разлеталось свободно, двигаясь внутри цилиндра (на его движение накладывалось только возможное воздействие магнитного поля звезды). Когда же разлетающееся вещество в своем движении вышло за пределы цилиндрического невидимого тела, оно оказалось под воздействием его гравитации, которая притормозила его, прижав к внешней поверхности цилиндра. Получился своего рода «гравитационный стакан», внутри которого и произошел взрыв звезды.

*В пространственных координатах*

$\mathbb{R}^3_{(3)}$

(a)

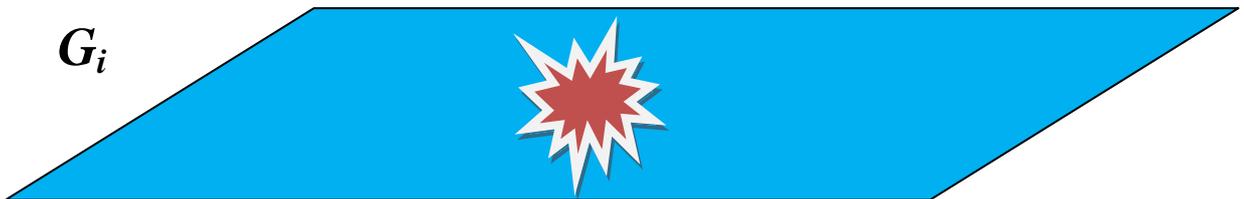


*В пространственно-временных координатах*

$\mathbb{R}^4_{(1,3)}$

(b)

$G_i$



$t$



$G_{i-1}$

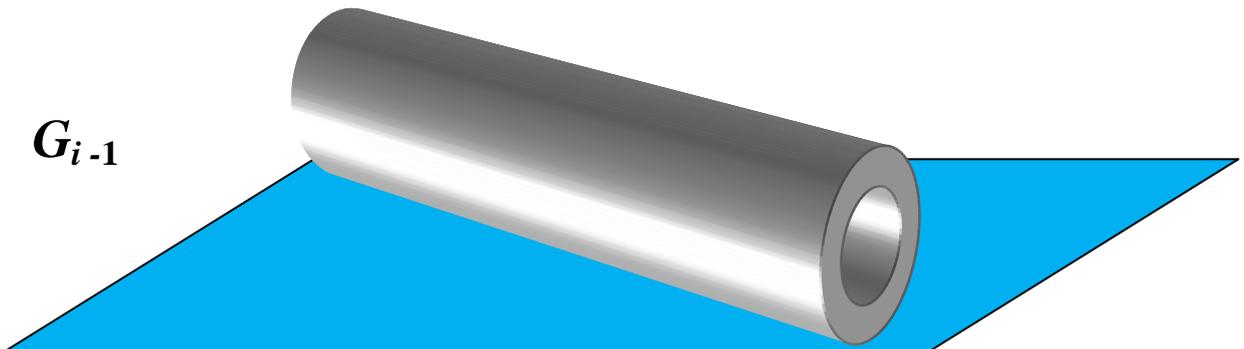


Рис.25. Временное расслоение. К особой форме туманности Песочные часы.

### 11.6.5. Постоянство соотношения видимого и невидимого вещества в галактиках

2009 году в журнале Nature появилась статья об исследовании распределения темной материи в 28 галактиках, относящихся к различным типам (препринт статьи выложен на сайте arXiv.org). Ученым удалось установить, что соотношение обычной материи и темной является величиной постоянной. С точки зрения исследователей, этот результат противоречит всем существующим теориям. Дело в том, что количество темной материи должно определяться историей галактики, например, участвовала она в столкновениях со своими соседями или спокойно развивалась в изоляции. Гравитационное взаимодействие во время столкновений, по словам ученых, обязано приводить к перераспределению материи и, следовательно, изменению соотношения разных ее видов в участниках "аварии". Сами исследователи заявили, что «В физике нет законов, которые могли бы объяснить такое постоянство этого соотношения».

Но в рамках рассматриваемой теории показано, что темпоральная механика запрещает перераспределение видимой и невидимой материи в ходе каких бы то ни было процессов, их соотношение всегда должно оставаться постоянным. Этот вывод дает простое решение возникшей в ходе исследования проблемы, и его можно рассматривать как наблюдательное подтверждение справедливости выводов рассматриваемой теории времени.

### 11.6.6. Красивая космическая катастрофа

Недавно в журнале The Astrophysical Journal были опубликованы результаты сенсационного исследования суперкластера **MACSJ0025.4-1222** с использованием гравитационного линзирования, выполненные учеными из Университета Калифорнии в Санта-Барбаре и Стенфордского университета. Как выяснилось, этот суперкластер массой  $10^{15}$  раз больше массы Солнца, образовался в результате столкновения двух галактических кластеров. При столкновении на огромной скорости части кластеров, состоящие из обычного вещества, столкнулись и замедлили свое движение. И в то же время скорость движения темной материи при столкновении не изменилась. Она спокойно прошла сквозь обычную материю и продолжает расходящееся движение в виде двух больших облаков, которые на иллюстрации к этому сообщению показаны фиолетовым цветом. Таким образом, столкновение галактик отделило темную материю от обычной, хотя в соответствии с существующими теориями так не должно быть – ведь темная материя представляет собой как бы каркас существующих галактик, и отделяться от них не должна.



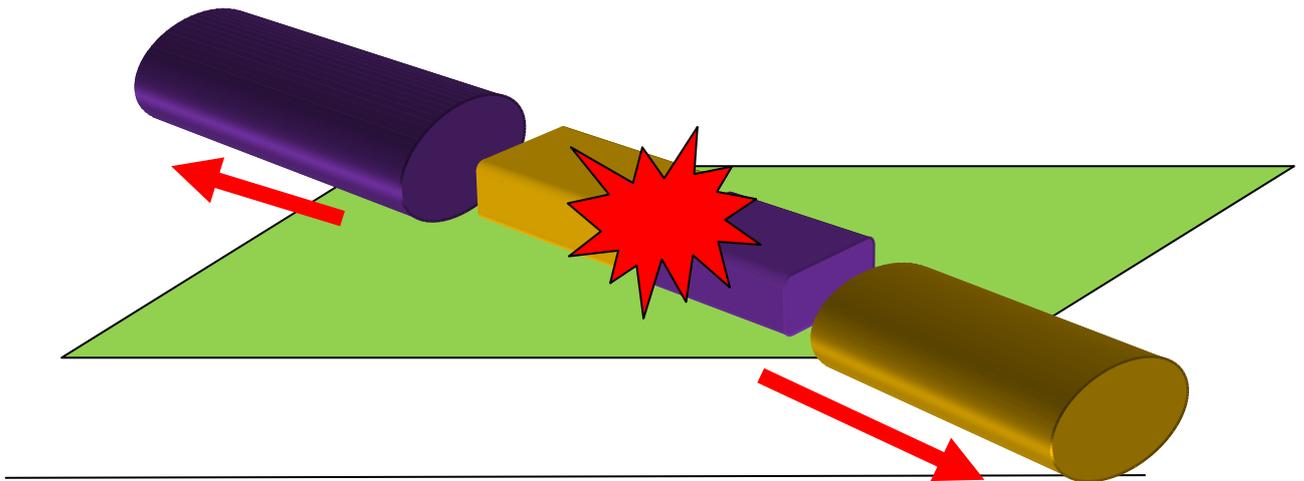
**Рис.26.** Суперкластер **MACSJ0025.4-1222**. Разделение обычной и темной материи в результате столкновения галактических кластеров. Темная материя показана фиолетовым цветом, обычная – красным.

С точки зрения темпоральной теории в таком столкновении ничего необычного нет. На рис. 27 показано движение и столкновение двух видимых галактических кластеров в наблюдаемой Вселенной. Встречное движение двух связанных с ними сгустков невидимой материи происходит в разных временных слоях, вследствие чего их столкновений между собой и с видимой материей не происходит. Они свободно проходят друг сквозь друга в пространстве и продолжают движение, тогда как видимые части кластеров испытывают столкновение. Это и является причиной того, что невидимая материя оторвалась от видимой.

(a)

*В пространственных координатах*

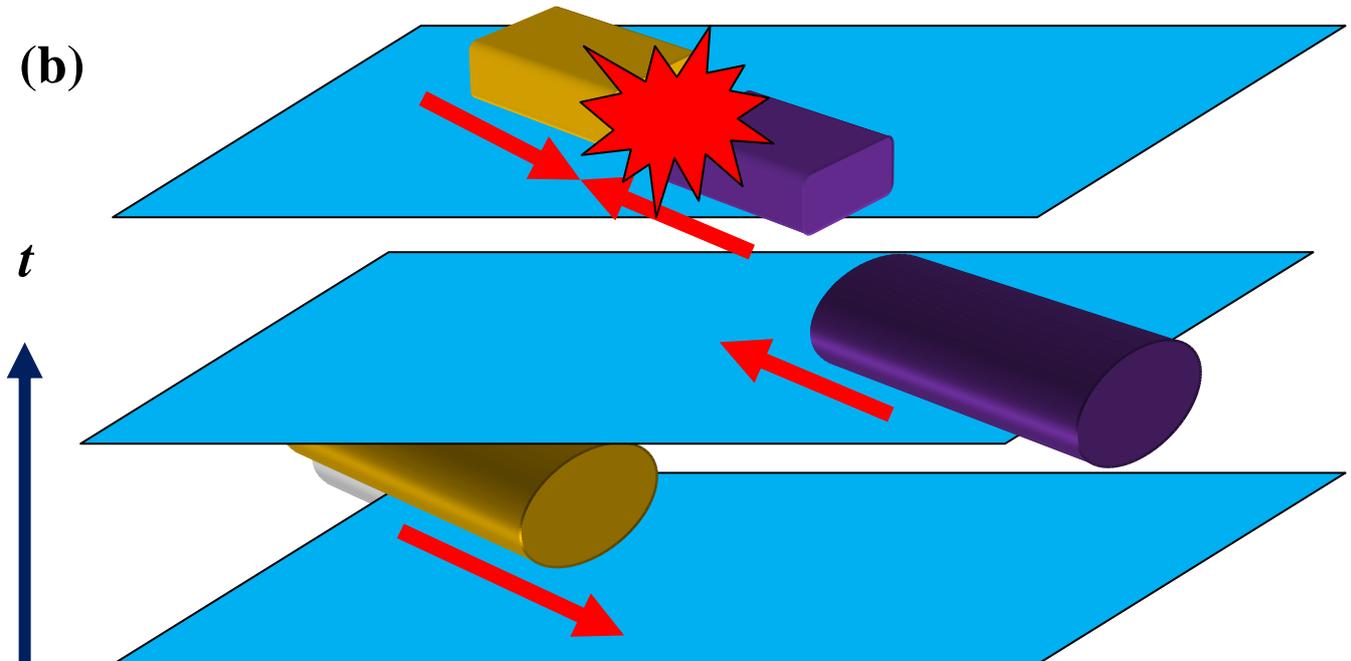
$\mathbb{R}^3_{(3)}$



*В пространственно-временных координатах*

$\mathbb{R}^4_{(1,3)}$

(b)



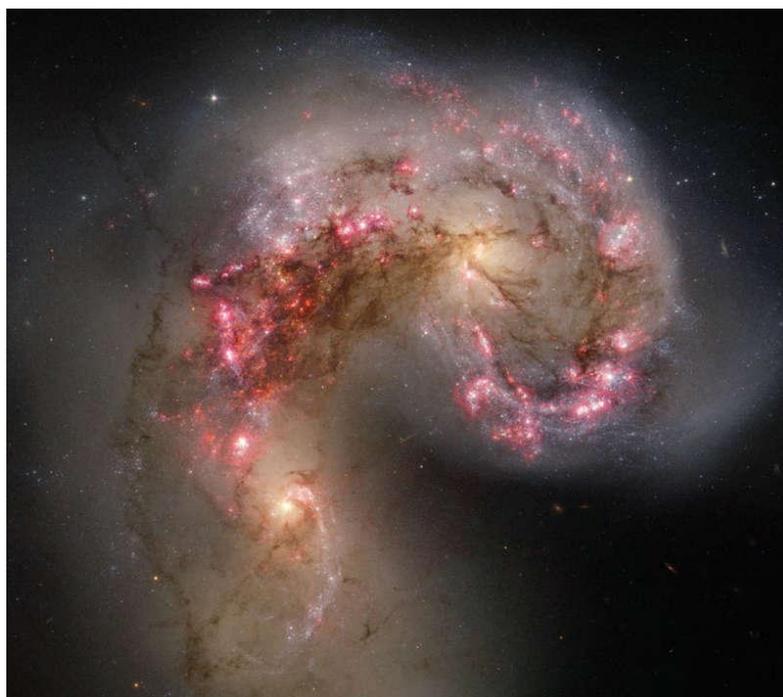
**Рис. 27.** Временное расслоение. Прохождение двух объектов из невидимой материи друг сквозь друга без столкновений.

### 11.6.7. Космические Мышки

Две взаимодействующие между собой галактики обычно перед столкновением выпускают между собой длинные перемычки. Существование таких перемычек обычно объясняют приливными силами, возникающие в результате гравитационного взаимодействия таких галактик. Приведем несколько примеров.

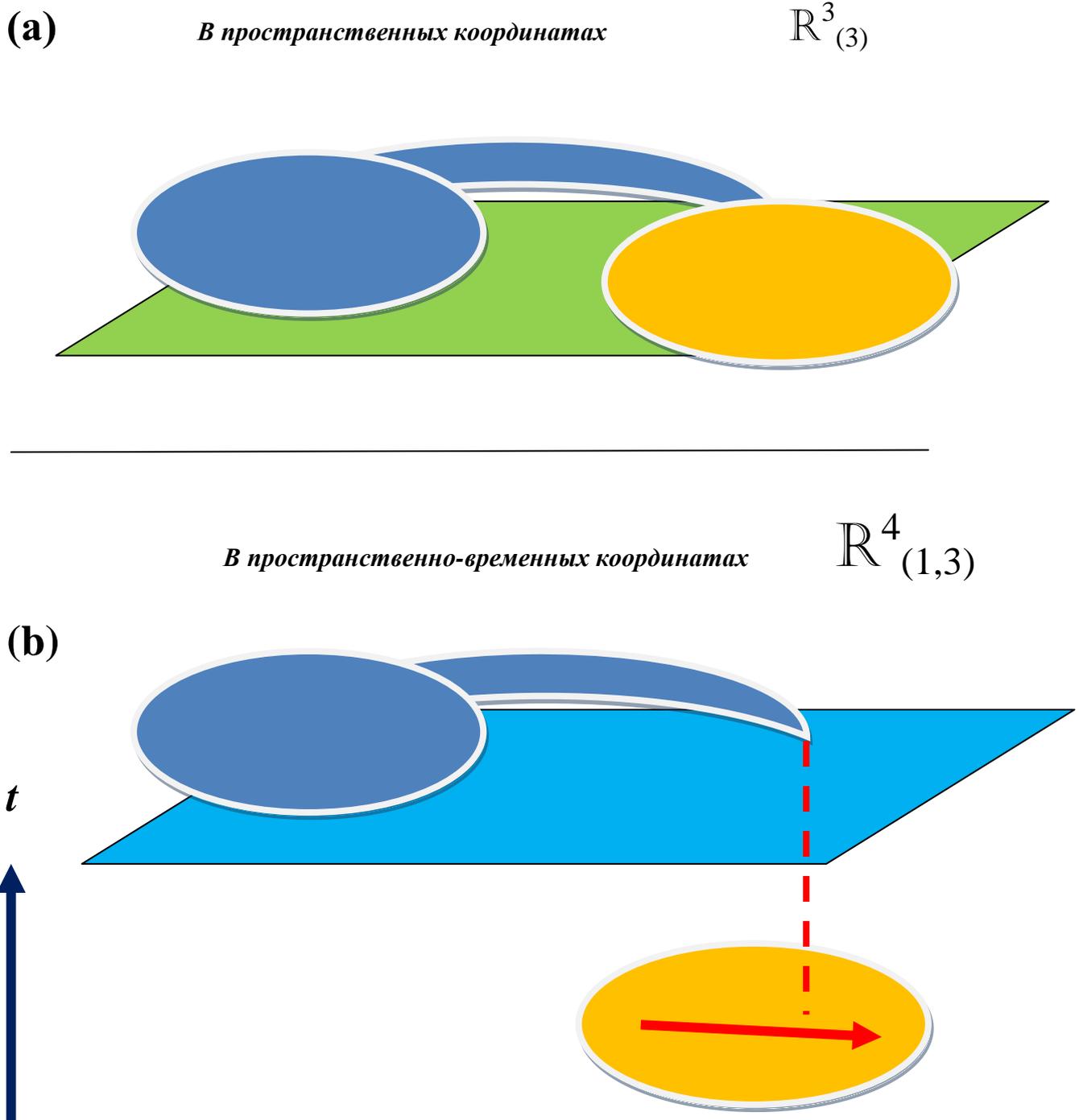


**Рис. 28.** Более крупная галактика выпустила перемычку-щупальце, захватывая меньшую в свои объятия перед тем, как начнется их столкновение.



**Рис. 29.** А это то, что происходит между ними после столкновения. На фото, сделанном космическим телескопом Хаббл, изображено столкновение галактик Антенны.

Однако такого финала может и не быть, если обе взаимодействующие галактики расположены в разных временных слоях. В этом случае у видимой галактики будет наблюдаться длинный хвост-перемычка, но ее партнера-невидимки видно не будет – см. рис.30. Действительно, такие странные галактики видны на нашем ночном небе (правда в телескоп).



**Рис.30.** Временное расслоение. Взаимодействие галактики с невидимым партнером. Слияние галактик в этой ситуации невозможно.



**Рис. 31.** Спиральная галактика Агр 188 Головастик, выпустившая хвост длиной 280 тысяч световых лет, в нем много ярких, голубых массивных звездных скоплений.



**Рис.32.** Сталкивающиеся галактики NGC 4676 Мышки (Агр 273). Между их яркими частями чуть больше 100 000 световых лет. Нельзя исключить, что столкнуло их между собой проходящее слева направо в ином временном слое массивное невидимое тело, вытащив из них длинный звездный хвост.

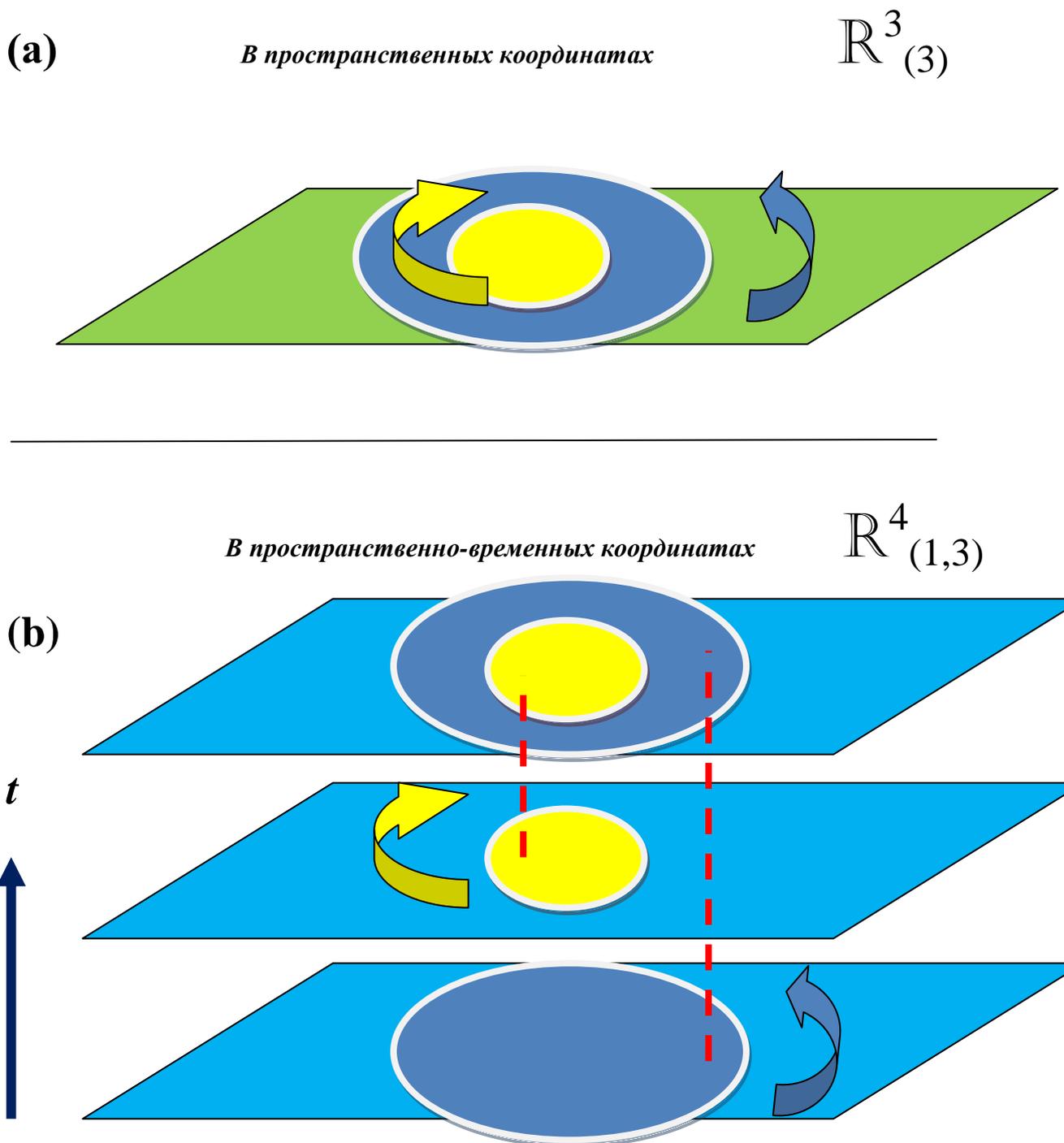
#### 11.6.8. Спящая Красавица



**Рис. 33.** Галактика Спящая Красавица M64 (NGC 4826).

На первый взгляд галактика Спящая Красавица кажется спокойной, но на самом деле в ней происходят бурные процессы. Недавние наблюдения показали, что ее внутренние и внешние области, как это ни странно, вращаются в противоположных направлениях!

В настоящее время такую ситуацию пытаются объяснить происшедшим в прошлом столкновением с другой галактикой. Но с другой стороны, такая ситуация может возникнуть, если разные слои этой галактики просто отражают направления вращения двух гравитационно связанных с ней массивных объектов, расположенных в разных временных слоях и вращающихся в противоположных направлениях см. рис.34.



**Рис.34.** Временное расслоение. Различные направления вращения внешней и внутренней частей галактики в результате взаимодействия с невидимыми партнерами.

### 11.6.9. Космические коконы

Поскольку айсбергоподобные объекты представляются для наблюдателя некоторой загадкой, так как он видит только видимую часть вещества объекта, то возможны ситуации, когда невидимая часть некоторой галактики будет значительно массивней, чем видимая. В результате в межгалактических взаимодействиях малая галактика, но обладающая большой невидимой массой (и прячущая ее в другом временном слое), может вести себя необычно, успешно противостоя мощной гравитационной атаке крупной галактики.

Наблюдательные данные подтверждают этот вывод. Такое поведение некоторых малых галактик в галактических битвах действительно было обнаружено в 2009 году в ходе исследований, проводимых группой ученых из Великобритании, Италии и Бельгии при помощи орбитального телескопа Hubble. Результаты исследования опубликованы в британском журнале Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Авторы исследования во главе с профессором университета Ноттингема Кристофером Конселейсом получили данные о галактиках – карликах при исследовании галактического кластера Персей - скопления тысяч галактик суммарной массой в триллионы масс Солнца, находящегося на расстоянии 250 миллионов световых лет. Было обнаружено около 30 карликовых галактик, оставшихся нетронутыми, хотя их более массивные соседи были разрушены воздействием гравитации крупных галактик. Такие карликовые галактики оказываются как бы погруженными в защитный гравитационный кокон из невидимой материи, позволяющий им безнаказанно приближаться к гигантским галактикам. Могучие карлики есть и в нашей галактике Млечный путь.

### 11.6.10. Галактика Млечный путь (Milky Way)

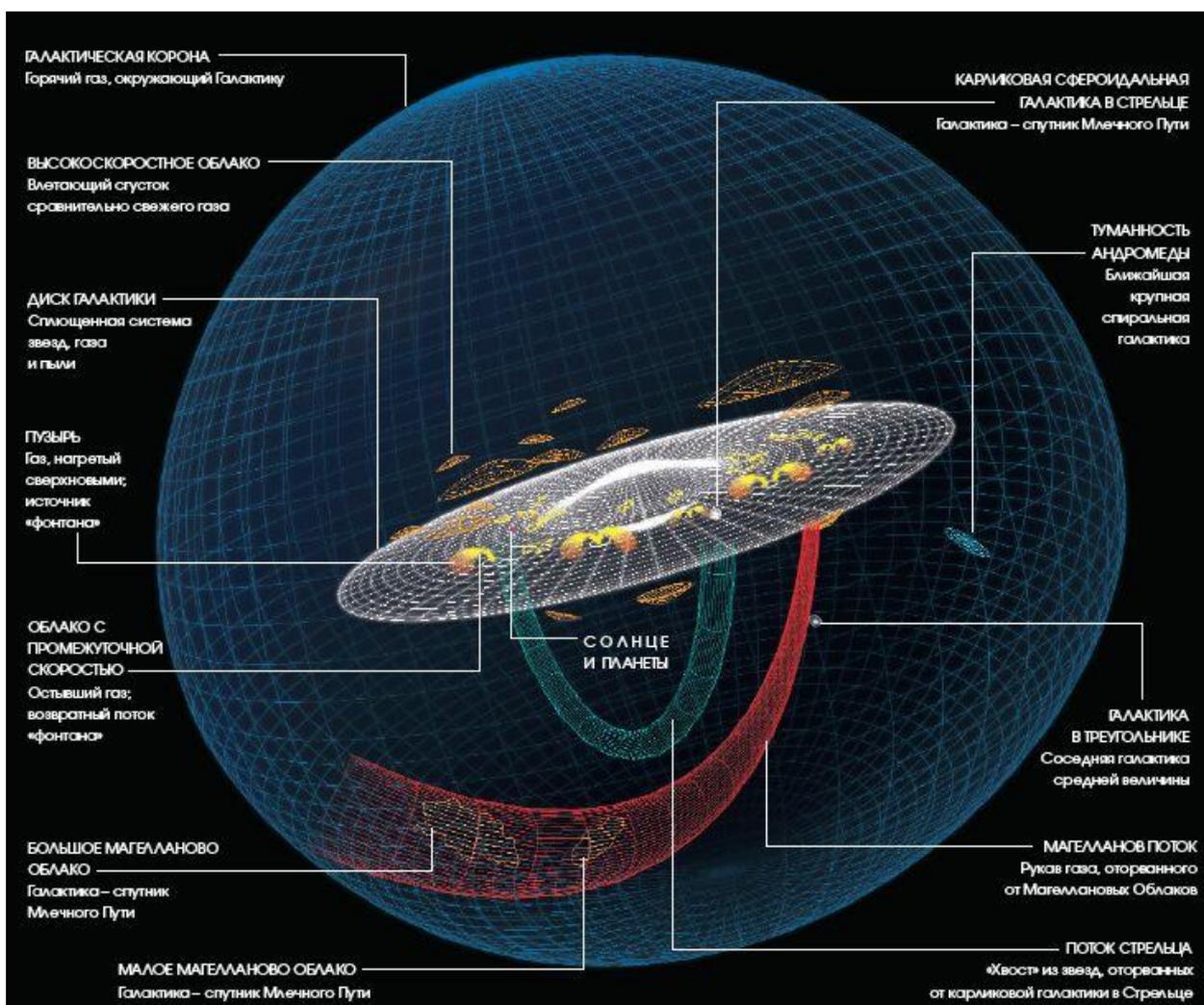


Рис.35. Общая структура галактики Млечный Путь.

Должен сообщить, что мы с вами граждане галактики с баром. Не в смысле выпить и закусить. Бар в нашей галактике действительно существует, но очень необычной конструкции. Наша галактика – Млечный путь – относится к типу галактик SB, т. е. имеет

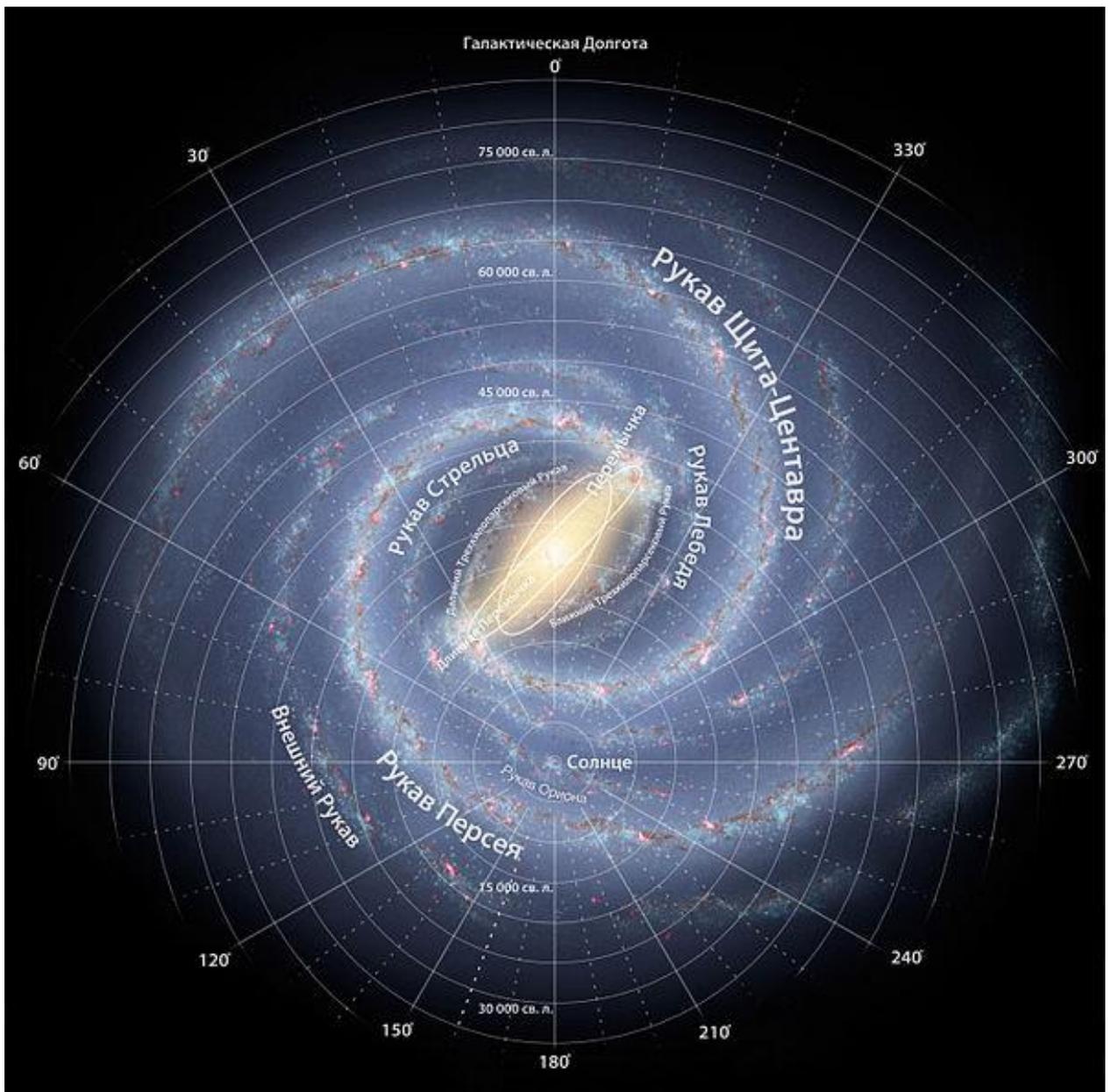
в центре перемычку – бар (bar). Бар посередине связан с балджем (bulge)– центральным светящимся ядром галактики, и от свободных его концов отходят спиральные галактические рукава. Бар – это странная отличительная особенность галактик этого вида от обычных спиральных галактик типа SA, у которых оба рукава исходят непосредственно из противоположных сторон балджа. Это хорошо видно на «Камероне Хаббла» - общепринятой классификации галактик (Hubble sequence).



**Рис.36.** Классификация галактик «Камертон Хаббла».

Млечный Путь является спиральной галактикой с перемычкой типа SBbc по классификации Хаббла, и вместе с галактикой Андромеды (M31) и галактикой Треугольника (M33), а также несколькими меньшими галактиками-спутниками образует Местную группу, которая, в свою очередь, входит в Сверхскопление Девы. Диаметр нашей Галактики составляет около 100 000 световых лет при оценочной средней толщине порядка 1000 световых лет. Галактика содержит порядка 200 миллиардов звёзд. По состоянию на январь 2009, масса Галактики оценивается в  $6 \times 10^{42}$  кг.

Спиральные галактики с перемычкой довольно многочисленны. Наблюдения показывают, что около двух третей всех спиральных галактик имеют перемычку. По существующим гипотезам, перемычки являются очагами звездообразования, поддерживающими рождение звезд в своих центрах.

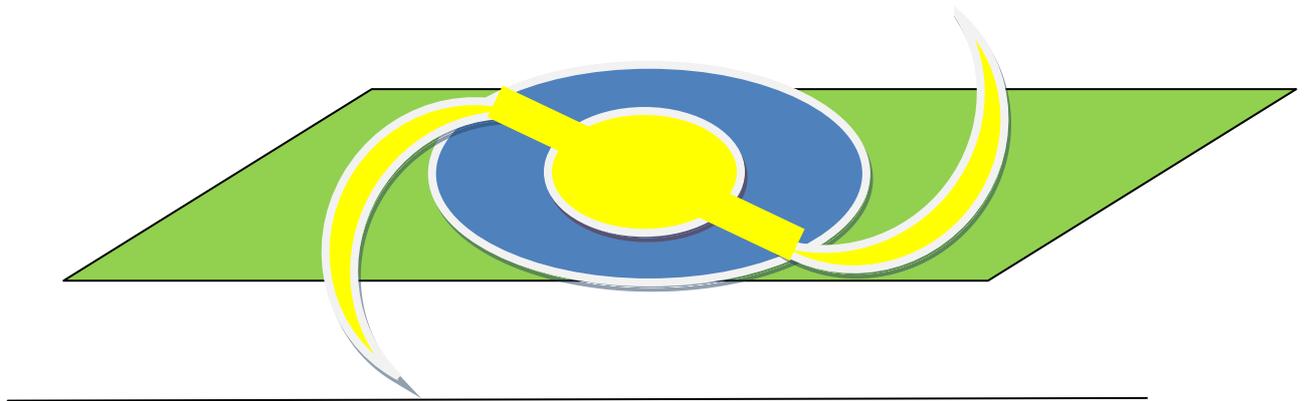


**Рис.37.** «Карта» нашей Галактики с перемычкой

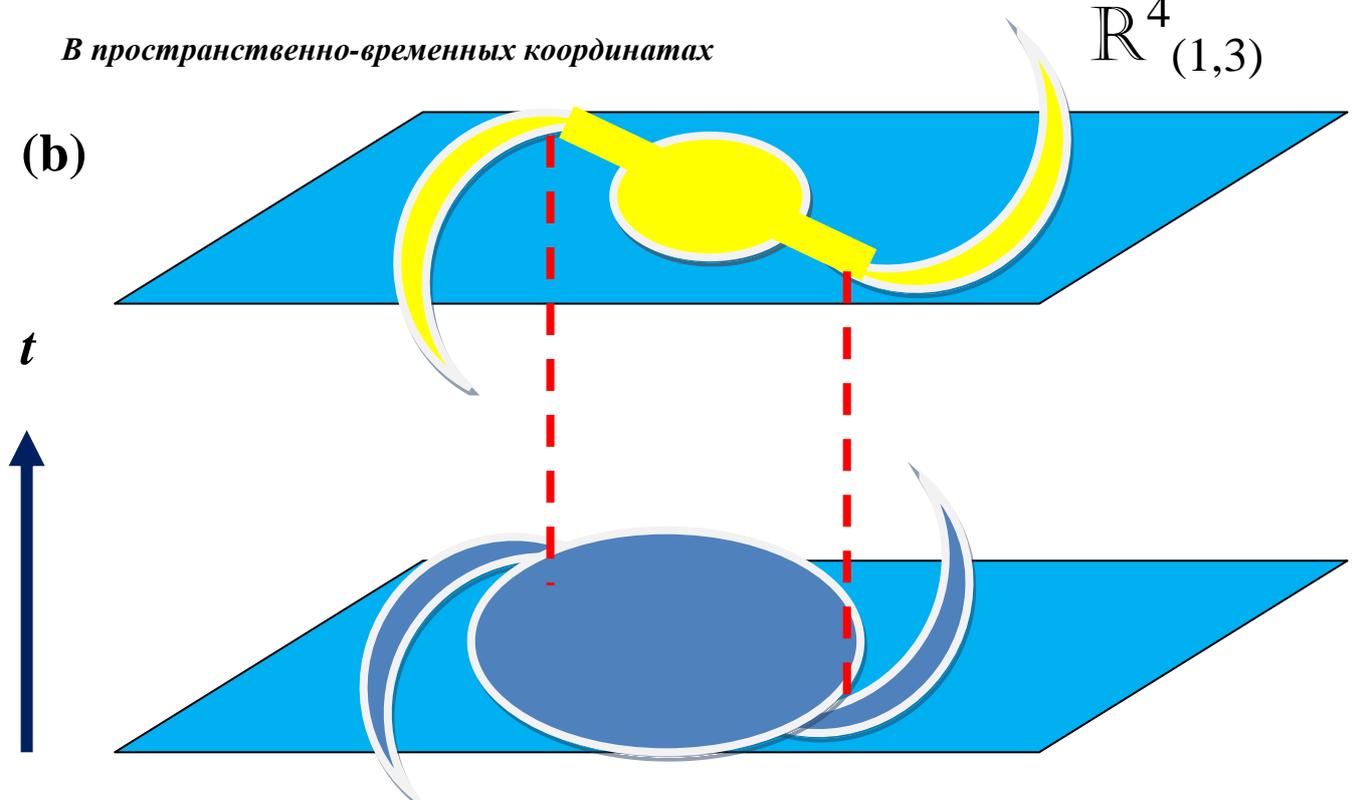
Появление перемычки связывают с волнами уплотнения, исходящими из центра галактики и меняющими орбиты ближайших звёзд. Этот процесс создает условия для дальнейшего возмущения движений звёзд, благодаря чему и возникают самоподдерживающиеся перемычки. Другой возможной причиной появления перемычек являются приливные взаимодействия галактик. Однако возникает вопрос стабильности перемычек: в связи с чем они не трансформируются в рукава, а длительное время сохраняют свою форму?

Их внешний вид позволяет предположить, что они гравитационно связаны с вращающимся диском невидимой материи, лежащим в ином временном слое, и вращение которого происходит вместе с ядром галактики и ее перемычкой. Т.е. перемычки, в отличие от рукавов, как бы «приклеены» к такому диску, чем и объясняется их стабильность – см. рис.38.

(a) *В пространственных координатах*  $\mathbb{R}^3_{(3)}$



(b) *В пространственно-временных координатах*  $\mathbb{R}^4_{(1,3)}$



**Рис.38.** Временное расслоение. Формирование бара видимой галактики класса SB в результате воздействия гравитации от большего диска балджа невидимой галактики типа SA.

Рассмотрим с этой точки зрения структуру нашей галактики Млечный путь. Для этого воспользуемся методом разложения по временным слоям. Поскольку мы предполагаем, что соседние временные слои состоят из барионной материи, то вполне естественным будет предположить, что там действуют те же закономерности, что и в нашей Вселенной. В связи с этим с учетом Иерархической теории будем полагать, что объектам уровня галактик в нашей Вселенной в соседних временных слоях должны соответствовать объекты того же уровня, т.е. галактики. Исходя из этого, роль диска, который фиксирует бар нашей галактики, может играть балдж галактики в соседнем

временном слое. При этом диаметр балджа соседней галактики должен соответствовать длине бара нашей галактики. Эта соседняя галактика должна соосно вращаться точно так же, как и наша галактика синхронно с вращением балджа Млечного Пути. Естественно, что она будет по размерам больше, чем Млечный путь. К настоящему времени наблюдательными методами установлено, что обычно масса гало темной материи, содержащейся в галактиках, как минимум в несколько раз превосходит массу самой галактики. Это приводит к дефициту массы в нашем случае. Соседняя галактика никак не может быть во много раз больше нашего Млечного пути, так как ее размеры ограничены соотношением размеров нашего бара и ее балджа. Поэтому остается предположить наличие еще одного временного слоя, в котором находится еще галактика нужной массы, предположительно сферического типа.

Заметим, что рассмотренный механизм может лежать в основе связи галактик типа SA с галактиками типа SB. И галактики типа SB, эволюционируя и набирая массу балджа, переходят в галактики типа SA.

### 11.6.11. Стена Слоуна

По современным оценкам, в наблюдаемой Вселенной находится примерно  $10^{11}$  галактик. Причем часть из них собирается в довольно упорядоченные структуры. В 2003 году учёными Дж. Ричардом Готтом и Марио Юричем из Принстонского университета было объявлено об открытии Великой стены Слоуна (Sloan Great Wall - SGW).

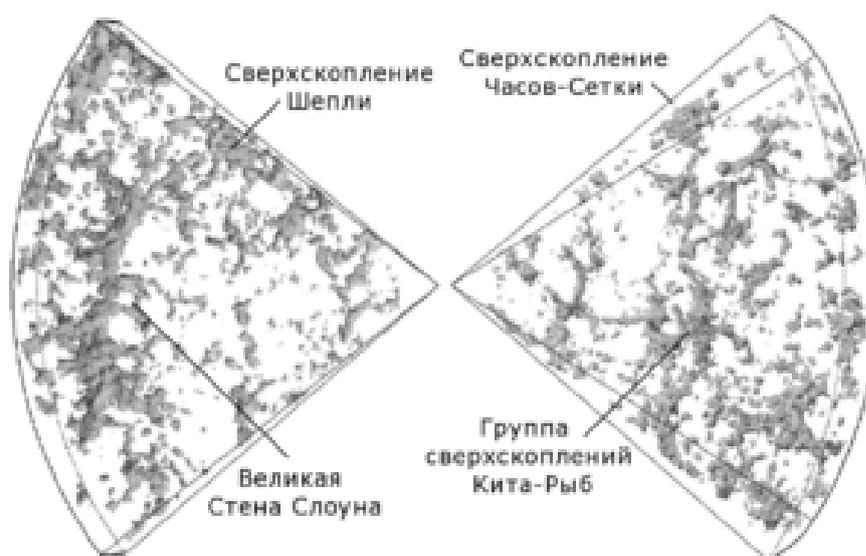


Рис. 39. Стена Слоуна в видимой Вселенной.

На расстоянии примерно 1 миллиард световых лет от Земли эти ученые обнаружили огромную стену из галактик, вытянувшуюся более чем на 1,37 миллиарда световых лет. Необычная вытянутая форма этого сверхскопления пока не находят своего объяснения. Стена объединяет несколько сверхскоплений галактик, в т.ч. SCl 126, самое большое сверхскопление в SGW, и SCl 111. При сравнении этих представителей SGW было установлено, что они заметно различаются по форме. SCl 126 (и особенно его ядро, самая плотная область SGW) напоминает нить, а SCl 111 — набор отдельных участков высокой плотности, соединённых «цепочками» галактик.

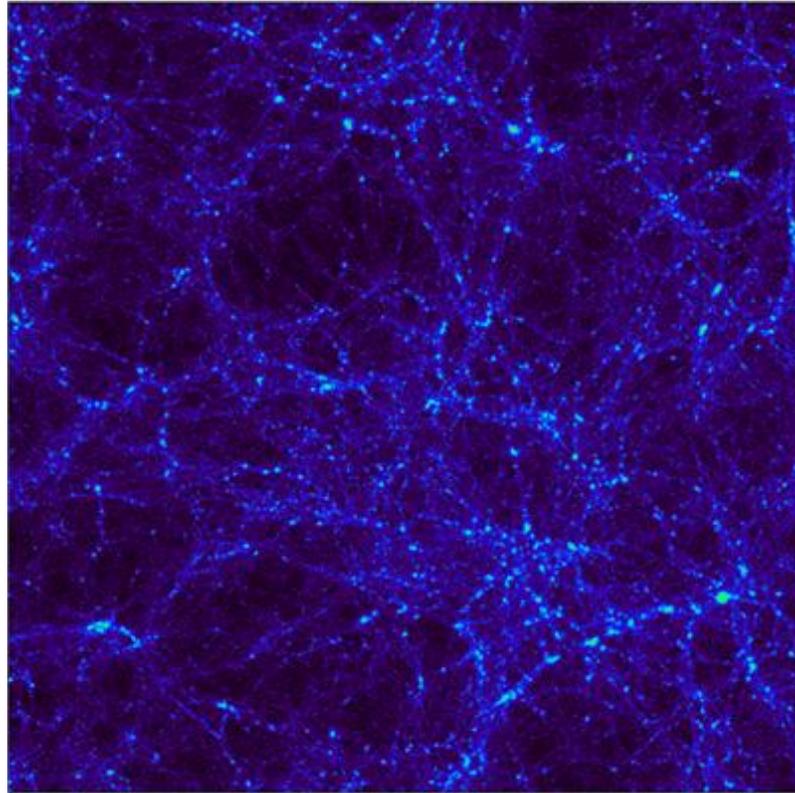
В рамках рассматриваемой теории можно предложить следующую гипотезу образования структур стены Слоуна. Возможно, стена Слоуна – это следы от движения больших масс невидимой материи в иных временных слоях. Ситуация похожа на то, что

происходит в пузырьковой камере – движение элементарной частицы вызывает в ней конденсацию капелек пара, в результате мы можем наблюдать протяженный трек этой частицы. Можно предположить изначальное наличие в этом районе Вселенной большого количества межзвездного газа, в котором из-за большого разряжения газа процессы звездообразования отсутствовали. В результате движения в параллельном временном слое крупной массы невидимой материи вдоль траектории движения произошло резкое нарастание гравитации. Под ее воздействием начался процесс конденсации газа и запустился процесс звездообразования, в конечном итоге породивший это гигантское звездное сверхскопление. В итоге мы видим в стене Слоуна «запись» движений крупной массы темной материи.

При этом зарождающиеся таким образом галактики своим гравитационным полем могли удерживать часть движущейся невидимой материи, в результате вдоль движения в параллельном временном слое должны были оставаться гигантские следы - полосы из невидимой материи.

Здесь нужно отметить, что группа ученых из Гэвэйского университета (США) провели наблюдения за четырьмя близкорасположенными кластерами галактик. С помощью рентгеновского телескопа Chandra они выяснили, что все четыре скопления действительно ложатся на одну линию, вдоль которой было обнаружено гигантское волокно из темной материи (сообщение об этих исследованиях опубликовал *Astrophysical Journal Letters*). В 2008 году израильские астрономы наблюдали 14 карликовых галактик, расположенных почти на одной линии длиной около 1,5 миллионов световых лет. Они обнаружили, что после миллиарда лет отсутствия активности, примерно 30 миллионов лет назад в них снова начался процесс формирования звезд, причем одновременно во всех галактиках. «Это очень странная вещь. Обычно нельзя ожидать, что в галактиках, никак не связанных друг с другом, начнутся одновременно процессы рождения звезд», - отметил один из авторов исследования Ной Брош (Noah Brosch) из университета Тель-Авива (сайт журнала *New Scientist*). Искомая синхронизация могла произойти благодаря связывающему эти галактики волокну из темной материи.

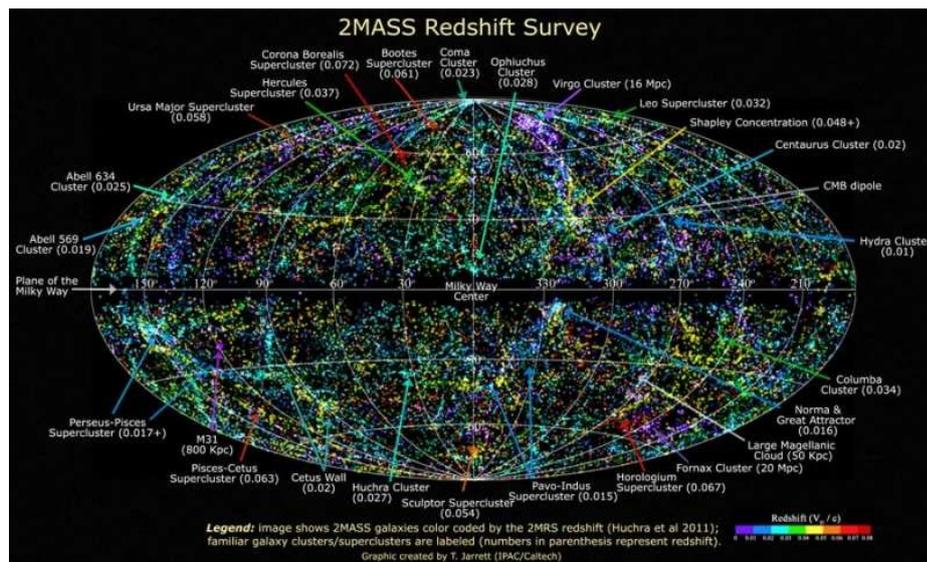
Вообще говоря, представление о нашей Вселенной как о серхгигантской «пузырьковой камере», детектирующей потоки материи в разных временных слоях, не так уж и фантастично, если принять во внимание следующее. В рамках этого представления следы от пересекающихся потоков вещества в разных слоях  $G_i$  будут иметь вид нитей с утолщениями в местах пересечений (в них могут происходить гравитационные всплески, приводящие к усиленному звездообразованию). В статье Александры Амблард (Alexandre Amblard) и ее коллег из Университета Калифорнии, опубликованной в 2011 году, приведен снимок структуры участка космоса «Дыра Локмана», сделанный космической обсерваторией Европейского космического агентства «Гершель». Нетрудно видеть, что линии вещества с вкраплениями галактик и своим звездным населением весьма похожи на треки движущихся частиц – см. рис. 40.



**Рис. 40.** Инфракрасный снимок участка «Дыра Локмана», сделанный камерой SPIRE космической обсерватории ЕКА «Гершель».

### 11.6.12. Великий Аттрактор

Обратим внимание на еще один феномен нашей Вселенной – Великий Аттрактор (Great Attractor).



**Рис. 41.** Так выглядит наша Вселенная согласно инфракрасному Обзору неба на волне 2 микрона (2MASS). Положение Великого Аттрактора указано длинной голубой стрелкой из правого нижнего угла изображения.

Движение галактик нельзя описать одним лишь общим расширением Вселенной, и исследователи, изучая их пекулярные скорости, пытаются найти доминирующие гравитационные центры, определяющие такое движение.

Значительные успехи в этом были достигнуты группой американских, австралийских и британских астрономов, возглавляемой Пирин Эрдогду (Pirin Erdoğdu) из британского Ноттингемского университета (Nottingham University). Ученые создали крупнейшую в мире трехмерную карту галактик окружающей нас части Вселенной и пустот между ними в ближнем инфракрасном диапазоне. Карта позволяет ученым уточнить, куда именно движется в настоящее время Млечный путь. Результаты работы опубликованы в «Monthly Notices of the Royal Astronomical Society», а также статья размещена в архиве препринтов arXiv.org.

В ходе предыдущих исследований возникало предположение, что движение нашей Галактики определяется взаимодействием со сверхскоплением Шепли (Shapley Concentration), с центром в кластере Abell 3558. Однако в программе исследований, называемой 2MASS (The 2MASS Redshift Survey (2MRS) aims to map the distribution of galaxies and dark matter in the local universe), удалось выявить суперкластер, именуемый Великим Аттрактором, о существовании которого подозревали с 1986 года. Туда со скоростью  $491 \pm 200$  километров в секунду устремляется вся наша местная группа галактик, включающая Туманность Андромеды, Треугольник и т.д. (в свою очередь наша Галактика и Туманность Андромеды в своем движении к Аттрактору сближаются между собой, и спустя миллиарды лет произойдет их столкновение). Масса таинственного невидимого Великого Аттрактора, куда стремительно падает наша Галактика, оценивается в  $5 \times 10^{16}$  солнечных масс.

Наблюдение Великого Аттрактора, центр которого находится в кластере Abell 3627, затруднено тем, что он закрыт от нас рукавом Млечного пути. Судя по всему, именно в нем сосредоточено огромное количество невидимой материи.

## 12. Метавселенная

Таким образом, мы видим, что ряд проблем, обозначившихся в космологии, и не имеющих удовлетворительного объяснения в рамках современных общепринятых теорий, находят свое естественное решение на основе рассматриваемой теории времени, и в связи с этим можно говорить о ряде наблюдательных подтверждений этой теории.

Опираясь на полученные результаты, можно наметить общие черты качественной модели сверхпространства, которое будем называть Метавселенной.

Исключительно интересен вопрос, что было до начала течения времени, и что находится за пределами наблюдаемой Вселенной. Изложенный подход к проблеме течения времени позволяет сделать определенные схематические предположения о роли течения времени в возникновении и эволюции нашей Вселенной. Как было показано выше, даже в пространстве Минковского течение времени возникает только в отдельных его областях. Поэтому мы можем предполагать локальность возникновения пространств с метриками, порождающими течение времени.

Можно допустить существование невырожденного пространства, которое условно назовем фоновым пространством Метавселенной. В целом в таком пространстве отсутствует течение времени. В отличие от пространства-времени Минковского, это пространство можно рассматривать как пространство событий, *не связанных причинно-следственными связями*. В таком пространстве временное измерение может присутствовать, но без течения времени оно ничем не отличается от остальных измерений.

Этот подход согласуется с мнением лауреата Нобелевской премии Стивена Вайнберга [52]: «Мы можем прийти к идее абсолютного нуля времени – момента в

прошлом, раньше которого в принципе невозможно проследить любую цепь причин и следствий».

В какой форме может находиться вещество в этом пространстве? Очевидно, что его свойства должны определяться фактом отсутствия течения времени. В итоге можно прийти к выводу, что пространство Метавселенной содержит своего рода “коктейль” из пространственно совместимых частиц с остановленным собственным временем. При этом они испытывают беспорядочное неуничтожимое движение, в результате которого могут с определенной вероятностью обнаруживаться в любой точке пространства. И перемещаться, не затрачивая на это время (за его отсутствием). Из-за отсутствия процессов вещество Метавселенной ненаблюдаемо (за исключением областей, в которых происходит течение времени).

В каждой точке пространства Метавселенной случайным образом проявляется та или иная метрика (т.е. происходят флуктуация метрики), и обнаруживается некоторое количество вещества, состоящего из описанных выше частиц (происходят флуктуации плотности вещества Метавселенной). Допустим, что в некоторой точке совпало присутствие большого количества вещества и проявилась метрика, порождающая течение времени (в частности, метрика пространства Минковского).

Почему наш видимый мир возникает именно на основе метрики пространства  $R^n_{(1,n-1)}$ ? Пространство должно иметь метрику, порождающую течение времени. Псевдоевклидово пространство обладает именно такой метрикой. В результате во внутренних полостях светового конуса возникает течение времени. Однако возникновения течения времени еще недостаточно для появления видимого мира. Частицы в псевдоевклидовом пространстве не могут иметь непрерывных орбит (см. раздел 8). Поэтому пространство обязательно должно иметь собственно евклидово подпространство, в котором открывается возможность возникновения непрерывных эллиптических орбит. В результате в таких подпространствах могут формироваться гравитационно связанные объекты типа планетарных, звездных и галактических объектов и систем, а также возникать атомные структуры на основе электромагнитных взаимодействий.

Итак, для возникновения нашей Вселенной в некоторой точке Метавселенной должно было сконцентрироваться большое количество вещества и проявиться метрика, обладающая следующими необходимыми свойствами:

- Метрика должна относиться к классу метрик, порождающих течение времени. К ним относится псевдоевклидова метрика;
- Пространство с такой метрикой должно иметь подпространство, допускающее образование непрерывных орбит, в частности собственно евклидово подпространство.

Такой симбиоз пространства с псевдоевклидовой метрикой, включающей подпространства с собственно евклидовой метрикой и образуют в конечном итоге нашу видимую Вселенную.

В этой ситуации метрика пространства Минковского проявляет себя как мощная взрывчатка, подрывающей спокойствие в определенной области Метавселенной и запускающая течение времени. Можно наметить несколько основных этапов дальнейшего развития событий.

1. В связи с проявлением такой метрики в данной точке пространства (сингулярности) раскрывается световой конус. Раскрывшийся световой конус приводит в действие принцип дуальности перемещений в своих внутренних полостях, и в них формируются противоположно направленные и инвариантные отношения следования, т.е.  $\eta \neq 0$ . Частицы вещества оседают на поверхности конуса, приобретая форму излучения, и затем начинают «проваливаться» (конденсироваться) во внутренние полости раскрывшегося светового конуса. Там подхватываются неуничтожимым движением. Благодаря принципу дуальности перемещений частицы вещества внутри светового конуса получают инерциальные свойства – они теперь уже не могут мгновенно перемещаться

(изменять свое положение) в пространстве, не двигаясь при этом вдоль оси светового конуса.

2. Неуничтожимое движение упорядочивается внутри полостей светового конуса и все частицы начинают двигаться в собственном времени. В результате мировые линии разворачиваются вдоль оси светового конуса, формируются причинно-следственные связи между событиями. Возникает явление течения времени в обоих его полостях с противоположно направленными стрелами времени. Движение частиц в собственном времени, которое можно интерпретировать как течение времени, определяется углом раскрытия светового конуса, т.е. геометрией пространства. Запуск течения времени приводит к зарождению процессов во внутренних полостях светового конуса.

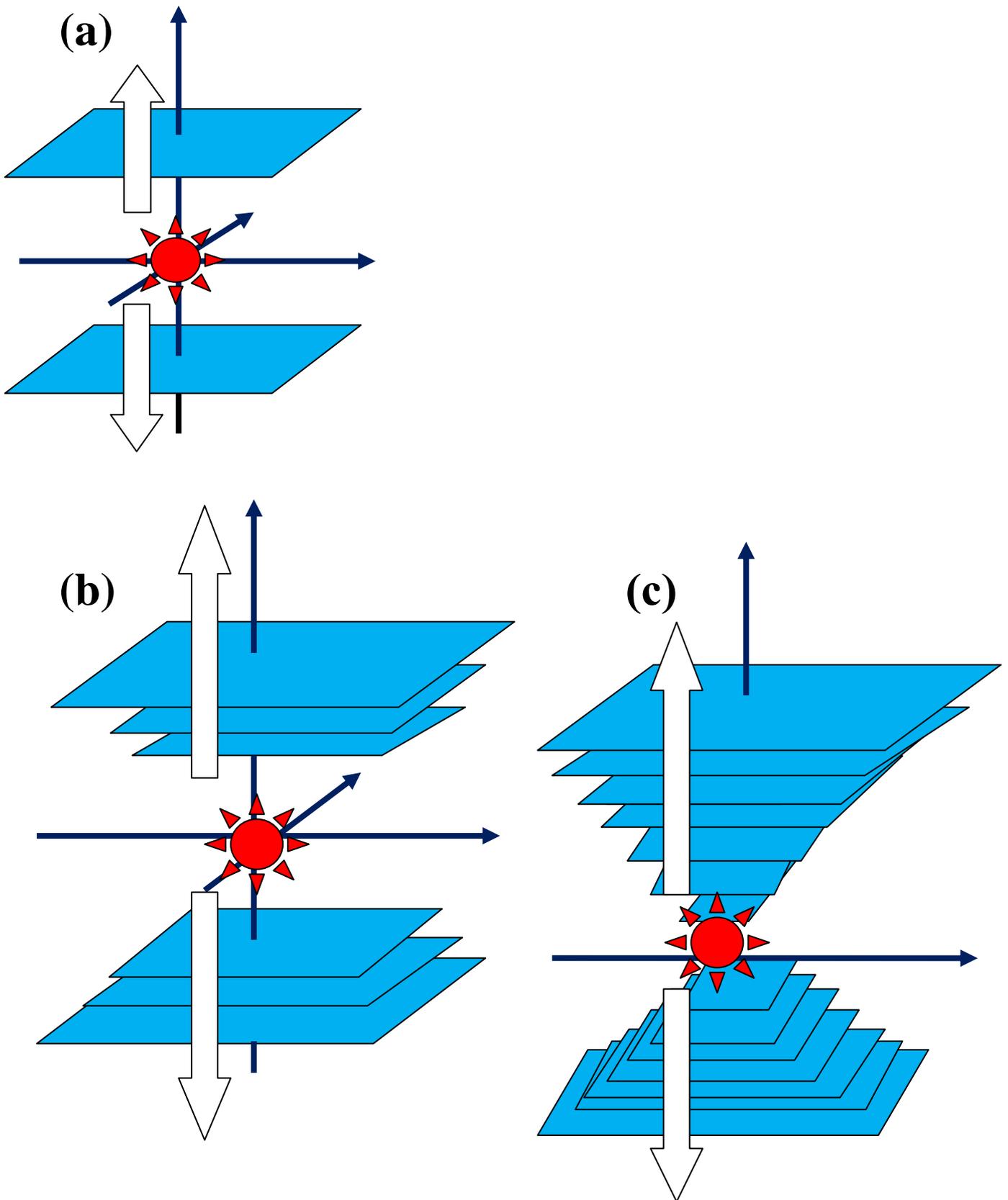
3. В оставшихся пространственных измерениях внутри полостей светового конуса в результате начавшихся процессов взаимодействия между частицами возникает уничтожимое движение (что делает их потенциально наблюдаемыми). При этом на этот вид движения накладываются предельные ограничения по скорости, определяемые параметрами метрики пространства - углом раскрытия светового конуса.

4. В результате запуска времени формируются процессы фундаментальных взаимодействий между частицами вещества. Эти взаимодействия запрещают нахождение в одной и той же точке пространства более чем одного элемента. В итоге возникшей пространственной несовместимости элементов сконцентрированного в сингулярности вещества с бесконечно большой плотностью в пространстве происходит колоссальной мощности Большой взрыв.

5. Этот взрыв, происходящий внутри светового конуса, выбрасывает вещество в пространственных измерениях внутри каждой из двух полостей светового конуса. В результате происходит рождение не одной, а как минимум двух Вселенных - нашей Вселенной (состоящей из вещества) и Антивселенной (состоящей из антивещества), увеличивающихся в пространстве и разбегающихся в противоположных направлениях во временном измерении внутри соответствующих полостей светового конуса. Антивселенная уносит с собой все антивещество, не давая ему проаннигилировать с барионной материей Вселенной. Если полагать, что родившаяся в Большом Взрыве Вселенная представляла собой трансвременной объект (т.е. Большой Взрыв имел ненулевую временную протяженность), то она трансформируется в пакет параллельных Вселенных (и соответственно Антивселенная превращается в пакет Антивселенных). При этом каждая пара Вселенная-Антивселенная рождается строго одновременно.

Здесь нужно различать три варианта этого сценария см. рис.42:

- В космологической сингулярности рождается только одна пара Вселенная-Антивселенная. Этот сценарий представляется маловероятным вследствие того, что уже обнаружено мощное внешнее воздействие на нашу Вселенную, что можно трактовать как трансвременное воздействие со стороны иных временных слоев;
- В космологической сингулярности рождается трансвременной объект конечной временной протяженности в виде пакета параллельных Вселенных (и аналогичного пакета Антивселенных), такой сценарий представляется наиболее вероятным;
- В космологической сингулярности происходит непрерывное рождение пар Вселенная-Антивселенная. Этот сценарий вряд ли имеет место, так как в этом случае с течением времени гравитационная нагрузка на нашу Вселенную должна возрастать, что вызвало бы нарастание процессов звездообразования. А это также не наблюдается.



**Рис. 42.** Различные сценарии рождения Вселенных и Антивселенных из космологической сингулярности.

6. Убегающая от нас Антивселенная закрыта от наблюдателя горизонтом и поэтому ненаблюдаема, что порождает для него видимую барионную асимметрию Вселенной. С учетом общего происхождения часть вещества в нашей Вселенной может находиться в запутанном состоянии с антивеществом Антивселенной, что может привести к проявлениям квантовой корреляции.

7. Если возникшее течение времени охватывает всю массу вещества не сразу, то в результате запрета на трансвременные взаимодействия происходит ее расслоение на пакет изолированных гиперплоскостей  $G$ . В результате возникшие горизонты оставляют для наблюдателя только одну пространственноподобную гиперплоскость  $G$  для наблюдения, что порождает у него иллюзию трехмерности мира, в котором он существует.

8. В мире наблюдателя запрет на трансвременные взаимодействия допускает формирование только трехмерных структур, что окончательно укрепляет наблюдателя в иллюзорной уверенности в трехмерности его мира.

9. Вместе с тем трансвременная компонента гравитации допускает воздействие на мир наблюдателя гравитирующих масс, размещенных в иных временных слоях, что сильно смущает наблюдателя.

10. Течение времени и порожденные им процессы взаимодействия частиц формируют сложные и относительно стабильные материальные структуры. Эти структуры приводят к возникновению мощных гравитационных центров, которые сами начинают существенно влиять на метрику возникшего пространства и свойства течения времени.

11. В дальнейшем это влияние может привести к такой деформации метрики, которая выводит ее из класса метрик, порождающих течение времени. Это приведет к остановке течения времени, что завершит существование Вселенной.

Таким образом, Вселенная возникает из космологической сингулярности, проявившейся в Метавселенной как результат сочетания флуктуаций плотности и метрики в некоторой ее точечной области. Основной причиной Большого взрыва и возникновения Вселенной можно считать запуск течения времени в некоторой локальной области Метавселенной.

Исходя из этого сценария, можно предположить, что в Метавселенной может существовать не одна Вселенная. Начало и конец жизни той или иной Вселенной определяется началом и концом течения времени для каждой из них.

Такой сценарий не противоречит существующим моделям возникновения Вселенной, дополняя их временной составляющей.

Следует отметить следующее. Любая теория времени, если она претендует на описание реальности, должна содержать механизм, запрещающий образование «временных петель» и порождаемого такими петлями парадокса путешественника во времени. Это парадокс заключается в том, что вернувшись в Прошлое, путешественник может убить своего собственного дедушку, что полностью лишает определенности вопрос реального существования его самого.

В используемом представлении пространства-времени с пакетом движущихся вдоль временного измерения параллельных временных слоев парадокс путешественника во времени снимается автоматически. В рамках развиваемой теории при перемещении назад во времени путешественник попадает в сзадиидущие временные слои, которые не являются его прошлым. Вместо своего прошлого он попадет в иной мир, более молодой в своей эволюции, чем тот, который он покинул. И своего дедушку он там не обнаружит, что спасает его от дурных искушений и исключает вопрос о реальности его существования.

Таким образом, снимается потенциальная внутренняя противоречивость теории, порождаемая парадоксом путешественника во времени.

Теперь можно попытаться найти способ сориентироваться в положении нашей видимой Вселенной в пакете соседних Вселенных. Исходя из вывода о том, что все

временные слои родились из одной и той же сингулярности, можно полагать, что все они состоят из барионной материи. Поэтому эволюция построенных на их основе Вселенных должна быть в общем аналогична эволюции нашей Вселенной. Но температура и плотность нашей Вселенной убывает со временем. Это дает шанс узнать, где находится та или иная темная Вселенная по отношению к нашей видимой Вселенной. Если удалось установить, что ее температура и давление выше, чем у нас, то такая Вселенная находится на более ранней стадии развития, т.е. расположена сзади от нас по временной оси; если эти параметры ниже, то такая Вселенная успела охладиться больше, чем наша. И, таким образом, она находится перед нами (по стреле времени) на временной оси.

Если удастся узнать численные значения существенных для эволюции параметров интересующего нас временного слоя и их динамику, то путем сравнения их с аналогичными параметрами нашей видимой Вселенной можно, в принципе, оценить и временную дистанцию  $\Omega_{ij}$  между исследуемым временным слоем  $G_j$  и нашей видимой Вселенной  $G_i$ .

Здесь нужно учесть также следующее обстоятельство. Временные слои (и соответствующие Вселенные) рождаются из сингулярности не одновременно, а последовательно. Поэтому ситуация с нашей Вселенной может измениться уже через некоторое время за счет того, что в нулевой момент сзадиидущего временного слоя еще не было, а через некоторое время он уже появляется и сопровождает нашу Вселенную, оказывая на нее соответствующее трансвременное влияние посредством гравитационного воздействия своих более молодых структур.

Интересен вопрос, сколько всего Вселенных родилось в процессе Большого Взрыва. Исходя из современной оценки количества темной материи, ее примерно в 5 раз больше, чем видимой. Предположим, что каждая Вселенная несет в себе примерно равное количество вещества. Учтем также, что поскольку каждая пара Вселенная+Антивселенная рождаются одновременно, они должны нести строго равные количества вещества и антивещества. Исходя из этих допущений общее число параллельных Вселенных можно оценить в количестве примерно 12 объектов, из них 6 – сопутствующие нам Вселенные, и 6 – Антивселенные. Похоже, это то, что родилось в результате запуска течения времени из космологической сингулярности примерно 13,7 миллиардов лет назад в данной локальной области Метавселенной.

## Список литературы

1. Zeh H. D. *The Physical Basis of the Direction of Time* (Berlin: Springer, 2007)
2. Тейлор Э. Ф., Уилер Дж. А. *Физика пространства-времени* (М.: Мир, 1971) [Taylor E F, Wheeler J A *Spacetime Physics* (San Francisco and London: W. H. Freeman 1966)].
3. Уитроу Дж. *Естественная философия времени* (М.: Едиториал УРСС, 2003) [Whitrow G. J. *The Natural Philosophy of Time* (London and Edinburgh: Tomas Nelson and sons Ltd, 1961)].
4. Fraser J. T. *Of Time, Passion and Knowledge* (Prinston: Prinston University Press, 1990).
5. Davies P. C. W. *About Time: Einstein.s Unfinished Revolution* (London: Viking, 1995).
6. Рейхенбах Г. *Философия пространства и времени* (М.: Едиториал УРСС, 2003).
7. Хокинг С., Млодинов Л. *Кратчайшая история времени* (СПб.: Амфора, 2006).
8. Левич А. П., в сб. *На пути к пониманию феномена времени: конструкции времени в естествознании. Часть 3* (Под ред. А П Левича)(М.: Прогресс-традиция, 2009).

9. Аксенов Г. П. *Причина времени* (М.: Эдиториал УРСС, 2000).
10. Эйнштейн А. *Работы по теории относительности*. (СПб.: ТИД Амфора, 2008).
11. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Теория поля* (М.: Наука, 1988).
12. Лошак Ж. *Геометризация физики* (Ижевск: R&C Dynamics, 2005).
13. Уэллс Г. *Избранные произведения* (Т.: Узбекистан, 1985).
14. Киттель Ч. Найт У, Рудерман М, *Механика* (М.: Наука, 1971).
15. *Замечательные ученые /Сб. под ред. С.П. Капицы* (М.: Наука, 1980).
16. Козырев Н. А. *Октябрь*, **7**. 183-192 (1964).
17. Николенко А. Д. *Физика сознания и жизни, космология и астрофизика* **1** 51 (2005).
18. Савельев И. В. *Основы теоретической физики. Механика и электродинамика* (М.: Наука, 1975).
19. Nikolenko O. D. *Phys. Essays* **22** 140 (2009).
20. Дубровкин Б. А. и др. *Современная геометрия* (М.: Наука, 1986).
21. Боулер М. *Гравитация и относительность* (М.: Мир, 1979).
22. Шилов Г. Е. *Математический анализ. Конечномерные линейные пространства* (М.: Наука, 1969).
23. Ландау Л. Д, Лифшиц Е. М. *Механика, электродинамика* (М.: Наука, 1969)
24. Фейнман Р. *Теория позитронов. Новейшее развитие квантовой электродинамики* (М.: Изд-во иностр. лит., 1962).
25. Р. Фейнман. *Квантовая электродинамика* (М.: Мир, 1964).
26. А.О. Борисов, М.В. Долгополов, Э.Н. Рыкова, *Известия Самарского научного центра Российской академии наук* **10**, 3, 753, (2008).
27. Hooman Davoudiasl, David E. Morrissey, Kris Sigurdson, and Sean Tulin *Phys. Rev. Lett.* **105**, 211304 (2010).
28. Сахаров А.Д. *Письма в ЖЭТФ* **5** (1967).
29. Рубаков В.А., Шапошников В.Е. *УФН* **166** 5 (1996).
30. Zwicky F *Helv. Phys. Acta* **6** 110 (1933).
31. Spergel D N et al. *Astrophys. J. Suppl.* **170** 377 (2007); astro-ph/0603449.
32. Ginzburg V L *Rev. Mod. Phys.* **76** 981 (2004).
33. В.Н. Лукаш, Е.В. Михеева. *УФН*, **177**,(9),1023-1028 (2007).
34. Tisserand P et al. *Astron. Astrophys.* 469 387 (2007); astro-ph/0607207.
35. В.А. Рябов, В.А. Царев, А. М. Цховребов *УФН* **178** (11) 1129 - 1163 (2008).
36. K. Freese, B. Fields, D. Graff, arXiv: astro-ph/0007444v1 (2000).
37. C. Savage, G. Gelmini, P. Gondolo, K. Freese, *Phys. Rev. D* **83**, 055002 (2011)
38. Gu. Pei-Hong, M. Lindner, U. Sarkar, X. Zhang, *Phys. Rev. D* **83** 055008 (2011).
39. V. Barger, Y. Gao, D. Marfatia, *Phys. Rev. D* **83** 055012 (2011).
40. I. Lopes, J. Casanellas, D. Eugenio, *Phys. Rev. D* **83** 063521 (2011).
41. J. K. Mizukoshi, de S. Pires, Queiroz F. S. Rodrigues da Silva P. S., *Phys. Rev. D* **83** 065024 (2011).
42. J. Billard, F. Mayet, D. Santos, *Phys. Rev. D* **83** 075002 (2011).
43. G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, *Phys. Rep.* **405** 279 (2005); hep-ph/0404175.
44. Halzen F, Hooper D *Phys. Rev. D* 73 123507 (2006); hep-ph/0510048,
45. Landsman H, in Proc. of the 6th Intern. *Workshop on the Identification of Dark Matter, IDM* (2006), Greece; astro-ph/0612239.
46. Richard Massey, arXiv: 0906.1597v1 [astro-ph.CO](2009).
47. Vakif K. Onemli, arXiv: astro-ph/0401162v1 (2004).
48. S.H. Suyu, P.J. Marshall, M.W. Auger et al. arXiv: 0910.2773v2[astro-ph.CO](2010).
49. Блюх П.В., Минаков А.А. *Гравитационные линзы* (М.: Знание, 1990).
50. Препринт arXiv:0809.1648.

51. Препринт arXiv:0809.2562.
52. С. Вайнберг. *Первые три минуты: современный взгляд на происхождение Вселенной*. (Ижевск, НИЦ «Регулярная и хаотичная динамика», 2000).