

УДК 53.01+530.145.1+537.112+539.1+51-71

*B. M. Журавлев<sup>1</sup>*

**ГЕОМЕТРИЯ, ТОПОЛОГИЯ И ФИЗИЧЕСКИЕ ПОЛЯ.  
ЧАСТЬ IV. ТОПОЛОГИЧЕСКАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ<sup>2</sup>**

В четвертой части работы излагаются вопросы классификации структуры топологических ячеек, которые связываются со структурой элементарных частиц. Рассмотрены общие принципы классификации лептонов, барионов и мезонов. Вводится понятие барионного заряда. Предлагается топологическое описание явлений, связанных со слабым распадом. Рассматриваются вопросы барионной асимметрии и некоторые другие вопросы общего строения Вселенной.

**Ключевые слова:** Топологическая интерпретация барионного заряда, топологическая структура элементарных частиц, барионная асимметрия

**PACS:** 02.40.-k, 03.65.-w, 04.50.Kd, 11.90.+t

## 1. Введение

Постановка вопроса о детерминированной структуре квантовых объектов с точки зрения квантовой теории является некорректной, поскольку все описание движения или структуры частиц является вероятностным. Если учесть, что в постулатах квантовой теории неявно имеется утверждение о точечности рассматриваемых объектов, то сама постановка проблемы о протяженной структуре кажется несовместимой с квантовой механикой, а в конечном итоге и с квантовой теорией поля. Точечность частиц неявно постулируется, например, в статистическом постулате, где утверждается, что плотность вероятности найти электрон в точке с координатами  $\mathbf{x}$  в момент времени  $t$  определяется квадратом модуля волновой функции частицы. Это означает, что частица в эксперименте обнаруживается строго в одной точке пространства, что эквивалентно утверждению, что электрон является точечным объектом. Вместе с тем, эксперименты Р. Хоффштадтера [1] по глубоко неупругому рассеянию электронов на нуклонах дали информацию о наличии непрерывной внутренней структуры нуклонов. По традиции квантовой теории эта внутренняя структура объяснялась движением точечных частиц. Например, согласно квантовой механике точечный объект электрон в атоме создает непрерывное в пространстве распределение заряда, тока и массы. В случае нуклонов точечные объекты в их структуре назывались партонами, но затем их стали связывать с кварками (см. например, [2]). Такая возможность в квантовой теории имеется за счет статистической нелокальности квантовых объектов - точечные объекты "движутся" настолько быстро, что вместо одной точки возникает размытое облако с плотностью, пропорциональной плотности вероятности. Однако сам факт наличия внутренней структуры у нуклонов может свидетельствовать о существовании реальной, относительно детерминированной пространственной протяженности их элементов, которые в рамках предлагаемой концепции связываются с геометрией пространства на малых масштабах. Поскольку в предложенной в [3–5] концепции статистическое усреднение заменяется на геометрическое усреднение, то в ней появляется возможность опираться на геометрию в описании структуры частиц, элементы которой перечисляются с помощью параметров топологии.

Элементы топологии были введены в указанных работах. Например, величина электрического заряда связывается с эйлеровой характеристикой топологических ячеек, которые собственно и представляют собой частицы материи. Частично этот вопрос обсуждался в [6, 7], где были указаны основные принципы топологической классификации частиц. Основная задача данной работы - сделать эту классификацию более подробной, на основе анализа некоторых ранее неисследованных фактов.

Заметим, что в данной части статьи ссылки на формулы из первой и второй частей работы [3–5] будут обозначаться с помощью римских цифр I и II в начале номера формулы, например, ссылка на формулу из первой части с номером (2.7) будет обозначаться как (I.2.7).

<sup>1</sup>E-mail: zhvictorm@gmail.com

<sup>2</sup>Работа выполнена при поддержке Министерства Образования и Науки РФ (в рамках Государственного задания и проекта № 14.Z50.31.0015)

## 2. Общие принципы классификации топологических ячеек

Согласно общей концепции тополого-геометрического подхода для описания материи и фундаментальных полей, изложенной в работах [3–6], геометрия физического пространства, отражающая свойства материи в нем, описывается с помощью гладкой гиперповерхности  $V^3$ , вложенной в евклидово пространство  $W^4$  на единицу большей размерности. При этом время в  $W^4$  считается абсолютным, так что все физические события описываются в пространстве-времени, имеющего структуру прямого произведения  $W^4 \times T^1$ . Описание геометрии  $V^3$  строится с помощью функции высоты  $\mathcal{F} = \mathcal{F}(\mathbf{x}, t)$ , задающей  $V^3$  в форме гиперповерхности:

$$u = \mathcal{F}(\mathbf{x}, t), \quad (2.1)$$

где  $\mathbf{x} = \{x, y, z\}$  - декартовы координаты на гиперплоскости  $P^3 \in W^4$ , играющей роль системы отсчета, а  $u$  - координата вдоль ортогонального направления к  $P^3$  в  $W^4$ .

В работе [3] было дано определение понятия топологической ячейки, которое использовалось для введения геометрического представления о частицах материи. Для удобства воспроизведем его и здесь.

**Определение 1** Пусть  $\mathcal{F}(\mathbf{x})$  - функция Морса, заданная на трехмерном евклидовом пространстве  $\mathbf{R}^3$ . Будем называть **топологической ячейкой**, связанной с функцией  $\mathcal{F}(\mathbf{x})$ , открытую область пространства, ограниченную какой-либо изоповерхностью функции  $\mathcal{F}(\mathbf{x})$ . Топологическую ячейку будем называть **простой**, если топологическая ячейка является компактной и содержит единственную критическую точку - экстремум, лежащий строго внутри топологической ячейки. Простой **предельной** топологической ячейкой будем называть простую топологическую ячейку, если её границей является особая изоповерхность функции  $\mathcal{F}(\mathbf{x})$ , т.е. изоповерхность, на которой лежит хотя бы одна седловая точка  $\mathcal{F}(\mathbf{x})$ . **Пустой** топологической ячейкой будем называть топологическую ячейку, в которой нет ни одной критической точки функции  $\mathcal{F}$ .

В процессе построения теории в указанных работах было дано определение частицы материи, как топологической ячейки. С точки зрения требования однозначности определения частицы среди всех возможных типов ячеек, на роль элементарной частицы следует выбирать предельные топологические ячейки, ограниченные особой изоповерхностью. В результате возникает возможность построить классификацию элементарных частиц, сравнивая имеющиеся сведения об их структуре со структурой топологических ячеек.

Поскольку, по определению, топологические ячейки являются компактными областями трёхмерного пространства с той или иной границей, которая определена как особая изоповерхность фундаментального потенциала, то классификация топологических ячеек сводится к перечислению всех возможных типов таких областей. На самом деле решение такой задачи, с точки зрения топологии, является нетривиальной задачей. Препятствием служит теорема об отсутствии простого способа перечисления всевозможных топологий трехмерных компактных многообразий [8, 11]. Однако мы можем обойти эту трудность, предположив, что реализуемые в природе типы частиц относятся к ограниченному типу возможных топологических структур. Каких именно, будет указано ниже.

Согласно общему определению топологической ячейки, их классификация должна проводиться по двум основным структурным параметрам - топологии границы и внутренней топологии. Еще один параметр связан с классификацией всевозможных взаимных комбинаций отдельных простых или пустых топологических ячеек, например, возможных зацеплений их друг с другом, подобно узлам трёхмерных кривых [8, 9]. Однако такие структуры мы не будем рассматривать, поскольку для объяснения основных характеристик частиц, параметров границы и внутренней топологии вполне достаточно.

## 3. Электрический заряд и структура границы топологической ячейки

Согласно определению частицы, границей топологической ячейки, ей соответствующей, являются замкнутая двумерная поверхности уровня фундаментального потенциала  $\mathcal{F}$ , на которых лежит хотя бы одна седловая точка (т.е. особая изоповерхность). Наличие на границе седловых точек означает наличие в их геометрической структуре конусных особенностей, что вносит несущественное усложнение их структуры. Проще проводить классификацию двумерных поверхностей уровня гладкой функции, которые не содержат таких особенностей. Для того, чтобы устраниТЬ

их, воспользуемся способом перехода к неособым изоповерхностям, который применялся в [3, 6] для доказательства дискретности величины заряда при переходе через особую изоповерхность.

Пусть  $\mathcal{S}$  - особая изоповерхность, ограничивающая некоторую предельную топологическую ячейку. Пусть этой особой изоповерхности соответствует значение фундаментального потенциала, равное  $\mathcal{F}_s$ . Тогда значениям фундаментального потенциала  $\mathcal{F}_+ = \mathcal{F}_s + \delta\mathcal{F}$  и  $\mathcal{F}_- = \mathcal{F}_s - \delta\mathcal{F}$ , где  $\delta\mathcal{F}$  - бесконечно малая величина, соответствуют две изоповерхности  $\mathcal{S}_+$  и  $\mathcal{S}_-$ , которые являются неособыми. Будем для определенности считать, что знак величины  $\delta\mathcal{F}$  выбран таким образом, что в открытой области  $\mathcal{V}_+$  с границей  $\partial\mathcal{V}_+ = \mathcal{S}_+$  содержатся изоповерхности  $\mathcal{S}$  и  $\mathcal{S}_-$ , а в открытой области  $\mathcal{V}$  с границей  $\partial\mathcal{V} = \mathcal{S}$  содержится изоповерхность  $\mathcal{S}_-$  вместе с областью  $\mathcal{V}_-: \partial\mathcal{V}_- = \mathcal{S}_-$ , т.е.:  $\mathcal{V}_- \subset \mathcal{V} \subset \mathcal{V}_+$ . Изоповерхность  $\mathcal{S}_+$  будем называть внешней характеристической изоповерхностью, а  $\mathcal{S}_-$  - внутренней.

Неособые изоповерхности  $\mathcal{S}_+$  и  $\mathcal{S}_-$  представляют собой двумерные замкнутые гладкие компактные ориентируемые поверхности. Все такие топологически неэквивалентные поверхности перечисляются с помощью одного целого числа  $g$  - числа ручек [12, 13].

**Теорема.** Каждая двумерная замкнутая гладкая компактная ориентируемая поверхность диффеоморфна одной из поверхностей, которые представляют собой сферы с вклеенными в нее  $g$  ручками. Число  $g$  однозначно определяет топологический род этой поверхности. Эйлерова характеристика поверхности рода  $g$  равна  $\chi = 2(1 - g)$ . Формулировку и доказательство можно найти в [10].

Следуя этой теореме, в дальнейшем будем использовать обозначение двумерных поверхностей, диффеоморфных сфере с  $g$  ручками символами  $S_g^2$ , где индекс сверху означает размерность поверхности, а нижний индекс  $g$  - число ручек или род этой поверхности.

**Примеры.** Значения  $g$  некоторых поверхностей представлены в Таблице 1, а их внешний вид представлен на рис. (1).

Поверхность	Число ручек границы	Эйлерова характеристика
Сфера $S^2$ :	$g = 0,$	$\chi = 1,$
Тор $T^2$ :	$g = 1,$	$\chi = 0,$
“Крендель”:	$g = 2,$	$\chi = -1.$
Сфера с тремя ручками:	$g = 3,$	$\chi = -2.$

Таблица. 1. Топологическая классификация двумерных поверхностей.

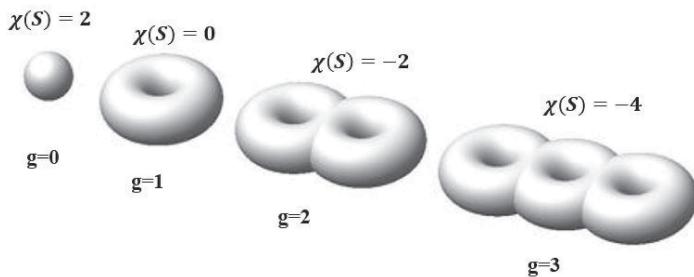
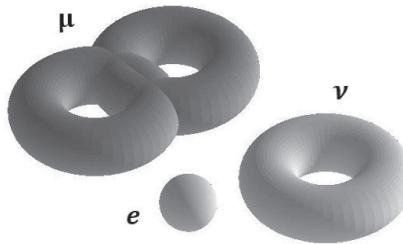


Рис. 1. Поверхности, соответствующие четырем наименьшим значениям  $g = 0, 1, 2, 3$ .

Частица	Число ручек границы	Заряд
электрон $e^\pm$ :	$g = 0,$	$Q = \pm 1,$
нейтрино $\nu$ :	$g = 1,$	$Q = 0,$
мюон $\mu^\mp$ :	$g = 2,$	$Q = \mp 1.$
таон $\tau^\mp$ :	$g = 2,$	$Q = \mp 1.$
трион $t^\mp$ :	$g = 3,$	$Q = \mp 2.$
.....	$g > 3,$	$ Q  > 2.$

Таблица. 2. Топологическая классификация лептонов.



**Рис. 2.** Структуры трех лептонов:  $e$ -электрон,  $\nu$  - нейтрино,  $\mu$  - мюон.



**Рис. 3.** Возможная структура особой изоповерхности триона

В колонке “Эйлерова характеристика” Таблицы 1 представлено значение эйлеровой характеристики ячейки, как области пространства, ограниченной поверхностью рода  $g$ , являющейся внешней характеристической изоповерхностью. Согласно свойствам эйлеровой характеристики [10, 13] области  $\mathcal{V}$ , ограниченной замкнутой ориентированной поверхностью  $\mathcal{S} = \partial\mathcal{V}$ , ее величина равна половине эйлеровой характеристики поверхности:

$$\chi(\mathcal{V}) = \frac{1}{2}\chi(\partial\mathcal{V}).$$

Как было показано в [3], величина электрического заряда, находящегося внутри изоповерхности фундаментального потенциала, равна, с точностью до знака, эйлеровой характеристике ячейки, т.е.  $\chi(\mathcal{V})$ . В силу этого классификацию частиц по величине их заряда можно рассматривать как классификацию двумерных изоповерхностей, соответствующую Таблице 1. Эта информация представлена в Таблице 2.

В первой колонке Таблицы 2 указан тип частицы (тип лептона), во второй - число ручек границы ячейки, а в третьей - величина заряда. Знак заряда частицы определяется не только величиной эйлеровой характеристики, которая стоит в третьей колонке Таблицы 1, но и знаком поля индукции на границе - направлено оно наружу или внутрь. Поэтому величина заряда, при одной и той же величине эйлеровой характеристики, может быть как положительной, так и отрицательной. Основная идея отождествления ячеек из Таблицы 1 лептонам, по схеме Таблицы 2, опирается на три основных предположения. Первое - заряд частицы и “топологический заряд” ячейки совпадают. Второе - условие стабильности частицы эквивалентно максимальной простоте ячейки. И третье - основные каналы распада нестабильных частиц должны на уровне топологии быть сопоставимы с топологической реконструкцией распада. В данной таблице это относится в основном к мюону и таону. Частица трион - гипотетическая.

Структура трех лептонов представлена на рис. (2). Из самих рисунков видно, что структуры сферы и тора являются простейшими, так что им распадаться просто не во что. Мюон содержит в структуре две ручки, что указывает на возможность распада. Топологическая реконструкция возможного распада мюона представлена на рис. (4), что соответствует наблюдаемому основному каналу распада этой частицы:  $\mu_{\pm} \rightarrow e_{\pm} + \nu + \tilde{\nu}$ . Этот канал распада связывают со слабым взаимодействием. По аналогичной схеме происходит распад таона с заменой мюонного нейтрино на таонное. Тип нейтрино в реакциях распада не указан. О типах нейтрино речь пойдет ниже.

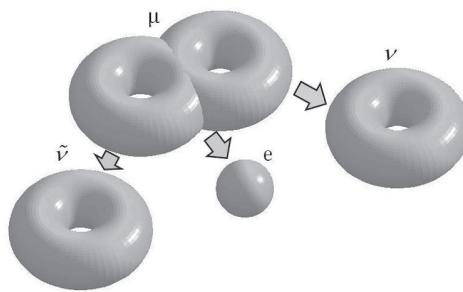


Рис. 4. Топологическая реконструкция основного канала распада мюона на два нейтрино и электрон.

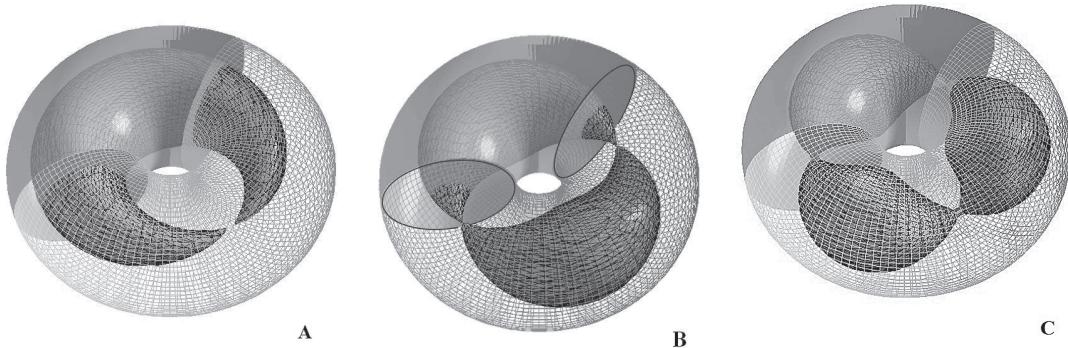


Рис. 5. Возможная структура трех типов нейтрино. А - электронное, В - мюонное, С - тау-нейтрино

Таким образом, можно считать, что предложенная интерпретация известных лептонов имеет под собой основания, согласующиеся по ряду параметров, в частности, по электрическому заряду с наблюдаемыми свойствами. Однако, кроме известных лептонов, в Таблице 2 присутствуют частицы с зарядом 2 и более. В частности, согласно этой таблице, в природе возможно наблюдение лептона с зарядом  $\pm 2$ , который условно назван трионом (в силу наличия трех ручек в структуре его границы) и обозначен  $t_{\pm}$ . Возможная структура особой изоповерхности триона представлена на рис. (3). Поскольку внешняя характеристическая изоповерхность этой частицы содержит три ручки  $g = 3$ , то такая частица должна распадаться по одному из каналов  $t_{\pm} \rightarrow \mu_{\pm} + \nu$  или  $t_{\pm} \rightarrow e_{\pm} + \nu + \nu + \tilde{\nu}$ .

#### 4. О трех типах нейтрино

Одним из важных экспериментальных фактов о строении нейтрино является наличие трех их типов - электронного, мюонного и тау-нейтрино. По своим зарядовым и спиновым свойствам эти нейтрино не отличаются. Отличительной их чертой является участие только в определенных распадах и, возможно, в массе. Предлагаемая концепция дает достаточно простое объяснение структуры различных типов нейтрино. При фиксированной топологии внешней характеристической изоповерхности, соответствующей тору  $S^2_1$ , что эквивалентно равенству электрического заряда нулю, изменения в топологии могут касаться самой особой изоповерхности и, соответственно, внутренней характеристической изоповерхности. При тех ограничениях на выбор используемых в классификации структур, особые изоповерхности различных типов нейтрино могут отличаться только числом седловых точек в их структуре. Если особая изоповерхность содержит  $n$  седловых точек, то внутренняя характеристическая изоповерхность будет состоять из несвязного объединения  $n$  двумерных сфер. Примеры такого строения для  $n = 1, 2, 3$  приведены на рис. (5).

Из рисунка видно, что электронное нейтрино имеет в этой классификации одну седловую точку, мюонное - две, а тау-нейтрино - три. Из общих соображений квантовой теории электрослабого

взаимодействия следует, что число нейтрино не может превышать трех. В рамках предлагаемого подхода число седловых точек на особой изоповерхности не ограничивается ни геометрическими, ни топологическими соображениями. Поэтому можно было бы предположить, что могут существовать и другие их типы, кроме перечисленных. Однако, опираясь на физические соображения в сопоставлении с геометрическими, можно дать вполне адекватное объяснение наличию именно трех типов нейтрино. Такое объяснение должно апеллировать к фундаментальному вопросу о наличии фиксированного минимального масштаба структур частиц.

Действительно, пространственные размеры ручек границы (и ручек Уилера, о чем речь пойдет далее) могут быть произвольными, например, сколь угодно малыми. В то же время размеры частиц имеет вполне определенные значения, диктуемые их массой, и меньше некоторого значения не встречаются. Следовательно, в теории должен существовать принцип, ограничивающий эти размеры. Такой принцип может вытекать непосредственно из уравнений теории. Планковский масштаб длины не может определять, в силу своей малости, размеры самих частиц. Поэтому этот масштаб должен следовать из некоторых физических условий в объемлющем пространстве  $W^4$ , в которое вложена физическая гиперповерхность  $V^3$ . Эти условия на данном этапе построения теории пока не установлены, но их наличие можно рассматривать в форме предварительного постулата теории:

**Постулат.** Протяженность геометрических элементов строения границы топологических ячеек и ручек Уилера не может быть меньше, чем некоторый фиксированный фундаментальный масштаб длины  $L_0$ .

Из этого постулата сразу следует, что если диаметр тора, как внешней характеристической изоповерхности нейтрино, имеет некоторое минимальное допустимое значение  $L_0$ , то число седловых точек на изоповерхности не может превышать трех. Действительно, длина окружности, на которой могут размещаться седловые точки, оценивается величиной  $\pi L_0$ . Тогда расстояние на окружности между седловыми точками определяется величиной  $\Delta L = \pi L_0/n$ , где  $n$  - число седловых точек. Из требования  $\Delta L \geq L_0$  следует, что  $n \leq \pi$ . Таким образом из наличия фундаментальной длины следует, что число седловых точек в структуре нейтрино не может превышать трех. Поэтому и число возможных структур типа нейтрино не может превышать трех. Последнее ограничение, видимо, является следствием свойств самой гиперповерхности  $V^3$ , как материального объекта. Аналогичные ограничения могут быть распространены и на структуры других тяжелых лептонов, что также должно ограничивать их возможное число. Из приведенных оценок следует, что трион, по всей видимости, может существовать, поскольку число седловых точек в его структуре также равно 3. Однако более тяжелые лептоны с зарядом 3 и более могут не удовлетворять таким ограничениям и поэтому, возможно, не существуют.

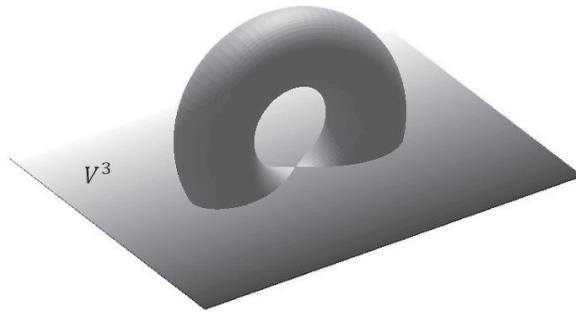
## 5. Барионный заряд и внутренняя структура ячеек

Предлагаемая схема объяснения структуры частиц на основе топологической интерпретации электрического заряда, как следует из предыдущего раздела, не может быть распространена на тяжелые частицы, обладающие барионным зарядом. Для того, чтобы предложенная классификация могла включать такие частицы, для барионного заряда необходимо ввести в рассмотрение дополнительный элемент топологической структуры ячейки. Такие дополнительные параметры структуры невозможно приписать топологии границы. Согласно приведенной выше **Теореме**, все такие поверхности полностью перечисляются с помощью одного целого числа  $g$ . В этом случае остается единственный вариант - искать необходимые параметры во внутренней структуре ячеек. Таким естественным параметром является число трехмерных ручек, "вkleенных" в структуру физической изоповерхности  $V^3$  в  $W^4$ . Такие ручки являются по сути одним из вариантов "круговых нор" в ОТО. В нужном топологическом контексте впервые такие ручки были описаны в работах Уилера и Мизнера [14–16], как это отмечалось во введении. Поэтому в дальнейшем будем такие ручки называть ручками Уилера.

Исходя из общих свойств эйлеровой характеристики топологической ячейки, ее величина целиком определяется структурой границы ячейки и не зависит от числа ручек Уилера, в克莱енных в соответствующую ячейку. По определению эйлеровой характеристики ее значение можно подсчитать с помощью следующей общей формулы:

$$\chi(\mathcal{V}) = p_0 - p_1 + p_2 - p_3 = 1 - g, \quad (5.1)$$

где  $p_i$ ,  $i = 0, 1, 2, 3$  - числа Бетти [10, 13]. Для рассматриваемых трехмерных ячеек числа Бетти



**Рис. 6.** Двумерный аналог ручки Уилера

имеют следующий вид:

$$p_0 = 1, \quad p_1 = g + b, \quad p_2 = 1 + b, \quad p_3 = 1, \quad (5.2)$$

где  $b$  - число ручек Уилера, вклеенных в ячейку. Величину  $\beta$  можно сопоставить величине барионного заряда. Тогда соотношение (5.1) можно интерпретировать, как известную формулу Нишиджимы-Гелл-Мана [2]:

$$Q = \frac{b + S}{2} + J_3.$$

Здесь  $S$  - странность,  $J_3$  - проекция изоспина,  $b$  - барионный заряд. Сравнивая эту формулу с формулой (5.1), находим:

$$J_3 = \varepsilon(p_2 - p_1) - (b + S)/2 = \varepsilon(1 - g) - (b + S)/2. \quad (5.3)$$

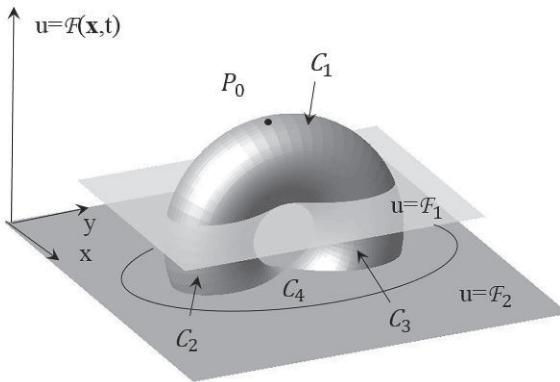
Двумерный аналог ручки Уилера представлен на рис. (6).

Для подтверждения данной гипотезы необходимо провести вычисления массы частиц, которые содержат ручки Уилера, и показать, что масса таких объектов соответствует реальным значениям масс барионов, которая в тысячи раз превышает массу электрона. Такие вычисления на данном этапе построения теории пока провести не представляется возможным, но ряд косвенных фактов указывает на то, что сформулированная гипотеза равенства барионного заряда числу ручек Уилера во внутренней структуре частиц имеет под собой основания. Эти факты состоят в следующем.

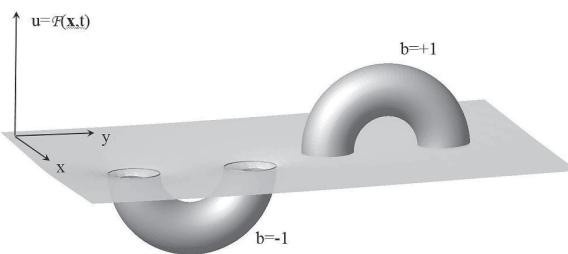
Во-первых, наличие ручек означает, что с точки зрения динамики, область, в которой содержится ручка Уилера или их некоторое количество, выглядит как область с короткодействующими силами большой интенсивности. Именно этот факт является отличительной чертой ядерных сил или сильного взаимодействия, которые связываются именно с барионным зарядом.

Во-вторых, область, содержащая ручки Уилера, должна описываться многозначными функциями. В частности, **фундаментальный потенциал должен быть многозначной функцией координат**. Этот факт играет важную роль в задаче подтверждения четырехмерности объемлющего пространства, в которое вложена физическая гиперповерхность  $V^3$ . С другой стороны, наличие многозначности существенным образом меняет характер описания полей во внутренней области барионов, что может объяснить те сложности, с которыми сталкивается теория ядерного взаимодействия. Многозначность, в частности, означает, что такие частицы, как протон и нейtron, состоят не из одной топологической ячейки, а из нескольких. В простейшем случае из четырех ячеек (см. рис. (7)), но склеенных таким образом, что они образуют неодносвязную область пространства  $V^3$ . Этот факт на качественном уровне объясняет, почему такие частицы должны иметь массу, значительно превосходящую массу простой ячейки. На рисунке (7) видно, что ручка Уилера состоит из одной простой ячейки  $C_1$ , которая склеена с двумя пустыми ячейками  $C_2$  и  $C_3$  по их границе, **лежащей на плоскости уровня**  $u = \mathcal{F}_1$ , которая и является внутренней особой изоповерхностью частицы. Точка  $P_0$  - экстремум в простой ячейке  $C_1$ , а плоскость  $u = \mathcal{F}_2$  соответствует еще одной особой изоповерхности, по которой склеены ячейки  $C_2$  и  $C_3$  с ячейкой  $C_4$ . Внешняя граница ячейки  $C_4$  есть граница, определяющая величину заряда частицы.

В-третьих, ручки Уилера дают на качественном уровне простое объяснение возникновению барионной асимметрии. Двумерные аналоги ручек Уилера с противоположными барионными зарядами представлены на рис. (8). Знак барионного заряда, как и знак электрического заряда,



**Рис. 7.** Двумерный аналог структуры ручки Уилера, состоящей из четырех топологических ячеек  $C_1, C_2, C_3, C_4$ .



**Рис. 8.** Двумерный аналог двух ручек Уилера с противоположными барионными зарядами

определяется тем, с какой стороны по отношению к заданной нормали к гиперповерхности ручка вклеена. Это означает, что в объемлющем пространстве  $W^4$  имеется анизотропия, которая определяет физическое отличие материи от антиматерии. Поскольку в современную эпоху пространство  $V^3$  вдали от материальных объектов почти не отличается от гиперплоскости  $P^3$ , с которой связывается система отсчета, то все физические параметры частиц и античастиц не отличаются между собой. Однако в эпоху возникновения Вселенной пространство  $V^3$ , как гиперповерхность в  $W^4$ , имело существенную кривизну. Можно предположить, исходя из общих соображений, что  $V^3$  тогда, как и сейчас, является замкнутой гиперповерхностью в  $W^4$ . В этом случае условия образования таких объектов как ручки Уилера, **вклеенные во вне объема**, ограниченного  $V^3$ , и внутрь его должны были существенно отличаться. В самой простой интерпретации - ручкам, вклеенным с внутренней стороны  $V^3$ , на начальных этапах эволюции Вселенной просто имеется меньше места для их образования, по сравнению с ручками, вклеенными с внешней стороны  $V^3$ . Однако могут играть роль и другие факторы, например, “внутреннее давление” в области, ограниченной  $V^3$ .

## 6. Классификация барионов

Представленные соображения позволяют дать предварительную таблицу классификации простых барионов и ядер. В таблице 3 приведена топологическая классификация наиболее простых барионов. К ним относятся протон и нейтрон, а так же ядра простых элементов - дейтерия (дейтон), трития (триトン) и двух стабильных изотопов гелия.

Частица	Число ручек границы	Заряд	Барионный заряд
протон $p^\pm$ :	$g = 0,$	$Q = \pm 1$	$b = \pm 1$
нейтрон $n$ :	$g = 1,$	$Q = 0$	$b = 0$
дейтон <sub>a</sub> ${}^2H_a^\mp$ :	$g = 0,$	$Q = \mp 1,$	$b = \mp 2$
дейтон <sub>b</sub> ${}^2H_b^\pm$ :	$g = 2,$	$Q = \pm 1,$	$b = \pm 2$
тритий <sub>a</sub> ${}^3H_a^\pm$ :	$g = 0,$	$Q = \mp 1,$	$b = \mp 3$
тритий <sub>b</sub> ${}^3H_b^\pm$ :	$g = 2,$	$Q = \pm 1,$	$b = \pm 3$
гелий <sub>3</sub> ${}^3He^\pm$ :	$g = 2,$	$Q = \pm 2,$	$b = \mp 3$
гелий <sub>4</sub> ${}^4He^\pm$ :	$g = 2,$	$Q = \pm 2,$	$b = \pm 4$

Таблица 3. Топологическая классификация простых барионов.

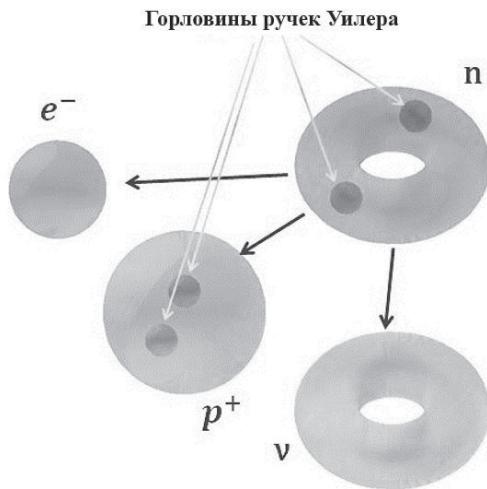


Рис. 9. Топологическая реконструкция распада нейтрона

Приведенная классификация барионов строилась на основе тех же принципов, что и лептонов. Во-первых, предполагается, что стабильным частицам соответствуют наиболее простые топологические структуры. Это в первую очередь относится к протону, имеющему одну ручку Уилера во внутренней своей структуре, и границу, диффеоморфную сфере с  $g = 0$  (внешняя граница  $\mathcal{C}_4$  на рис. (7)). Это наиболее простая структура, поэтому распадаться ей не во что, если только структуры типа ручек Уилера стабильны. Следующим по простоте является нейtron, устроенный аналогично протону, с той разницей, что внешней границей ячейки  $\mathcal{C}_4$  на рис. (7) является тор с  $g = 1$  и зарядом  $Q = 0$ . Нейtron является квазистабильной частицей, распадающейся в свободном состоянии примерно за 10 минут. **Основным каналом распада является реакция**  $n \rightarrow p^\pm + e^\mp + \bar{\nu}$ , что интерпретируется как результат слабого взаимодействия. Реконструкция такого распада представлена на рис. (9).

Поскольку типичные представители слабого взаимодействия - распады мюона и нейтрона связаны в рамках предлагаемой топологической их реконструкции с перестройкой их границы, т.е. особой изоповерхности, то слабое взаимодействие можно интерпретировать как процесс перестройки границ топологических ячеек. Поэтому слабое взаимодействие есть лишь одна из форм фундаментального электромагнитного взаимодействия.

Интерес представляет и анализ строения простых барионов - дейтона и тритона, с точки зрения их стабильности. Здесь следует указать на некоторую неопределенность в структуре ядер с зарядом  $\pm 1$ , которая связана с тем, что такой заряд обеспечивают и сфера  $\mathcal{S}_0^2$ , и крендель  $\mathcal{S}_2^2$ . Согласно экспериментальным данным, протон и дейтон стабильны, а ядро трития распадается по схеме слабого распада  ${}^3H^\pm \rightarrow {}^3He^{\pm 2} + e^\mp + \bar{\nu}$ . Отличие между протоном, дейтоном и ядром трития состоит в наличии различного числа ручек Уилера. Граница же этих ядер может иметь две различные конфигурации - либо сферу  $\mathcal{S}_0^2$ , либо "крендель"  $\mathcal{S}_2^2$ , что обеспечивает величину их заряда, равного  $\pm 1$ . Поскольку в распаде ядра трития присутствует нейтрино (антинейтрино), то можно предположить, что его границей является крендель  $\mathcal{S}_2^2$ , подобный границе мюона. Тор не может быть границей трития и ядра дейтерия, поскольку в этом случае заряд ядра был бы равен 0. Сравнивая структуры, сопоставляемые ядрам дейтерия и трития, видно, что при одной и той же структуре границ число ручек Уилера определяет ее устойчивость. В ядре дейтерия  ${}^2H$  имеется две ручки Уилера, которые стабилизируют его границу (см. рис. (10)). Три ручки уже не стабилизируют границу типа сферы  $\mathcal{S}_0^2$  или кренделя  $\mathcal{S}_2^2$ , но стабилизируют границу типа  $\mathcal{S}_3^2$ , подобную границе триона, что соответствует гелию-3  ${}^3He$ . Такую же границу стабилизирует и гелий-4, имеющий уже четыре ручки Уилера в своей структуре. Заметим, что на рис. (10) изображена конфигурация, соответствующая ядру дейтерия с двумя ручками Уилера, максимально пространственно-симметричная. Три горловины этих ручек "выходят" непосредственно во внешнюю ячейку  $\mathcal{C}_0$ . Еще одна горловина находится во внутренних ячейках частицы. Начиная с гелия, неопределенность в структуре границы их топологических ячеек исчезает, поскольку при  $g > 2$

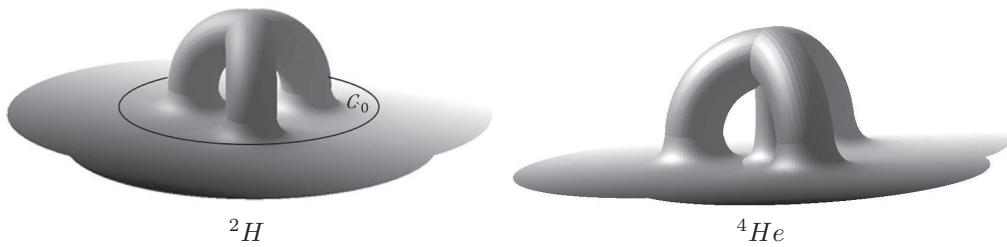


Рис. 10. Возможное строение ядра дейтерия и гелия-4

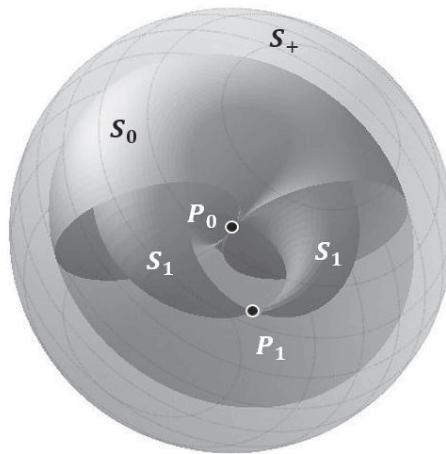


Рис. 11. Возможное строение  $\pi^\pm$ -мезона

величина заряда однозначно определяется значением  $g$ . На втором рисунке (10) изображена возможная структура ядра гелия-4  ${}^4He$ . Симметрия этой структуры выбрана такой же, как и для ядра дейтерия. Третья ручка изображена вертикально. Возможны и другие типы пространственного расположения ручек и их горловин. Здесь следует подчеркнуть, что геометрическая структура барионов может отличаться от двумерных аналогов, представленных на рис. (10). Выбор геометрической структуры должен определяться решениями некоторых полевых уравнений, о возможной форме которых речь пойдет далее.

## 7. Качественные отличия строения лептонов и мезонов

Среди элементарных частиц, кроме лептонов и барионов, выделяют отдельный класс частиц - мезонов. Эти частицы не имеют барионного заряда и нестабильны, возможно, кроме фотона, который иногда относят к мезонам. Исходя из этих соображений можно утверждать, что в рамках данной концепции мезоны - это частицы без барионного заряда, представляющие собой составные частицы или, точнее, частицы, топологические ячейки которых внутри себя имеют другие топологические ячейки. Такие частицы могут быть достаточно разнообразными по своей структуре. Поэтому их полная классификация требует отдельной работы, связанной с описанием всех типов топологически неэквивалентных структур, как характеристических изоповерхностей, так и особых изоповерхностей. Простыми примерами более сложной структуры, чем лептоны, могут служить ячейки, изображенные на рис. (11).

На рисунке (11) обозначены  $S_+ = S_0^2$  - внешняя характеристическая изоповерхность в форме сферы,  $S_0$  - внешняя особая изоповерхность с седловой точкой  $P_0$ ,  $S_1$  - внутренняя особая изоповерхность с седловой точкой  $P_1$ . Поскольку внешняя особая изоповерхность - сфера, то заряд такой частицы равен  $\pm 1$ . По своей структуре конфигурация на рис. (11) очень похожа на конфигурацию, которая сопоставлялась нейтрино (5). Отличие состоит в том, что частица на рис. (11) имеет дополнительную особую изоповерхность  $S_0$  с одной седловой точкой  $P_0$ . Однако, если

пытались достраивать изоповерхности, объемлющие нейтрино, то неизбежно приходим к убеждению, что должна существовать такая объемлющая изоповерхность, которая будет иметь форму особой изоповерхности, аналогичной  $S_0$ , если предполагать, что на больших расстояниях  $\mathcal{F}$  должно стремиться к постоянному значению, одинаковому во всех направлениях. Следовательно, единственным отличием частицы на рис. (11) от нейтрино является то, что изоповерхности  $S_0$  должны отличаться масштабом. Нейтрино движется внутри макромасштабной структуры типа  $S_0$  на рис. (11), а частица на рис. (11) движется в некоторой другой макромасштабной ячейке, содержащей ее. Основываясь на этом анализе, можно утверждать, что отличие мезонов от лептонов состоит в наличии дополнительных внутренних особых изоповерхностей, которые имеют микромасштабы.

Еще одним из основных отличий мезонов от лептонов является величина их спина. Для почти всех мезонов величина спина больше  $1/2$ . Поэтому эту величину, если ей придать топологический смысл, можно использовать в качестве одного из элементов топологической классификации. Вместе с тем, для интерпретации такого явления как спин необходимо вводить дополнительные характеристики фундаментальных полей внутри ячеек. Некоторые общие соображения, касающиеся описания спина, были рассмотрены в работе [5]. Более полное описание спина выходит за рамки данной работы.

## 8. Недостающее уравнение для $\mathcal{F}$

Все выведенные уравнения и соотношения опираются на следствия от введения геометрических маркеров  $e^a(\mathbf{x}, t)$  и связанных с ними полей, в том числе  $\mathbf{K}$  и  $\mathbf{V}$  ([3–5]). Фактически все эти уравнения и соотношения являются тождествами, которые выполняются при любой достаточно гладкой функции  $\mathcal{F}$ , и лишь связывают между собой различные поля, которые могут быть отождествлены с теми или иными полями экспериментальной физики. Таким образом, в теории остается вопрос о том, какому уравнению должна удовлетворять функция  $\mathcal{F}$ , чтобы соответствовать наблюдаемым в реальности физическим объектам и процессам в них и с их участием.

Проблема состоит в том, что выведенные уравнения в данной части статьи и в предыдущих, инвариантны относительно функциональной формы  $\mathcal{F}$ . Поэтому поиск нужного уравнения должен опираться на свойства конкретных решений этих уравнений, на основе которых можно было бы сделать выбор между теми или иными уравнениями для  $\mathcal{F}$ . Эта проблема еще усугубляется тем, что динамика  $\mathcal{F}$  относится к объемлющему пространству  $W^4$  размерности 4, относительно свойств которого у нас нет пока никаких прямых экспериментальных данных. В этой ситуации физика обычно ориентируется на какие-либо факты общего характера, в том числе, на идеи симметрии и вариационные принципы, которые можно рассматривать как динамические симметрии. В процессе сопоставления такой теории экспериментальным данным, как правило, роль симметрий и вариационных принципов ограничивается и уточняется. Но на первоначальном этапе они играют чрезвычайно важную роль. Так было на первоначальном этапе зарождения небесной механики, в которой круговые орбиты играли фундаментальную роль. Так было и с ОТО, в которой вариационный принцип Гильберта-Эйнштейна служил интуитивным способом построить теорию динамики искривленного пространства-времени, опираясь лишь на возможность существования в теории предельного перехода к классической механике и теории тяготения Ньютона. (см., например, [17]). Однако, привязка к теории тяготения Ньютона в предельном переходе является лишь необходимым условием справедливости теории, но недостаточным.

Следуя такой логике, при разработке данной теории приходится также привлекать какие-то дополнительные идеи, в том числе симметрийные, для установления недостающего уравнения для  $\mathcal{F}$ . В качестве основной информации, которая полезна для решения поставленной задачи, может рассматриваться исходный постулат, что физическое трехмерное пространство – это гиперповерхность в четырехмерном объемлющем, предположительно евклидовом, пространстве, а функция  $\mathcal{F}$  – это функция высоты этой гиперповерхности. В современной физике есть развитые модели теории упругих мембран [20], которые при очевидном их обобщении можно рассматривать в качестве подходящего инструмента для первоначального вывода уравнений динамики для функции  $\mathcal{F}$ . Следуя такой общей идеи, можно было бы предположить, что уравнение для  $\mathcal{F}$  можно, в определенном приближении, рассматривать как уравнение колебаний 3-х мерной мембранны в следующем виде:

$$\varrho \mathcal{F}_{tt} = T \Delta \mathcal{F} + P, \quad (8.1)$$

где  $\varrho$  – плотность материи мембранны,  $T$  – ее натяжение, а  $P$  – нормальное напряжение или давление среды в  $W^4$ . Важно, что по своему определению  $\mathcal{F}$  представляет собой функцию изгиба

мембранны, как это требуется в теории упругости. Развивая такой подход, можно предполагать, что давление  $P$  создается гидродинамическим потоком некоторой "жидкости" или "газа", заполняющего четырехмерное пространство. В этом случае можно получить уравнения, аналогичные капиллярным волнам на поверхности обычной жидкости, но в пространственной размерности на единицу большей. По всей видимости, такой подход может быть полезен для описания малых возмущений функции  $\mathcal{F}$ , которые можно сопоставить электромагнитным волнам малой амплитуды. Однако с точки зрения возможности использовать его в качестве способа описывать такие многозначные структуры, как барионы, такой подход вряд ли можно считать подходящим. Опираясь на результаты работ [18, 19, 21], можно предполагать, что при определенных условиях уравнения типа (8.1) могут иметь многозначные решения, которые так же при каких-то, пока точно не установленных условиях, могут иметь подходящие многозначные решения, которые сопоставимы структуре барионов. В противном случае уравнения типа (8.1) можно рассматривать лишь как очень приближенный способ описывать динамику материи в рамках предлагаемого подхода, позволяющий лишь "естественным" способом ввести в теорию величину скорости света, как характеристику упругости мембранны. Такой подход может при определенных условиях дать и необходимое естественное решение проблемы существования минимального масштаба длины возмущений, которые должны объяснить отличие реальных частиц от возможных коротковолновых малых флуктуаций  $\mathcal{F}$ , которые уже не сопоставимы элементарным частицам. Однако даже в случае успеха такого подхода для описания не барионов, остается проблема вывода более общего уравнения, включающего в себя и динамику барионной материи.

В связи с тем, что для описания барионов в рамках предлагаемой теории необходимы уравнения, допускающие многозначные решения, можно попытаться получить уравнение для  $\mathcal{F}$ , опираясь на общие идеи вывода таких уравнений из квазилинейных уравнений первого порядка общего вида, которые описаны были в [18, 19, 21]. В этом случае построение подходящего уравнения можно начинать со следующего общего уравнения:

$$H(E, u - F(\mathbf{x}, t, E)) = 0, \quad (8.2)$$

где  $H(\xi, \eta)$  - произвольная дифференцируемая функция двух аргументов  $\xi = E(\mathbf{x}, t, u)$  и  $\eta = u - F(\mathbf{x}, t, E(\mathbf{x}, t, u))$ ,  $u$  - четвертая координата в объемлющем пространстве  $W^4$ , а  $F(\mathbf{x}, t, E)$  - некоторая функция координат и времени, которая и будет рассматриваться в качестве фундаментального потенциала. Разрешая уравнение (8.2) относительно аргумента  $\eta$ , получаем следующее уравнение:

$$u = F(\mathbf{x}, t, E) + h(E), \quad (8.3)$$

при подходящей функции  $h(E)$ . Последнее уравнение очевидно интерпретируется, как определение функции высоты гиперповерхности (8.3):

$$\mathcal{F}(\mathbf{x}, t) = F(\mathbf{x}, t, E) + h(E),$$

для каждого допустимого решения  $E(\mathbf{x}, t, u)$  и какого-либо ограничения  $E(\mathbf{x}, t, u) = E_0(\mathbf{x}, t)$ . В простейшем случае в случае ограничения  $E(\mathbf{x}, t, u) = E_0 = \text{const}$  функцией высоты гиперповерхности будет сама функция  $F(\mathbf{x}, t, E_0)$  (с точностью до аддитивной постоянной  $h(E_0)$ ). Такой подход позволяет рассматривать  $E(\mathbf{x}, t, u)$  как некоторую характеристику материи, распределенной в  $W^4$ , не конкретизируя ее природу. При этом решения уравнений (8.2) и (8.3) являются многозначными, что позволяет надеяться на получение общего описания структур типа барионов, подбирая подходящие структуры функций  $F(\mathbf{x}, t, E)$  и  $h(E)$ .

Важным следствием уравнений (8.2) и (8.3) является то, что функция  $E$  удовлетворяет системе уравнений первого порядка (см. [19]) следующего вида:

$$\frac{\partial E}{\partial x_i} = -\frac{\partial F}{\partial x_i} \frac{\partial E}{\partial u}, \quad i = 0, 1, 2, 3, \quad (8.4)$$

а так же уравнению второго порядка:

$$\sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial^2 E}{\partial x_\alpha^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -\square F \frac{\partial E}{\partial u} + \frac{\partial}{\partial u} \left( \mathbf{A}^2 \frac{\partial E}{\partial u} \right), \quad (8.5)$$

где:

$$A_\alpha = \frac{\partial F(\mathbf{x}, t, E)}{\partial x^\alpha}, \quad A_0 = \frac{1}{c} \frac{\partial F(\mathbf{x}, t, E)}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \mathbf{A} = \square F, \quad \mathbf{A}^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 - A_0^2,$$

$$\mathbf{A}^2 = \sum_{\alpha=1}^3 \left( \frac{\partial F(\mathbf{x}, t, E)}{\partial x^\alpha} \right)^2 - \frac{1}{c^2} \left( \frac{\partial F(\mathbf{x}, t, E)}{\partial t} \right)^2, \quad \square F = \left[ \sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial^2 F(\mathbf{x}, t, E)}{\partial x_\alpha^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 F(\mathbf{x}, t, E)}{\partial t^2} \right] \Big|_{E=\text{const}}.$$

Отметим так же, что используя (8.4), из уравнения (8.5) можно исключить производные по внешней координате  $u$ . В таком виде уравнение для  $E$  можно представить в следующей общей форме:

$$\sum_{\alpha=1}^3 \frac{\partial^2 E}{\partial x_\alpha^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \left( \operatorname{div} \mathbf{B} - \frac{1}{2} \frac{\partial \mathbf{B}^2}{\partial t} \right) \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial t} \left( \mathbf{B}^2 \frac{\partial E}{\partial t} \right).$$

Здесь  $\mathbf{B} = \mathbf{A}/F_t$ . Таким образом, для описания динамики гиперповерхности (8.3) при условии  $E = E_0(\mathbf{x}, t)$  мы получаем в распоряжение уравнение второго порядка гиперболического типа, которое уже можно дополнять некоторыми соотношениями, касающимися зависимости  $F(\mathbf{x}, t, E)$  от  $E$ , которые, возможно, позволят получить недостающее уравнение для  $\mathcal{F}$ .

## 9. Заключение

Предложенная в данной работе теория позволяет построить единое представление о всех основных полях и взаимодействиях современной физики, основываясь на предположении, что геометрия трёхмерной физической гиперповерхности, вложенной в четырёхмерное евклидово пространство, описывается одной функцией высоты - фундаментальным потенциалом  $\mathcal{F}$ . Эта концепция позволяет построить теорию топологической интерпретации электрического заряда и на ее основе вывести уравнения электродинамики, квантовой теории и теории тяготения. Кроме этого, как было показано в [6], эта концепция позволяет объяснить строение основных типов элементарных частиц и, как следствие, основных ядерных взаимодействий - слабого и сильного. В данной работе были представлены основные идеи по включению в эту общую схему гравитационных полей и дано общее описание явления скрытой массы или "темной материи". Однако данная теория не является целиком замкнутой, поскольку в ней не содержится крайне важный элемент - вывод уравнений, которому удовлетворяет функция  $\mathcal{F}$ , играющая основополагающую роль. Фактически, представленная концепция отвечает на вопрос, как геометрические свойства пространства, связанные с  $\mathcal{F}$ , как функции высоты физической гиперповерхности, используются в современных теориях, в качестве элементов описания полей и частиц. Эти построения дают возможность связывать элементы геометрической и топологической структуры пространства с реальными экспериментальными фактами, но не дают объяснения - почему наблюдаемая динамика именно такова, как мы ее видим в эксперименте. Для вывода уравнений для  $\mathcal{F}$ , по всей видимости, необходимо привлекать некоторые общие соображения или экспериментальные факты относительно **физических свойств самой физической гиперповерхности** и ее динамических свойств, как элемента четырёхмерного объемлющего пространства  $W^4$ . Таких сведений в настоящее время пока слишком мало, чтобы сделать надежный вывод о форме уравнения для  $\mathcal{F}$ . Важным фактором, который должен играть существенную роль в выводе такого уравнения является то, что это уравнение должно допускать многозначные решения для функции  $\mathcal{F}$ , которые бы описывали неодносвязные области пространства, соответствующие барионам (см. [6]). Такого типа уравнения описаны, например, в работах [18, 19]. Однако, возможно, для описания  $\mathcal{F}$  необходимо решать уравнения динамики некоторой материи или поля в пространстве  $W^4$ , с дополнительным условием выделения в нем некоторой гиперповерхности так, как это делается при описании поверхностных волн в классической гидродинамике. Все эти вопросы требуют отдельного анализа и исследования.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Р. Хоффстадтер. // Успехи физических наук - 1963 - Т. 81- Вып. - 1 - С. 185–200 R.Hofstadter, Structure of Nuclei and Nucleons, Science 136, No.3521, 1013 (1962).
2. Я. Коккедэ. Теория кварков, Мир, Москва (1971), 341с.
3. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля (Часть I). Пространство, время и фундаментальные взаимодействия, 2014, вып. 4. С. 6-24. <http://www.stfi.ru/ru/issues.htm>

4. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля. (Часть II). Масса и гравитация, 2014, вып. 4. С. 25-39. <http://www.stfi.ru/ru/issues.html>
5. Журавлев В.М. Геометрия, топология и физические поля. (Часть III). Уравнения индукции фундаментальных полей, 2015, вып. 3. С. 44-60. <http://www.stfi.ru/ru/issues.html>
6. Zhuravlev V.M. A topological interpretation of quantum theory and elementary particle structure // Gravitation and Cosmology - 2011 - Vol. 17 - No. 3 - PP. 201–217
7. Журавлев В.М. Электродинамика с целочисленными зарядами, топология и структура элементарных частиц // Сб. Критич. технол. и фундамент. пробл. физики конденсир. сред - Ульяновск, УлГУ, 2001 - С.42-72
8. Прасолов В.В., Сосинский А.Б. Узлы, зацепления, косы и трехмерные многообразия. М.: МЦНМО, 1997. — 352 С.
9. Сахаров А.Д.. Топологическая структура элементарных зарядов и СРТ-симметрия. В сб. Проблемы теоретической физики, М.: Наука, 1972, С. 542–554
10. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. Методы теории гомологий. М.: Наука, 1984. 343 с.
11. Хирш М. Дифференциальная топология. М.: Мир, 1979. 280 с.
12. Милнор Дж., Уоллес А. Дифференциальная топология. Начальный курс. М.: Мир - 1972
13. Шапиро И.С., Ольшанецкий М.А. Топология для физиков // Элементарные частицы (Шестая школа ИТЭФ): сб. статей М: ИТЭФ, 1979. N.4. С. 5–60
14. Misner C.W., Wheeler J.A. // Ann. Phys. USA, 1957. №2. pp. 527–537
15. Уилер Дж. Гравитация, нейтрино и Вселенная. М.: И.Л., 1962. 352 с. с.
16. Мизнер Ч., Уилер Дж. Классическая физика как геометрия // Альберт Эйнштейн и теория гравитации: сб. статей. М.: Мир, 1979. С. 542-554
17. Л. Бриллюэн. Новый взгляд на теорию относительности - 1970 - М.:Мир - С. 142
18. В.М.Журавлев. Многомерные нелинейные волновые уравнения с многозначными решениями. // ТМФ -2013 - Т.174 - N2 - С. 236-246
19. В.М. Журавлев. Многомерные нелинейные волновые уравнения и комплексные квазилинейные уравнения первого порядка // Пространство, время и фундаментальные взаимодействия - 2013 - Вып. 4 - С. 56-67
20. С.П. Тимошенко, Дж. Гудьер. Теория упругости. - 1975 - М.: Наука - С.574
21. В.М. Журавлев. Многомерные квазилинейные уравнения первого порядка и многозначные решения уравнений гиперболического и эллиптического типа. // ТМФ - 2015 (в печати)

Поступила в редакцию 05.11.2015

Журавлев Виктор Михайлович, д. ф.-м. н., профессор, кафедра Теоретической физики, Ульяновский государственный университет, 432017, Россия, г. Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42.  
E-mail: zhvictorm@gmail.com

**V. M. Zhuravlev**

**Geometry, topology and phiscal fields. Part IV. Topological structure of elementary particles**

**Keywords:** A topological interpretation of the baryon charge, the topological structure of elementary particles, the baryon asymmetry

PACS: 02.40.-k, 03.65.-w, 04.50.Kd, 11.90.+t

In the fourth part of the paper sets out the classification of topological structure of cells that bind to the structure of elementary particles. The general principles of classification of leptons, baryons and mesons are represented. The notion of baryon charge are suggested. It proposed a topological description of the phenomena associated with a weak decay. The questions of the baryon asymmetry and some other questions of a general structure of the universe are discussed.

**REFERENCES**

1. R.Hofstadter, Structure of Nuclei and Nucleons, *Science*, 136, No.3521, 1013 (1962).
2. J.J.J. Kokkedee. *The quark model*. University of Nijmegen The Netherlends, W.A. Benjamin, Inc. New York, Amsterdam (1969), 329c.
3. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicseskie polya (Chast I). Elektrikal zarayd i elektromagnitnye polya. *Prostranstvo, vremya i phundamentalnye vzaimodeystvia*, 2014, vyp. 4. C. 6-24. <http://www.stfi.ru/ru/issues.htm>
4. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicseskie polya (Chast II). Massa i gravitaciya. *Prostranstvo, vremya i phundamentalnye vzaimodeystvia*, 2014, vyp. 4. C. 25-39. <http://www.stfi.ru/ru/issues.html>
5. Zhuravlev V.M. Geometriya, topologiya i pfysicseskie polya (Chast III). Uravneniya indukcii fundamentalnykh poley. *Prostranstvo, vremya i phundamentalnye vzaimodeystvia*, 2015, vyp. 3. C. 44-60. <http://www.stfi.ru/ru/issues.html>
6. Zhuravlev V.M. Elektrodinamika s tcelochislennymi zaryadami, topologiy i struktura elementarnykh chastic. *Sbornik "Kriticheckie tekhnologii i problemy fiziki kondensirovannykh sred*, Ulyanovsk, Ulyanovsk State University, 2001. pp. 42-72
7. Zhuravlev V.M. A topological interpretation of quantum theory and elementary particle structure. *Gravitation and Cosmology*, 2011. Vol. 17. № 3. PP. 201--217
8. Prasolov V.V., Sosinskiy F.V. *Uzly, zacepleniya, kosy i trekh-mernye mnogoobraziya*. Moscow.: MCNMO, 1997. — 352 P.
9. Sakharov A.D. Topologicheskaya struktura elementarhykh chastic i CPT-simmetriya. V Sb. *Problemy teoreticheskoi fiziki*, Moscow, Nauka, 1972. PP. 542-554
10. Dubrovin V.A., Novikov S.P., Fomenko A.T. *Sovremennaya geometriya*, Moscow, Nauka, 1984. 343 p. Dubrovin V.A., Novikov S.P., Fomenko A.T. *Sovremennaya geometriya. Metody i prilozheniya*, Moscow, Nauka, 1979. 760 p.
11. Hirsch M. W. *Differential topology*. Berlin: Springer-Verlag, 1976. 280 p. Translated under the title *Differential'naya topologiya*. M. Khirsh. Moscow, Mir, 1979. 280 p.
12. Milnor J. W. *Topology from the differentiable viewpoint*. Princeton University Based on notes by David w. Weaver. The University Press of Virginia Charlottesville, 1965. Wallace A.H. *Differential Topology*. First Steps. University of Pennsylvania New York, W. A. Bfnjamin, 1968. Translated under the title *Differential'naya topologiya. Nachal'nyy kurs*. Moscow, Mir, 1972.
13. Shapiro I.S., Ol'shanentckiy M.A. Topologiya dlya fizikov. V sbornike *Elementarnye chastic ( Shestaya shkola ITEF)*, 1979. №.4. PP.5-60
14. Misner C.W., Wheeler J.A. *Ann. Phys. USA*, 1957. № 2. PP. 527-537
15. Wheeler J.A. *Neutrinos, Gravitation and Geometry*. Tipografia Compositori, 1960. 352 p. Translated under the title *Gravitaciya, neytrino i Vselennnaya*. Moscow, Izdatelstvo inostrannoy literatury, 1962. 352 p. c.
16. Mizner Ch., Wheeler J.A. Klassicheskaya fizika kak geometriya. V sbornike *Albert Einstein i teoriya gravitacii*, Moscow, Mir, 1979, pp. 542-554
17. 3. L. Brillouin. Relativity reexamined. New Jork: Academic Press, 1970. 142 p. Translated under the title *Novyy vzglyad na teoriyu otnositel'nosti*. L. Brilluyen. Moscow: Mir, 1972. 142 c.
18. Zhuravlev V.M. Mnogomernye nelineynye volnovoye uravneniya s mnogoznachnymi resheniyami. *Theoretical and mathematical physics*, 2013. Vol. 174 - N2. pp. 236-246
19. Zhuravlev V.M. Mnogomernye nelineynye volnovoye uravneniya i kompleksnye kvasikineynye uravneniya pervogo poryadka *Prostranstvo, vremya i fundamental'nye vzaimodrystyia*. Kazan, 2013. №4. pp. 56-67
20. Timoshenko S.P., Gedier Dj. *Teoriya uprugosti*. - 1975 - Moscow.: Izdatelstvo Nauka - P.574
21. Zhuravlev V.M. Mnogomernye quazilineynye uravneniya pervogo poriadka i mnogoznachnye resheniya uravneniy hiperbolicheskogo i ellipticheskogo tipa. *Theoretical and mathematical physics*, 2015. (v pechati)

Received 05.11.2015

Zhuravlev Victor Mikhailovich, Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Theoretical Physics department, Ulyanovsk State University, ul. Leo Tolstoy, 42, Ulyanovsk, 432017, Russia.  
E-mail: zhvictorm@gmail.com