УДК 530.12:531.51

А. К. Гуц[1]

РЕАЛЬНОСТЬ И МАШИНА ВРЕМЕНИ

Данная работа посвящена изучению проблем, возникающих при попытке построить теорию машины времени. Уверенность, что машину времени можно построить, основывается на теории абсолютного пространства-времени, созданной Германом Минковским в 1908 году и поддержанной Эйнштейном в 1921 году. Эйнштейн заявил, что пространство-время реально существует и, следовательно, прошлое, будущее и настоящее являются сущностями, которые всегда *есть*, то есть всегда наличествуют.

Курт Гёдель в 1949 году, опираясь на абсолютность пространства-времени, предъявил принципиальную схему построения машины времени, показав, что для этого достаточно воспользоваться замкнутыми времениподобными кривыми. С тех пор предлагались разные механизмы искусственного порождения таких кривых в пространстве-времени, наиболее известным из которых и одновременно ошибочным является предложение Кипа Торна «прорывать» в пространстве кротовые норы и производить манипуляции над одним из отверстий.

В 1994 автор статьи предложил использовать для этого механизм свертывания пространства-времени в так называемый пружинный слой в объемлющем (абстрактном) 5-мерном Гиперпространстве. Для развития этой идеи необходимо использовать теорию слоений, которая хотя и не является математически сложной для понимания, но характеризуется тем, что в ней уже двадцать лет отсутствует прогресс в получении результатов, требуемых для окончательного построения теории машины времени.

Гиперпространства с 4-мерными слоениями, имеющими пружинные слои, представляют собой «слишком дикие» образования, с запутанной сложной геометрической динамикой. Для их создания, то есть для свертывания пространства-времени в пружину явно не могут быть использованы отдельно взятые физические калибровочные поля, поскольку либо будет наблюдаться нарушение калибровочной симметрии, либо незыблемость закона сохранения калибровочной симметрии не позволит пространству-времени свернуться в пружину и тем самым разрешить машине времени, уйдя по создаваемой 4-мерной кротовой норе, выйти в потоке 5-мерного времени, а не вспять течению времени, в собственном прошлом.

Ключевые слова: реальность, машины времени, слоения, пружинный слой, кротовые норы.

PACS: 34D08, 93C15

Введение

В последнее десятилетие XX века во всех научных-популярных изданиях авторы описывали устройство машины времени, которая позволяет совершать поездки в собственное прошлое, ссылаясь на то, что это является твердо установленным научным фактом. Обычно ссылаются на Кипа Торна и его коллег [1], подчеркивая, что факт этот установлен в рамках теории относительности Эйштейна. Машина времени Торна представляет собой кротовую нору в пространстве, одно из отверстий которой необходимо подвергнуть вполне определенным перемещениям. Таким образом, у многих сложилось впечатление, что конструкция машины времени известна, и остается только научиться «прорывать» в пространстве кротовые норы и, главное, поддерживать их а открытом состоянии. Последнее оказалось довольно сложной задачей, над которой работают сейчас многие исследователи.

В действительности сама конструкция машины времени Торна более чем спорна, и возникла как результат неверного понимания сущности пространства-времени. Ее авторы воспринимают пространство-время динамически, то есть как результат развития геометрии и топологии пространства во времени. Отсюда их убежденность, что возврат в прошлое возможен за счет (динамических) перемещений одного из отверстий кротовой норы.

Однако уверенность в том, что машину времени можно построить, основывается на теории *абсолютного пространства-времени*, созданной Германом Минковским в 1908 году и поддержанной Эйнштейном в 1921 года. Эйнштейн заявил, что пространство-время *реально* существует и, следовательно, прошлое, будущее и настоящее являются сущностями, которые всегда *есть*, то есть

[1]E-mail: guts@omsu.ru

всегда наличествуют. Такой взгляд на пространство-времени называют статическим, и часто неявно считают лишь удобным геометрическим представлением физических явления, совершающихся в пространстве и во времени [2].

Курт Гёдель в 1949 году, опираясь на абсолютность пространства-времени, предъявил принципиальную схему построения машины времени, показав, что для этого достаточно воспользоваться замкнутыми времениподобными кривыми. С тех пор предлагались разные механизмы искусственного порождения таких кривых в пространстве-времени, среди которых наиболее известной является конструкция Кипа Торна.

В 1994 году автор этой статьи предложил использовать для конструирования машины времени механизм свертывания пространства-времени в так называемый пружинный слой в объемлющем (абстрактном) 5-мерном Гиперпространстве [3]. Для развития этой идеи необходимо использовать теорию слоений, которая хотя и не является математически сложной для понимания, но характеризуется тем, что в ней уже двадцать лет отсутствует прогресс в получении результатов, требуемых для окончательного построения теории машины времени.

Гиперпространства с 4-мерными слоениями, имеющими пружинные слои, представляют собой «слишком дикие» образования, с запутанной сложной геометрической динамикой. Для их создания, то есть для свертывания пространства-времени в пружину, явно не могут быть использованы отдельно взятые физические калибровочные поля, поскольку либо будет наблюдаться нарушение калибровочной симметрии, либо незыблемость закона сохранения калибровочной симметрии не позволит пространству-времени свернуться в пружину, и тем самым не позволит машине времени, уйдя по создаваемой 4-мерной кротовой норе, выйти в потоке 5-мерного времени, а не вспять течения времени, в собственном прошлом.

В статье подробно излагается схема конструкции машины времени, основанная на идее свертывания пространства-времени в пружину, и приводится критика конструкции Торна.

1. Реальность

Физическая реальность – это тот Внешний мир, который нас окружает, в котором мы, люди, живем. Современная наука привила нам мысль, что Реальность как целое существует во времени и в пространстве, сущность которых, надо признать, для нас темна и во многом непонятна, но, тем не менее, эта Реальность существовала до того, как появились люди, и будет существовать после того, как люди исчезнут.

Такая независимость Реальности, иначе называемой Вселенной, от *человеческого сознания* считается в современной науке важнейшим принципом современного миропонимания, к которому люди пришли постепенно, совершенствуя свои теории, согласуя их с наблюдаемыми и экспериментальными данными, пополняемыми и уточняемыми за счет совершенствования приборов и математического аппарата.

И если Эйнштейн на момент создания своей космологической цилиндрической модели Реальности считал, что Вселенная существовала вечно и неизменно в пространственной форме 3-мерной сферы постоянного радиуса, то для нас она имела миг рождения из сверхплотной «точки», которая постоянно расширяется в пространстве в периодически изменяющемся темпе. Галактики и звезды стали объектами в какой-то момент впервые зародившимися из пыли, подобно тому как живые существа зародились из жирной пленки в теплых лужах на первобытной Земле, заполненной извергающимися вулканами, под дождем и молниями, и постепенно превратились в человека.

Изложенная картина Реальности в представлении абсолютной теории пространства-времени должна выглядить как статичное 4-мерное дифференцируемое многообразие с раз и навсегда заданной топологией и лоренцевой геометрией. Сознание людей лишь послойно просматривает это многообразие, сознание скользит по Реальности и видит ее как бы в прорезь, и видимое осознается как *сейчас существующее*, видимое – это настоящее. Сознание что-то помнит, что оно что-то видило *до того*, как видит *сейчас*, и это воспоминание сознание относит к *прошлому*. Аналогично, *опыт созерцающего сознания* говорит о том, что за тем, что видится сейчас, будет то, что увидется *потом*. Это *будущее*. Однако в абсолютной пространственно-временной модели Реальности *всё*, – и прошлое, и настоящее, и будущее, состоящие из *событий*, воспринятых сознанием (или могущих быть воспринятыми, но не попавшими в *поле внимания*), расположены все вместе на одном статичном вечно существующем многоообразии. Они все лежат в одном Мире событий, где все события равны безотносительно к тому, что сознание отнесло их в какой-то миг своего внимания к прошлому, настоящему, или будущему.

При таком равенстве событий прошлого и настоящего, при таком равном *неисчезновении* событий прошлого и настоящего с пространственно-временного листа Реальности, при такой вечной закрепленности событий прошлого в Реальности, предлагаемой теорией абсолютного пространства-времени, естественна мысль о реальности перемещения из настоящего к событиям прошлого.

И хотя экспериментальная база, подтверждающее теорию абсолютного пространства-времени весьма скудна (см. [4]), и число физиков сознательно ей следующих мало́, принципиальная возможность построения машины времени, в общем-то, не оспаривается, поскольку пришла ее идея, благодаря Гёделю, из всеми признаваемой общей теории относительности.

Однако мысль о вечном и неизменном пространстве-времени, на котором отражено всё что было, есть и будет, явно вступает в противоречие как с представлением о свободе воли человека менять Мир, подпитываемом эвереттовской интерпретацией квантовой механики, и сомнением, родственным сомнению в истинность абсолютного лапласианского детерминизма, так и с исследованиями, показывающими, что события прошлого человеческой истории не являются объективно точно восстанавливаемыми (всемирная история существует в множестве противоречивых вариантах [5]).

Таким образом, представление об абсолютности пространства-времени противоречиво. Реальность в абсолютной форме пространства-времени *есть*, с одной стороны, и ее не должно быть, ее *нет*, – с другой стороны. Мы не можем принять неверность теории абсолютного пространства-времени, поскольку, абсолютность означает наличествование на равных прошлого, настоящего и будущего, а именно это является основой для жизнеспособности теории машины времени. Но мы не можем и работать с логически противоречивой теорией. Выход из столь затруднительной ситуации, тем не менее, имеется – надо перейти к другой логике, неклассической логике. Так, переход к интуиционистской логике [4] означает отказ от закона исключенного третьего, и появляется возможность строить высказывания на новом логическом языке, для которого Реальность можно представлять как единствено существующее абсолютное пространство-время M^4, но в *бесконечных* его интерпретациях $\ell A, \ell B, \ell C, ...$ будем иметь различающиеся геометрически и топологически классические пространства-времена $M^4_{\ell A}, M^4_{\ell B}, M^4_{\ell C}, ...$

Каждое такое пространство-время $M^4_{\ell A}$ отвечает миропониманию ℓA (общественным) сознанием некоторой исторической эпохи окружающего Внешнего мира и востребованному людьми этой эпохи уровню комфортности Внешней среды, и если в этой эпохе строят машины времени, то в $M^4_{\ell A}$ имеются все необходимые кротовые норы, которые человечество создаст для осуществления путешествия в прошлое именно в этой исторической эпохе.

Следовательно, пространственно-временные листы Реальности M^4 можно перелистывать, менять, их множество. Но в таком случае Реальность существует в множестве вариантов, и каждая Реальность, а лучше с малой буквы – реальность, – это конкретный пространственно-временной лист $M^4_{\ell A}$. Поэтому конструкция машины времени, связанная с топологическими и неизбежно с геометрическими изменениями, – это смена пространственно-временной интерпретации, переход от одного лоренцева многообразия $M^4_{\ell A}$ к другому – $M^4_{\ell B}$ при сохранении единственного неизменяемого абсолютного пространства-времени M^4 (см. [6, часть 3]).

Подражая квантовой механике, мы можем написать, что имеет место формальная «когерентная суперпозиция»

$$M^4 = \sum_{\ell A \in \mathbf{L}} c_{\ell A} M^4_{\ell A}, \quad c_{\ell A} \in \mathbb{C},$$

$$\sum_{\ell A \in \mathbf{L}} |c_{\ell A}|^2 = 1.$$

«Когерентная суперпозиция» M^4 – это суперпозиция реальностей, которые не могут существовать одновременно с классической точки зрения, то есть в восприятии отдельно взятого (общественного) сознания; это нелокальное состояние, в котором Вселенной, как локального элемента классической реальности, нет, не существует.

Но обязательное участие сознания, характерного для некоторого типа исторических эпох, в делах Вселенной означает редукцию

$$\sum_{\ell A \in \mathbf{L}} c_{\ell A} M^4_{\ell A} \quad \overset{\substack{\text{Сознание} \\ \Downarrow}}{\longrightarrow} \quad M^4_{\ell A_0},$$

что будет иметь место для доли $|c_{\ell A_0}|^2$ всех исторических эпох.

Если же следовать эвереттовской интерпретации квантовой механики, то каждая реальность $M^4_{\ell A}$ – это классическая реальность, но осознаваемая только сознанием ℓA. Таким образом, вполне могут сосуществовать разные взаимопротиворечащие возрения на устройства Вселенной,– например такое, как цилиндрическая вечная стационарная вселенная Эйнштейна, и такое, как и нестационарная вселенная Фридмана. Но каждая из них – это единственно возможная реальность для конкретной исторической эпохи. Только жители данной исторической эпохи её и наблюдают. При этом нет никакой необходимости выстраивать все реальности $M^4_{\ell A}$ в историческую последовательность во внешнем линейном потоке времени. Хотя такие последовательности могут иметь место за счет квантовой интерференции [4].

В силу сказанного могут быть реальности без машины времени и реальности с машиной времени. Мы живем в реальности без машины времени. Для нас логика работы машины времени противоречива и поэтому непостижима. Не для всех реальностей это так. Интересной задачей является задача описание реальности с машиной времени. С теоретической точки зрения для этой реальности главная проблема – это разрешение парадокса бабушки, которую путешественника в прошлое заставляют убить все теоретики. Но это выходит за рамки данной статьи и будет дано в другой статье.

2. Слоения

Слоение многообразия – это разбиение его на непересекающиеся листы (подмножества) более или менее одинаково устроенные, которые в сумме составляют все многообразие.

2.1. Определения и свойства слоений

Пусть M^n – n-мерное гладкое многообразие без края, и пусть $0 \leq p \leq n$.

Определение 1 *Говорят, что на M^n задано (гладкое) слоение $\mathcal{F}$ размерности p, если M^n снабжено разбиением на (линейно) связные подмножества F_α, то есть*

$$M^n = \bigcup_\alpha F_\alpha, \quad F_\alpha \cap F_{\alpha'} = \emptyset,$$

обладающие следующим свойством: для произвольной точки x многообразия M^n найдется локальная карта $\varphi : U \to (x^1, ..., x^n)$, $x \in U$, принадлежащая выбранной гладкой структуре многообразия M^n и такая, что связные компоненты пересечений $U \cap F_\alpha$ с областью определения U этой локальной карты задаются уравнениями вида $x^{p+1} = const, ..., x^n = const$.

Множества F_α называются *слоями* слоения $\mathcal{F}$, многообразие M^n – *тотальным многообразием слоения*. Числа p и $q = n - p$ называются *размерностью* и *коразмерностью слоения*; размерность и коразмерность слоения обозначаются через $dim\mathcal{F}$ и $codim\mathcal{F}$ соответственно.

Заметим, что каждый слой слоения $\mathcal{F}$ – это $(n-q)$-мерное, вложенное подмногообразие многообразия M^n. Вложение, однако, может не быть собственным. Но слои могут быть плотными в M^n множествами.

Касательное расслоение $T(M^n)$ (тотального) многообразия M^n со слоением $\mathcal{F}$ обладает подрасслоением, которое естественно считать *касательным расслоением слоения*: его составляют векторы, касающиеся слоев. Соответствующее фактор-расслоение называется *нормальным расслоением слоения* $\nu(\mathcal{F})$; его размерность равна коразмерности слоения.

Определение 2 *Слоение называется ориентированным, если ориентировано его нормальное расслоение.*

Важно отметить, что ни слои, ни тотальное многообразие ориентированного слоения не обязаны даже быть ориентируемыми.

Существует следующее эквивалентное определение слоения.

Определение 3 *Слоение $\mathcal{F}$ размерности p и коразмерности q на гладком многообразии M^n ($n = p + q$) – это атлас локальных карт на M^n такой, что карты $\varphi_i : U_i \subset M^n \to V_i \subset \mathbb{R}^q \times \mathbb{R}^p$ удовлетворяют условию сохранения функциями перехода $\varphi_i \circ \varphi_j^{-1} : \varphi_j(U_i \cap U_j) \to \varphi_i(U_i \cap U_j)$ разложения $\mathbb{R}^q \times \mathbb{R}^p$ на множества вида $\{x\} \times \mathbb{R}^p$, $x \in \mathbb{R}^q$.*

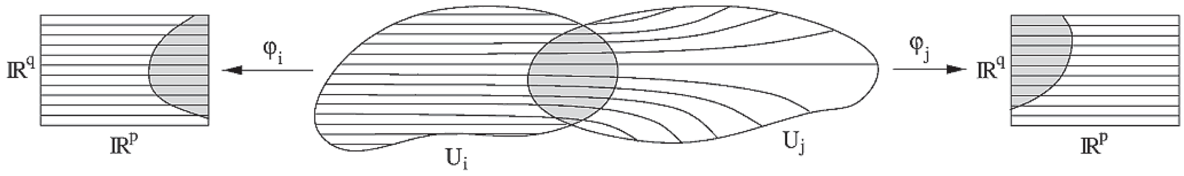


Рис. 1: Атлас слоения: листы переходят в листы

Каждая карта слоения определяет субмерсию $f_i = pr_1 \circ \varphi_i : U_i \to \mathbb{R}^q$. Множества $f^{-1}(x) = \varphi_i^{-1}(\{x\} \times \mathbb{R}^p)$, $x \in \mathbb{R}^q$, называются *листами* (plaques) слоения $\mathcal{F}$.

Пусть $\mathcal{F}$ – слоение коразмерности 1 на многообразии M^n. Говорим, что $\mathcal{F}$ *трансверсально аффинно*, если M^n накрывается семейством ($\mathcal{F}$-различающих) карт, для которых функции перехода являются аффинными преобразованиями, т.е. имеют вид $x \to ax + b$, $a \neq 0$, в трансверсальном к $\mathcal{F}$ направлении.

Теорема 1 (Тёрстон) *Замкнутое многообразие M^n допускает слоение коразмерности* 1 *тогда и только тогда, когда характеристика Эйлера-Пуанкаре* $\chi(M^n) = 0$ [7, с. 207].

Теорема 2 (P. Schweitzer) *На каждом замкнутом гладком многообразии M^n, $n \geq 4$, с нулевой характеристикой Эйлера-Пуанкаре существует слоение коразмерности* 1 *с некомпактными гладкими слоями, задаваемые локально C^1-формой* [8].

Теорема 3 (N. A'Campo) *Каждое компактное односвязное 5-многообразие имеет гладкое слоение коразмерности* 1 [9].

Теорема 4 *Каждое открытое*[2] *многообразие имеет слоение коразмерности* 1 [10].

2.2. Топологическое поведение слоев

Пусть $\mathcal{F}$ – слоение коразмерности 1 на связном многообразии M^n.

Подмножество $A \subset M^n$ называется *насыщенным* (для $\mathcal{F}$) или *$\mathcal{F}$-насыщенным*, если $x \in A$ влечет, что A содержит слой, проходящий через x. Иначе говоря, насыщенное множество есть объединение слоёв.

Слой L может быть трёх типов:

(1) L *собственный*, то есть его топология[3] совпадает с индуцированной топологией (из M^n). (Например, любой замкнутый слой является собственным);

(2) L *локально плотный*, то есть существует насыщенное открытое множество O такое, что $\overline{L} \cap O = O$;

(3) L *исключительный*, то есть ни собственный, ни локально плотный.

Определение 4 *Минимальное множество (относительно $\mathcal{F}$) – это замкнутое насыщенное подмножество $Z \subset M^n$, для которого каждый слой $L \subset Z$ является плотным, т.е. $\overline{L} = Z$. Эквивалентно, подмножество $Z \subset M^n$ называется минимальным, если оно непустое, замкнутое, насыщенное и минимально относительно перечисленных трёх свойств: если $Z' \subset Z$ имеет такие же свойства, то $Z' = Z$.*

Замкнутый слой, ясно, является минимальным множеством.

Минимальное множество может быть трёх типов:

1) Z собственный слой (компактный, если M^n компактно);

2) Z совпадает с M^n; в этом случае каждый слой слоения $\mathcal{F}$ является плотным. Будем называть такое слоение *минимальным*;

3) Z объединение исключительных слоёв. Будем говорить, что Z есть *исключительное минимальное множество.*

---

[2] *Открытое* – значит не имеющее компактных компонент.

[3] Топология слоя индуцируется *топологией слоения* $\mathcal{T}_{\mathcal{F}}$. Для этого на $\mathbb{R}^n = \mathbb{R}^p \times \mathbb{R}^{n-p}$ вводим топологию произведения $\mathcal{T}_p$, считая, что на $\mathbb{R}^{n-p}$ имеем дискретную топологию. Топология слоения $\mathcal{T}_{\mathcal{F}}$ появляется, когда считаем, что все $\varphi : U \to \varphi(U) \subset <\mathbb{R}^n, \mathcal{T}_p>$ – это гомеоморфизмы. Связными компонентами в топологии слоения являются слои [11, с. 127].

3. Характеристические классы слоений на многообразиях

Пусть дано C^1-слоение $\mathcal{F}$ коразмерности q. Тогда C^∞-отображение $f: N^k \to M^n$ называется *трансверсальным к* $\mathcal{F}$, если

$$M^n_{f(x)} = F_{f(x)} + (f_*)_x(N^k_x)$$

для всякой $x \in N^k$, где F_z – слой, проходящий через точку z. Обозначение для трансверсальности $f \pitchfork \mathcal{F}$.

Определение 5 *Пусть дано слоение $\mathcal{F}$ коразмерности q. Тогда характеристическим классом слоения называется когомологический класс $\alpha(\mathcal{F}) \in H^*(M^n;\mathbb{R})$, удовлетворяющий следующему естественному условию: для любого C^∞-отображения $f: N^k \to M^n$, которое трансверсально к $\mathcal{F}$, справедливо равенство*

$$\alpha(f^*(\mathcal{F})) = f^*(\alpha(\mathcal{F})) \in H^*(N^k;\mathbb{R}).$$

(см. [12, p. 91]).

Класс Годбийона-Вея, определяемый ниже, является примером характеристического класса слоения.

3.1. Класс Годбийона-Вея

Пусть слоение $\mathcal{F}$ коразмерности 1 на многообразии M^n является ориентируемым. Тогда оно глобально задается дифференциальной 1-формой γ, нигде не равной нулю. Эта форма определяется слоением с точностью до умножения на не обращающуюся в нуль функцию и равна нулю на векторах, образующих поле гиперплоскостей, касательных к $\mathcal{F}$.

В локальной карте $x^A (A = 1, ..., n)$ форма γ имеет вид $\gamma = \gamma_A dx^A$.

Форма γ должна удовлетворять условию интегрируемости Фробениуса $\gamma \wedge d\gamma = 0$. Это означает, что существует 1-форма α (определенная с точностью до кратного γ), такая, что $d\gamma = \alpha \wedge \gamma$.

Определение 6 *Внешняя дифференциальная 3-форма $\alpha \wedge d\alpha$ является замкнутой, и её класс когомологий $[\alpha \wedge d\alpha] \in H^3(M^n;\mathbb{R})$ называется классом Годбийона-Вея слоения $\mathcal{F}$ и обозначается $GV(\mathcal{F})$.*

«Геометрический смысл класса Годбийона-Вея по сей день остается загадочным. Имеется целый ряд теорем, показывающих, что слоение с нетривиальным классом Годбийона-Вея является достаточно запутанным» [13, с. 473].

3.2. Обобщенный класс Годбийона-Вея

Пусть слоение $\mathcal{F}$ коразмерности q ориентируемо. Выберем определяющую q-форму ω, то есть $\omega = 0$ точно на касательных плоскостях слоения $\mathcal{F}$.

Иначе говоря, нормальное расслоение ориентируемо и слоение задаётся определяющей q-формой, локально представимой в виде внешнего произведения 1-форм: $\omega = \omega_1 \wedge ... \wedge \omega_q$.

Существует 1-форма α такая, что $d\omega = \omega \wedge \alpha$.

Определение 7 *Форма $\alpha \wedge (d\alpha)^q$ есть замкнутая $(2q+1)$-форма, класс когомологий $[\alpha \wedge (d\alpha)^q] \in H^{(2q+1)}(M^n;\mathbb{R})$ которой зависит лишь от $\mathcal{F}$. Он называется обобщённым классом Годбийона-Вея [7, с. 192].*

3.3. Характеристические классы слоений коразмерности $q = 2$

1. Случай оснащённого слоения. Предполагаем, что слоение $\mathcal{F}$ коразмерности q на многообразии M^n является *оснащённым*, или, что эквивалентно, наделено глобальной системой $\omega_1, ..., \omega_q$ определяющих форм.

Определяющая система форм слоения $\mathcal{F}$ в открытом множестве $U \subset M^n$ – это набор гладких 1-форм $\omega_1, ..., \omega_q$, заданных в U и обладающих следующими свойствами:

(i) формы $\omega_1, ..., \omega_q$ линейно независимы в каждой точке множества U;

(ii) сужение каждой из этих форм на любую компоненту пересечения любого слоя с U тривиально.

Очевидно, для задания слоения достаточно задать определяющие системы форм в открытых множествах, составляющих покрытие тотального многообразия.

Если $U = M^n$, то мы имеем дело с глобальной определяющей системой форм.

Можно составить многочлены от η_{ij} и $d\eta_{ij}$, являющиеся замкнутыми дифференциальными формами на M^{4+q}, когомологические классы которых будут зависеть только от слоения и оснащения. Они называются *характеристическими классами оснащённого слоения.*

Оказывается, что при $q = 1$ такая форма (с точностью до множителя) всего одна: $\eta_{11} \wedge d\eta_{11}$, то есть форма Годбийона-Вея.

При $q = 2$ пространство таких форм пятимерно и порождается формами [13, с. 478]:

$$\begin{aligned}
&d(\eta_{11} + \eta_{22})^2 \wedge (\eta_{11} + \eta_{22}),\\
&(d\eta_{11} \wedge d\eta_{22} - d\eta_{12} \wedge d\eta_{21}) \wedge (\eta_{11} + \eta_{22}),\\
&(d\eta_{11} \wedge d\eta_{22} - d\eta_{12} \wedge d\eta_{21}) \wedge (\eta_{11} - \eta_{22}) \wedge \eta_{12} \wedge \eta_{21},\\
&(d\eta_{11} \wedge d\eta_{22} - d\eta_{12} \wedge d\eta_{21}) \wedge \eta_{11} \wedge \eta_{22} \wedge \eta_{12} \wedge \eta_{21},\\
&d(\eta_{11} + \eta_{22})^2 \wedge \eta_{11} \wedge \eta_{22} \wedge \eta_{12} \wedge \eta_{21}.
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Таким образом, оснащённые слоения коразмерности 2 имеют 5 характеристических классов размерностей 5, 5,7, 8, 8. Каждый из этих классов обобщает класс Годбийона-Вея.

2. Случай неоснащённого слоения. Соответствующие характеристические классы существуют, их построение требует значительных знаний в области алгебраической топологии. Для слоения коразмерности $q = 2$ имеем три характеристических класса, представляемые формами [13, с. 478]:

$$\begin{aligned}
&d\eta_{11} \wedge d\eta_{22} - d\eta_{12} \wedge d\eta_{21},\\
&(d\eta_{11} \wedge d\eta_{22} - d\eta_{12} \wedge d\eta_{21}) \wedge (\eta_{11} + \eta_{22}),\\
&d(\eta_{11} + \eta_{22})^2 \wedge (\eta_{11} + \eta_{22}).
\end{aligned} \tag{3.2}$$

3.4. Деформация слоений

Существует несколько способов произвести деформацию, то есть постепенное преобразование одного слоения $\mathcal{F}_0$ на многообразии M^n в другое слоение $\mathcal{F}_1$.

Определение 8 *Слоения $\mathcal{F}_0$ и $\mathcal{F}_1$ на M^n, оба коразмерности q, интегрируемо C^r-гомотопны, если существует C^r-слоение $\mathcal{F}$ на $M^n \times [0,1]$ коразмерности q такое, что оно трансверсально к $M \times \{t\}$ для $t = 0, 1$ и индуцирует $\mathcal{F}_0$ на $M^n \times \{0\}$ и $\mathcal{F}_1$ на $M^n \times \{1\}$.*

Определение 9 *Слоения $\mathcal{F}_0$ и $\mathcal{F}_1$ на M^n, оба коразмерности q, C^r-гомотопны, если существует C^r-слоение $\mathcal{F}$ на $M^n \times [0,1]$ коразмерности $q+1$ такое, что $M \times \{t\}$ является $\mathcal{F}$-насыщенным, $0 < t < 1$, и $\mathcal{F}_i = \mathcal{F}|(M^n \times \{i\})$, $i = 0, 1$.*

Для гладкого многообразия со слоением коразмерности 1 (не обязательно компактного) интегрируемо гомотопные слоения имеют одинаковый класс Годбийона-Вея, но имеются примеры, показывающие, что $GV(\mathcal{F})$ может непрерывно и нетривиально изменяться[4] с изменением t для общих гладких гомотопий F_t [14, с. 99].

4. Машина времени в слоении

В случае, когда пространство-время M^4 как слой в 5-мерном Гиперпространстве размещено особым образом, то возможно путешествие в прошлое.

Действительно, предположим, что $M^4 \subset M^5$ является слоем ориентированного слоения $\mathcal{F}$ коразмерности 1 многообразия M^5. Для наших целей было бы важно, чтобы слой M^4 вёл себя следующим образом. Пусть $U_a \subset M^5$ – окрестность точки a. Тогда компонента связности $(M^4 \cap U_a)_a$ множества $M^4 \cap U_a$ в точке a – это события, близкие к a в пространстве-времени M^4. Это как бы события Настоящего события a с точностью до некоторого пренебрежимого отрезка времени. Если $D \subset M^4$ – множество событий отдалённого Прошлого события a, то предположим, что $b \in D \subset U_a \cap M^4$, $D \cap (M^4 \cap U_a)_a = \emptyset$; причём существует временная кривая $L \subset U_a$ (относительно метрики $g^{(5)}_{AB}$ объемлющего 5-мерного Гиперпространства) с началом a и концом $b \in D$. Такая ситуация является как раз желанной для наших целей (см. рис. 2).

[4]Впервые пример таких слоений на S^3 построил Тёрстон [15].

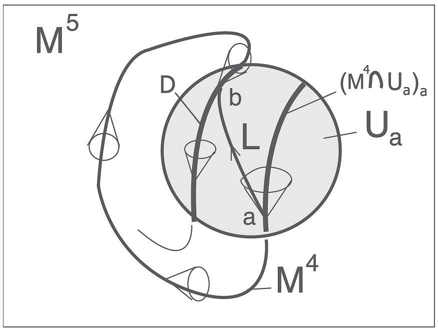


Рис. 2: Возможный переход по кривой L в прошлое b события a в слоении.

Само перемещение в Гиперпространстве по временной кривой L может осуществляться за счет процесса отрыва 3-мерной области D_0 от пространства пространства-времени M^4, описанного ниже в § 7.

Но возможно ли такое поведение слоёв слоения? Возможно. Это либо когда слой является *плотным* в M^5, либо это так называемые *пружинные слои*[5] [13], которые бесконечно наматываются сами на себя.

4.1. Плотные слои

Слой $L \subset M^5$ называется *плотным* (в M^5), если его замыкание совпадает с M^5, т.е. $\overline{L} = M^5$.

Если L плотный слой, то для любой точки $x_0 \in M^5$ существует последовательность точек $\{x_k\} \subset L$, стремящихся к x_0. Иначе говоря, всегда найдутся сколь угодно близкие к друг другу в топологии Гиперпространства M^5 точки x_{k_1}, x_{k_2}, одна из которых, пусть это x_{k_1}, обозначим её через b, лежит в прошлом другой точки x_{k_2}, обозначим её через a. [6]

Как видим, в плотном слое есть возможность совершить переход в прошлое, выйдя в Гиперпространство и пройдя сравнительно небольшое расстояние. Вопрос: в любой ли момент, то есть из любой ли точки плотного слоя такой переход возможен? Но принципиальная возможность такого путешествия существует.

Если все слои слоения плотные, то есть слоение является минимальным, то путешествия в прошлое возможны из **любого** слоя.

А что делать, если слоение не минимальное и мы живем не в плотном слое?

4.2. Пружинные слои

Пусть $\tau : [0,1] \to M^5$ – путь, содержащийся в слое слоения $\mathcal{F}$ и связывающий точки $\tau(0)$ и $\tau(1)$. Пусть T_0 и T_1 – окрестности точек $\tau(0)$ и $\tau(1)$ в слоях трансверсального[7] к $\mathcal{F}$ одномерного слоения $\mathcal{N}$. При движении вдоль слоёв слоения $\mathcal{F}$, следуя τ, получаем локальный диффеоморфизм T_0 на T_1, переводящий $\tau(0)$ в $\tau(1)$. Это – *голономия* h_τ при τ.

Если для всякой петли $\tau : [0,1] \to M^5$, т.е. замкнутому пути с $\tau(0) = \tau(1)$, при обходе по ней получаем тождественный (локальный) диффеоморфизм, то говорят, что этот слой не имеет голономии. Если ни один слой не имеет голономии, то говорят, что слоение $\mathcal{F}$ *не имеет голономии.* Если голономию имеют только компактные слои, то говорим, что слоение *почти не имеет голономии.*

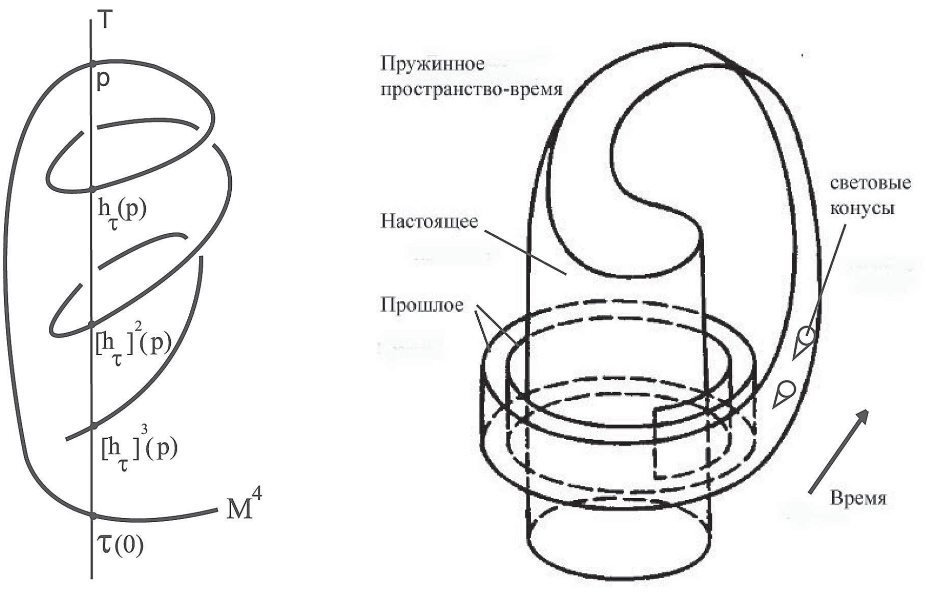
Пусть $\mathcal{F}$ слоение в M, L – слой, $x \in L$ и T трансверсально в x. Тогла голономия определяет гомоморфизм

$$H : \pi_1(L, x) \to Homeo(T)$$

[5] В английской литературе «resilient leaf». Термин «resilient» (пружинный) – неудачный перевод французского слова «ressort», означающий «рессоро-подобный» («пружино-подобный»). В русском переводе происходит возврат к французскому термину.

[6] С точностью до замены, если это не так, одной из этих двух точек на близкую к ней в слое, но уже удовлетворяющую искомому условию.

[7] Трансверсальность означает то, что общим касательные пространства к слоям слоений $\mathcal{F}$ и $\mathcal{N}$ имеют только нулевой вектор.



a) b)

Рис. 3: a) Пружинный слой. b) Пространство-время, свернутое в пружину в объемлющем пятимерном Гиперпространстве.

в группу гомеоморфизмов трансверсали T.

Как видим, при нетривиальной голономии нашего пространства-времени можно ожидать, что в окрестности некоторых событий во внешнем Гиперпространстве находятся другие события нашего пространства-времени, принадлежащие либо Прошлому, либо Будущему.

Теорема 5 (см. [16, с. 165]) *Пусть $\mathcal{F}$ – слоение коразмерности 1 без голономии на замкнутом многообразии M^n. Тогда $GV(\mathcal{F}) = 0$.*

Теорема 6 (Мацутани-Морита-Цубой, [13, с. 474]) *Если слоение коразмерности 1 почти не имеет голономии, то $GV(\mathcal{F}) = 0$.*

Определение 10 *Слой M^4 слоения коразмерности 1 является пружинным, если существует петля τ в M^4 и интервал T, трансверсальный к слоению $\mathcal{F}$, содержащий $\tau(0)$ такие, что*

1) существует точка p на $M^4 \cap T$, $p \neq \tau(0)$, которая принадлежит области определения голономии h_τ (определённой на некоторой окрестности $\tau(0)$ в T);

2) $[h_\tau]^n(p)$ стремится к $\tau(0)$ при $n \to +\infty$.

Иначе говоря, слой слоения коразмерности 1 является *пружинным*, если он бесконечно наматывается сам на себя (рис. 3, b)).

Пружинный слой можно определить также как несобственный слой с нетривиальной голономией [17].

В пружинном пространстве-времени M^4 существуют события, принадлежащие Настоящему, сколь угодно близко (в топологии многообразия M^5) от которых в 5-мерном мире M^5 лежат события из M^4 сколь угодно далекого Прошлого (или Будущего).

Движение вдоль пятой координаты (в направлении, задаваемом вектором γ^A, дуальным к 1-форме γ) приводит к бесконечному «протыканию» физического пространства-времени в точках Прошлого или Будущего. Прошлое находится буквально рядом, его не надо долго искать в недрах 5-мерного мира. Метрическая степень близости Прошлого характеризуется вектором γ^A, и связана она со скалярным и электромагнитным полями (см. § 6.1).

Таким образом, если наше пространство-время представляет собой пружинный слой в объемлющем Гиперпространстве, то остается лишь определить место и время – событие a, откуда и когда может быть совершено *реальное и вполне успешное* путешествие в отдалённое Прошлое b, поскольку оно находится в Гиперпространстве более, чем рядом с Настоящим, и в силу этого его не придется долго разыскивать. Иначе говоря, может быть запущена машина времени, работающая посредством создания 4-мерной кротовой норы, соединяющий близкие события a и b.

Однако как понять, что наше пространство-время представляет собой пружинный слой в объемлющем Гиперпространстве? Ответ дает следующая

Теорема 7 (Думини, [16, с. 169]) *Если $GV(\mathcal{F}) \neq 0$, то слоение $\mathcal{F}$ имеет пружинные слои.*

Хардер показал, что $GV(\mathcal{F}) \neq 0$ влечёт существование пружинного слоя, который не содержится в исключительном минимальном множестве и, следовательно, должен существовать пружинный слой, который лежит в открытом локальном минимальном множестве слоения $\mathcal{F}$.

Поскольку $GV(\mathcal{F}) \in H^3(M^5, \mathbb{R})$, то условие $GV(\mathcal{F}) \neq 0$ означает наличие 4-мерных дыр в объемлющем пространство-время 5-мерном Гиперпространстве M^5, а с учетом двойственности Пуанкаре в M^5 должны быть и 3-мерные дыры, т.е. пустоты.

Для того чтобы ответить на вопрос, почему именно «наш» слой свернут в пружину, потребуются скорее философские соображения, чем физические. Ведь как-то надо объяснить, почему для описания пространства-времени достаточно одного слоя, а многомерные модели с необходимостью предоставляют континуум «лишних» слоев.

Теорема 8 (Думини-Кантвелл-Конлон, [13, с. 474]) *Если слоение коразмерности 1 не имеет пружинных слоев, то $GV(\mathcal{F}) = 0$.*

Пусть $\mathcal{A}ff(\mathbb{R})$ – группа аффинных преобразований прямой $\mathbb{R}$. Трансверсально аффинное слоение $\mathcal{F}$ коразмерности 1 на многообразии M^n индуцирует гомоморфизм голономии $h : \pi_1(M) \to \mathcal{A}ff(\mathbb{R})$. Называем образ гомоморфизма h *глобальной группой голономий* слоения $\mathcal{F}$.

Имеет место

Теорема 9 (см. [17]) *Пусть $\mathcal{F}$ – ориентируемое трансверсально аффинное слоение коразмерности 1 на замкнутом многообразии и Γ – его глобальная группа голономий. Тогда одно из следующих двух утверждений справедливо:*

(1) *$\mathcal{F}$ почти без голономии, и группа Γ абелева.*

(2) *$\mathcal{F}$ содержит локально плотный пружинный слой, и группа Γ неабелева.*

4.3. Возможность свёртывания пространства-времени в пружину в случае тривиального класса Годбийона-Вея

Но что делать, если вычисление показало, что $GV(\mathcal{F}) = 0$? Возникает вопрос, существуют ли пружинные слои в случае, когда $GV(\mathcal{F}) = 0$?

Ответ нам неизвестен, однако когда класс Годбийона-Вея тривиален, то можно пытаться проварьировать его, то есть включить слоение $\mathcal{F}$ в гладкое однопараметрическое семейство слоений $\mathcal{F}_t$, характеристический класс [18]

$$Char_{\mathcal{F}_t}(\alpha) = GV(\mathcal{F}_t), \quad \alpha \in H^3(W_1),$$

$$Char_{\mathcal{F}_t}(\alpha) : H^*(W_q) \to H^*(M^{4+q}; \mathbb{R}),$$

которых меняется с изменением параметра t по закону

$$GV(\mathcal{F}_t) \cdot \frac{d}{dt} GV(\mathcal{F}_t) = 0$$

(имеется в виду когомологическое умножение) так, что $GV(\mathcal{F}_{t_0}) \neq 0$ для некоторого t_0.

Здесь W_1 – бесконечномерная алгебра Ли, алгебра формальных векторных полей на прямой $\mathbb{R}$. Её элементы имеют вид $h(x)d/dx$, где $h(x)$ – формальный степенной ряд (a formal power series). Единственные нетривиальные когомологии алгебры Ли W_1 (с тривиальными коэффициентами) – это $H^0(W_1; \mathbb{R}) = H^3(W_1; \mathbb{R}) = \mathbb{R}$.

Нетривиальный 3-коцикл, представляющий класс Годбийона-Вея, даётся формулой

$$\widetilde{c}\left(h_1(x)\frac{d}{dx}, h_2(x)\frac{d}{dx}, h_3(x)\frac{d}{dx}\right) = \begin{vmatrix} h_1(0) & h_2(0) & h_3(0) \\ h_1'(0) & h_2'(0) & h_3'(0) \\ h_1''(0) & h_2''(0) & h_3''(0) \end{vmatrix}.$$

В случае оснащённого слоения необходимое варьирование возможно [18, теорема 3.1.1], если $\alpha \in H^k(W_1)$ не принадлежит образу гомоморфизма включения $H^k(W_{q+1}) \to H^k(W_q)$, $H^3(W_2) = 0$.[8].

Здесь W_q бесконечно-мерная алгебра Ли векторных полей на $\mathbb{R}^q$. Характеристические классы слоений коразмерности q соответствуют $H^q(W_q;\mathbb{R})$.

Наконец, как отмечалось в § 3.4, может быть найдена общая неинтегрируемая гомотопия $\{\mathcal{F}_t\}_{t\in[0,1]}$, деформирующая исходное слоение $\mathcal{F} = \mathcal{F}_0$ с $GV(\mathcal{F}_0) = 0$ в слоение $\mathcal{F} = \mathcal{F}_1$ с $GV(\mathcal{F}_1) \neq 0$.

Принципиальным является другой вопрос: какая физика скрывается за чисто математической процедурой желанного варьирования или деформации слоения?

Ниже приводятся три физические теории, в которых определяющие слоение 1-формы самым тесным образом связаны с чисто физическими полями. Эти физические поля можно порождать или изменять посредством физических экспериментов (например, на ускорителях) или при функционировании специально созданной физической аппаратуры. Как результат, получим изменение определяющих 1-форм, означающее возникновение деформации слоения, которая изменит конфигурацию слоения в объемлющем Гиперпространстве и, как следствие, появятся пружинные слои.

4.4. Возможность свёртывания пространства-времени в пружину в случае тривиального класса Годбийона-Вея

В пружинном пространстве-времени пробное тело с массой m и зарядом e может то неоднократно исчезать и появляться в будущем, то обнаруживаться в прошлом. Но для этого должно выполняться соотношения для m и e [6, с. 109]:

$$e \leq 2m\sqrt{G}.$$

Ю. А. Лебедев[9] предложил эксперимент, состоящий в наблюдении ускоряющегося электрона. При достижении им рассчётной скорости электрон должен исчезать из нашего пространства, унося с собой и энергию и импульс, т.е. не порождая ливня вторичных частиц. Однако его расчёты показали, что «технические параметры крупнейших ускорителей электронов еще далеки от требуемых для постановки эксперимента».

5. Оценка энергии, необходимой для свертывания пространства-времени в пружину

Пусть $< M^5, g^{(5)}_{AB} >$ – 5-мерное замкнутое риманово многообразие. Поскольку для замкнутого 5-мерного многобразия $\chi(M^5) = 0$, то на M^5 существует единичное гладкое векторное поле ξ. Рассмотрим базис $e_0 = \xi, e_1, ..., e_4$ в M^5_x и двойственный к нему $\theta_0, ..., \theta_4$.

Тогда имеем форму кривизны

$$\Omega_{AB} = \frac{1}{2} R^{(5)}_{ABCD} \theta^C \wedge \theta^D.$$

Предположим, что многообразие является сасакиевым, т.е.

$$R^{(5)}(X,\xi)Y = g^{(5)}(X,Y)\xi - g^{(5)}(\xi,Y)X,$$

а поле ξ регулярное, то есть все траектории поля ξ имеют общую длину $l(\xi)$.

Тогда справедлива формула[10] Гаусса-Бонне-Танно [20]

[8] При $q > 1$ класс Годбийона-Вея заменяется несколькими характеристическими классами [18].

[9] См. Лебедев Ю. А. http://www.everettica.org/art/1eksev.pdf

[10] В статье [19] дается аналогичная формула, но без требования сасакиевости геометрии многообразия.

$$\frac{l}{4\pi^2 l(\xi)}\int_{M^5}[\Omega_{12}\wedge\Omega_{34}+\Omega_{13}\wedge\Omega_{42}+\Omega_{14}\wedge\Omega_{23}+3\theta_1\wedge\theta_3\wedge\Omega_{24}+3\theta_2\wedge\theta_4\wedge\Omega_{13}+$$
$$+15\theta_1\wedge\theta_2\wedge\theta_3\wedge\theta_4-\theta_1\wedge\theta_2\wedge\Omega_{12}+2\theta_1\wedge\theta_3\wedge\Omega_{13}-\theta_1\wedge\theta_4\wedge\Omega_{14}-\theta_2\wedge\theta_3\wedge\Omega_{23}+$$
$$+2\theta_2\wedge\theta_4\wedge\Omega_{24}-\theta_3\wedge\theta_4\wedge\Omega_{34}]\wedge\theta_0=3-2\beta_1(M^5)+\beta_2(M^5). \tag{5.1}$$

Для того чтобы оценить энергию, которая необходима для свёртывания пространства-времени $< M^4, g >$ в пружинный слой в лоренцевом Гиперпространстве $< M^5, g^{(5)}_{AB} >$, мы перейдем к евклидовой 5-мерной метрике, совершая поворот Вика, меняющего время на мнимое время. Тогда Гиперпространство, которое, по-прежнему, обозначаем $< M^5, g^{(5)}_{AB} >$, становится римановым (евлидовым), и мы можем воспользоваться формулой (5.1) для оценки энергии.

Из уравнений гравитационного поля для 5-мерного лоренцева Гиперпространства, ставшего евклидовым,

$$R^{(5)}_{AB}-\frac{1}{2}g^{(5)}_{AB}R^{(5)}=\varkappa\,\varepsilon_{(5)}u_Au_B,$$

а также из структуры формулы для компонент тензора кривизны получаем, что

$$R^{(5)}\sim\varkappa\varepsilon_{(5)},\quad R^{(5)}_{ABCD}\sim[\varkappa\varepsilon_{(5)}],\quad R^{(5)}_{AB}\sim[\varkappa\varepsilon_{(5)}].$$

Тогда из (5.1) имеем:

$$\frac{l}{4\pi^2 l(\xi)}[const\cdot(\varkappa\varepsilon_{(5)})^2+const\cdot(\varkappa\varepsilon_{(5)}]v(M^5)\sim 3-2\beta_1(M^5)+\beta_2(M^5). \tag{5.2}$$

Рассматривая случаи $\delta[\varkappa\varepsilon_{(5)}]<1$ и $\delta[\varkappa\varepsilon_{(5)}]>1$, легко понять, что они сводятся к одному условию:

$$\frac{l}{4\pi^2 l(\xi)}[\varkappa\varepsilon_{(5)}]v(M^5)\sim 3-2\beta_1(M^5)+\beta_2(M^5). \tag{5.3}$$

При этом следует помнить, что свёртывание пространства-времени M^4, то есть появление пружинного слоя, означает (неинтегрируемую) деформацию слоения в новое слоение, имеющего пружинный слой. Следовательно, после деформации в силу того, что возможно изменение геометрии, то есть изменятся G_{AB} и ξ, их новые значения помечаем штрихом $'$. Тогда имеем вместо (5.2) следующую оценку:

$$\frac{l}{4\pi^2 l(\xi')}[\varkappa\varepsilon'_{(5)}]v'(M^5)\sim -2\beta'_1(M^5)+\beta'_2(M^5). \tag{5.4}$$

Поэтому из (5.3), (5.4) получаем оценку для скачка энергии $\delta[\varepsilon_{(5)}]=\varepsilon'_{(5)}-\varepsilon_{(5)}$:

$$\delta[\varepsilon_{(5)}]\sim\frac{4\pi^2}{\varkappa}\left[\frac{l(\xi')}{v'(M^5)}[-2\beta'_1(M^5)+\beta'_2(M^5)]-\frac{l(\xi)}{v(M^5)}[-2\beta_1(M^5)+\beta_2(M^5)]\right]. \tag{5.5}$$

Деформация не меняет топологию и гладкую структуру. Поэтому числа Бетти не меняются, то есть $\beta'_A(M^5)=\beta_A(M^5)$; меняется метрика и объём.

Но если изначально $\beta_2(M^5)=0$, например $\beta_2(S^5)=0$, то любая деформация слоения без пружинных слоёв не даст слоение с пружинными слоями. Поэтому следует предположить, что за счёт скачка энергии происходит переход к новой топологии, к новой гладкости в M^5 с $\beta_2(M^5)\neq 0$. Другими словами, имеем переход

$$< M^5,\mathcal{T},F,\beta_2(M^5)=0 > \to < (M')^5,\mathcal{T}',F',\beta_2((M')^5\neq 0 >,$$

где штрих $'$ говорит о новой топологии $\mathcal{T}'$ и новой гладкости F' на M^5 (как на множестве, т.е. на носителе топологии и гладкости), дающий возможность появиться пружинному слоению. При этом Гиперпространство $< (M')^5,\mathcal{T}',F' >$ приобретает необходимые нам 3- и 4-мерные дыры.

Таким образом, локальное силовое (энергетическое) действие способно изменить размещение пространства-времени в Гиперпространстве.

6. Связь характеристических классов слоений с физическими полями

Изучим, каким образом характеристические классы слоений могут быть связаны с различными физическими полями?

Заметим, что во многих отношениях самыми сложными слоениями многообразий являются слоения с ненулевым классом Годбийона-Вея. Zois утверждает, что они, вероятно, не появляются в физике и, это связано с тем, что в том случае, когда слоение задается калибровочным полем, калибровочная симметрия предотвращает слоение от возможности стать «слишком дикими», иначе говоря, в слоениях не должны появляться пружинные слои [21].

Свое высказывание Zois делает изучая примеры слоений, порожденные одним единственным физическим калибровочным полем. Он замечает, что быть может при наличии пружинного слоя в определенных случаях будет наблюдаться нарушение калибровочной симметрии, и, следовательно, это не позволит пространству-времени свернуться в пружину. Ниже рассматриваются слоения, порожденные взаимодействующими физическими полями, не подпадающие под аргументацию Zois'a.

6.1. Случай 5-мерной теории ($q = 1$) грави-электро-скалярных взаимодействий

Рассмотрим слоение $\mathcal{F}$ коразмерности 1 в 5-мерном многообразии M^5, в рамках которого строится теория грави-электро-скалярного взаимодействия [22, гл. 2].

Слоение $\mathcal{F}$ задается 1-формой γ. Локально в координатах x^A $(A = 0,1,2,3,5)$ на M^5 можно ввести лоренцеву метрику $\overset{\circ}{g}{}^{(5)}_{AB}$ сигнатуры $(+----)$ вида [22, с. 39] (где вместо γ написано l):

$$\overset{\circ}{g}{}^{(5)}_{AB} = -\gamma_A\gamma_B + \overset{\circ}{g}{}^{(4)}_{AB}, \quad \overset{\circ}{g}{}^{(4)}_{5A} = 0,$$

$$\gamma = \gamma_A dx^A,$$

где $\overset{\circ}{g}{}^{(4)}_{AB}$ – метрический тензор пространства-времени V^4.

Для описания гравитационного поля в пространстве-времени M^4 и вне его – во внешнем 5-мерном Гиперпространстве – необходимо использовать либо вариант теории Калуцы-Клейна, либо brane-теории.

В случае варианта теории Калуцы-Клейна в 5-мерной теории электрогравитации со скалярным полем [22] предпочтительней рассматривать конформную метрику $g^{(5)}$:

$$\begin{gathered} g^{(5)}_{AB} = \phi^{-2}\, \overset{\circ}{g}{}^{(5)}_{AB}, \qquad g^{(4)}_{AB} = \phi^{-2}\, \overset{\circ}{g}{}^{(4)}_{AB}, \qquad \phi = \gamma_5, \\ g^{(5)}_{AB} = -\lambda_A\lambda_B + g^{(4)}_{AB}, \\ \lambda = \phi^{-1}\gamma, \\ (d\mathcal{I})^2 = \overset{\circ}{g}{}^{(5)}_{AB}\, dx^A dx^B = \phi^2 g^{(5)}_{AB} dx^A dx^B = \phi^2 dI^2 \end{gathered} \tag{6.1}$$

с дополнительным условием цилиндричности, означающим, что $g^{(5)}_{AB}$ не зависят от x^5, а также с требованием, что $g^{(5)}_{55} = -1$. При этом ϕ является скалярным полем, а 5-мерные уравнения Эйнштейна

$$\overset{\circ}{R}{}^{(5)}_{AB} - \frac{1}{2}\, \overset{\circ}{g}{}^{(5)}_{AB} \overset{\circ}{R}{}^{(5)} - \Lambda\, \overset{\circ}{g}{}^{(5)}_{AB} = \varkappa T^{(5)}_{AB} \tag{6.2}$$

сводятся [22, с. 71] к 4-мерным уравнениям Эйнштейна, уравнениям Максвелла и уравнению Клейна-Фока для поля ϕ

$$\begin{gathered} R^{(4)}_{ik} - \frac{1}{2} g^{(4)}_{ik} R^{(4)} - \Lambda\phi^2 g^{(4)}_{ik} = -\frac{2G}{c^4}(F_{im}F_{k\cdot}^{\cdot m} - \frac{1}{4} g^{(4)}_{ik} F_{mn}F^{mn}) + \\ + \frac{3}{\phi}(\nabla_i\nabla_k\phi - g^{(4)}_{ik}(g^{(4)})^{mn}\nabla_m\nabla_n\phi) - \frac{6}{\phi^2}\phi_{,i}\phi_{,k} + \varkappa T_{ik}, \\ -\nabla_m F^{mk} - 3F^{mk}\frac{\phi_{,m}}{\phi} = \frac{c^2\varkappa}{\sqrt{G}}\phi^3 T^k_A \lambda^A, \\ (g^{(4)})^{mn}\nabla_m\nabla_n\phi - \frac{1}{6}R^{(4)}\phi + \frac{1}{3}\Lambda\phi^3 - \frac{G\phi}{2c^4}F_{mn}F^{mn} = -\frac{\varkappa}{3}\phi^3 T_{AB}\lambda^A\lambda^B, \end{gathered} \tag{6.3}$$

где $\varkappa = 8\pi G/c^4$.

Поиск пружинного пространства-времени сводится к вычислению когомологического класса $GV(\mathcal{F})$, определяемого в общем-то 1-формой λ, непосредственно связанной со скалярным (электрически заряженным [22, с. 51]) полем ϕ и 4-потенциалом λ_i электромагнитного поля F_{ik}. Если $GV(\mathcal{F}) \neq 0$, то пружинные слои существуют.

6.2. Случай 6-мерной теории ($q = 2$) грави-электро-слабых взаимодействий

Рассмотрим слоение $\mathcal{F}$ коразмерности 2 в 6-мерном многообразии M^6, в рамках которого строится теория грави-электро-слабого взаимодействия [22, гл. 4], объединяющая 5-мерную теорию электромагнитных и гравитационных взаимодействий с моделью электрослабых взаимодействий Вайнберга-Салама.

Слоение $\mathcal{F}$ задается 1-формами λ и σ. Локально в координатах x^A $(A = 0, 1, 2, 3, 5, 6)$ на M^6 можно ввести лоренцеву метрику $G^{(6)}_{AB}$ сигнатуры $(+-----)$ вида [22, с. 96]:

$$G^{(6)}_{AB} = g_{AB} - \lambda_A\lambda_B - \sigma_A\sigma_B,$$

$$\lambda = \lambda_A dx^A, \quad \sigma = \sigma_A dx^A,$$

$$\lambda_A\lambda^A = \sigma_A\sigma^A = -1, \ \lambda_A\sigma^A = 0, \ g_{AB}\lambda^B = g_{AB}\sigma^B = 0,$$

где g_{AB} – метрика пространства-времени M^4.

Дифференциальные 1-формы λ, σ определяют характеристические классы слоения $\mathcal{F}$. Вычисление этих когомологических классов даёт ответ на наш вопрос о расположении пространства-времени в объемлющем 6-мерном Гиперпространстве и отчасти на вопрос степени метрической близости Прошлого и Будущего к Настоящему. Значит, исследование электрослабых взаимодействий позволяет решать принципиальные вопросы, касающиеся теории машины времени или сверхдальних перемещений в пространстве.

Дифференциальные 1-формы λ и σ связаны с нейтральными векторными полями B_i и $A(3)_i$ (или Z_i и A_i) :

$$B_i = -\frac{2\alpha\lambda^5\hbar c}{g_1}\lambda_i, \ A(3)_i = -\frac{2\beta\hbar c}{g_2}(\sigma^6\sigma_i + \lambda^6\lambda_i),$$

где α, β – константы, g_1, g_2 – известные константы взаимодействия с векторными полями B_i и $A(3)_i$.

Векторное поле B_i отвечает абелевой $U(1)$-симметрии (изотопический синглет), и три поля $A(1)_i$, $A(2)_i$, $A_i(3)_i$ отвечают локальной неабелевой $SU(2)$-симметрии (изотопический триплет).

Поле

$$Z_i = \frac{1}{\zeta}[\lambda_i(\alpha\lambda^5 - \beta\lambda^6) - \sigma_i(\beta\sigma^6)],$$

где ζ – некоторая размерная постоянная, – это поле нейтрального векторного бозона в модели Вайнберга-Салама.

Таким образом, можно предположить, что чисто физические эксперименты, проводимые по определённым проектам, способны оказать влияние на расположение пространства-времени как слоя в объемлющем многообразии, заставляя его бесконечно наматываться на себя, образуя своего рода пружину, то есть пружинный слой.

6.3. Случай 7-мерной теории ($q = 3$) грави-электро-сильных взаимодействий

Рассмотрим слоение $\mathcal{F}$ коразмерности 3 в 7-мерном многообразии M^7, объединяющая гравитационные, электромагнитные и сильные взаимодействия [22, гл. 6] (без слабых взаимодействий).

Слоение $\mathcal{F}$ задается 1-формами λ, σ и ω. Локально в координатах x^A $(A = 0, 1, 2, 3, 5, 6, 7)$ на M^6 можно ввести лоренцеву метрику $G^{(7)}_{AB}$ сигнатуры $(+-----)$ вида:

$$G^{(7)}_{AB} = g_{AB} - \lambda_A\lambda_B - \sigma_A\sigma_B - \omega_A\omega_B,$$

$$\lambda = \lambda_A dx^A, \quad \sigma = \sigma_A dx^A, \quad \omega = \omega_A dx^A$$

$$\lambda_A\lambda^A = \sigma_A\sigma^A = \omega_A\omega^A = -1,$$

$$\lambda_A\sigma^A = \lambda_A\omega^A = \sigma_A\omega^A = 0, \quad g_{AB}\lambda^B = g_{AB}\sigma^B = g_{AB}\omega^B = 0,$$

где g_{AB} – метрика пространства-времени M^4.

Дифференциальные 1-формы λ, σ, ω определяют характеристические классы слоения $\mathcal{F}$. Они связаны [22, с. 169] с электромагнитным полем A_i и с двумя глюонами $A(3)_i$ и $A(8)_i$:

$$A_i = \pm\frac{c^2}{2\sqrt{3k}}(\lambda_i + \sigma_i + \omega),$$

$$A(3)_i = \pm\frac{c^2}{2\sqrt{2k}}(\lambda_i - \sigma_i),$$

$$A(8)_i = \pm\frac{c^2}{2\sqrt{6k}}(\lambda_i + \sigma_i - 2\omega_i).$$

7. Выход в Гиперпространство

Если пространство-время является пружинным слоем, то для перехода в Прошлое остается выйти из него в точке a в объемлющее Гиперпространство и, двигаясь по времениподобной относительно 5-мерной метрики, достичь нужного события b в Прошлом (см. рис. 2).

С точки зрения топологии это означает создание в пространстве-времени 4-мерной кротовой норы (4-ручки) со входом в точке a и выходом в точке b. Другими словами, следует говорить о потере 3-мерным пространством топологической связности. Таким образом, если исходное пространство-время M_1^4 было односвязным, то мы переходим к неодносвязному пространству-времени M_2^4. При этом переходе 3-пространство с одной компонентой связности становится 3-многообразием, состоящим из двух компонент связности, то есть физическое пространство распадается на два никак не связанные куска, в одном из которых пребывает путешественник в прошлое. Слияние двух кусков в один – это достижение события b, то есть конец поездки.

Затраты энергии на отрыв куска от пространства оцениваются как среднее значение требуемой плотности энергии

$$\langle\delta\varepsilon\rangle \sim \frac{c^4}{4\pi G}\,\frac{1}{\sigma}$$

в отрываемой области с характернам плоским сечением σ [4, 6].

8. О машине времени Торна

1. Утверждение Торна и соавторов [1], что 3-мерную кротовую нору можно использовать для построения машины времени, перемещая одно из отверстий в пространстве со скоростью, близкой к скорости света, не является справедливым. Имеется в виду их рассуждение о движении с возвращением в исходное положение отверстия B кротовой норы, после чего входят в кротовую нору через B, выходят через отверстие A и возвращаются к отверстию B. Торн и соавторы, И. Д. Новиков и др. [23], уверяют, что при этом образуется временная петля, то есть замкнутая времениподобная кривая, поскольку часы движущегося отверстия B испытывают замедление времени либо за счет лоренцева сокращения, либо за счет сильного гравитационного поля в случае, когда отверстие B помещено в него. Однако:

1) эффект лоренцева замедления времени выводится на основе формул преобразований Лоренца, которые были получены только для односвязного 4-мерного пространства $\mathbb{R}^4$. Пространство же с кротовой норой неодносвязно;

2) мы должны рассматривать две пары часов: внешние t_A^{ex} и внутренние t_A^{in} (то есть внутри кротовой норы) вблизи левого отверстия кротовой норы A и внешние t_B^{ex} и внутренние t_B^{in} вблизи правого отверстия кротовой норы B (см. рис. 4). Всегда часы t_A^{ex} и t_A^{in} синхронны, и часы t_B^{ex} и t_B^{in} синхронны, поскольку эти пары часов находятся в одинаковых физических условиях. Значит, часы t_A^{in} и t_B^{in} не могут быть синхронизованы, и переход от конца B к A через кротовую не ведет к выходу в прошлое. А как раз на синхронности этих часов и построены рассуждения Торна и других.

3) временная петля появляется за счет априорного наклона световых конусов. В конструкции машины времени Торна световые конусы в пространстве-времени заданы изначально.

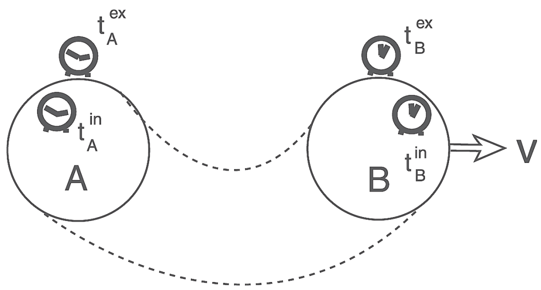


Рис. 4: Внешние и внутренние часы кротовой норы.

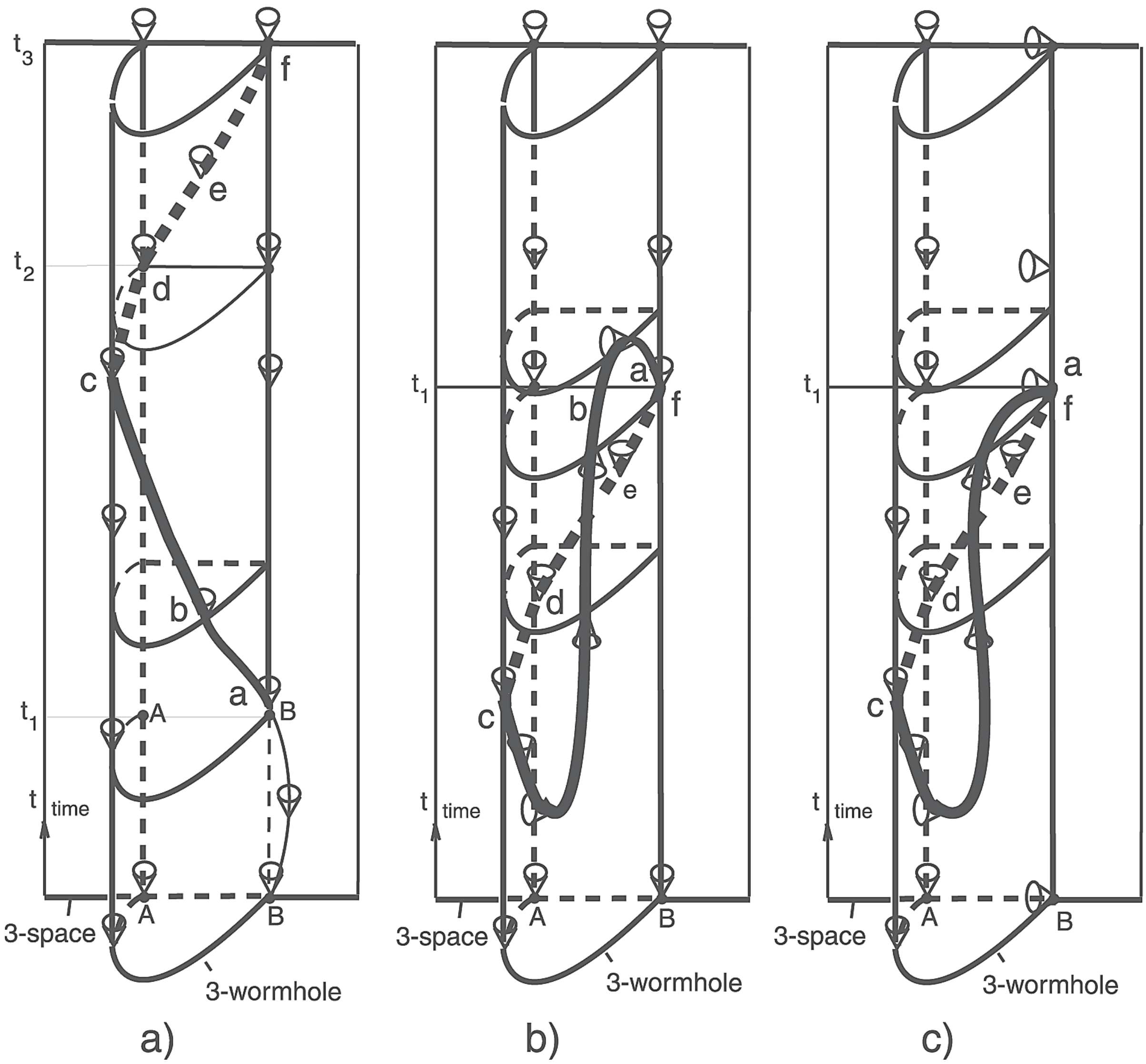


Рис. 5: Временные петли в 3-мерной кротовой норе.

Следовательно, если изначально нужного наклона световых конусов в пространстве-времени для существования временной петли не было, то за счёт перемещения туда-сюда или размещения второго отверстия B кротовой норы в сильном гравитационном поле временная петля не появится. И тогда проход через кротовую норы от отверстия B к отверстию (выходу) A (кривая $abcd$ на рис. 5) и последующее движения от отверстия A к отверстию B (кривая def на рис. 5) приведёт лишь к выходу в будущую эпоху t_3 по отношению к началу всего движения по кривой $abcdef$ в эпоху $t = t_1$ (см. рис. 5, a)). Обратим внимание на то, что наклон конусов внутри и вне кротовой норы у каждого отверстия не должны сильно отличаться. Более того, наклон конусов не должен сильно отличаться для обоих отверстий, иначе время течет на концах по-разному, и бессмысленно говорить о какой-либо синхронизации часов вдоль кротовой норы в её внутреннем пространстве.

Единственная надежда на то, что внутри кротовой норы световые конусы кардинально меняют свою ориентацию. Действительно, на рис. 5, b) изображена такая ситуация, содержащая временную петлю. Но совершенно невозможно, чтобы во внутреннем пространстве кротовой норы длиной в 1 метр было возможно такое кувыркание светового конуса.

Если отверстие B лежит в сильном гравитационном поле, то имеем такую же ситуацию с кувырканием светового конуса (см. рис. 5, c));

4) Все известные нам примеры 3-мерных кротовых нор – это метрики, заданные на 3-мерном цилиндре без необходимого для образования временной петли кувыркания светового конуса. Цилиндр не есть 3-пространство с 3-мерной кротовой норой, и заявления, что его легко превратить в таковое, производя определенного рода отождествления точек, и что при этом во вновь образованном пространстве с неодносвязной топологией будут наблюдаться лоренцевы сокращения времени, есть всего лишь сомнительные заявления.

2. Допустим тем не менее теперь, что лоренцево сокращение будет наблюдаться при движении на конце B при его движении в пространстве. Убедимся, что утверждение о синхронности часов у отверстия A и у отверстия B является ошибочным.

Заметим, что всегда пишут об *одной* паре часов, которые называют часами «у отверстий A и B». В действительности надо рассматривать *две* пары часов у отверстий A и B. Одна пара находится у отверстий во внешнем пространстве – это пара внешних часов, а вторая во внутреннем пространстве, то есть внутри кротовой норы (рис. 6, a), c)) – это пара внутренних часов.

Подчеркнем, что мы говорим о *сопутствующих часах*, то есть о часах, которые покоятся.

Отверстие A в момент времени $t = t_i$ обозначаем через A_i, аналогично метим отверстие B.

Ситуация изображена на рис. 6. Время t' измеряют внешние часы t_B^{ex} отверстия B. Они отстают от внешних часов t_A^{ex} отверстия A. На рисунке все события-точки, лежащие на параллельных оси x' прямых, одновременны по часам t_B^{ex}.

Если в момент $t = t_0$ внешних часов отверстия A все часы были синхронизированы (рис. 6, a)) и отверстие B начинает движение со скоростью v в момент $t = t_1 > t_0$, то внешние часы отверстия B – это временная координата t', являющаяся собственным временем космонавта, который находится на сфере-корабле, содержащем отверстие B, – начинают отставать от внешних часов отверстия A (рис. 6, c)).

Важно понимать, что отставание часов сопутствующего наблюдателя у отверстия B, т.е. внешних часов t_B^{ex} отверстия B от часов сопутствующего наблюдателя у отверстия A, т.е. внешних часов t_A^{ex} отверстия A, не зависит от того, в каком пространстве – во внешнем или во внутреннем (через кротовую нору) – их показания сравниваются [24].

Что будет происходить, когда космонавт, летящий на сфере-корабле, содержащем отверстие B, начнет нырять в это отверстие в момент $t = t_2$?

Внутренние часы t_B^{in} отверстия B_2 находятся в одинаковых физических условиях с внешними часами отверстия B_2 и поэтому идут с ними синхронно. Поскольку внутренние часы отверстия A всегда в одних физических условиях с внешними часами t отверстия A, они должны быть с ними синхронны. Поэтому, ныряя в нору через отверстие B_2, космонавт попадает не в прошлое $t = t_{-1}$, поскольку там нет выхода – отверстия A_{-1}, – есть только «пустая строительная площадка» $\emptyset$, а в относительное пространство $t = t_2$, выйдя через отверстие A_2. Выйти раньше момента старта отверстия B также нельзя, поскольку отверстие A на отрезке земного времени $[t_0, t_1]$ «заколочено», то есть кротовая нора ещё не функционирует.

3. Схема машины времени Торна вводит исследователей в заблуждение, что если есть в пространстве 3-мерная кротовая нора, то её легко превратить в машину времени, производя определенные манипуляции с одним из отверстий. Но построение машины времени гораздо более сложная задача, от решения которой мы ещё очень далеки.

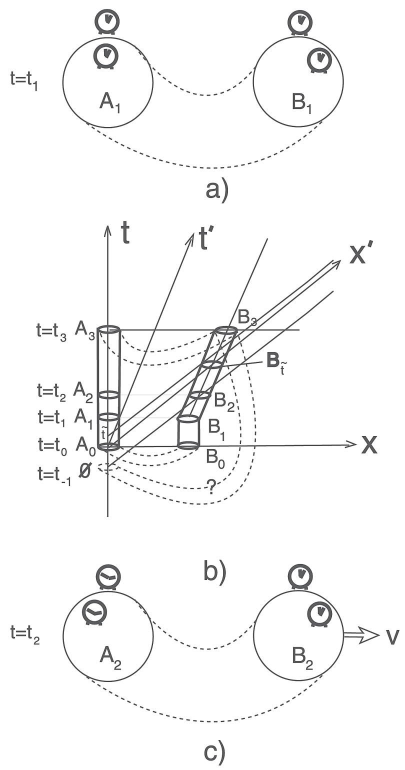


Рис. 6: Движение конца B кротовой норы. Кротовая нора создана в момент времени $t = t_0$. Ее отверстия A_0 B_0 одновременны по земным часам t. a) Момент $t = t_1$ – это момент перед началом движения отверстия B. Все часы идут синхронно. b) Диаграмма на плоскости Минковского. Отверстие B_2 одновременно по часам t' (но не по земным часам t) с событием $\emptyset$, на месте которого будет «прорыто» отверстие A_0; они лежат в одном относительном пространстве по внешним часам t' отверстия B_2. c) Момент $t = t_2$. Отверстие B движется со скоростью v. Часы t' – это внешние часы отверстия B, которые отстают от внешних часов отверстия A.

9. Заключение

Предложенный в статье механизм работы машины времени путем свертывания пространства-времени в пружину – это всего лишь грубая схема, за которой скрываются серьезные физические и математические проблемы, на которые не так легко найти ответы.

Мы вполне можем представлять реально существующим 4-мерное пространство-время, которое является слоем в 5-мерном Гиперпространстве. Можно искать экспериментальные подтверждение этому, а также тому, что наше пространство-время – это пружинный слой. Но что делать, если все эксперименты упорно говорят об отсутствии свойства пружинности. Поскольку с пружинными слоями мы связываем путешествия во времени и «мгновенные» сверхдальние перемещения в пространстве, то остаётся надеяться на то, что мы сможем перестроить наше слоение, нашу реальность в другую, в котором свойство пружинности станет доказуемым фактом. Именно о такой желанной перестройке слоения, в которое входит наше пространство-время, написано в данной статье.

Так что? Получается, что человек способен скручивать, свёртывать пространство-время, в котором он обитает, в нечто похожее на пружину-рессору по своему усмотрению? Не слишком ли фантастичны такие идеи?

Не слишком. Что бы сказал Ломоносов, если бы ему сказали, что расставленная на лугу сотня-другая больших «водородных бочек», разом взорвавшись, уничтожат Земной шар? Как гений науки подивился бы и стал уточнять. А вот вельможа из царского окружения посмеялся на глупым, читай фантастичным, заявлением.

Энергия, требуемая на скручивание пространства-времени, сколь бы гигантской нам не казалась, вполне сравнима с тем потрясением, которое испытал бы Ломоносов, когда назвали бы ему энергию, освобождаемую при термоядерном взрыве. В каждой исторической эпохе свои представление о фантастике. И не стоит поддакивать вельможам.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Morris M.S., Thorne K.S., Yurtsever U. Wormholes, Time machines, and the Weak Energy Condition // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 61. № 13. P. 1446–1449.
2. Гуц А.К. Хроногеометрия: Монография. Омск: ООО "УниПак 2008. 340 с.
3. Гуц А.К. Теория Машины времени: сб. статей «Фундаментальная и прикладная математика». Омск: ОмГУ, 1994. С. 57–66.
4. Гуц А.К. Физика реальности. Омск: Изд-во КАН, 2012. 424 с.
5. Гуц А.К. Многовариантная история России. М.:АСТ/СПб.: Полигон, 2000. 381 с.
6. Гуц А.К. Элементы теории времени. 2 изд., доп. М.: Издательство ЛКИ, 2011. 376 с.
7. Candel A., Conlon L. Foliations II / Graduate Studies in Mathematics Volume. V.60. American Mathematical Society. Providence, Rhode Island, 2003. 545 p.
8. Schweitzer P.A. Codimension one foliations without compact leaves // Comment. Math. Helv. 1995. V. 70. № 2. P. 171–209.
9. A'Campo N. Feuilletages de codimension 1 sur les varietes de dimension 5 // Comment. Math. Helv. 1973. V. 47. P. 54–65.
10. Haefliger A. Feuilletages sur les varietes ouvertes // Topology. 1970. V. 9, № 2. P. 183–194.
11. Тамура И. Топология слоений. М.: Мир, 1976. 318 с.
12. Morita S. Geometry of Characteristic Classes // Translations of Math. Monographs. V. 199. 2001. 197 p.
13. Фоменко А.Т., Фукс Д.Б. Курс гомотопической топологии. М.: Наука, 1989. 528 с.
14. Candel A., Conlon L. Foliations I / Graduate Studies in Mathematics Volume. V.23. American Mathematical Society. – Providence, Rhode Island, 2000. 402 p.
15. Thurston W. Non-cobordant foliations on S^3 // Bulletin Amer. Math. Soc. 1972. V. 78. P. 511–514.
16. Семинар Н. Бурбаки за 1989 г. М.: Мир, 1991.
17. Inaba T. Resilient leaves in transversaly affine foliations // Tôhoku Math. J. 1989. V. 41. P. 625–631.
18. Фукс Д.Б. Когомологии бесконечномерных алгебр Ли. М.: Наука, 1984. 272 с.
19. Reventos A. On the Gauss-Bonnet formula on the odd-dimensional manifolds // Tohoku Math. J. 1979. V. 31. № 2. P. 165–178.
20. Tanno S. A formula on some odd-dimensional Riemannian manifolds related to the Gauss-Bonnet formula // J. Math. Soc. Japan. 1972. V. 24. № 2. P. 204–212.
21. Zois I.P. Noncommutativity vs gauge symmetry // URL: http://arxiv.org/pdf/hep-th/0303158v2.pdf
22. Владимиров Ю.С. Размерность физического пространства-времени и объединение взаимодействий. М.: МГУ, 1987. 216 с.
23. Новиков И.Д. Анализ работы машины времени // ЖЭТФ. 1989. Т. 95, № 3. С. 769–776.
24. Константинов М.Ю. О кинематических свойствах топологически нетривиальных моделей пространства-времени // Известия вузов. Физика. 1992. № 12. С. 83–88.

Поступила в редакцию 17.09.2013

Гуц Александр Константинович, д. ф.-м. н., профессор, кафедра кибернетики, Омский государственный университет им. Ф.М. Достоевского, 644077, Россия, г. Омск, пр. Мира, 55-а.
E-mail: guts@omsu.ru

A. K. Guts
Reality and time machine

Keywords: reality, time machine, foliation, resilient leaf, wormholes.

PACS: 34D08, 93C15

This work is devoted to the study of the problems encountered in attempt to construct a theory of time machine. Confidence that the time machine can be built based on the theory of absolute space-time created by Hermann Minkowski in 1908 and supported by Einstein in 1921. Einstein said that space-time is real, and therefore, the past, future and the present are the entities that are always it there is , that is always present.

Kurt Gödel in 1949, based on the absolute space-time, presented the concept of building time machine, showing that it is sufficient to use closed time-like curves. Since then offered different generation of artificial mechanisms such curves in space-time, the most famous of which and at the same time It is wrong to offer Kip Thorne «dig» in space wormholes and manipulate from one of the holes.

In 1994 the author suggested the use of this mechanism clotting spacetime in the resilient spring leaf in (abstract) 5–dimensional Hyperspace. For the development of this idea must use the theory of foliations, which, although not is mathematically difficult to understand, but is characterized by the fact that it was twenty years there is no progress in obtaining results required for the final construction of the theory of machines time.

Hyperspace with 4-dimensional foliation having resilient leaf are «too wild» one, with the complex geometric dynamics. To create them, that is for clotting spacetime into spring can not be clearly used separately taken the physical gauge fields, because either there will be a breaking of the gauge symmetry, or the firmness of the law of conservation of gauge symmetry does not allow the space-time to curl up in the spring and thereby allow a time machine, created by withdrawing 4-dimensional wormhole, get in the flow of a 5-dimensional time, not back the passage of time, in his own past.

REFERENCES

1. Morris M.S., Thorne K.S., Yurtsever U. Wormholes, Time machines, and the Weak Energy Condition *Phys. Rev. Lett.* 1988 . V. 61. № 13. P. 1446–1449 .

2. Guts A.K. *Chronogeometry: Monograph*. Omsk: "UNIPACK 2008. 340 p.

3. Guts A.K. *Theory of Time Machine: collection of articles «Fundamental and Applied Mathematics»*. Omsk: Omsk State University, 1994. P. 57–66.

4. Guts A.K. *Physics of reality*. Omsk: KAN publ., 2012. 424 p.

5. Guts A.K. *Mani-variant history of Russia*. Moscow: ACT, 2000. 381 p.

6. Guts A.K. *Elements of the theory of time*. 2nd ed. Moscow: Publishing LKI, 2011. 376 p.

7. Candel A., Conlon L. Foliations II / *Graduate Studies in Mathematics Volume*. V. 60. American Mathematical Society. Providence, Rhode Island, 2003. 545 p.

8. Schweitzer P.A. Codimension one foliations without compact leaves *Comment. Math. Helv*. 1995 . V. 70. № 2. P. 171–209.

9. A'Campo N. Feuilletages de codimension 1 sur les varietes de dimension 5 *Comment. Math. Helv.* 1973. V. 47. P. 54–65.

10. Haefliger A. Feuilletages sur les varietes ouvertes *Topology*. 1970. V. 9. № 2. P. 183–194.

11. Tamura I. *The topology of foliations*. M.: Mir, 1976. 318 p.

12. Morita S. *Geometry of Characteristic Classes*. Translations of Math. Monographs. V. 199. 2001. 197 p.

13. Fomenko A.T., Fuchs D.B. *The course of homotopy theory*. M.: Science, 1989. 528 p.

14. Candel A., Conlon L. Foliations I / *Graduate Studies in Mathematics Volume*. V.23. American Mathematical Society. Providence, Rhode Island, 2000. 402 p.

15. Thurston W. Non-cobordant foliations on S^3 *Bulletin Amer. Math. Soc.* 1972. V. 78. P. 511–514.

16. *Burbaki semiar for 1989*. M.: Mir, 1991. 197 p.

17. Inaba T. Resilient leaves in transversaly affine foliations *Tôhoku Math. J.* 1989 . V. 41. P. 625–631.

18. Fuchs D.B. *The cohomology of infinite-dimensional Lie algebra*. Moscow, 1984. 272 p.

19. Reventos A. On the Gauss-Bonnet formula on the odd-dimensional manifolds *Tohoku Math. J.* 1979. V. 31. № 2. P. 165–178.

20. Tanno S. A formula on some odd-dimensional Riemannian manifolds related to the Gauss-Bonnet formula *J. Math. Soc. Japan*. 1972 . V.24, No. 2 . P.204-212.

21. Zois I.P. *Noncommutativity vs gauge symmetry*.URL: http://arxiv.org/pdf/hep-th/0303158v2.pdf

22. Vladimirov Yu.S. *The dimension of the physical space-time and unification of interactions*. M.: MSU, 1987. 216 p.

23. Novikov I.D. The analysis of machine time *ZhETPh*. 1989. T.95. № 3. S. 769–776.

24. Konstantinov M. On the kinematic properties of topological non-trivial space-time models *Russian Physics J.* 1992. № 12. P. 83–88.

Received 17.09.2013

Guts Alexander Konstantinovich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Department of Cybernetics, Dostoevsky Omsk State University, pr. Mira, 55-a, Omsk, 644077, Russia.
E-mail: guts@omsu.ru