

Барыкин В.Н.

НОВЫЙ СИНТЕЗ
НЕЕВКЛИДОВЫХ
ГЕОМЕТРИЙ

Минск
"Ковчег"
2018

УДК 1; 530.12

ББК 22.1

Б26

Барыкин. В.Н.

Б26 " " " / Виктор Барыкин. – Минск": Ковчег,
2018, , 362 с.

ISBN 978-985-7202-88-1.

Возможность синтеза эллиптической, евклидовой и гиперболической геометрии математически обоснована в 19 веке Ф. Клейном.

В данной работе реализован новый, физический синтез этих геометрий. Исходной его точкой стала модель электродинамики без ограничения скорости, обобщающая подход и алгоритм А. Эйнштейна. Проиллюстрированы аспекты геометрической неевклидовости в моделировании структуры частиц света и гипотетических структурных частиц гравитации. Установлена связь неевклидовых геометрий с алгоритмом скалярного объединения неизоморфных групп в систему групп, в частности, в сигруппу Галилея-Лорентца. Показано, что неевклидовы геометрии фундаментальны для физической теории, генерируя объединение электромагнетизма и гравитации. Утверждена конструктивность неевклидовых геометрий для объединения теорий микро- и макромира. На модели канонических характеристических полиномов фундаментальной группы выполнен расчет числовых значений зарядов и масс электрона и нуклона.

Монография предназначена для математиков, физиков, философов, занимающихся созданием общих моделей реальности, базирующихся на единой теории взаимодействий и неевклидовой геометрии.

УДК 1; 530.12

ББК 22.1

ISBN 978-985-7202-:: -3

© Барыкин В.Н., 2018

© Оформление.

ООО «Ковчег», 2018

СОДЕРЖАНИЕ

Введение.....	4
1. Математический синтез неевклидовых геометрий.....	7
1.1. Девять неевклидовых геометрий.....	7
1.2. Превращения геометрий на прямой линии.....	9
1.3. Связи автоморфных функций с неевклидовыми геометриями.....	10
1.4. Краткий очерк истории неевклидовых геометрий.....	11
2. Физический синтез неевклидовых геометрий.....	12
2.1. Система геометрий на модели скалярной деформации 4-метрики.....	12
2.2. Сигруппа Галилея-Лорентца.....	13
2.3. Свойства сигруппы Галилея-Лорентца.....	15
2.4. Модулярная группа в пространстве скоростей.....	20
2.5. Неевклидовы геометрии в структуре частиц света.....	22
2.6. Механический закон сохранения энергии для электромагнитного поля.....	26
2.7. Матричная специфика уравнений электродинамики.....	28
2.8. Спектр функциональных решений в электродинамике.....	38
2.9. Алгебра процессов.....	44
2.10. Неевклидовы геометрии в структуре частиц гравитации.....	48
2.11. Согласование с моделями гравитации Эйнштейна и Логунова.....	59
2.12. Неевклидовы геометрии для связи микро- и макромиров.....	62
2.13. Скрытые уравнения механики и электродинамики.....	69
2.14. От единства реальности к единству геометрий.....	72
2.15. Аналогия связи неевклидовых геометрий со связями для статистик.....	80
3. Связи неассоциативности с неевклидовостью.....	82
3.1. Скрытая неассоциативность в форме информационной неевклидовости.....	82
3.2. Скрытая неассоциативность на примере алгебры Йордана.....	89
3.3. Неассоциативные операции как алгоритм учета ощущений объектов.....	97
3.4. Иллюстрация скрытой неассоциативности на уравнениях электродинамики.....	101
3.5. Проявления неассоциативного суммирования.....	104
4. Фундаментальные свойства неевклидовых геометрий.....	111
4.1. Алгоритм расчета числовых значений фундаментальных зарядов.....	111
4.2. Концепция операционного творчества объектов.....	122
4.3. Новой практике нужна новая математика.....	126
4.4. К возможности качественно новых свойств света и реальности.....	135
Заключение.....	138
Литература.....	140

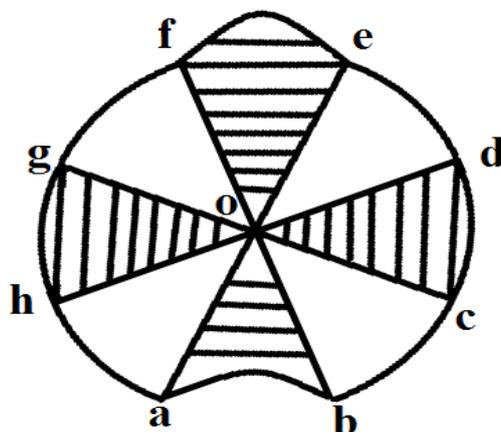
Введение

Практическое восприятие формы и некоторых свойств системы неевклидовых геометрий легко достигается на конкретном примере.

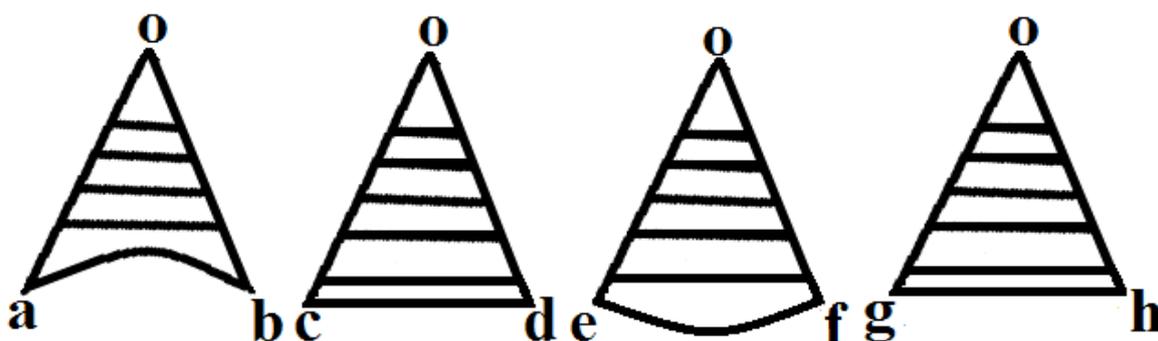
Представим зарплату сотрудников фирмы, состоящей из 8 человек, в форме круга с конечным радиусом. Разделим ее системой диаметров на 8 равных частей. Примем во внимание, что нужно платить налоги, что превращает сегмент оплаты заработной платы сотрудников в треугольник.

Учтем, что в фирме действует инструмент поощрения и наказания. Пусть по этой причине один сотрудник будет поощрен и его зарплата будет больше стандартной. Тогда пусть внешняя сторона сегмента его зарплаты будет выпуклой. Пусть, наоборот, другой сотрудник будет наказан уменьшением зарплаты. Тогда пусть сторона сегмента его зарплаты будет вогнутой.

Проиллюстрируем модельную задачу рисунком:



Получим три вида «треугольников зарплаты»:



Обозначим площадь треугольника «с оплатой налогов» символом S_0 , площадь треугольника с вогнутой стороной символом S_α , пусть площадь треугольника с выпуклой стороной имеет символ S_β .

В первом треугольнике величина $\xi = S_0 - S_\alpha$ больше нуля. Сумма углов этого треугольника меньше 180 градусов. Мы имеем модель, соответствующую формату неевклидовой, гиперболической геометрии Лобачевского.

Во втором и четвертом треугольниках величина $\xi = S_0 - S_0 = 0$.

Сумма углов треугольника равна 180 градусов. Так представлена модель параболической геометрии Евклида.

В третьем треугольнике величина $\xi = S_0 - S_\beta$ больше нуля. Сумма углов треугольника больше 180 градусов. Мы имеем модель неевклидовой, эллиптической геометрии Римана.

Упростим анализ, приняв допущение, что величины «вогнутостей» и «выпуклостей» одинаковы, что позволяет ввести переменную $p = |S_0 - S_\alpha| = |S_0 - S_\beta|$. Тогда с каждым «треугольником зарплаты» ассоциированы целые числа согласно таблице

S	S_α	S_0	S_β	S_0
k	1	0	-1	0

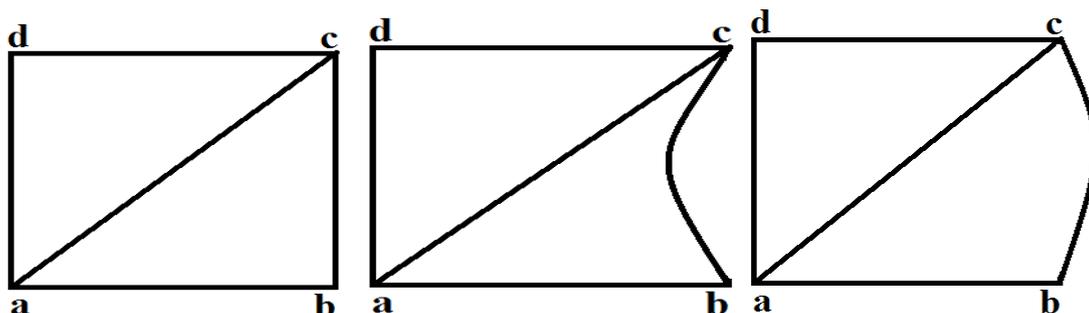
Они соответствуют частным значениям функции

$$\cos \varphi = \frac{1}{2}(e^{i\varphi} + e^{-i\varphi})$$

при значениях угла $\varphi = 0, \frac{\pi}{2}, \pi, \frac{3\pi}{2}$. Заметим, что величина $g(\varphi) = e^{i\varphi}$ ассоциирована с унитарной группой $U(1)$, на которой базируется анализ симметричных свойств электромагнитного поля.

Промежуточные числа характеризуют «мутацию евклидовости», которая в рассматриваемом случае обусловлена динамикой изменения «вогнутостей» и «выпуклостей» для «треугольников зарплаты». Связывая величину k с углом φ мы получаем математический алгоритм описания взаимосвязи и преобразования неевклидовых геометрий.

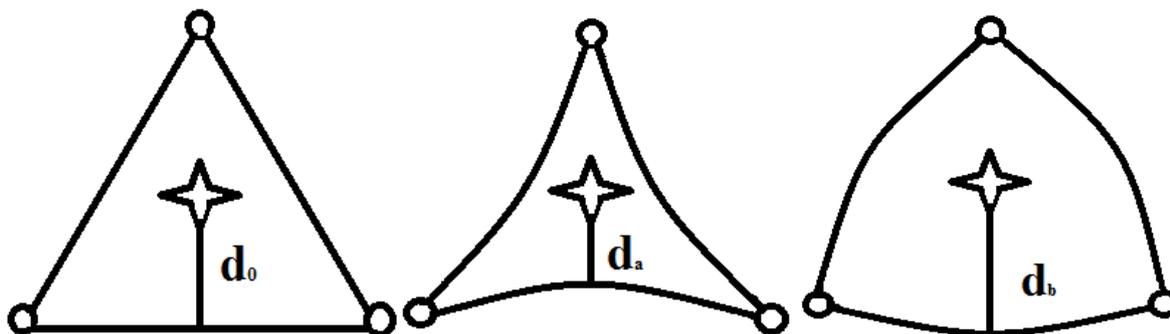
К задачам с применением неевклидовых геометрий мы приходим при анализе эффективности использования земель. Одинаковые по форме и площади участки земли могут характеризоваться, например, частичным использованием базовой площади или ее незаконным расширением. Соответственно получим, например, геометрические модели использования земель вида



Дополнительные аргументы в пользу синтеза неевклидовых моделей геометрии мы обнаруживаем при моделировании ощущений и реакций объектов на информационное воздействие. Проиллюстрируем этот тезис геометрической моделью. Представим наблюдателя, находящегося на пересечении биссектрис равностороннего треугольника, вершины которого есть некоторые информационные блоки. Пусть линии, связывающие эти блоки, характеризуют связи между такими блоками.

Три типа отношений наблюдателя к указанным связям зададим посредством изменения расстояния к ним. В соответствии с предлагаемым подходом получим аналоги трех видов геометрии.

Представим их рисунками вида



Мы имеем, аналогично модели «треугольников зарплаты», треугольники «информационных отношений». Их можно характеризовать неким единым методом. Однако геометрический подход допускает и предполагает также учет разнообразных условий и факторов, которые можно и нужно учитывать дополнительно в конкретных задачах.

Заметим, что сравнение между собой прямолинейных и колебательных движений генерирует похожие геометрические образы, равно как и «видение» элементов «вдоха» и «выдоха», проявляющегося через движения дыхательной диафрагмы человека. По этой аналогии преобразование одной неевклидовой геометрии в другую неевклидову геометрию можно трактовать, с философской точки зрения, как «дыхание» физических объектов. Отрицание или пренебрежение «дыханием» приближает исследователя к профессии и искусству патологоанатомов.

Заметим, что информация, представленная в таком виде, не выходит за рамки интуитивно ясных иллюстраций полезности моделей неевклидовой геометрии не только в их статическом проявлении, но и в динамике с изменением качества объектов и явлений.

Природа и сущность «мутации евклидовости» может быть понята и раскрыта для практического применения только на основе следствий из динамических моделей физической реальности, которые многообразно и многократно подтверждены экспериментально. Решение задач в указанном направлении базируется на дифференциальной геометрии с использованием системы дифференциальных форм и внешнего произведения.

На первом месте в данном случае стоит некоторая система дифференциальных уравнений. Геометрия либо скрыта, либо находится на втором плане.

Наличие системы геометрий с принятием возможности их взаимных превращений расширяет границы физического моделирования. В частности, не исключается объединение геометрий для строго и точного описания отдельных структурных составляющих сложного объекта с геометрическими проявлениями их свойств. Аналогичное замечание можно сделать по поводу эволюции геометрий в системе физических объектов. Особенно интересно и важно найти алгоритмы геометрического описания свойств и динамики сознаний и чувств различных живых изделий.

Отдельный и самостоятельный раздел будущих геометрических моделей может и должен базироваться на новых числах и системе разнообразных операций, которые способны по-новому описывать и изучать химические и биологические объекты.

Особенно важно учитывать и применять на практике приемы и методы неассоциативной математики, бурно развивающейся в современном интеллектуальном мире.

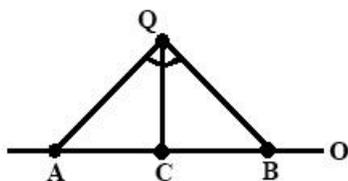
Есть основания предполагать, что анализ взаимосвязей и динамики неевклидовых геометрий позволит достичь более полного владения внутриатомной энергией, а также приемами и средствами эффективного омоложения биологических систем.

1. Математический синтез неевклидовых геометрий

1.1. Девять неевклидовых геометрий

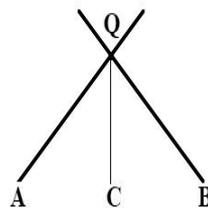
На первом плане математического анализа геометрий находятся концепции длин и углов. Общеприняты три модели. Проиллюстрируем их свойства.

1. Эллиптическая геометрия Римана



$$d_{AB}^{(R)} = \angle AQB$$

$$d_{AC}^{(R)} + d_{CB}^{(R)} = d_{AB}^{(R)}$$

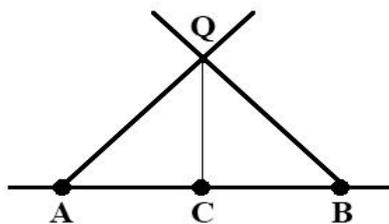


$$\delta_{AB}^{(R)} = \angle AQB$$

2. Параболическая геометрия Евклида



$$d_{AB}^{(E)} = \frac{AB}{DE}$$



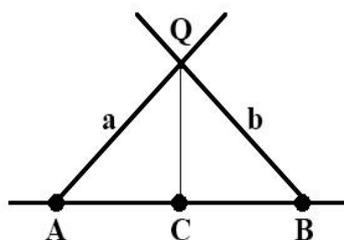
$$\delta_{ab}^{(E)} = AB = d_{AB}^{(E)}$$

3. Гиперболическая геометрия Римана



$$d_{AB}^{(L)} = k \log \left(\frac{AI}{Ay} : \frac{BI}{By} \right) \quad \delta = k \log \frac{\sin \angle (a, I) \sin \angle (b, I)}{\sin \angle (a, J) \sin \angle (b, J)}$$

$$d_{AC}^{(L)} + d_{CB}^{(L)} = d_{AB}^{(L)}$$



Естественно учесть сочетания разных возможностей объединения определений для длин и углов. Тогда получим систему, состоящую из 9 геометрий [1]. Их таблица имеет вид

(d, φ)	Лобачевский	Евклид	Риман
Лобачевский	ЛЛ	ЛЕ	ЛР
Евклид	ЕЛ	ЕЕ	ЕР
Риман	РЛ	РЕ	РР

Заметим, что в настоящее время теоретически и экспериментально частично исследованы лишь те геометрии, которые расположены на диагонали этой таблицы.

Скорее всего, так получилось потому, что наша практика не достигла пока уровня понимания и практического приложения 6 новых геометрий. Исследование их свойств актуально с математической точки зрения, а также представляет интерес для новой практики.

1.2. Превращения геометрий на прямой линии

Единое математическое описание неевклидовых геометрий достигнуто с применением серьёзных усилий и элементов научного творчества в рамках проективной геометрии. Её базовым положением стало применение однородных координат вида

$$x = \frac{x_1}{x_0}, y = \frac{y_1}{y_0}, \dots$$

Уравнения прямой на плоскости в аффинных координатах $a_1x + a_2y + a_3 = 0$ в однородных координатах принимает вид $a_1x + a_2y + a_3x_0 = 0$.

Аналогично записываются линии второго порядка. С приведением их к каноническому виду, имеем на плоскости образ второй степени вида

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 + a_{33}x_3^2 = 0.$$

На прямой линии координат становится меньше на единицу. Получим модель

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 = 0.$$

Принимая возможность изменения величины a_{22} и, ограничивая величину a_{11} значениями положительных действительных чисел, получим три модели превращений данного образа второй степени: пара действительных точек

$$a_{11}x_1^2 - a_{22}x_2^2 = 0$$

через двойную точку с нулевыми значениями

$$a_{11}x_1^2 = 0$$

трансформируется в пару комплексно сопряженных чисел

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 = 0.$$

Эти превращения становятся приятно наглядными, если выполнить анализ частного уравнения вида

$$x_1^2 + \sigma x_2^2 = 0,$$

допуская дискретный спектр значений величины $\sigma = -1, 0, 1$. Получим, соответственно, три самостоятельные модели с функциональными связями, которые управляются величиной σ :

$$x_1^2 = x_2^2, x_1^2 = 0, x_1^2 = -x_2^2.$$

В первом случае прямая линия пересекает две гиперболы. Во втором случае мы имеем дело с точкой пересечения пары прямых линий с генерацией двойной точки. В третьем случае пара эллипсоидов находится вне анализируемой прямой линии.

Здесь наглядно представлены три типа геометрий. Для математического описания этой иллюстрации достаточно. Для физиков и практиков важно понять, как и где проявляет себя фактор управления. Что меняется, если многообразие имеет более высокую размерность? Подчиняется ли фактор управления динамическим уравнениям? Чему соответствует такая динамика.

Другими словами, наличие системы геометрий и обнаружение возможности их взаимных превращений генерирует спектр вопросов и проблем. Поскольку геометрия относится к фундаментальной науке, решение новых проблем может приблизить исследователей к нахождению новых фундаментальных законов.

1.3. Связи автоморфных функций с неевклидовыми геометриями

Модулярная группа для комплексных чисел z генерирует преобразования вида

$$z' = \frac{az + b}{cz + d},$$

в которых остальные числа есть действительные числа. Её специфическим свойством является трансформация внутренних точек окружности на комплексной плоскости во внутренние точки, аналогично внешние точки преобразуются во внешние точки.

По этой причине не меняется сама окружность, которая называется по указанной причине автоморфной функцией. Есть, конечно, другие автоморфные функции, свойства которых позволяют применять их в различных физических задачах.

Простейшую косвенную связь модулярной группы с задачей преобразования на прямой линии образов второго порядка мы получаем, если рассмотрим задачу о нахождении неподвижных точек модулярной группы. Базовое уравнение в этом случае имеет вид

$$z = \frac{az + b}{cz + d}.$$

При условии, что $c \neq 0$ получим квадратное уравнение $cz^2 + (d - a)z - b = 0$. Его решения

$$\xi_{1,2} = \frac{a - d \pm \sqrt{M}}{2c}$$

при стандартном условии $ad - bc = 1$ управляются дискриминантом

$$M = (d - a)^2 + 4bc = (a + d)^2 - 4.$$

В зависимости от величины дискриминанта получим две действительных неподвижных точки, одну двойную точку или две комплексно сопряженные неподвижные точки.

Следовательно, окружность на комплексной плоскости при использовании модулярной группы генерирует спектр значений переменной на линии при преобразовании проективной линии второго порядка.

Это обстоятельство, как будет показано далее, имеет прямую связь с физическими аспектами наличия и трансформации в системе неевклидовых геометрий.

Заметим, что расширение модулярной группы до группы Пикара, в которой все числа могут быть не только действительными, но и комплексными, стимулирует теоретическую деятельность в направлении расширенного анализа структуры физических объектов, а также явлений, ассоциированных с ними.

1.4. Краткий очерк истории неевклидовых геометрий

К началам «неевклидовой геометрии» относятся исследования по проективной геометрии, в основе которой лежат свойства фигур, сохраняющиеся при всевозможных способах их проектирования на плоскость. Они, конечно, инициированы потребностями начертательной геометрии, нацеленной на представление реальных объектов со сложной структурой в виде их проекций на плоскости трехмерного пространства.

У истоков этого направления исследований были Гаспар Монж и Жан Виктор Понселе. Мишель Шаль и Август Фердинанд Мёбиус развили начала проективной геометрии. Мёбиусу принадлежит приоритет в открытии модели односторонней поверхности. Большую роль в разработке теории сыграли Я. Штейнер и Ю. Плюккер.

Принципиально новое направление в геометрии после работ Евклида связано с именами Николая Ивановича Лобачевского, Карла Фридриха Гаусса и Яноши Бойяи. Их исследования были нацелены на расширение аксиоматической основы геометрии. Они сконцентрировались и получили конструктивное воплощение в утверждении, что через точку вне прямой линии можно провести конечное число линий, которые будут параллельны базовой линии. Фактически было реализовано обобщение концепции параллельности. В геометрии Евклида через точку вне прямой можно провести только одну прямую, которая ей параллельна. В геометрии Лобачевского эквидистанта может не быть прямой линией. Конечно, такая модель нуждалась в экспериментальном подтверждении. В этом направлении значительные усилия приложил Лобачевский. Однако он не был удовлетворен результатами своих

исследований. Скорее всего, так произошло потому, что экспериментальная наука его времени не имела алгоритмов и средств, достаточных для подтверждения следствий, вытекающих из новой геометрии.

Дополнение пары геометрий новой геометрией фактически реализовано Георгом Фридрихом Бернгардом Риманом. В его лекции «О гипотезах, лежащих в основаниях геометрии» представлена модель, согласно которой любая линия, проходящая через точку вне базовой линии, пересекается с ней. Его геометрические идеи базировались на работе К.Ф.Гаусса «Общие исследования о кривых поверхностях», в которой развивалась дифференциальная геометрия, истоки которой заложены Л. Эйлером.

2. Физический синтез неевклидовых геометрий

2.1. Система геометрий на модели скалярной деформации 4-метрики

Электродинамика без ограничений скорости [2], в которой расширен спектр связей между полями и индукциями, имеет простую математическую структуру, если ввести в рассмотрение скалярно деформированную 4-метрику.

В одномерной модели, согласно которой пара измерений 3-мерного пространства подвергается только тривиальным изменениям, локальный интервал

$$ds^2 = c^2 dt'^2 - w dx'^2 = inv$$

инвариантен при линейных преобразованиях вида

$$dx' = \frac{dx + u dt}{\sqrt{1 - w \frac{u^2}{c^2}}}, dt' = \frac{w \frac{u}{c^2} dx + dt}{\sqrt{1 - w \frac{u^2}{c^2}}}.$$

В частности, отсюда следует взаимосвязь скоростей в разных инерциальных системах координат вида

$$h' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{p + u}{w \frac{u}{c^2} p + 1}.$$

Замена дифференциалов координат координатами не меняет сделанного вывода. По этой причине введем координаты $x_1 = ct, x_2 = x$. Примем равной нулю величину инварианта. Зададим спектр значений скаляра, названного показателем отношения, значениями $w \rightarrow [-1, 0, 1]$. Получим три условия, выведенные ранее математическими средствами в проективной геометрии:

$$x_1^2 = x_2^2, \quad x_1^2 = 0, \quad x_1^2 = -x_2^2.$$

Заметим, что если ранее мы имели дело с формальной математической моделью, то теперь модель приобретает физические черты. Мы понимаем, что неевклидовы геометрии имеют прямую связь со скоростями, реализующимися в физических системах. В частности, об этом свидетельствует электродинамика, линейные симметрии которой, как известно, допускают любые значения показателя отношения.

Согласованность формул с разными показателями отношений приятна для экспериментаторов, так как стимулируется проведение новых опытов и измерений. В частности, представляет интерес исследование ситуаций с отрицательным показателем отношения.

В этом случае указанные преобразования координат не имеют сингулярности, допуская произвольные значения скоростей.

Заметим, что при анализе прохождения излучения через препятствие реализуются три экспериментальные ситуации, обусловленные изменением показателя преломления на пути излучения.

На начальной стадии процесса возможна положительная разность показателей преломления на конечном отрезке пути, потом она может быть равна нулю и стать отрицательной при выходе за пределы препятствия.

Если с таким процессом связать скалярную величину, которая меняется от положительных значений через ноль к отрицательным значениям, мы приходим к системе неевклидовых геометрий.

При обратном отсчете показателей преломления изменения происходят от отрицательных значений через ноль к положительным значениям.

При решении физических задач мы дополнительно учитываем специфику начальных и граничных условий.

2.2. Сигруппа Галилея-Лорентца

Проведенный ранее анализ развитой мною обобщенной модели электромагнитных явлений позволяет по-новому интерпретировать экспериментальные факты, которые описываются в рамках специальной теории относительности с системой ограничений.

В обобщенной модели взаимодействие электромагнитного поля со средой рассматривается как динамический процесс. Он имеет начальную стадию без взаимодействия, которая описывается группой Галилея, переходную фазу, а в итоге конечную стадию, для расчета параметров которой в простых случаях достаточно применять группу Лорентца [3].

При измерении параметров электромагнитного поля роль физической среды выполняет измерительное устройство. По этой причине измерение всегда есть динамический процесс. Не так просто его понять, и не так просто его описать. Ведь для этого нужно действительно глубоко знать, и умело представить ряд важных, новых условий и обстоятельств.

Его стадии, как показал анализ, удобно описывать линейными преобразованиями координат и времени вида

$$dx' = \frac{dx - udt}{\sqrt{1 - w \frac{u^2}{c^2}}}, dy' = dy, dz' = dz, dt' = \frac{dt - w \frac{u}{c^2} dx}{\sqrt{1 - w \frac{u^2}{c^2}}}.$$

В такой форме из общих соображений они были получены в начале 20 века Игнатовским, Франком и Роттом. Однако параметр w тогда не получил физической интерпретации и он не был введен в уравнения электродинамики.

Анализ материальных уравнений позволил ввести в электродинамику новую скалярную величину.

Она названа показателем отношения и в простых случаях может быть связана с показателем преломления n . Показатель отношения, с одной стороны, указывает стадию динамического процесса взаимодействия электромагнитного поля со средой, с другой стороны, он характеризует изменение скоростей и частот поля, которое происходит при таком взаимодействии.

Расчеты показывают, что указанные выше преобразования относятся к идеализированному случаю движения электромагнитного поля в вакууме. В реальной ситуации требуется использовать показатель преломления, не равный единице, что частично обобщает исходные линейные преобразования:

$$dx' = \frac{dx - udt}{\sqrt{1 - wn^2 \frac{u^2}{c^2}}}, dy' = dy, dz' = dz, dt' = \frac{dt - wn^2 \frac{u}{c^2} dx}{\sqrt{1 - wn^2 \frac{u^2}{c^2}}}.$$

Кроме этого, если нас интересует только динамика скоростей поля, то тогда место формальной скорости в преобразованиях координат и времени занимает физически содержательное выражение

$$U = (1 - w)u_{fs} + wu_m.$$

Здесь u_{fs} – скорость первичного источника излучения, движущегося, например, в воздухе, u_m – скорость физической среды, в которую излучение проникает из воздуха. Поскольку в обобщенной модели электромагнитных явлений все расчеты проводятся в одной системе координат в рамках пространства размеров Ньютона, появляется возможность интерпретировать пространство Минковского как частный случай пространства скоростей. Модель, в которой пространство размеров согласовано с пространством скоростей, естественно отнести к модели расслоенных многообразий.

В общем случае такое согласование может быть достаточно сложным. Более того, оно должно быть подчинено системе динамических законов.

В обобщенной электродинамике метрика пространства скоростей в сочетании с величинами, описывающими свойства среды и ее скорости, входит в физическую модель через связи между полями и индукциями.

В силу указанных причин становится возможным анализ свойств света в собственной системе отсчета. Модель бесструктурных квантов света остается в прошлом, начинается конструирование физической модели структурных частиц света с механическим движением внешних и внутренних составляющих.

Самостоятельной задачей при таком подходе становится анализ математической структуры симметрии, характеризующей процесс взаимодействия электромагнитного поля со средой. Из простых соображений следует, что симметрия динамического процесса объединяет в одно семейство неизоморфные группы. В обобщенной электродинамике так используются группа Галилея и группа Лорентца. Симметрию процесса назовём сигруппой, приняв сокращение слов «система групп».

Понятно, что желательно иметь существенно более общую теорию для описания динамических процессов симметричными средствами. Тогда ряд физических задач можно будет решать на этой основе, что способно существенно упростить анализ и, по крайней мере, быстро и корректно получать оценки ситуаций, необходимые для практики. Поскольку такие системы могут быть разными, требуется провести их классификацию, а также указать их приложения в физике.

Актуальной становится задача построения калибровочных теории на сигруппах.

2.3. Свойства сигруппы Галилея-Лорентца

Рассмотрим пару преобразований дифференциалов координат и времени, принадлежащих сигруппе:

$$\begin{pmatrix} dx' \\ cdt' \end{pmatrix} = \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & \frac{u_1}{c} \\ w_1 \frac{u_1}{c} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx \\ cdt \end{pmatrix} = A \begin{pmatrix} dx \\ cdt \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} dx'' \\ cdt'' \end{pmatrix} = \gamma_2 \begin{pmatrix} 1 & \frac{u_2}{c} \\ w_2 \frac{u_2}{c} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx' \\ cdt' \end{pmatrix} = B \begin{pmatrix} dx' \\ cdt' \end{pmatrix},$$

$$\gamma_1 = \left(1 - w_1 \frac{u_1^2}{c^2}\right)^{-0.5}, \gamma_2 = \left(1 - w_2 \frac{u_2^2}{c^2}\right)^{-0.5}.$$

Его свойства таковы:

$$A \cdot B = \kappa C + \sigma_1, B \cdot A = \kappa C + \sigma_2,$$

$$A, B, C \Rightarrow M_1, \kappa, \sigma_i \Rightarrow M_2, M_3,$$

$$\Delta = A \cdot B - B \cdot A = \sigma_1 - \sigma_2,$$

$$\frac{1}{2}(A \cdot B + B \cdot A) = \kappa C + \frac{1}{2}(\sigma_1 + \sigma_2).$$

Элементы A, B, C принадлежат сигруппе M_1 , элементы κ, σ принадлежат, соответственно, мультипликативной и аддитивной группам, ассоциированным с данной сигруппой. Кроме операции произведения нам необходимо использовать операцию сложения. Следовательно, сигруппа задает алгебраическое множество, свойства которого следует изучить.

Они следуют из анализа произведения элементов [4]:

$$\begin{aligned} \begin{pmatrix} dx'' \\ cdt'' \end{pmatrix} &= \gamma_2 \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 + w_1 \frac{u_1 u_2}{c^2} & \frac{u_1 + u_2}{c} \\ \frac{w_1 u_1 + w_2 u_2}{c} & 1 + w_2 \frac{u_1 u_2}{c^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx \\ cdt \end{pmatrix} = C \begin{pmatrix} dx \\ cdt \end{pmatrix} = \\ &= \gamma_2 \gamma_1 \frac{\gamma_{1,2}}{\gamma_{1,2}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{u_1 + u_2}{c} \\ \frac{w_1 u_1 + w_2 u_2}{c} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx \\ cdt \end{pmatrix} + \gamma_2 \gamma_1 \frac{u_1 u_2}{c^2} \begin{pmatrix} w_1 & 0 \\ 0 & w_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx \\ cdt \end{pmatrix}, \\ k &= \frac{\gamma_2 \gamma_1}{\gamma_{1,2}}, \sigma = \gamma_2 \gamma_1 \frac{u_1 u_2}{c^2} \begin{pmatrix} w_1 & 0 \\ 0 & w_2 \end{pmatrix}, \gamma_{1,2} = \left(1 - \left(\frac{w_1 u_1 + w_2 u_2}{c} \right) \left(\frac{u_1 + u_2}{c} \right) \right)^{-0.5} \end{aligned}$$

Покажем, что произведение элементов сигруппы согласуется со структурой сигруппы. Зададим элемент сигруппы через элемент канонической группы Лорентца и элемент группы треугольных матриц, принадлежащих унимодулярной группе.

Получим разложения вида

$$\frac{1}{\sqrt{1 - w \frac{u^2}{c^2}}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ w \frac{u}{c} & 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ \frac{u}{c} & 1 \end{pmatrix} \cdot \frac{\sqrt{1 - \frac{u^2}{c^2}}}{\sqrt{1 - w \frac{u^2}{c^2}}} \begin{pmatrix} 1 - \frac{u^2}{c^2} w & 0 \\ \frac{1 - \frac{u^2}{c^2}}{c} & 1 \\ (w-1) \frac{u}{c} & \\ 1 - \frac{u^2}{c^2} & \end{pmatrix}.$$

$$G_{1,2} = \frac{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}{\sqrt{1-w\frac{u^2}{c^2}}} \begin{pmatrix} \frac{1-\frac{u^2}{c^2}w}{c^2} & 0 \\ 1-\frac{u^2}{c^2} & \\ \frac{(w-1)u}{c} & \\ 1-\frac{u^2}{c^2} & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{(w-1)u}{c} & 1 \\ 1-\frac{u^2}{c^2}w & \end{pmatrix} \cdot \frac{\sqrt{1-\frac{u^2}{c^2}}}{\sqrt{1-w\frac{u^2}{c^2}}} \begin{pmatrix} \frac{1-\frac{u^2}{c^2}w}{c^2} & 0 \\ 1-\frac{u^2}{c^2} & \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \Rightarrow G_1 \cdot G_2.$$

По этой причине действие сигруппы можно рассматривать как действие произведения двух согласованных между собой неизоморфных групп, задавая элемент, принадлежащий группе треугольных матриц, в виде произведения элементов двух других групп.

Структура группы G_1 задана выражением вида

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \sigma & 1 \end{pmatrix}, \sigma = \frac{(w-1)\frac{v}{c}}{1-\frac{v^2}{c^2}w} \cong w - \frac{v}{c} + w^2 \frac{v^2}{c^2} - w \frac{v^3}{c^3}.$$

Структура группы G_2 такова:

$$\begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & a^{-1} \end{pmatrix}, a = \frac{\sqrt{1-w\frac{v^2}{c^2}}}{\sqrt{1-\frac{v^2}{c^2}}} = 1 + \frac{1}{2}(1-w)\frac{v^2}{c^2} - \frac{1}{4}w\frac{v^4}{c^4}.$$

Выразим сигруппу Галилея-Лорентца через группу Галилея. Тогда

$$\frac{1}{\sqrt{1-w\frac{u^2}{c^2}}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ w\frac{u}{c} & 1 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{1-w\frac{u^2}{c^2}}} \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{w\frac{u}{c}}{1-w\frac{u^2}{c^2}} & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1-w\frac{u^2}{c^2} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Оба разложения формально похожи друг на друга. Они имеют общие свойства и по-разному выражают скалярную деформацию группы Лорентца. В окрестности единичного элемента сигруппы имеет вид

$$Sg_e = I + a_k \alpha^k + b_l \beta^l + c_m \gamma^m + \dots$$

Он аналогичен локальной записи группы. Однако параметры групп, которыми представлена сигруппа, в данном случае зависимы друг от друга.

Обратим внимание на специфику структуры исследуемой сигруппы. Заметим, что возможен вариант аддитивного представления сигруппы Галилея-Лорентца, используя каноническую группу Лорентца:

$$\gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ \frac{u}{c}w & 1 \end{pmatrix} = \frac{\gamma_1}{\gamma} \gamma \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ \frac{u}{c} & 1 \end{pmatrix} + \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{v}{c}(w-1) & 1 \end{pmatrix} - \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Рассмотрим аддитивное разложение группы Лорентца:

$$\gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ \frac{u}{c} & 1 \end{pmatrix} = \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{v}{c} & 1 \end{pmatrix} - \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Группа Лорентца выражена через группу Галилея. Новым группам дадим название группы Барыкина и группы Ньютона. Получим морфологическую связь формул для групп:

$$\text{Ньютон} + \text{Лорентц} = \text{Галилей} + \text{Барыкин}.$$

Аддитивное разложение сигруппы Галилея-Лорентца по группе Галилея выглядит просто:

$$\gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ \frac{u}{c}w & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \gamma_1 + \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{u}{c}w & 1 \end{pmatrix} - \gamma_1 \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

В частности, каноническая группа Лорентца выступает в роли группы Галилея, дополненной группой растяжения времени и группой согласованных деформаций для координат и времени. Группа Галилея может рассматриваться как группа Лорентца, дополненная аналогичными группами. Действительно, получим

$$\gamma \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ \frac{u}{c} & 1 \end{pmatrix} = \gamma \begin{pmatrix} 1 & \frac{u}{c} \\ 0 & 1 \end{pmatrix} + \gamma \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ \frac{u}{c} & 1 \end{pmatrix} - \gamma \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Аддитивное и мультипликативное представления сигруппы Галилея-Лорентца согласуются между собой по формуле:

$$g_1 g_2 g_3 \Leftrightarrow SG \Leftrightarrow \bar{g}_1 + \bar{g}_2 + \bar{g}_3.$$

Произведение элементов сигруппы можно вложить в алгебраическое множество, содержащее элементы (α, β) . Матрицу размерности 2×2 можно записать в форме сигруппы и диагональной матрицы

$$\begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & b \\ c & 1 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a-1 & 0 \\ 0 & d-1 \end{pmatrix} = \alpha + \beta.$$

В таком виде, с точностью до коэффициентов, задается произведение элементов сигруппы. Мы выходим на данной стадии за «пределы» алгебр Ли. Прямым расчетом легко убедиться в том, что элементы сигруппы принадлежат алгебре Йордана, базирующейся на функциональных свойствах

$$\begin{aligned} x \circ y &= y \circ x, \\ (x^2 \circ y) \circ x &= x^2 \circ (y \circ x), \\ x \circ y &= \frac{1}{2}(xy + yx). \end{aligned}$$

В форме обычного произведения матриц вида

$$x = k_1 \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ b_1 & 1 \end{pmatrix}, y = k_2 \begin{pmatrix} 1 & a_2 \\ b_2 & 1 \end{pmatrix}$$

Элементы сигруппы подчинены условиям:

$$\begin{aligned} xy &\neq yx, \\ (yx^2)x + x(x^2y) &= x^2(xy) + (yx)x^2. \end{aligned}$$

Они являются следствием ассоциативности матриц, вытекающим из общего закона, справедливого для алгебры Йордана:

$$(x^2y)x + (yx^2)x + x(x^2y) + x(yx^2) = x^2(yx) + x^2(xy) + (yx)x^2 + (xy)x^2.$$

В рассматриваемом случае $(yx)x^2 = (yx^2)x$, $x(x^2y) = x^2(xy)$. Поэтому

$$x(x^2y) + (yx)x^2 = x^2(xy) + (yx^2)x.$$

В данном случае возможно обобщение закона произведения. Действительно, введем

$$x \tilde{\circ} y \neq y \tilde{\circ} x = \lambda xy \pm \mu yx.$$

В этом случае также справедлив зеркальный закон Йордана. Заметим, что элементы сигруппы подчинены также условиям, используемым для квазигруппы Муфанг:

$$z((xy)z) = (zx)(yz) = (z(xy))z.$$

Однако сигруппа не является квазигруппой из-за свойств произведения используемых нами матриц.

Для сигруппы Галилея-Лорентца справедливо условие эластичности:

$$(xy)x = x(yx).$$

При использовании матриц оно является частным случаем ассоциативности матриц. Известно, что изотопически инвариантный класс аналитических луп, удовлетворяющий тождеству эластичности, шире класса луп Муфанг. В силу указанных обстоятельств мы вправе считать, что релаксационный процесс в обобщенной электродинамике движущихся сред описывается наряду с алгеброй Йордана эластичной алгеброй со свойствами

$$\begin{aligned} xy &\neq yx, \\ (xy)x &= x(yx). \end{aligned}$$

Легко доказать, что сигруппа Галилея-Лорентца подчинена также условиям

$$\begin{aligned} xy &\neq yx, \\ (x^2y)x &= x^2(yx). \end{aligned}$$

2.4. Модулярная группа в пространстве скоростей

Сравним между собой стандартную формулу для модулярной группы с выражением для связи скоростей, полученных различными наблюдателями, преобразовав её к безразмерному виду:

$$p' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{p+u}{w \frac{u}{c^2} p + 1} \rightarrow z' = \frac{az+b}{cz+d} \Rightarrow \frac{p'}{u_0} = \frac{\frac{p}{u_0} + \frac{u}{u_0}}{w \frac{uu_0}{c^2} \frac{p}{u_0} + 1}.$$

Коэффициенты преобразований таковы:

$$a = 1, b = \frac{u}{u_0}, c = w \frac{uu_0}{c^2}, d = 1.$$

Неподвижные точки рассматриваемого преобразования есть решения квадратного уравнения

$$\xi_{1,2} = \frac{a-d \pm \sqrt{M}}{2c},$$

управляемые дискриминантом $M = (d-a)^2 + 4bc = 4w \frac{u^2}{c^2}$.

При положительных значениях показателя отношения получим две действительные неподвижные точки. При нулевом значении показателя отношения генерируется двойная нулевая точка. При отрицательном значении показателя отношения генерируется пара сопряженных комплексных чисел.

Следовательно, пространство скоростей в классе рассматриваемых линейных преобразований со скалярным параметром в форме показателя отношения образует группу, изоморфную стандартной модулярной группе.

Этот изоморфизм инициирует введение в физическую теорию и глубокий анализ комплексных значений скорости для физических объектов, а также для явлений, ассоциированных с ними.

Очевидным представляется расширение теории в форме синтеза поступательных скоростей со скоростями, описывающими вращение:

$$\vec{\sigma} = \alpha \vec{p} + \beta \vec{\omega}.$$

Введение комплексных скоростей в теорию не разрушает идей и свойств неевклидовых геометрий. Так достигается расширение объема геометрической информации, базирующееся на дополнении явной, видимой информации её скрытыми свойствами и проявлениями. Понятно, что в физических моделях при таком подходе следует применять также другие комплексные величины, а также комплексные дифференциальные и интегральные операторы. Комплексификации подлежат начальные и граничные условия решаемых задач. Не последняя роль принадлежит системе новых, в частности, неассоциативных операций.

Понятно также, что анализ объектов и явлений на основе модулярной группы и автоморфных функций согласуется с изменениями метрик, а также математических объектов, ассоциированных с ними.

Деформация метрик приводит к естественной деформации тензоров кручения и кривизны анализируемых многообразий, что может и должно проявляться в деформации ковариантных производных. Эти факторы и обстоятельства относительно легко учесть математически. Их проявление в эксперименте есть самостоятельная, не простая задача. Однако во всех глубоких задачах всегда есть тонкости.

2.5. Неевклидовы геометрии в структуре частиц света

Рассмотрим проявления системы неевклидовых геометрий в модели релятивистской электродинамики без ограничения скорости, описывающей релятивистские эффекты без применения теории относительности Эйнштейна и без сингулярностей при скоростях, равных скорости света в вакууме.

Она базируется на стандартных векторных уравнениях Максвелла, заданных в пространстве Ньютона $R^3 \times T^1$:

$$\begin{aligned}\nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, & \nabla \cdot \vec{B} &= 0, \\ \nabla \cdot \vec{D} &= 4\pi \rho, & \nabla \times \vec{H} &= \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\pi \frac{\vec{J}}{c}.\end{aligned}$$

Дополним их связями между полями и индукциями

$$\vec{D} + w \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{H} \right] = \varepsilon \left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B} \right] \right), \quad \vec{B} + w \left[\vec{E}, \frac{\vec{u}}{c} \right] = \mu \left(\vec{H} + \left[\vec{D}, \frac{\vec{u}}{c} \right] \right).$$

Она базируется на скалярно деформированной локальной четырехметрике, указанной ранее, что индуцирует систему неевклидовых геометрий, согласованных между собой при изменении управляющего скаляра, названного показателем отношения. При условиях

$$\vec{u} = (1-w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m, \quad w = 1 - \exp\left(-Q_0 \frac{\rho}{\rho_0}\right)$$

имеем выражение для групповой скорости поля при малых скоростях вида

$$\vec{v}_g = \frac{c \vec{k}}{n k} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right) \left[(1-w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m \right].$$

В вакууме $n=1$, $w=0$ и потому скорость поля

$$\vec{v}_g = \frac{c \vec{k}}{n k} + \vec{u}_{fs}$$

зависит от скорости движения первичного источника излучения. Вакуум "разрешает" любые скорости, в том числе со значениями, которые много больше скорости света в вакууме c_0 . В "плотной" среде $\varepsilon \mu > 1$, $w=1$ и потому

$$\vec{v}_g = \frac{c \vec{k}}{n k} + \left(1 - \frac{1}{n^2}\right) \vec{u}_m.$$

Показатель отношения w является управляющим фактором не только для скорости, но и для частоты ω . Величины \vec{v}_g и ω согласованы друг с другом. Так

действует любая среда. К их числу относятся и измерительные устройства. По этой причине измерение способно существенно изменить параметры поля.

Обобщенные уравнения электродинамики Максвелла в "тензорном" виде: $\tilde{H}^{ik} = \sqrt{-\theta} \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn}$ характеризуются величинами

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\mu} \left[\theta^{im} + \left(\frac{\varepsilon \mu}{w} - 1 \right) u^i u^m \right],$$

$$u^i = (1-w)u_{fs}^i + wu_m^i,$$

$$\theta^{im} = \text{diag}(1, 1, 1, w).$$

Поскольку $u^i \sim \sqrt{w}$, связи не имеют особенности при $w=0$. Полученная система уравнений

$$\partial_{[k} F_{mn]} = 0, \quad \partial_k \tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^i, \quad \tilde{H}^{ik} = \sqrt{-g} \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn}$$

имеет тензорный вид.

В электродинамике, учитывающей наличие системы неевклидовых геометрий, электромагнитное поле и в вакууме, и в среде задается двумя тензорами. Новые связи между полями F_{mn} и индукциями H^{ik}

$$H^{ik} = \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn},$$

таковы, что в частном случае они переходят в известные, согласно структуре

$$\Omega^{im} = \alpha \left(\Theta^{im} + \beta U^i U^m \right).$$

Здесь α, β - скалярные функции, Θ^{im} - некий метрический тензор, $U^i = dx^i / d\Theta$ - четырехскорости, $d\Theta^2 = \Theta_{ij} dx^i dx^j$. Выражение для Ω^{im} можно найти на основе решения системы нелинейных алгебраических уравнений, которые следуют из обобщенной формальной связи для полей и индукций. Вывод генерирует обобщенную структуру стандартного тензора

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left[\Theta^{im} + \left(\frac{\varepsilon \mu}{\chi} - 1 \right) U^i U^m \right].$$

Здесь $\Theta^{im} = \text{diag}(1, 1, 1, \chi)$, а $\chi = \det \Theta^{im}$. Тензор Ω^{im} не имеет сингулярности при $\chi = 0$. Действительно,

$$d\Theta = \frac{icdt}{\sqrt{\chi}} \left(1 - \chi \frac{U^2}{c^2} \right)^{1/2}, \quad U^k = \frac{dx^k}{d\Theta} = \frac{\sqrt{\chi}}{ic} \frac{dx^k}{dt} \left(1 - \chi \frac{U^2}{c^2} \right)^{-1/2}.$$

При определении $U_n = \Theta_{nk} U^k$ получим $U^k U_k = 1$. С учетом антисимметрии F_{mn} и H^{ik} можно использовать выражение

$$H^{ik} = \Omega^{ikmn} F_{mn}, \quad \Omega^{ikmn} = 0,5(\Omega^{im}\Omega^{kn} - \Omega^{in}\Omega^{km})$$

с условиями $\Omega^{ikmn} = -\Omega^{iknm} = -\Omega^{kimn}$. Теория генерирует обобщенное дисперсионное уравнение

$$c^2 K^2 = w\omega^2 + \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{K} \cdot \vec{U})^2$$

для электромагнитного поля. Имеем выражение для групповой скорости:

$$\vec{V}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \vec{K}} = c \frac{K + \sigma \Gamma^2 c^{-2} \vec{U} (\omega - \vec{K} \cdot \vec{U})}{\frac{\omega}{c} w + \sigma \Gamma^2 c^{-1} (\omega - \vec{K} \cdot \vec{U})}$$

В нерелятивистском пределе имеем связь

$$\vec{V}_g = \frac{c}{n} \frac{\vec{K}}{K} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right) [(1-w)\vec{U}_{fs} + w\vec{U}_m].$$

Она даёт зависимость групповой скорости электромагнитного поля не только от показателя преломления, но и от показателя отношения, не только от скорости среды, но и от скорости первичного источника излучения.

При анализе динамики частоты, желая сохранить \vec{U}_{fs} в зависимости для \vec{U}_ξ в модели необходимо принять релаксационные значения скорости

$$\vec{U}_* = \vec{U}_{fs} + \vec{U}_m.$$

Этот шаг сложен и актуален. Он возможен в развиваемой модели. Решение

$$\vec{U}_\xi = \vec{U}_{fs} + w_\xi \vec{U}_m, \quad w_\xi = 1 - \exp\left(-P_\xi \frac{\rho}{\rho_0}\right)$$

ведет себя иначе, чем полученное из анализа скоростей. Так и должно быть согласно физике явления. "С кинематической точки зрения" скорость \vec{U}_{fs} из-за взаимодействия со средой исчезает при $w=1$ и в групповой скорости не проявляется. "С энергетической точки зрения" она превращается в частоту ω . Понятно, почему так происходит. Дисперсионное и фазовое условия в предлагаемой модели выполняют разные роли и имеют функции, дополнительные друг другу. По этой причине для решения задачи во всей полноте нужно рассматривать пару дисперсионных уравнений.

Частоты ω и скорости \vec{U} можно интерпретировать как внутренние и внешние «потенциальные функции» инерции поля. Мы учитываем пару

взаимосвязанных движений. В силу этого обстоятельства нужно учитывать их энергии, а также возможность их взаимных превращений.

В итоге расчета получается квадратное уравнение для частоты

$$\omega^2 - 2\omega\omega_0\sigma\left(1 - \frac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \omega_0^2\sigma\left(1 + \frac{U_{fs}^2}{c^2}\Psi\right) = 0.$$

Оно содержит множитель, зависящий от показателя преломления:

$$\sigma = \left[1 - U_{fs}^2(1 + \Psi)/c^2\right]^{-1}, \quad \Psi = 2Q + Q^2, \quad n = 1 + Q.$$

Значение частоты поля при больших скоростях задается законом:

$$\omega = \omega_0\sigma\left[\left(1 - \frac{U_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} - \frac{U_{fs}^2}{c^2}\Psi^{1/2}(1 + \Psi)^{1/2}\right].$$

Он не имеет особенности при $U_{fs} \rightarrow c$:

$$\omega^* = \lim_{U_{fs} \rightarrow c} \omega = \omega_0\left(1 + \frac{1}{\Psi}\right)^{1/2}.$$

Полагая, что масса пропорциональна частоте, получаем закон

$$m = m_0 \frac{\left(1 - \frac{U^2}{c^2}\right)^{1/2} - \frac{U^2}{c^2}\Phi^{1/2}(1 + \Phi)^{1/2}}{1 - \frac{U^2}{c^2}(1 + \Phi)}.$$

Заметим, что для построения данного выражения из геометрических представлений потребовалось применить синтез геометрии Евклида с геометрией Лобачевского. Однако не проанализирована роль и место эллиптической геометрии, в которой принципиально нет ограничений на скорости.

Заметим, что в конкретных задачах значение Φ следует находить опытным путем, так как в общем случае $\Phi \neq \Psi$.

На данной стадии анализа желательно сравнить полученные результаты с результатами, известными в макромире, когда, например, реализуются движения с взаимным превращением потенциальной энергии в кинетическую. Тогда, если эта аналогия достигается, появляются косвенные аргументы для обоснования единства света с макрообъектами. Так может и должно быть с философской точки зрения, утверждающей единство свойств объектов физической реальности. Но тогда следует признать свет реальным объектом.

2.6. Механический закон сохранения энергии для электромагнитного поля

Мы убедились, что при распространении излучения в разреженном газе от первичного источника, движущегося в вакууме со скоростью \vec{U}_{fs} , происходит динамическое изменение его групповой скорости \vec{V}_g и частоты ω .

При малых относительных скоростях частота ω на конечной стадии динамического процесса отличается от начальной частоты ω_0 на величину

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0 = 0.5\omega_0 \frac{U_{fs}^2}{c^2}.$$

Умножим это выражение на постоянную Планка \hbar и воспользуемся определением Эйнштейна для массы инерции фотона

$$m_{in} = \hbar \frac{\omega_0}{c^2}.$$

Введем следующие определения:

а) кинетическая энергия фотона, обусловленная скоростью первичного источника излучения, есть

$$E_{kin} = 0.5\hbar \frac{\omega_0}{c^2} U_{fs}^2,$$

б) потенциальная энергия фотона есть $\Delta U = \hbar(\omega - \omega_0)$.

Получим закон:

$$E_{kin} = \Delta U.$$

С физической точки зрения ситуация выглядит так: вначале фотон имел скорость \vec{U}_{fs} , дополнительную к скорости света в вакууме c , и частоту ω_0 . При взаимодействии со средой он "преобразовал" скорость \vec{U}_{fs} в добавку к частоте $\Delta\omega$.

Из многочисленных экспериментов следует, что динамика частиц света реализуется через согласованное изменение их параметров, например, скоростей, частот, интенсивностей, поляризации и т.д. Обычно они согласованы с длиной волны излучения. Попробуем описывать частицы света аналогично описанию макроскопических тел. Учтем, что световые частицы изготовлены из праматерии, а материальные тела из атомов и молекул. Поэтому будем предполагать различие моделей. Оно может быть формальным и существенным. Было бы желательно получить уравнения, способные единым

образом описывать как материальные физические макротела, привычные для обыденной практики, так и световые частицы, многие стороны и свойства которых пока неизвестны. Укажем черты нового опыта, индуцируемые анализом в рамках электродинамики движущихся сред без ограничения скорости.

Используем дифференциально-геометрический подход. Рассмотрим уравнение геодезических линий в физическом пространстве-времени:

$$\alpha^2 \frac{d^2 x^i}{d\sigma^2} + \Gamma_{jk}^i \frac{dx^j}{d\sigma} \frac{dx^k}{d\sigma} - F^i(2) = 0.$$

$$\Gamma_{jk}^i = 0, d\sigma = c \left(1 - \frac{v^2}{c^2} n^2 w \right)^{1/2} dt, \alpha^2 = m_0^*,$$

получим

$$\frac{m_0^*}{c \left(1 - \frac{v^2}{c^2} n^2 w \right)^{1/2}} \frac{d}{dt} \left(\frac{dx^i}{cdt \left(1 - \frac{v^2}{c^2} n^2 w \right)^{1/2}} \right) = F^i.$$

Примем зависимость вида

$$m_0^* = m_0 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} n^2 w \right)^{1/2}.$$

В этом варианте ненулевая масса способна стать нулевой при определенной скорости из-за взаимодействия с праматерией, по-видимому, тогда, когда скорость тела становится сравнимой с характерной скоростью, присущей праматерии. Динамика массы «скрыта» при использовании уравнений

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_0 dx^i}{cdt \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2}} \right) = F^i.$$

Они следуют из релятивистского закона преобразования скоростей, если принять условия $n = 1, w = 1$. Так обычно «выводятся» уравнения релятивистской динамики. В частности, так это сделал Эйнштейн. Мы предполагаем, что пространство ускорений может быть очень сложным и по-разному согласовано с пространством скоростей. Поэтому возникают новые возможности, которые следует проанализировать.

Нами рассмотрен вариант формального продолжения динамики материальной точки.

Он основан на концепции геодезических линий в расслоенном пространстве. Его базой является физическое пространство размеров, а слой задается римановым пространством скоростей.

Из физических соображений следует, что ненулевая масса может стать нулевой из-за взаимодействия тела с праматерией, когда характерные скорости тела близки к характерным скоростям праматерии, например, скорости «звука» в ней.

Следовательно, как ясно из анализа, возможно обобщение связей между полями и индукциями в электродинамике Максвелла, позволяющее учитывать все инерциальные факторы. Оно не использует специальной теории относительности, базируется на пространстве Ньютона, допускает сверхсветовые скорости и указывает условия, где и как их обнаружить.

Установлено, что эффекты Бредли, Майкельсона, Физо, Доплера имеют динамическую природу. Показано, что специальная теория относительности корректно связывает между собой начальные и конечные значения динамических процессов, соответствуя алгоритму модели черного ящика, поэтому она верна настолько, насколько пригоден указанный алгоритм.

Существует динамический механизм преобразования скорости первичного источника излучения в частоту электромагнитного поля из-за взаимодействия его со средой, при котором выполняется "механический" закон сохранения энергии.

Скорость света в движущемся разреженном газе может превысить скорость света в вакууме.

Тела ненулевой массы могут двигаться со скоростью света в вакууме.

2.7. Матричная специфика уравнений электродинамики

Дополнительные стороны синтеза неевклидовых геометрий мы обнаруживаем при записи электродинамики в матричном виде, используя для этого пару кватернионов: с матрицами размерности 4×4 .

Представим уравнения обобщенной электродинамики в матричном виде. Используем координаты $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $x^0 = ict$. Нам понадобятся два контрвариантных метрических тензора: $g^{kn} = \text{diag}(1,1,1,-1)$, $r^{kn} = \text{diag}(1,1,1,1)$. Синтез неевклидовых геометрий закладывается в основание теории [5].

Введем величины

$$\Psi = \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix}, \Psi^* = \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix}, \varphi = \begin{pmatrix} H_x + iD_x \\ H_y + iD_y \\ H_z + iD_z \\ 0 \end{pmatrix}, \varphi^* = \begin{pmatrix} H_x - iD_x \\ H_y - iD_y \\ H_z - iD_z \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Введем (с точностью до умножения на минус единицу) группы A, B :

$$A \Rightarrow \left\{ a_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, a_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, a_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, a_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right\}$$

$$B \Rightarrow \left\{ b_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, b_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, b_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, b_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \right\}.$$

Явный вид стандартных уравнений электродинамики в этой модели таков:

$$\left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \right\} \times$$

$$\times \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} + \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \right.$$

$$\left. + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{i}{c} \partial_t \right\} \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix} = 0.$$

Заметим, что их структура удивительно проста. Показатель отношения не входит в них. Применяемая здесь пара группы есть, как легко проверить, пара кватернионов и их «отрицания», что является «подсказкой» о единстве положительных и отрицательных зарядов в электродинамике. К элементам кватерниона присоединяются частные производные, согласованные со значимым элементом в последнем столбце используемого элемента.

Эти уравнения становятся физически полными, по терминологии М. Борна, если они дополнены уравнениями для полей и индукций, а также связями между ними. Во всех других случаях рассматривается модельная задача, которая только частично и косвенно описывает свойства электромагнитного поля. По этой причине нет оснований доверять, например, выводам из квантовой теории, если она не учитывает уравнений для индукций и сложных связей между полями и индукциями.

В обобщенной электродинамике связи между полями и индукциями имеют матричный вид:

$$\begin{aligned}
& i\mu \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (-i) \right\} \times \\
& \times \begin{pmatrix} H_x - iD_x \\ H_y - iD_y \\ H_z - iD_z \\ 0 \end{pmatrix} - i\mu \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \right. \\
& + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (i) \left. \right\} \begin{pmatrix} H_x + iD_x \\ H_y + iD_y \\ H_z + iD_z \\ 0 \end{pmatrix} = w \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -w \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ w^{-1} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -w \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & w^{-1} & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \right. \\
& + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -w \\ 0 & 0 & w^{-1} & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \frac{1}{w} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (i) \left. \right\} \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} + w \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & w \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -w^{-1} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_x}{c} + \right. \\
& + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -w^{-1} & 0 & 0 \end{pmatrix} \frac{U_y}{c} + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & w \\ 0 & 0 & -w^{-1} & 0 \end{pmatrix} \frac{U_z}{c} + \frac{1}{w} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} (-i) \left. \right\} \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix} = 0.
\end{aligned}$$

Заметим, что в предлагаемой модели деформация групп A, B посредством показателя отношения имеет место только на материальных уравнениях электродинамики. Здесь проявляет себя физический синтез неевклидовых геометрий. Она в данном случае реализуется частично и подчинена правилу

$$\tilde{\xi}_i = wQ^{-1}\xi_i Q, Q = \text{diag}(1, 1, 1, w).$$

Из общих соображений следует, что допустимо менять также дифференциальные уравнения. Понятно, что этот аспект перемен относится к деформации частных производных.

Деформация матриц выступает в роли нового средства для модификации физических моделей. Изменены также выражения для скоростей, они согласованы со скалярной деформацией матриц. На данном этапе не использованы обобщенные, ковариантные производные в уравнениях

Максвелла, которые в общем случае нужно согласовать со скалярной деформацией матриц.

Тот факт, что деформация частично затрагивает матрицы, представляет собой проблему для любого обобщения. По сути дела, речь идет о необходимости разработки метода частичной деформации моделей. На примере электродинамики дана конкретная реализация и доказана её конструктивность. Из общих соображений следует, что проанализированная деформация уравнений электродинамики относится к простым случаям и ситуациям. Калибровочная теория электромагнитного поля основана на идее, что тензор электромагнитного поля не меняется при дополнении компонент 4-потенциала соответствующими производными от скалярной функции. Но в общем случае мы вправе рассматривать систему скалярных функций в их линейной комбинации. По этой причине следует учитывать не одну скалярную деформацию, а систему скалярных деформаций.

На этом этапе обнаруживается новое, фундаментальное свойство структуры уравнений электродинамики. Проявляется оно, с математической стороны, в том, что при матричном произведении кватернионов, заданных в форме антисимметричных матриц, генерируется три антикватерниона в форме симметричных матриц. С другой стороны, произведения элементов антикватернионов генерируют элементы кватернионов.

Общая система матриц образует группу. Матричное её представление, заданное с точностью до умножения на единичную матрицу с минусами по диагонали, выглядит так:

$$\begin{aligned}
 E &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} & e_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & b_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} & c_1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} \\
 e_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & e_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & a_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & f_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 a_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} & b_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & f_1 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} & b_2 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \\
 c_2 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} & f_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} & a_3 &= \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} & c_3 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.
 \end{aligned}$$

Назовем её группой заполнения физических моделей, так как этих матриц достаточно, чтобы записать на основе линейных выражений все элементы матричной алгебры, что позволяет выразить через них любые матрицы размерности четыре.

Примем точку зрения, следующую из ядерной физики, а также из математической психологии, что указанные матрицы выражают фундаментальную систему канонических отношений между любыми четырьмя объектами.

Другими словами, матричный образ уравнений электродинамики инициирует физическую идею о возможном наличии фундаментальных объектов, из которых могут быть изготовлены частицы света, а также другие физические объекты.

Уже на этом этапе анализа для физика ясно, что, поскольку, например, частицы света не имеют ни электрического заряда, ни гравитационного заряда, роль строительных элементов для них могут выполнить нейтральные пары электрических и гравитационных предзарядов.

Для физика понятно, что, если удастся доказать, что это не только гипотеза, а реальное устройство физического мира, тогда именно частицы света могут выступить в роли строительного материала для других физических объектов.

Принимая модель многоуровневой материи, мы вправе предположить, что на каждом уровне материи могут быть свои «четверки» предзарядов, на каждом уровне материи есть свой «свет», а также изделия из него. На каждом уровне материи может и должен быть свой «звук», порождаемый колебательными движениями тонкой материи, а также визуальная и акустическая информация.

Развивая данную гипотезу, сконструируем начальную модель структурных частиц света в форме полимерных молекулы из атомов света.

Примем точку зрения, что возможны пара положительных и отрицательных электрических предзарядов, а также пара положительных и отрицательных гравитационных предзарядов.

Систему, состоящую из положительного и отрицательного гравитационных предзарядов α и α^* , соединенных между собой системой силовых линий, назовем пролоном с расположением его в центре элементарной частицы света.

Систему, состоящую из положительного и отрицательного электрических предзарядов β и β^* , соединенных между собой системой силовых линий, назовем элоном с расположением его на периферии частицы света.

Примем гипотезу, что есть атом света в форме аналога планетной системы, центральная часть которой содержит нейтральную пару гравитационных предзарядов, на периферии движется нейтральная пара электрических предзарядов.

Простейшая частица света, состоящая из одного элона и одного пролона, есть элементарный атом света, первоначально названный бароном. Примем механическую модель, согласно которой элон движется вокруг пролона по некоторой траектории.

Понятно, что в этом подходе мы пытаемся выдать желаемое за действительное: представить частицы света в форме привычных для нас изделий макромира.

Рассмотрим рисунок, условно характеризующий четыре стадии циклического движения периферических объектов вокруг центра в атоме света.

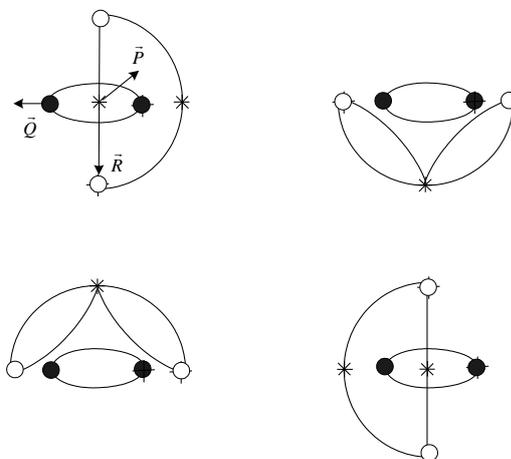


Рис. 1. Модель механического движения элементов в атоме света

Покажем, что в рамках данной картины движений можно сделать экспериментально подтверждаемые выводы о поведении света, не принимая никакого закона, описывающего взаимодействия предзарядов.

Введем вектор \vec{R} , задающий направление от отрицательного к положительному электрическому предзаряду (\ominus) в бароне. Пусть вектор \vec{Q} задаёт направление от положительного к отрицательному гравитационному предзаряду (\bullet) к (\bullet). Введём вектор \vec{P} , перпендикулярный \vec{Q} и образующий с ним правовинтовую систему (рис.1). Зададим аналоги электромагнитных полей \vec{E} и \vec{B} формулами

$$\vec{E} = a\vec{P}(\vec{R}\vec{Q}), \vec{B} = b\vec{Q}(\vec{R}\vec{Q}).$$

Здесь $(\vec{R}\vec{Q})$ – скалярное произведение векторов.

В такой модели величины, измеряемые на опыте, есть мгновенные реакции измерительного устройства на исследуемый объект, состояние которого может в случае стационарного движения меняться периодически. Получим известный экспериментальный результат: электромагнитное излучение характеризуется величинами \vec{E} , \vec{B} , которые меняются циклично и согласованно друг с другом, одновременно достигая максимума или минимума. В рамках визуальной механической модели барона этот факт объясняется циклическостью движения электрических предзарядов (\circ и \ominus) вокруг гравитационных предзарядов (\bullet и \bullet).

Примем точку зрения, что более сложные атомы света состоят из базовых атомов света, расположенных друг за другом в форме полимерных молекул, соединенных друг с другом, при этом их «плоскости» расположены перпендикулярно вектору скорости частицы света.

На этой основе легко выведем формулу для энергии частицы света, а также значение фундаментальной постоянной, которая имеет название постоянной Планка.

Будем исходить из следующей физической модели:

- а) простейшая частица света образована из элона и пролона, они расположены аналогично электрону и протону в атоме водорода,
- б) элон и пролон представляют собой неточечные нейтральные объекты, изготовленные из положительных и отрицательных электрических и гравитационных предзарядов, соединенных между собой рецепторами в виде силовых трубок,
- с) пролоны представляют собой нейтральный аналог протонов и антипротонов, они содержат положительные и отрицательные предмассы, соединенные предмассовыми силовыми трубками,
- д) элоны представляют собой нейтральный аналог электронов и позитронов, они содержат в себе положительные и отрицательные предэлектрические заряды, соединенные предэлектрическими силовыми трубками,
- е) у пролонов есть ненулевой предэлектрический заряд, у элонов есть ненулевой предмассовый заряд,

Рассмотрим атом света как физическое изделие, состоящее из элона, вращающегося вокруг пролона. Будем считать, что рецепторы – системы, состоящие из реальных силовых линий (силовых трубок), как и предзаряды, заданные в форме ориентированных струн, способных к продольным и поперечным соединениям. Заметим, что физическая среда, в которой находятся элоны и пролоны, может иметь сложный состав и структуру.

Воспользуемся алгоритмом анализа энергии силовых трубок в «световом водороде», предложенным для электрических зарядов Томсоном [6]. Он использовал для энергии E силовой трубки формулу

$$\varepsilon_0 E = 2\pi f^2 V.$$

Здесь f – диэлектрическое смещение (поляризация), V – объем силовой трубки. Силовая трубка связывает между собой пару положительных и отрицательных электрических предзарядов величины q . Внешний радиус кольца силовой трубки обозначим через r , а радиус сечения обозначим буквой b . Коэффициент $p \leq 1$ учитывает, насколько рассредоточены силовые линии в силовой трубке. Поляризацию рассчитаем по формуле

$$f \cdot S = \pi \cdot f \cdot b^2 = p \cdot q.$$

Получим для энергии силовой трубки, моделирующей частицу света, выражение

$$E = 8\pi^2 \left(p \frac{r}{b} \right)^2 \frac{q^2}{\varepsilon_0 c(q)} \omega = \hbar(q)\omega.$$

Величина

$$\hbar(q) = 8\pi^2 \left(p \frac{r}{b} \right)^2 \frac{q^2}{\varepsilon_0 c(q)},$$

является аналогом постоянной Планка. Объединим бароны в одну систему в форме линейной молекулы, состоящей из соединенных между собой N предзарядов. Пусть $Nq = e$ есть значение электрического заряда электрона $e = 1.6021892 \cdot 10^{-19}$ кл. Пусть в этом случае периферическая скорость движения предзарядов вокруг центра системы равна скорости света в вакууме $c(e) = 2.9979256 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{c}^{-1}$. Получим стандартное выражение

$$E = \hbar\omega.$$

Расчетное значение величины, называемой постоянной Планка \hbar , совпадет с экспериментальным значением, если

$$p \frac{r}{b} = 0.37226.$$

Частота задана формулой

$$\omega = \frac{c}{2\pi \cdot r}.$$

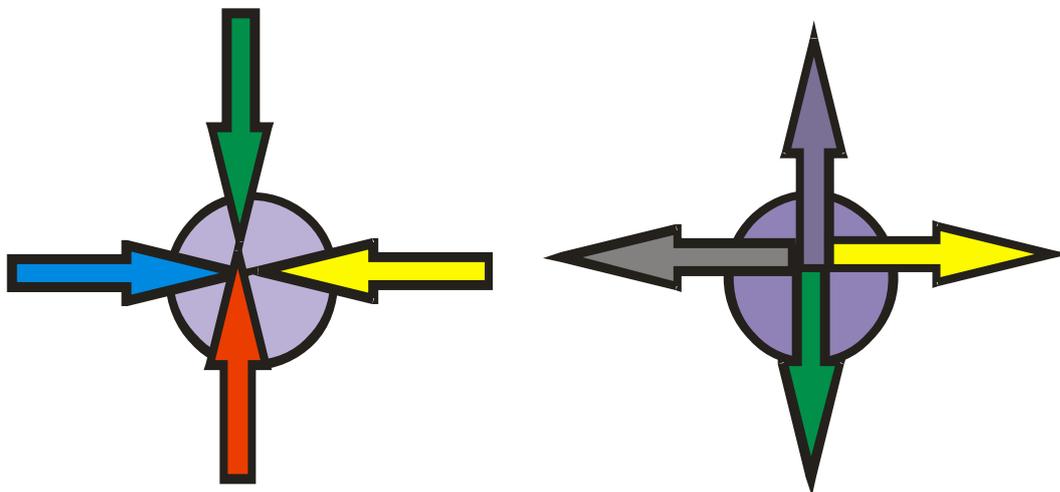
Она имеет стандартный смысл частоты механического вращения элона вокруг пролона.

В предлагаемом подходе любая частица света может быть образована из N элементарных блоков (баронов). В каждом из них есть вращение электрических предзарядов с частотой ω вокруг гравитационных предзарядов, расположенных в центре. Новые гипотезы дают основания для формальной модели не только частиц света, но и предзарядов. Действительно, частицы света выступают в эксперименте как объекты, у которых нет электрического и гравитационного заряда. Частицы света при столкновении порождают объекты, которые имеют электрические заряды и массу. Используя данные факты, мы приняли гипотезу, что частицы света могут состоять из качественно новых базовых объектов, которые названы предзарядами.

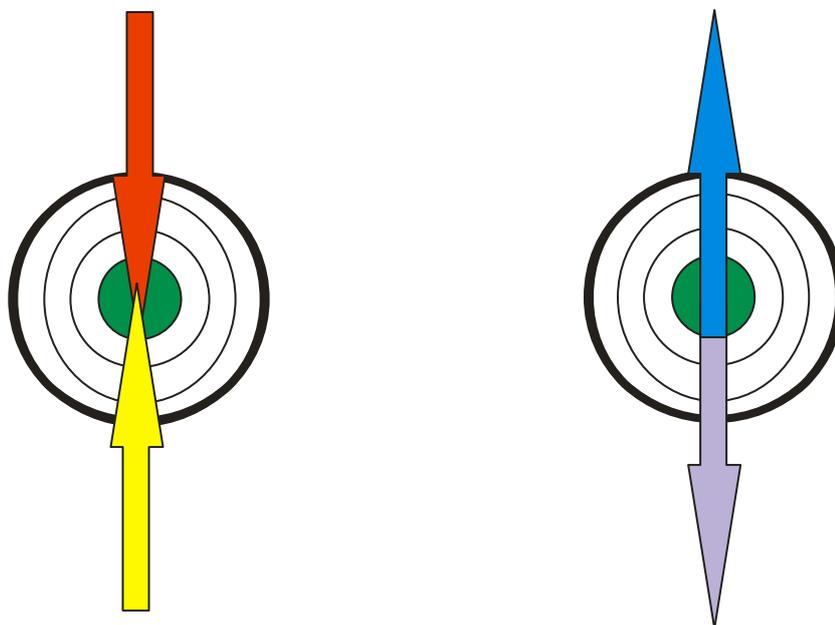
Примем гипотезу, что любые предзаряды могут быть изготовлены из ориентированных протяженных объектов (аналогов струн), имеющих возможность продольных и поперечных соединений. Гравитационные предзаряды представим в форме «окружностей», изготовленных при соединении ориентированных струн, расположенных друг за другом. Их поперечные соединения могут иметь разную ориентацию. Если ориентация поперечных соединений для «окружностей» направлена к центру изделия, назовем это изделие положительным предзарядом. У отрицательного гравитационного предзаряда поперечные соединения ориентированы от центра «окружностей».

Представим электрические предзаряды в виде «ежиков» с направлением ориентированных струн к центру изделия или от центра. Поперечные соединения в этом случае могут иметь форму «окружностей».

Гипотетическая модель таких объектов представлена ниже:



Визуальное представление пары электрических предзарядов



Визуальное представление пары гравитационных предзарядов

Из этих объектов, согласно фундаментальной гипотезе, формируются другие объекты, которые имеют заряды на своих уровнях материи.

Интуиция подсказывает возможность нового понимания сути физической реальности: есть базовые объекты, из которых получаются все остальные.

Заметим, что предзаряды по-разному образованы из одних и тех же объектов. Фактически, так закладывается физическая идея о единстве электрических и гравитационных предзарядов. Если принять точку зрения, что заряды получаются при объединении предзарядов, мы вправе говорить о физическом единстве электромагнетизма и гравитации.

Рассмотрим пару разных предзарядов, полагая, что они отталкиваются. Чтобы понять этот факт с точки зрения обмена с праматерией, нам нужно предположить, что между разными предзарядами праматерия усваивается лучше, чем вне предзарядов. Можно предположить, например, что рецепторы между ними раскрыты больше, чем снаружи. У одинаковых предзарядов силовые линии могут быть лучше раскрыты вне предзарядов, что приводит к эффекту их притяжения из-за лучшего поступления праматерии.

На любом уровне материи они образованы из ориентированных одномерных объектов, способных к продольным и поперечным соединениям. Из них получаются уровневые электрические и гравитационные предзаряды.

Ориентированные одномерные объекты, имеющие возможность для продольных и поперечных соединений, образуют базовый элемент фундаментальной физики.

Система неевклидовых геометрий позволяет уточнить детали структурной модели частиц света. Действительно, из общих соображений следует калибровочная инвариантность тензора электромагнитного поля.

Сущность её состоит в том, что тензор электромагнитного поля F_{kl} , дифференциально заданный векторным полем A_k , может быть дополнен скрытым фактором вида $\frac{\partial \phi}{\partial x_k}$, так как выражение $F_{kl} = \frac{\partial A_k}{\partial x^l} - \frac{\partial A_l}{\partial x^k}$ не зависит от указанного дополнения. Понятно, что в общем случае рассматриваемая функция может «состоять» из множества других функций.

В частности, в качестве такого дополнения можно использовать функцию $\phi = e^{i\varphi}$. Множество таких функций образует унитарную группу $U(1)$, которая задается комплексными числами с длиной вектора, равной единице. По этой причине электромагнитное поле принято называть простейшим калибровочным полем. Но именно скалярное поле стало фактором деформации для четырехметрики, формирующей структуру и динамику пространства скоростей.

Если анализировать более сложные калибровочные поля, то могут и должны реализоваться более сложные деформации 4-метрики и величин, ассоциированных с ними.

Реальная ситуация намного сложнее: описание электромагнитного поля только тензором электромагнитного поля с дифференциальными уравнениями для него неполно и несущественно. Требуется дополнение этих уравнений уравнениями для индукций, а также связями между полями и индукции, учитывая систему начальных и граничных условий.

Следуя идее фундаментальности неевклидовых геометрий, мы имеем аргументы в пользу взаимного согласования и взаимной дополнительности группы Галилея и группы Лорентца. С геометрической точки зрения так

обоснована взаимосвязь геометрии Евклида с гиперболической геометрией Лобачевского. Они представляют, как показал анализ, разные стадии динамического процесса преобразования скорости первичного источника излучения в частоту, характеризующую частицу света. Модель электродинамики без ограничения скорости «не проявила» элементов эллиптической геометрии. Для этого требуется как обобщение теории, так и серия качественно новых экспериментов.

На этой стадии анализа непонятно, каким образом следует описывать гравитационное поле. Заметим, что математический анализ дифференциального расширения уравнений электродинамики дает «подсказку» для конструирования физической теории гравитации на симметричных тензорах. Естественно ожидать единства теории электромагнитного и гравитационного поля, если описывать их, соответственно, антисимметричными и симметричными тензорами, так как кватернионы и антикватернионы едины.

2.8. Спектр функциональных решений в электродинамике

Решение в виде функции от некоторых переменных для системы базовых уравнений назовем функциональным решением. Под расслоением таких решений будем понимать их спектр, образованный разными решениями, которые могут быть согласованы друг с другом [7].

Проиллюстрируем расслоение функциональных решений на примере дифференциального продолжения уравнений электродинамики Максвелла. Они задают условия равновесия для антисимметричного тензора

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha,$$

подчиненного системе дифференциальных связей вида

$$\partial_k F_{mn} + \partial_m F_{nk} + \partial_n F_{km} = 0.$$

Сконструируем дифференциальное продолжение уравнений электродинамики:

$$\partial_l (\partial_k F_{mn} + \partial_m F_{nk} + \partial_n F_{km}) = 0.$$

Получим связи вида

$$\begin{aligned} & \partial_l \partial_k (\partial_m A_n - \partial_n A_m) + \partial_l \partial_m (\partial_n A_k - \partial_k A_n) + \partial_l \partial_n (\partial_k A_m - \partial_m A_k) + \partial_k \partial_m \partial_n A_l - \partial_k \partial_m \partial_n A_l = \\ & = \partial_l \partial_k \partial_m A_n - \partial_l \partial_k \partial_n A_m + \partial_l \partial_m \partial_n A_k - \partial_l \partial_m \partial_k A_n + \partial_l \partial_n \partial_k A_m - \partial_l \partial_n \partial_m A_k + \partial_k \partial_m \partial_n A_l - \partial_k \partial_m \partial_n A_l = \\ & = \partial_k \partial_m (\partial_n A_l - \partial_l A_n) + \partial_m \partial_n (\partial_l A_k - \partial_k A_l) + \partial_n \partial_l (\partial_k A_m - \partial_m A_k) + \partial_l \partial_k (\partial_m A_n - \partial_n A_m) = \\ & = \partial_k \partial_m F_{nk} + \partial_m \partial_n F_{lk} + \partial_n \partial_l F_{km} + \partial_l \partial_k F_{mn} = 0. \end{aligned}$$

Учтем свойство антисимметричности тензора электромагнитного поля. Тогда дифференциальное продолжение преобразуется к виду

$$\partial_m(\partial_k F_{nl} - \partial_n F_{kl}) + \partial_l(\partial_n F_{km} - \partial_k F_{nm}) = 0.$$

Эта система уравнений допускает в качестве функционального решения симметричный тензор

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha B_\beta + \partial_\beta B_\alpha.$$

Получим

$$\begin{aligned} & \partial_m \partial_k (\partial_n B_l + \partial_l B_n) - \partial_m \partial_n (\partial_k B_l + \partial_l B_k) + \partial_l \partial_n (\partial_k B_m + \partial_m B_k) - \partial_l \partial_k (\partial_n B_m + \partial_m B_n) = \\ & = \partial_m \partial_k \partial_n B_l + \partial_m \partial_k \partial_l B_n - \partial_m \partial_n \partial_k B_l - \partial_m \partial_n \partial_l B_k + \partial_l \partial_n \partial_k B_m + \partial_l \partial_n \partial_m B_k - \partial_l \partial_k \partial_n B_m - \partial_l \partial_k \partial_m B_n = 0. \end{aligned}$$

Принимая симметричный тензор в качестве гравитационного поля, мы замечаем, что дифференциальное продолжение уравнений электродинамики генерирует функциональные решения в форме суммы электромагнитного и гравитационного полей. Конечно, эта возможность не исключает, а, скорее, предполагает построение самостоятельной тензорной модели для гравитации.

Естественно проанализировать другие функциональные решения, которые возможны в рамках анализируемой системы дифференциальных уравнений.

Проанализируем модели «смещения» пары указанных полей. Пусть тензор антисимметричен и имеет структуру

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha.$$

Тогда

$$\partial_m \partial_k \partial_n A_l - \partial_m \partial_k \partial_l B_n - \partial_m \partial_n \partial_k A_l + \partial_m \partial_n \partial_l B_k + \partial_l \partial_n \partial_k A_m - \partial_l \partial_n \partial_m B_k - \partial_l \partial_k \partial_n A_m + \partial_l \partial_k \partial_m B_n \equiv 0.$$

Пусть тензор симметричен и имеет структуру

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta + \partial_\beta A_\alpha.$$

Тогда

$$\partial_m \partial_k \partial_n A_l + \partial_m \partial_k \partial_l B_n - \partial_m \partial_n \partial_k A_l - \partial_m \partial_n \partial_l B_k + \partial_l \partial_n \partial_k A_m + \partial_l \partial_n \partial_m B_k - \partial_l \partial_k \partial_n A_m - \partial_l \partial_k \partial_m B_n \equiv 0.$$

Следовательно, «смещения» пары различных полей можно рассматривать как новые функциональные решения анализируемой системы уравнений.

Проанализируем модели для систем скалярных величин. Обычно для объединения тензоров и скаляров требуются специальные приемы. В рассматриваемом случае объединение происходит естественно.

Пусть, например, задана величина

$$\Psi_{\alpha\beta} = \partial_\alpha \Psi \partial_\beta \Psi + \Psi \partial_\alpha \partial_\beta \Psi.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \partial_k F_{nl} - \partial_n F_{kl} &\Rightarrow \partial_k \Psi_{nl} - \partial_n \Psi_{kl} = \\ &= \partial_k \partial_n \Psi \cdot \partial_l \Psi + \partial_n \Psi \cdot \partial_k \partial_l \Psi + \partial_k \Psi \cdot \partial_n \partial_l \Psi + \Psi \cdot \partial_k \partial_n \partial_l \Psi - \\ &- \partial_n \partial_k \Psi \cdot \partial_l \Psi - \partial_k \Psi \cdot \partial_n \partial_l \Psi - \partial_k \Psi \cdot \partial_k \partial_l \Psi - \Psi \cdot \partial_n \partial_k \partial_l \Psi \equiv 0 \end{aligned}$$

В силу указанного условия анализируемая система уравнений содержит в себе решения с производными от скалярных функций.

Проанализирует связи скалярных функций вида

$$\Phi_{\alpha\beta} = \partial_\alpha \varphi \cdot \partial_\beta \Psi + \partial_\beta \varphi \cdot \partial_\alpha \Psi + \varphi \partial_\alpha \partial_\beta \Psi + \Psi \partial_\alpha \partial_\beta \varphi.$$

Тогда

$$\begin{aligned} \partial_k F_{nl} - \partial_n F_{kl} &\Rightarrow \partial_k \Phi_{nl} - \partial_n \Phi_{kl} = \\ &= \partial_k \partial_n \varphi \cdot \partial_l \Psi + \partial_n \varphi \cdot \partial_k \partial_l \Psi + \partial_k \partial_n \Psi \cdot \partial_l \varphi + \partial_n \Psi \cdot \partial_k \partial_l \varphi + \\ &+ \partial_k \varphi \cdot \partial_n \partial_l \Psi + \varphi \cdot \partial_k \partial_n \partial_l \Psi + \partial_k \Psi \cdot \partial_n \partial_l \varphi + \Psi \cdot \partial_k \partial_n \partial_l \varphi - \\ &- \partial_n \partial_k \varphi \cdot \partial_l \Psi - \partial_k \varphi \cdot \partial_n \partial_l \Psi - \partial_n \partial_k \Psi \cdot \partial_l \varphi - \partial_k \Psi \cdot \partial_n \partial_l \varphi - \\ &- \partial_n \varphi \cdot \partial_k \partial_l \Psi - \varphi \cdot \partial_n \partial_k \partial_l \Psi - \partial_n \Psi \cdot \partial_k \partial_l \varphi - \Psi \cdot \partial_n \partial_k \partial_l \varphi \equiv 0. \end{aligned}$$

Имеет место также функциональное решение

$$\Phi_{\alpha\beta} = \partial_\alpha \varphi \cdot \partial_\beta \Psi - \partial_\beta \varphi \cdot \partial_\alpha \Psi + \varphi \partial_\alpha \partial_\beta \Psi - \Psi \partial_\alpha \partial_\beta \varphi.$$

Следовательно, дифференциальное продолжение уравнений электродинамики вида $\partial_l (\partial_k F_{mn} + \partial_m F_{nk} + \partial_n F_{kl}) = 0$ в модифицированной «циклической» форме

$$\partial_m (\partial_k F_{nl} - \partial_n F_{kl}) + \partial_l (\partial_n F_{km} - \partial_k F_{nm}) = 0$$

генерирует спектр функциональных решений. В частности, он задается функциями

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta A_\alpha,$$

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha B_\beta + \partial_\beta B_\alpha,$$

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta - \partial_\beta B_\alpha,$$

$$F_{\alpha\beta} = \partial_\alpha A_\beta + \partial_\beta B_\alpha,$$

$$\Psi_{\alpha\beta} = \partial_\alpha \Psi \partial_\beta \Psi + \Psi \partial_\alpha \partial_\beta \Psi,$$

$$\Phi_{\alpha\beta} = \partial_\alpha \varphi \cdot \partial_\beta \Psi + \partial_\beta \varphi \cdot \partial_\alpha \Psi + \varphi \partial_\alpha \partial_\beta \Psi + \Psi \partial_\alpha \partial_\beta \varphi,$$

$$\Phi_{\alpha\beta} = \partial_\alpha \varphi \cdot \partial_\beta \Psi - \partial_\beta \varphi \cdot \partial_\alpha \Psi + \varphi \partial_\alpha \partial_\beta \Psi - \Psi \partial_\alpha \partial_\beta \varphi.$$

Следовательно, уравнения Максвелла в форме их дифференциального продолжения допускают обобщенные решения, в которых могут быть объединены с постоянными весовыми множителями разные функциональные решения.

В частности, антисимметричные тензоры могут суммироваться с симметричными тензорами и дифференциальными объектами, образованными из скалярных величин.

Если представить теорию гравитации симметричными тензорами, то указанное функциональное объединение тензоров, физической точки зрения, означает единство электромагнетизма и гравитации.

Наличие скалярных полей, сконструированных по-разному, позволяет учесть теоретически возможные связи между указанными физическими сущностями, в частности, систему динамических деформаций. В разряд фундаментальных деформаций при таком подходе относятся взаимосвязи и динамика системы неевклидовых геометрий. Набор величин, необходимый и достаточный для задач такого направления, может быть разным, соответствуя исследуемой эмпирической ситуации.

Проиллюстрируем этот тезис на примере уравнений для тензора электромагнитного поля. В частности, физические 4-потенциалы могут иметь скрытую структуру:

$$A_i^* = \varphi A_i \psi = \varphi^p A_i \psi^s,$$

$$A_i^* = a \partial_i \varphi + \Phi A_p \mathbf{H} + b \partial_i \psi,$$

$$A_i^* = g^{\mu\nu} \partial_\mu \varphi \partial_\nu \psi A_i, \dots$$

Следовательно, эмпирический анализ, базирующийся на показаниях измерительных устройств, обеспечивает только часть информации, доступную этим устройствам, но не более того.

Внутренние и скрытые стороны и свойства явлений могут быть «проявлены» только при дополнительном теоретическом и экспериментальном исследовании.

Если коэффициенты, связывающие функциональные решения, не постоянны, общее решение генерирует ненулевые элементы в правой части системы дифференциального продолжения уравнений электродинамики. В этом случае для полноты исследования требуются динамические уравнения для коэффициентов.

С дифференциальным продолжением уравнений электродинамики для полей необходимо согласовать дифференциальные продолжения для индукций, а также для связей между полями и индукциями.

Проанализируем возможность объединения в функциональном решении потенциалов поля и скалярных функций. Пусть, например,

$$\psi_{nl} = A_n \partial_l \psi + \psi \partial_l A_n, \psi_{kl} = A_k \partial_l \psi + \psi \partial_l A_k.$$

Тогда

$$\begin{aligned} & \partial_k \psi_{nl} - \partial_n \psi_{kl} = \\ & = \partial_k A_n \cdot \partial_l \psi + A_n \cdot \partial_k \partial_l \psi + \partial_k \psi \cdot \partial_l A_n + \psi \cdot \partial_k \partial_l A_n - \\ & - \partial_n A_k \cdot \partial_l \psi - A_k \cdot \partial_n \partial_l \psi - \partial_n \psi \cdot \partial_l A_k - \psi \cdot \partial_n \partial_l A_k, \\ & \partial_n \psi_{km} - \partial_k \psi_{nm} = \\ & = \partial_n A_k \cdot \partial_m \psi + A_k \cdot \partial_n \partial_m \psi + \partial_n \psi \cdot \partial_m A_k + \psi \cdot \partial_n \partial_m A_k - \\ & - \partial_k A_n \cdot \partial_m \psi - A_n \cdot \partial_k \partial_m \psi - \partial_k \psi \cdot \partial_m A_n - \psi \cdot \partial_k \partial_m A_n. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \partial_m (\partial_k \psi_{nl} - \partial_n \psi_{kl}) = \\ & = \partial_m \partial_k A_n \cdot \partial_l \psi + \partial_k A_n \cdot \partial_m \partial_l \psi + \partial_m A_n \cdot \partial_k \partial_l \psi + A_n \cdot \partial_m \partial_k \partial_l \psi + \\ & + \partial_m \partial_k \psi \cdot \partial_l A_n + \partial_k \psi \cdot \partial_m \partial_l A_n + \partial_m \psi \cdot \partial_k \partial_l A_n + \psi \cdot \partial_m \partial_k \partial_l A_n - \\ & - \partial_m \partial_n A_k \cdot \partial_l \psi - \partial_n A_k \cdot \partial_m \partial_l \psi - \partial_m A_k \cdot \partial_n \partial_l \psi - A_k \cdot \partial_m \partial_n \partial_l \psi + \\ & - \partial_m \partial_n \psi \cdot \partial_l A_k + \partial_n \psi \cdot \partial_m \partial_l A_k - \partial_m \psi \cdot \partial_n \partial_l A_k - \psi \cdot \partial_m \partial_n \partial_l A_k, \\ & \partial_l (\partial_n \psi_{km} - \partial_k \psi_{nm}) = \\ & = \partial_l \partial_n A_k \cdot \partial_m \psi + \partial_n A_k \cdot \partial_l \partial_m \psi + \partial_l A_k \cdot \partial_n \partial_m \psi + A_k \cdot \partial_l \partial_n \partial_m \psi + \\ & + \partial_l \partial_n \psi \cdot \partial_m A_k + \partial_n \psi \cdot \partial_l \partial_m A_k + \partial_l \psi \cdot \partial_n \partial_m A_k + \psi \cdot \partial_l \partial_n \partial_m A_k - \\ & - \partial_l \partial_k A_n \cdot \partial_m \psi - \partial_k A_n \cdot \partial_l \partial_m \psi - \partial_l A_n \cdot \partial_k \partial_m \psi - A_n \cdot \partial_l \partial_k \partial_m \psi - \\ & - \partial_l \partial_k \psi \cdot \partial_m A_n - \partial_k \psi \cdot \partial_l \partial_m A_n - \partial_l \psi \cdot \partial_k \partial_m A_n - \psi \cdot \partial_l \partial_k \partial_m A_n. \end{aligned}$$

В рассматриваемой модели функциональных решений эти слагаемые подчинены системе уравнений

$$\partial_m (\partial_k \psi_{nl} - \partial_n \psi_{kl}) + \partial_l (\partial_n \psi_{km} - \partial_k \psi_{nm}) = 0.$$

Эта возможность является принципиально новой. Единство 4-потенциалов со скаляром и производными от него свидетельствует о возможности их физического единства в некоторых экспериментальных ситуациях.

Заметим, что предложенные варианты имеют косвенное согласование с формализмом дифференциального продолжения систем уравнений, записанных в дифференциальных формах.

По этой причине следовало бы более глубоко и более внимательно исследовать возможности, которые заложены в этом формализме, базирующемся на аппарате для глубинного исследования формы и сущности системы дифференциальных уравнений.

Возможно, исследование нужно выполнить не на данном частном примере, а на полной системе уравнений электродинамики, учитывающей, в частности, показатель отношения и его динамику.

Такая модель в ограниченном объеме рассматривалась ранее без связи с физическими аспектами проблемы единства электромагнитного и гравитационного полей со скалярными полями разной природы.

Заметим, что 4-потенциалы электродинамики, равно как и массодинамики, определены с точностью до системы функций, зависящих от внутренних переменных задачи, так как дифференцирование по координатам и времени в этом случае дает либо «скрытый множитель», либо тождественный ноль:

$$A_k(x^i, \eta^p) = \varphi(\eta^p) A_k(x^i) + \psi(\eta^p).$$

Это понятно с физической точки зрения, если мы принимаем модель структурных объектов, которые имеют внутреннюю структуру и «скрыто» проявляют себя в пространстве и во времени. Внутренние переменные и система внутренних параметров имеют свои степени свободы и «независимость» от внешних параметров и условий.

Так было, есть и будет до тех пор, пока экспериментальные условия не нарушают структуру и динамику «внутреннего мира» физических объектов. Если же эти нарушения имеют место, что может реализоваться при больших энергиях взаимодействия, то привычные условия равновесия и «внутренние скрытости» получают проявления в эксперименте и должны будут учитываться в расчетных моделях.

Заметим, что величины, характеризующие 4-потенциалы, задаются с точностью до линейных функций в пространстве и во времени, основанных на симметричном тензоре. Действительно, рассмотрим, например, выражения

$$\begin{aligned}\tilde{A}_1 &= A_1 + g_{11}x^1 + g_{12}x^2 + g_{13}x^3 + g_{10}x^0, \\ \tilde{A}_2 &= A_2 + g_{21}x^1 + g_{22}x^2 + g_{23}x^3 + g_{20}x^0, \\ \tilde{A}_3 &= A_3 + g_{31}x^1 + g_{32}x^2 + g_{33}x^3 + g_{30}x^0, \\ \tilde{A}_0 &= A_0 + g_{01}x^1 + g_{02}x^2 + g_{03}x^3 + g_{00}x^0.\end{aligned}$$

Принимая условие постоянства введенного симметричного тензора, получим обобщение

$$\tilde{F}_{12} = \partial_1 \tilde{A}_2 - \partial_2 \tilde{A}_1 = \partial_1 A_2 - \partial_2 A_1 + (g_{21} - g_{12}) = F_{12} + (g_{21} - g_{12}),$$

гарантирующее «внутреннюю инвариантность» стандартных уравнений электродинамики при «расширении» 4-потенциала на симметричном тензоре:

$$\partial_k \tilde{F}_{mn} + \partial_m \tilde{F}_{nk} + \partial_n \tilde{F}_{km} = \partial_k F_{mn} + \partial_m F_{nk} + \partial_n F_{km} = 0.$$

Если симметричный тензор зависит от внешних координат и времени, ситуация становится «неравновесной в пространстве». Она будет выглядеть иначе на основе обобщенных функциональных уравнений электродинамики.

Заметим, что принятый подход не в состоянии учесть стационарные ранговые движения, которые могут дополнять стандартные 4-потенциалы электродинамики. Например, 4-потенциалы могут быть дополнены постоянными скоростями и ускорениями с фиксированными весовыми множителями:

$$\hat{A}_k = A_k + \sigma_{km} \frac{dx^m}{ds} + \pi_{km} \frac{d^2x^m}{ds^2} + \dots$$

При дифференцировании по координатам и времени они дают нулевой вклад, хотя физические ситуации, им соответствующие, будут разными.

Формальное объединение пары физических моделей следует дополнить экспериментальными работами, согласно которым предлагаемая связь позволяет достичь нового качества в поведении и практике людей.

Конечно, на первом плане стоят задачи более полного и гармоничного владения и управления энергиями.

2.9. Алгебра процессов

Наличие системы матриц, с физической точки зрения, задает систему отношений между объектами, число которых равно размерности матриц. Произведения и суммирование в таком множестве генерируют систему алгебраических свойств. В частности, операции действуют таким образом, что они сохраняют структуру матриц. Таковы операции в множестве категории групп.

Алгебраические операции с матрицами, если быть внимательными, задают систему состояний, которая получается при разных вариантах «взаимодействия» элементов множества. Так, например, на основе группы Лорентца анализируются состояния, экспериментально достигаемые разными инерциальными наблюдателями. При этом не указывается механизм физического различия, а также алгоритм, посредством которого это различие достигнуто. Система состояний «связана» преобразованиями группы Лорентца, но система динамических процессов на этой основе не может быть реализована.

Ситуация меняется, если в рассмотрение вводится система групп, так или иначе согласованных друг с другом. Такой объект назван сигруппой (сокращение слов «система групп»). Параметры, входящие в сигруппу обладают свойствами, достаточными для описания процесса изменения параметров.

К такой же категории относятся задачи для связи неевклидовых геометрий.

Поступим теперь иначе. Рассмотрим математическую модель перемен матриц от одного состояния к другому, реализуя различие матриц на основе алгоритма «ослабления» одних элементов и «усиления» других элементов.

В простейшем случае этим словам соответствует некоммутативная функциональная операция вида

$$\begin{aligned} a \times^f b &= xa + (1-x)b, b \times^f a = xb + (1-x)a, \\ b \times^f c &= xb + (1-x)c, c \times^f b = xc + (1-x)b. \end{aligned}$$

Она неассоциативна. В общем случае

$$\begin{aligned} \alpha &= a \times^f \left(b \times^f c \right) = xa + (1-x)(xb + (1-x)c) = xa + x(1-x)b + (1-x)^2 c, \\ \beta &= \left(a \times^f b \right) \times^f c = x(xa + (1-x)b) + (1-x)c = x^2 a + x(1-x)b + (1-x)c, \\ & a \times^f \left(b \times^f c \right) \neq \left(a \times^f b \right) \times^f c. \end{aligned}$$

Ассоциатор «исключает» промежуточный элемент, расположенный между двумя крайними:

$$\alpha - \beta = x(x-1)(c-a).$$

Если элементов больше, ассоциаторы зависят от всех элементов. Например, получим

$$\begin{aligned} a \times^f \left(b \times^f \left(c \times^f d \right) \right) &= xa + (1-x)xb + (1-x)^2 xc + (1-x)^2 d, \\ \left(\left(a \times^f b \right) \times^f c \right) \times^f d &= x^3 a + (1-x)x^2 b + (1-x)xc + (1-x)d. \end{aligned}$$

Заметим, что ситуация обобщается без изменения указанных фундаментальных свойств при замене переменных величин функциями

$$x \rightarrow \alpha(x, y, z, \dots), (1-x) \rightarrow (1 - \alpha(x, y, z, \dots)).$$

Функциональная операция генерирует инварианты на циклических функциях. Например, получим

$$\begin{aligned} a \times^f \left(b \times^f c \right) + b \times^f \left(c \times^f a \right) + c \times^f \left(a \times^f b \right) &= a + b + c, \\ \left(a \times^f b \right) \times^f c + \left(b \times^f c \right) \times^f a + \left(c \times^f a \right) \times^f b &= a + b + c. \end{aligned}$$

Некоммутативность подтверждает фундаментальное различие операций суммирования и вычитания. Получим

$$\begin{aligned} a \times^f b &= xa + (1-x)b, b \times^f a = xb + (1-x)a, \\ a \times^f b + b \times^f a &= a + b, \end{aligned}$$

$$a \overset{f}{\times} b - b \overset{f}{\times} a = (2x-1)(a-b).$$

В определенном смысле можно сказать, что на основе данной операции «сила действия» не равна «силе противодействия», так как

$$\begin{aligned} \left(a \overset{f}{\times} b \right) \overset{f}{\times} c &= (1-x)c + (1-x)xb + x^2a, \\ \left(c \overset{f}{\times} b \right) \overset{f}{\times} a &= (1-x)a + (1-x)xb + x^2c. \end{aligned}$$

Проанализируем разность «зеркальных выражений»:

$$\begin{aligned} \left(a \overset{f}{\times} b \right) \overset{f}{\times} c &= (1-x)c + (1-x)xb + x^2a, \\ c \overset{f}{\times} \left(b \overset{f}{\times} a \right) &= xc + x(1-x)b + (1-x^2)a, \\ \delta &= c \overset{f}{\times} \left(b \overset{f}{\times} a \right) - \left(a \overset{f}{\times} b \right) \overset{f}{\times} c = (1-2x^2)a + (2x-1)c. \end{aligned}$$

Тогда $\delta(x=0) = a-c$, $\delta(x=1) = c-a$. Имеем нормированный «переключатель».

Функциональная операция генерирует алгебраические функции, на основе которых можно проводить сравнение эффективности данной операции и возможности некоторого ее применения на практике. Так, например, для матриц

$$E = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, a = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

получим

$$E \overset{f}{\times} a = \begin{pmatrix} x & 1-x & 0 \\ 0 & x & 1-x \\ 1-x & 0 & x \end{pmatrix} = f(E, a; x).$$

Ее определитель имеет вид $Det f(E, a; x) = 2x^3 - 3x^2 + 3x - 1 = Det(E, a)$. Он обращается в ноль на паре комплексных чисел и на числе $x=0,5$. Применим указанный алгоритм к множеству, состоящему из матриц

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

$E \quad a \quad b \quad c \quad d \quad e \quad \alpha \quad \beta \quad \gamma$

Получим таблицы значений для определителей, соответствующих указанным парам элементов:

	E	a	b	c
E	1	$3x^2 - 3x + 1$	$3x^2 - 3x + 1$	$2x - 1$
a	$3x^2 - 3x + 1$	1	$3x^2 - 3x + 1$	$2x - 1$
b	$3x^2 - 3x + 1$	$3x^2 - 3x + 1$	1	$2x - 1$
c	$1 - 2x$	$1 - 2x$	$1 - 2x$	1
d	$1 - 2x$	$1 - 2x$	$1 - 2x$	$-(3x^2 - 3x + 1)$
e	$1 - 2x$	$1 - 2x$	$1 - 2x$	$-(3x^2 - 3x + 1)$
α	$(1 - x)^2$	$(1 - x)^2$	$(1 - x)^2$	$-(1 - x)^2$
β	$(1 - x)^2$	$(1 - x)^2$	$(1 - x)^2$	$-(1 - x)^2$
γ	$(1 - x)^2$	$(1 - x)^2$	$(1 - x)^2$	$-(1 - x)^2$

	d	e	α	β	γ
E	$2x - 1$	$2x - 1$	x^2	x^2	x^2
a	$2x - 1$	$2x - 1$	x^2	x^2	x^2
b	$2x - 1$	$2x - 1$	$-x^2$	$-x^2$	$-x^2$
c	$-(3x^2 - 3x + 1)$	$3x^2 - 3x + 1$	x^2	x^2	x^2
d	1	$-3x^2 + 3x - 1$	$-x^2$	$-x^2$	$-x^2$
e	$-(3x^2 - 3x + 1)$	1	$-x^2$	$-x^2$	$-x^2$
α	$-(1 - x)^2$	$-(1 - x)^2$	0	0	0
β	$-(1 - x)^2$	$-(1 - x)^2$	0	0	0
γ	$-(1 - x)^2$	$-(1 - x)^2$	0	0	0

Из таблиц следует вывод, что свойства анализируемой функциональной операции на данном множестве характеризуются спектром, состоящим, с точностью до знака минус, из двух констант и 4 функций

$$3x^2 - 3x + 1, (1 - x)^2, 1 - 2x, x^2.$$

Обращение их в ноль, если это обстоятельство рассматривать как условие равновесия, генерирует дискретный спектр чисел, что подтверждает экспериментальные данные о связи равновесных физических состояний с дискретными числами. В рассматриваемом случае для таких состояний имеем набор действительных чисел $n = 0, \frac{1}{2}, 1$.

Условия равновесия могут быть самыми разными с математической, и с физической точек зрения. Часть условий имеет ограниченное применение в теории и на практике. Однако есть также общие свойства. Их нахождение может способствовать получению фундаментальных законов реальности.

Есть общие свойства циклических функций. Действительно, получим

$$a \times \left(b \times c \right) = xa + x(1-x)b + (1-x)^2c,$$

$$b \times \left(c \times a \right) = xb + x(1-x)c + (1-x)^2a,$$

$$c \times \left(a \times b \right) = xc + x(1-x)a + (1-x)^2b,$$

$$f(a,b,c) = a \times \left(b \times c \right) + b \times \left(c \times a \right) + c \times \left(a \times b \right) = a + b + c.$$

$$c \times \left(b \times a \right) = xc + x(1-x)b + (1-x^2)a,$$

$$b \times \left(a \times c \right) = xb + x(1-x)a + (1-x^2)c,$$

$$a \times \left(c \times b \right) = xa + x(1-x)c + (1-x^2)b,$$

$$f(c,b,a) = c \times \left(b \times a \right) + b \times \left(a \times c \right) + a \times \left(c \times b \right) = a + b + c.$$

$$f(a,b,c) = f(c,b,a),$$

$$(a+b+c)f(a,b,c) + f(c,b,a)(c+b+a) = \frac{3}{2}(f(a,b,c) + f(c,b,a)).$$

Заметим, что данное условие выполняется для различных матриц и разных множеств. Они могут быть замкнутыми или не замкнутыми по операциям. Они могут иметь разную структуру и систему отношений между объектами.

2.10. Неевклидовы геометрии в структуре частиц гравитации

Многочисленные модели гравитации, используемые в настоящее время, базируются на идее Эйнштейна: гравитация есть проявление пространства-времени, ассоциированного с материальными объектами и их движениями. Объекты и их взаимодействия не выводятся из свойств и характеристик пространства-времени. В этом подходе пространство и время не рассматриваются как физические объекты, имеющие механическую структуру и механические движения. Гравитация не является физическим полем, пространство-время ассоциируется с четырёхмерным многообразием Римана.

Первичность в парадигме описания материального мира и физическая нематериальность гравитации образуют главные черты теории гравитации

Эйнштейна. Отметим, что свойства весомой материи тоже не учитывались в полной мере, потому что они не были известны. В частности, никак не была учтена специфика и роль слабых и ядерных взаимодействий в моделировании гравитации. В то время их просто не было. Оставалась, по сути, только одна возможность: использовать модель пространства и времени, согласовав её с тензором энергии и импульса весомой материи. Этот вариант, предложенный Эйнштейном в форме известных уравнений для связи тензора Риччи с тензором энергии-импульса материи

$$R_{ij} - \frac{1}{2} g_{ij} R = \chi T_{ij}$$

хорошо проявил себя в теории и в эксперименте. Установлено более 100 новых теоретических фактов, часть которых подтверждена экспериментально. Однако глубинные вопросы теории и эксперимента в гравитации были по-прежнему далеки от практики. Физическая модель гравитации в контексте полной модели отсутствовала. Нужно было найти вариант обобщения модели гравитации, выполнив согласование с электродинамикой, которая получила широкое техническое приложение.

С другой стороны, требовалось согласовать модель гравитации с моделями ядерных и слабых взаимодействий. В этом случае становится возможным согласование теории гравитации с теорией и моделями элементарных частиц.

Модели гравитации, используемые в настоящее время, либо дополняют указанную модель, либо базируются на некоторых новых положениях.

В частности, такова релятивистская физическая модель гравитации Логунова в пространстве Минковского. По аналогии с электродинамикой Логунов постулировал уравнения

$$J^{mn} = D_k D_p [\gamma^{kn} \tilde{g}^{pm} + \gamma^{kn} \tilde{g}^{pn} - \gamma^{mn} \tilde{g}^{kp}] = \lambda (t_g^{mn} + t_m^{mn})$$

Используя их, он получил систему уравнений релятивистской теории гравитации (РТГ):

$$\gamma^{kp} D_k D_p \tilde{g}_{mn} = -\lambda (t_g^{mn} + t_m^{mn}),$$

$$D_m \tilde{g}_{mn} = 0.$$

При выборе некоторой плотности лагранжиана из принципа наименьшего действия получаются уравнения РТГ. Пусть

$$L = a \tilde{g}_{km} \tilde{g}_{nq} \tilde{g}_{lp} D_l \tilde{g}^{kq} D_p \tilde{g}^{mn} + B \tilde{g}_{kq} D_m \tilde{g}^{pq} D_p \tilde{g}^{km} + c \tilde{g}_{km} \tilde{g}_{nq} \tilde{g}^{lp} D_l \tilde{g}^{km} D_p \tilde{g}^{nq}.$$

Здесь ковариантные производные берутся по метрике Минковского. Вычислим вариацию лагранжиана по метрике γ_{mn} .

Получим

$$t^{mn} = 2\sqrt{-\gamma} \left(\gamma^{nk} \gamma^{mp} - \frac{1}{2} \gamma^{mn} \gamma^{pk} \right) \frac{\delta \tilde{L}}{\delta \tilde{g}^{kp}} + 2bJ^{mn} + \\ + D_p \left\{ (2a+b) \left[H_k^{pn} \gamma^{kn} + H_k^{pm} \gamma^{kn} - H_k^{mn} \gamma^{kp} \right] \right\} - \\ - 2(a+2c) \gamma^{mn} \tilde{g}^{kp} \tilde{g}_{lq} D_k \tilde{g}^{lq},$$

Здесь

$$H_n^{pk} = \left(\tilde{g}^{pl} D_l \tilde{g}^{qn} + \tilde{g}^{nl} D_l \tilde{g}^{pq} \right) \tilde{g}_{qk}.$$

Если

$$a = -\frac{1}{2}b, c = \frac{1}{4}b,$$

то $D_m t^{mn} = 0$. Пусть $2b = \frac{1}{\lambda}$. После преобразований получим лагранжиан в форме, предложенной Розеном

$$L_g = -\frac{1}{16\pi} \sqrt{-g} g^{mn} (G_{lm}^k G_{nk}^l - G_{mn}^l G_{lk}^k),$$

$$G_{ml}^k = \frac{1}{2} g^{kp} (D_m g_{pl} + D_l g_{pm} - D_p g_{lm}).$$

Используя данные выражения, получим уравнения релятивистской теории гравитации (РТГ). В этом подходе удалось по-новому решить ряд проблем, неразрешимых в геометрической модели гравитации Эйнштейна: преодолеть сингулярности модели, построить тензор энергии-импульса, найти законы сохранения. Однако до настоящего времени мы не имеем ответов на многие вопросы:

1. Возможно ли описание гравитационных явлений в макроскопическом пространстве и времени $T^1 \times R^3$, следующем из макрофизики и привычном для экспериментаторов?
2. Как получить из теории гравитации модель гравитационного заряда и описание его эволюции? Есть ли отрицательный и положительный гравитационные заряды? Есть ли нулевой гравитационный заряд?
3. В каком смысле, каким образом можно согласовать между собой теорию электродинамических и гравитационных явлений? Насколько они похожи и почему различны между собой? Насколько могут быть похожи модели электрических и гравитационных зарядов?
4. Есть ли у гравитации скрытая физическая материальная природа, чем она обусловлена? Можно ли дать визуальный образ физическому механизму гравитационного воздействия?
5. Каким образом расширить и углубить практические приложения гравитации, как управлять гравитацией?

6. Какие физические и математические моменты упущены в теории гравитации? Как их учесть и применить на практике?
7. Есть ли гравитационное излучение в форме частиц? Чему равны их энергии?

Исходной точкой анализа для конструирования физической модели гравитации примем установленный факт дифференциальной аналогии между электромагнитным и гравитационным полем.

Она состоит в том, что обе указанных модели могут быть построены на одной и той же группе заполнения физических моделей: проективной унимодулярной группе в мономиальном представлении $PSL(4, C)$. Проективность на группе $Z_2 \in [-1, 1]$ косвенно свидетельствует о наличии положительных и отрицательных зарядов и предзарядов. Электродинамика строится на паре её кватернионов, а гравитация может быть построена на тройке её антикватернионов. Кватернионы и антикватернионы исчерпывают всю группу заполнения физических явлений. На этой основе складывается впечатление, что электродинамика и гравитация в некотором смысле «исчерпывают» все базовые свойства физической материи на любом её уровне. Ведь группа заполнения может использоваться на любом уровне материи.

Известно на примере закона Кулона и закона притяжения Ньютона, что взаимодействия между электрическими и между массовыми зарядами имеют похожую математическую структуру. Исходя из указанных замечаний и предположения об аналогии двух видов взаимодействия, построим массодинамику (динамику массовых зарядов), реализуя новую модель в спинорной форме на тройке антикватернионов группы заполнения физических моделей. Построим вариант массодинамики, исходя из предположения о возможной аналогии ее уравнений со структурой электродинамики в спинорной форме. Учтем факт, что стандартная модель электромагнитных явлений базируется на паре антисимметричных тензоров. Они порождаются, как и дифференциальные уравнения, и связи между ними, парой кватернионов мономиального представления группы заполнения физических моделей. Для массодинамики, принимая описание ее парой симметричных тензоров, естественно использовать тройку антикватернионов, которые содержатся в мономиальном представлении применяемой группы. Будем ожидать, исходя из общих соображений, доказательства гипотезы, что электрические и гравитационные взаимодействия едины не только математически, но и физически, что они дополняют друг друга, имеют возможность взаимного превращения, хотя различаются по типу зарядов. Отметим проблему построения единой динамики зарядов, инициированную объединением электромагнетизма и гравитации. Для движущихся масс в физической теории используются динамические уравнения Ньютона или их обобщения. Для электрических зарядов аналогичных уравнений нет. Такое различие представляется некорректным, если исходить из предположения, что

электрический и массовый заряды по-разному изготовлены из одних и тех же элементов тонкой материи.

Современные модели гравитации базируются на исследовании ее «внешних», видимых проявлений. Например, так исследуется поведение планет Солнечной системы. Они моделируются массой и скоростью, присоединенными к физическому пространству и времени. Такой подход не в состоянии достичь «внутренней» сущности гравитации, в частности, понимания структуры и функций гравитационного заряда. Не изучаются и возможные «внутренние» движения, присущие гравитации.

По форме и по сути подхода так строятся модели одноуровневого материального мира, когда базовым физическим элементом анализа являются макротела и их движения.

Практика свидетельствует, что реальность трансфинитна, в частности, многоуровнева. Физическая материя имеет множество структурных элементов, согласованных между собой. Поэтому актуален и неизбежен анализ всей совокупности структурных составляющих материи, относящихся к практической гравитации. Такая гравитация трансфинитна согласно концепции трансфинитной материи. У неё много граней, сторон и свойств, многие из которых нам неизвестны и будут обнаружены позднее.

Для массодинамики актуально создание структурной теории гравитационных зарядов, относящихся к разным уровням материи, а также физический анализ всей совокупности их взаимодействий. Развитие теории в этом направлении объективно приведет к трансфинитной модели гравитации. В ней будет как-то отражена «квантовая» версия гравитации, дискретные гравитационные свойства объектов.

Построим спинорную модель массодинамики в форме уравнений, ассоциированных с антикватернионами. При построении простейшей модели массодинамики используем аналогию с электродинамикой [8].

Для этого, во-первых, введём через новые четырехпотенциалы $A_n(\mu)$ аналоги «электрических» $\vec{L} \approx \vec{E}$ и «магнитных» $\vec{K} \approx \vec{B}$ полей.

Во-вторых, используем в качестве исходного шага уравнения для \vec{L}, \vec{K} на паре антикватернионов (учитывая тот факт, что спинорная электродинамика построена в форме линейных уравнений на паре кватернионов).

Рассмотрим в качестве начального шага уравнения

$$r^{ij} f_i \partial_j \phi^* + g^{ij} e_i \partial_j \phi = s.$$

На начальной стадии анализа примем во внимание пару неевклидовых геометрий.

Зададим канонические метрики для связи между собой функциональных выражений, базирующихся на антикватернионах:

$$r^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, -1), g^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, 1), \partial_1 = \partial_x, \partial_2 = \partial_y, \partial_3 = \partial_z, \partial_0 = \pm ic_g \partial_t.$$

В матричном виде получим вариант модели с оператором времени $\partial_0 = -ic_g \partial_t$:

$$\begin{aligned} & \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{i}{c_g} \partial_t \right\} \begin{pmatrix} L_x - iK_x \\ L_y - iK_y \\ L_z - iK_z \\ L_0 - iK_0 \end{pmatrix} + \\ & \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c_g} \partial_t \right\} \begin{pmatrix} L_x + iK_x \\ L_y + iK_y \\ L_z + iK_z \\ L_0 + iK_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} s_x \\ s_y \\ s_z \\ s_0 \end{pmatrix}. \end{aligned}$$

Отсюда следуют векторные уравнения

$$\begin{aligned} & -\partial_x(L_0 - iK_0) + \partial_y(L_z - iK_z) + \partial_z(L_y - iK_y) + \frac{i}{c_g} \partial_t(L_x - iK_x) + \\ & + \partial_x(L_0 + iK_0) + \partial_y(L_z + iK_z) + \partial_z(L_y + iK_y) - \frac{i}{c_g} \partial_t(L_x + iK_x) = s_x, \\ & \partial_x(L_z - iK_z) - \partial_y(L_0 - iK_0) + \partial_z(L_x - iK_x) + \frac{i}{c_g} \partial_t(L_y - iK_y) + \\ & + \partial_x(L_z + iK_z) + \partial_y(L_0 + iK_0) + \partial_z(L_x + iK_x) - \frac{i}{c_g} \partial_t(L_y + iK_y) = s_y, \\ & \partial_x(L_y - iK_y) + \partial_y(L_x - iK_x) - \partial_z(L_0 - iK_0) + \frac{i}{c_g} \partial_t(L_z - iK_z) + \\ & + \partial_x(L_y + iK_y) + \partial_y(L_x + iK_x) + \partial_z(L_0 + iK_0) - \frac{i}{c_g} \partial_t(L_z + iK_z) = s_z, \\ & -\partial_x(L_x - iK_x) - \partial_y(L_y - iK_y) - \partial_z(L_z - iK_z) + \frac{i}{c_g} \partial_t(L_0 - iK_0) + \\ & + \partial_x(L_x + iK_x) + \partial_y(L_y + iK_y) + \partial_z(L_z + iK_z) - \frac{i}{c_g} \partial_t(L_0 + iK_0) = s_0. \end{aligned}$$

Их можно записать в иной форме:

$$\begin{aligned} & \partial_y L_z + \partial_z L_y + \frac{1}{c_g} \partial_t K_x = -i \partial_x K_0 + s_x, \partial_x L_z + \partial_z L_x + \frac{1}{c_g} \partial_t K_y = -i \partial_y K_0 + s_y, \\ & \partial_x L_y + \partial_y L_x + \frac{1}{c_g} \partial_t K_z = -i \partial_z K_0 + s_z, \partial_x K_x + \partial_y K_y + \partial_z K_z = \frac{i}{c_g} K_0 + s_0. \end{aligned}$$

Естественно преобразовать полученные уравнения к некоторому привычному виду. Например, желательно установить некоторую аналогию со светом.

Введем дифференциальный оператор:

$$\text{rat}\vec{L} = \begin{Bmatrix} \vec{i} & \vec{j} & \vec{k} \\ \partial_x & \partial_y & \partial_z \\ L_x & L_y & L_z \end{Bmatrix} = \vec{i}(\partial_y L_z + \partial_z L_y) + \vec{j}(\partial_x L_z + \partial_z L_x) + \vec{k}(\partial_x L_y + \partial_y L_x).$$

Он позволяет записать предложенные уравнения массодинамики в векторном виде, формально аналогичном уравнениям электродинамики Максвелла:

$$\text{rat}\vec{L} = -\frac{1}{c_g} \partial_t \vec{K} - i \text{grad} K_0 + \vec{s}, \text{div} \vec{K} = \frac{i}{c_g} K_0 + s_0.$$

При использовании оператора времени $\partial_0 = ic_g \partial_t$ мы получим уравнения

$$\text{rat}\vec{L} = \frac{1}{c_g} \partial_t \vec{K} - i \text{grad} K_0 + \vec{s}, \text{div} \vec{K} = -\frac{i}{c_g} K_0 + s_0.$$

Чтобы достичь большего сходства с электродинамикой, рассмотрим частный случай с

$$K_0 = \text{const} = 0, \vec{s} = 0, s_0 = 0.$$

Получим уравнения

$$\text{rat}\vec{L} = \mp \frac{1}{c_g} \partial_t \vec{K}, \text{div} \vec{K} = 0.$$

В электродинамике в силу антисимметричности тензоров для полей и индукций у них отсутствуют диагональные элементы. Для симметричного тензора массодинамики их нужно как-то учесть. Используем для этого третий антикватернион, образующий подгруппу диагональных матриц Картана c^i в группе $SL(4, C)$. Будем рассматривать диагональные элементы симметричных тензоров независимо. Для этого используем проекционные матрицы:

$$\Pi^0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \Pi^1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \Pi^2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \Pi^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Они сконструированы из матриц Картана $c^i, i = 0, 1, 2, 3$ в виде:

$$\Pi^1 = 0,25(c_0 + c^1 + c^2 + c^3), \Pi^2 = 0,25(c_0 - c^1 + c^2 - c^3),$$

$$\Pi^3 = 0,25(c_0 + c^1 - c^2 - c^3), \Pi^0 = 0,25(c_0 - c^1 - c^2 + c^3).$$

Их можно записать в виде формул:

$$\Pi^k = \xi_{ij}(k) c^i c^j, \xi_{ij}(k) \Rightarrow c^k.$$

Здесь

$$c^0 = E = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, c^1 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, c^2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, c^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Применим их таким образом, чтобы система дифференциальных уравнения допускала «волновые» уравнения для четырехпотенциала массодинамики $A_n(\mu)$. Рассмотрим дополнение предыдущих уравнений новыми слагаемыми:

$$r^{ij} f_i \partial_j \phi^* + g^{ij} e_i \partial_j \phi + 2\Pi^i \Pi^j \partial_i \partial_j A(\mu) = s, A = \text{column}(A_1, A_2, A_3, A_0).$$

Пусть также, по аналогии с электродинамикой, $K_0 = L_0 = 0$. Получим уравнения вида

$$\text{rat}\bar{L} = \mp \frac{1}{c_g} \partial_i \bar{K} - 2 \text{grad}^2 \bar{A} + \bar{s}, \text{div}\bar{K} = \pm \frac{2}{c_g^2} \frac{\partial A_0}{\partial t} + s_0.$$

Здесь использован оператор

$$\text{grad}^2 \bar{A} = \bar{i} \partial_x^2 A_x + \bar{j} \partial_y^2 A_y + \bar{k} \partial_z^2 A_z.$$

Уравнения построены с использованием двух новых дифференциальных операторов: $\text{rat}\bar{L}, \text{grad}^2 \bar{A}$. Их нет в электродинамике, они не использовались в других разделах физики.

Мы получаем некую качественно новую физическую модель.

Выполним ее начальный анализ. Обратим внимание на возможные новые физические следствия.

Система уравнений такова:

$$\begin{aligned} \partial_y L_z + \partial_z L_y \pm \frac{1}{c_g} \partial_i K_x &= -2\partial_x^2 A_x + s_x, \partial_x L_z + \partial_z L_x \pm \frac{1}{c_g} \partial_i K_y = -2\partial_y^2 A_y + s_y, \\ \partial_x L_y + \partial_y L_x \pm \frac{1}{c_g} \partial_i K_z &= -2\partial_z^2 A_z + s_z, \partial_x K_x + \partial_y K_y + \partial_z K_z = s_0. \end{aligned}$$

Проанализируем структуру полученной модели. В декартовой системе координат введём симметричный тензор (он не связан пока с известными теориями гравитации):

$$\phi_{kl}(\mu) = \partial_k A_l(\mu) + \partial_l A_k(\mu).$$

Запишем его в матричном виде:

$$\phi_{ij}(\mu) = \begin{pmatrix} 2\partial_x A_x & \partial_x A_y + \partial_y A_x & \partial_x A_z + \partial_z A_x & \partial_x A_0 + \partial_0 A_x \\ \partial_x A_y + \partial_y A_x & 2\partial_y A_y & \partial_y A_z + \partial_z A_y & \partial_y A_0 + \partial_0 A_y \\ \partial_x A_z + \partial_z A_x & \partial_y A_z + \partial_z A_y & 2\partial_z A_z & \partial_z A_0 + \partial_0 A_z \\ \partial_x A_0 + \partial_0 A_x & \partial_y A_0 + \partial_0 A_y & \partial_z A_0 + \partial_0 A_z & 2\partial_0 A_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} L^{11} & L_z & L_y & K_x \\ L_z & L^{22} & L_x & K_y \\ L_y & L_x & L^{33} & K_z \\ K_x & K_y & K_z & L^{00} \end{pmatrix}.$$

Введённые выше дифференциальные уравнения, которые претендуют на роль уравнений массодинамики, могут быть записаны через четырёхпотенциал. Так, например, из условия

$$\partial_y L_z + \partial_z L_y \pm \frac{1}{c} \partial_t K_x = -2\partial_x^2 A_x + s_x$$

следует уравнение

$$\partial_x (2\partial_x A_x) + \partial_y (\partial_x A_y + \partial_y A_x) + \partial_z (\partial_x A_z + \partial_z A_x) \pm \partial_0 (\partial_x A_0 + \partial_0 A_x) = s_x.$$

Из полной системы векторных уравнений, предлагаемых для описания гравитации, получим систему уравнений для четырёхпотенциала:

$$\nabla^2 A_x \pm \partial_0^2 A_x + \partial_x (\operatorname{div} \vec{A} \pm \partial_0 A_0) = s_x,$$

$$\nabla^2 A_y \pm \partial_0^2 A_y + \partial_y (\operatorname{div} \vec{A} \pm \partial_0 A_0) = s_y,$$

$$\nabla^2 A_z \pm \partial_0^2 A_z + \partial_z (\operatorname{div} \vec{A} \pm \partial_0 A_0) = s_z,$$

$$\nabla^2 A_0 \pm \partial_0^2 A_0 + \partial_0 (\operatorname{div} \vec{A} \pm \partial_0 A_0) = s_0.$$

Примем калибровочное условие $\operatorname{div} \vec{A} \pm \partial_0 A_0 = \operatorname{const} = 0$.

Для четырёхпотенциала массодинамики получим уравнения, «аналогичные» используемым в электродинамике. Компоненты четырёхпотенциала массодинамики подчинены «волновому» уравнению вида

$$\nabla^2 A_n(\mu) \pm \partial_0^2 A_n(\mu) = s_n, n=1,2,3,0.$$

Заметим, что для четырёхметрики

$$\Gamma^{ij} \Rightarrow (\gamma^{ij}(1) = \operatorname{diag}(1,1,1,1), \gamma^{ij}(-1) = \operatorname{diag}(1,1,1,-1))$$

динамические уравнения массодинамики имеют тензорный вид:

$$\Gamma^{kl} \partial_k \partial_l A_n(\mu) = s_n,$$

$$\Gamma^{kl} \partial_k A_l = 0.$$

Такова простейшая возможность ожидаемого описания гравитации симметричным тензором, зависящим от четырёхпотенциала $A_n(\mu)$. Мы убедились в алгебраической и математической аналогии массодинамики и электродинамики. Обе модели задаются на основе своих четырёхпотенциалов $A_n(q), A_n(\mu)$. Антисимметричные и симметричные тензоры образуются из них по аналогичному закону. Уравнения записаны в спинорной форме на одной и той же группе заполнения. Однако, так как в рассматриваемых моделях используются разные дифференциальные операторы, мы пришли пока только к формальной аналогии.

Есть другая, более простая возможность вывода полученных формул. Усилим тезис о единстве электромагнитного и гравитационного полей. Будем исходить из уравнений, решения которых допускают такую возможность. Они имеют вид

$$\partial_k \partial_l \varphi_{ps} - \partial_l \partial_p \varphi_{sk} + \partial_p \partial_s \varphi_{kl} - \partial_s \partial_k \varphi_{lp} = \partial_{(k} \partial_l \varphi_{ps)} = 0.$$

Их решением, в частности, является как симметричный тензор

$$\phi_{kl}(\mu) = \partial_k A_l(\mu) + \partial_l A_k(\mu),$$

так и антисимметричный тензор

$$\varphi_{kl}(\mu) = \partial_k A_l(\mu) - \partial_l A_k(\mu).$$

Нами было показано ранее, что эта система уравнений может быть выведена из электродинамики. Свет через свои свойства показывает гравитацию. Но это могут быть также гравитационные свойства света. Есть система уравнений, допускающая решения как в форме симметричного, так и антисимметричного тензоров. Возможна также их суперпозиция с постоянными коэффициентами. Введем тензорную плотность по четырёхмерной метрике Евклида

$$\tilde{\phi}^{ij} = \tilde{\sigma} \gamma^{ik} \gamma^{jl} \phi_{kl}.$$

Рассмотрим уравнения

$$\partial_i \tilde{\phi}^{ij} = \tilde{s}^j.$$

Их можно трактовать как закон сохранения для рассматриваемой тензорной плотности, помеченной знаком тильда. Тогда, используя введенные ранее обозначения, получим

$$\partial_x (2\partial_x A_x) + \partial_y (\partial_x A_y + \partial_y A_x) + \partial_z (\partial_x A_z + \partial_z A_x) + \partial_0 (\partial_x A_0 + \partial_0 A_x) = s_x \dots \Rightarrow$$

Полная система уравнений дает векторные уравнения массодинамики.

Для этого достаточно использовать условия

$$K_0 = 0, \partial_0 = -ic_g \partial_t.$$

Следовательно, одни и те же простейшие уравнения массодинамики можно получить разными способами. Заметим, что «электрический» вектор массодинамики построен из уравнений для четырехпотенциала массодинамики по аналогии с «магнитным» вектором электродинамики.

С позиции не только формального, но и сущностного объединения электромагнетизма и гравитации создание генераторов электромагнитного поля «подсказывает» возможность создания генераторов гравитационного поля. Представляется возможность конструирования макроскопических устройств, действующих аналогично стабильным частицам, таким, как электрон, протон и нейтрон. Они «живут» вне механизмов обмена с макрообъектами. Микроэнергий в форме энергии гравитации достаточно для них. Нужно понять и принять механизм приема и применения именно энергии гравитации.

Мы приняли точку зрения, что мнимые величины свидетельствуют о «внутренних» движениях. Тогда из простейшей модели массодинамики следует, что у гравитации могут быть практически необнаружимые внешние движения и скрытое изменение внутреннего состояния. Таким может быть поведение конструкций, ассоциированных с массами. В частности, это могут быть некоторые периодические изменения в структуре масс и тех элементов, из которых они изготовлены. По этой причине анализируемые процессы и состояния могут быть сложны для измерения.

«Слабость» гравитации может оказаться иллюзорной потому, что для нее могут быть более важны внутренние движения, а внешние проявления могут быть достаточно малы.

Более того, внутренние движения могут реализоваться в тонкой материи, а внешние проявления будут иметь место в грубой материи. Принимая аналогию в устройстве и поведении макро и микромира, мы вправе использовать накопленный опыт для анализа поведения микромира. Для этого могут быть недостаточны используемые экспериментальные средства. Однако математическое исследование способно дать новый импульс в исследовании и понимании микромира.

Понятно, что для реализации такой программы недостаточно формальных математических гипотез и моделей. Требуется выполнение большого объема экспериментальных работ. При этом есть достаточные основания для гипотезы, что гравитационные явления относятся к категории особо сложных явлений.

Ситуацию может упростить понимание факта, что сложнейшие явления фундаментального типа могут базироваться на конечном числе доступных для теории и эксперимента фактов и проявлений. Не последнюю роль в понимании и освоении новых явлений принадлежит математике. Развитие математики в направлении решения фундаментальных задач практики является её стратегическим путем. Понятно, что понадобятся новые инструменты и приемы.

2.11. Согласование с моделями гравитации Эйнштейна и Логунова

Рассмотрим систему уравнений массодинамики для первого четырехпотенциала без учета конвективных движений в виде

$$\gamma^{kl} \partial_k \partial_l A_p = 0, \gamma^{kl} \partial_k A_l = 0.$$

Покажем, что из неё следует релятивистская модель гравитации Логунова. Выразим четырехпотенциал массодинамики $A_p(g)$ через четырехскорость праматерии u^s и новую переменную - симметричный тензор второго ранга $\sigma_{ps}, \sigma = \det|\sigma_{ps}|$.

Он согласован с тензором энергии-импульса праматерии. Пусть

$$A_p = \sigma_{ps} \sqrt{-\sigma} \frac{u^s}{\sqrt{-\sigma}} = \tilde{\sigma}_{ps} \hat{u}^s.$$

Тогда

$$\gamma^{kl} \partial_k \partial_l A_p = \gamma^{kl} \partial_k \partial_l (\tilde{\sigma}_{ps} \hat{u}^s) = (\gamma^{kl} \partial_k \partial_l \tilde{\sigma}_{ps}) \hat{u}^s + 2\gamma^{lk} \partial_l \tilde{\sigma}_{ps} \partial_k \hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ps} \gamma^{kl} \partial_k \partial_l \hat{u}^s.$$

Примем предположения:

а) поведение праматерии согласовано со свойствами грубой материи, в частности, с тензором энергии-импульса материи \tilde{T}_{ps} (алгоритм позволяет учесть дополнительно тензор энергии-импульса самого гравитационного поля $\tilde{T}_{ps}(g)$),

б) зададим сумму конвективных и волновых движений праматерии условием

$$2\gamma^{lk} \partial_l \tilde{\sigma}_{ps} \partial_k \hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ps} \gamma^{kl} \partial_k \partial_l \hat{u}^s = (k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon \tilde{\sigma}_{ps}) \hat{u}^s.$$

Получим уравнения массодинамики, согласованные с поведением праматерии:

$$\gamma^{kl} \partial_k \partial_l \tilde{\sigma}_{ps} = k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon \tilde{\sigma}_{ps}.$$

Найдем дополнительные ограничения, следующие из калибровочных условий:

$$\gamma^{kl} \partial_k A_l = \gamma^{kl} \partial_k (\tilde{\sigma}_{ls} \hat{u}^s) = (\gamma^{kl} \partial_k \tilde{\sigma}_{ls}) \hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ls} \gamma^{kl} \partial_k \hat{u}^s = 0.$$

Если

$$\tilde{\sigma}_{ls} \gamma^{kl} \partial_k \hat{u}^s = \tilde{\chi}_s \hat{u}^s,$$

то

$$\gamma^{kl} \partial_k \tilde{\sigma}_{ls} = \tilde{\chi}^s.$$

В предлагаемой системе уравнений массодинамики кроме анализа «метрического тензора» проводится расчет поведения праматерии.

Ее поведение зависит от многих факторов: от поведения массивных тел, от состояния гравитационного излучения.

Эта модель является новой по ряду признаков. Она двухуровневая. У нее есть возможности, не учитываемые в обычных моделях гравитации. Кроме этого, в ней «метрический тензор» или физическое тензорное поле являются частью общей конструкции в массодинамике.

Простейшая тензорная модель массодинамики, учитывающая движение и свойства праматерии и зависящая от массивных тел, имеет вид:

$$\begin{aligned}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\tilde{\sigma}_{ps} &= k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}_{ps}, \gamma^{kl}\partial_k\tilde{\sigma}_{ls} = \chi_s, \\ 2\gamma^{lk}\partial_l\tilde{\sigma}_{ps}\partial_k\hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ps}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\hat{u}^s &= (k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}_{ps})\hat{u}^s, \\ \tilde{\sigma}_{ls}\gamma^{kl}\partial_k\hat{u}^s &= \tilde{\chi}_s\hat{u}^s.\end{aligned}$$

Введем контрвариантные компоненты используемых тензоров по правилу

$$\tilde{\sigma}_{ps} = \lambda_{pr}\lambda_{sq}\tilde{\sigma}^{rq}, \tilde{T}_{ps} = \lambda_{pr}\lambda_{sq}\tilde{T}^{rq}.$$

Пусть $\lambda_{ij} = const$. Указанные выше уравнения преобразуются в систему вида

$$\begin{aligned}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\tilde{\sigma}^{ps} &= k\tilde{T}^{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}^{ps}, \\ \gamma^{kl}\partial_k\delta_{lp}\tilde{\sigma}^{ps} &= \tilde{\chi}^s, \\ 2\gamma^{lk}\partial_l\tilde{\sigma}_{ps}\partial_k\hat{u}^s + \tilde{\sigma}_{ps}\gamma^{kl}\partial_k\partial_l\hat{u}^s &= (k\tilde{T}_{ps} + \varepsilon\tilde{\sigma}_{ps})\hat{u}^s, \\ \tilde{\sigma}_{ls}\gamma^{kl}\partial_k\hat{u}^s &= \tilde{\chi}_s\hat{u}^s.\end{aligned}$$

Они обобщают систему уравнений релятивистской теории гравитации. Мы используем в ней систему четырехметрик, гравитационные явления зависят от поведения праматерии. К таким выводам мы приходим, используя только один тензор для полей гравитации в данной модели массодинамики. Мы не учли тензор индукций в массодинамике, который подчинен, как показано выше, более сложным уравнениям, чем уравнения для полей.

В любом случае предлагаемая модель массодинамики качественно отлична от моделей, используемых ранее в физике.

Поскольку релятивистская теория гравитации не только согласуется с подходом и моделью Эйнштейна, а развивает и обобщает ее, предлагаемая простая модель массодинамики содержит в себе в частном случае теорию гравитации Эйнштейна. Учет материальных тел, как это уже обнаружено в теории электрона и в гидродинамической модели микродинамики, может и должен выполняться через конструирование правых частей предлагаемых уравнений. Однако это только одна возможность.

Есть и другие возможности. Поскольку материя многоуровневая, требуется задавать структурные и динамические уравнения для каждого уровня материи. Затем их нужно согласовывать друг с другом. Такие задачи не решались физиками. К ним подойти нужно со всем вниманием и осторожностью. Из общих соображений следует, что простой вариант массодинамики значительно выходит за рамки стандартной классической релятивистской теории гравитации.

Обратимся к релятивистской теории гравитации Логунова [9]. В его модели введено соответствие

$$g_{rl} = \sqrt{-\gamma}\gamma_{rl} + \sqrt{-\gamma}\varphi_{rl}.$$

Здесь $\gamma = \text{Det}\gamma_{rl}$, $\gamma_{rl} = \text{diag}(1,1,1,-1)$ – метрика Минковского, φ_{rl} – тензорное физическое поле гравитации. Поскольку поля инерции могут и должны быть присущи любому материальному объекту (а «поля» относятся к таким объектам), то и гравитационное поле тоже владеет инерцией и тяготением. Поэтому может и должна быть пара тензорных физических полей, что обнаруживается при построении массодинамики по аналогии с электродинамикой. В электродинамике эффекты инерции скрыты из-за тождественного выполнения первой пары уравнений электродинамики при переходе к четырехпотенциалам. Но они учитываются во второй паре уравнений через связи между полями и индукциями.

В случае пространства постоянной кривизны метрика инерции подчинена уравнениям

$$R_{ij} - \frac{1}{2}\Omega_{ij}R = 0.$$

Логунов показал, что уравнения релятивистской теории гравитации приводят к формальному соответствию с теорией гравитации Эйнштейна, хотя физические их основы и выводы во многом различаются. В этом случае «эффективная» метрика будет подчинена уравнениям

$$R_{ij} - \frac{1}{2}\Omega_{ij}R = \kappa T_{ij}.$$

В силу указанных обстоятельств мы вправе ожидать, что, с общих позиций анализа, что простейшая модель массодинамики представляет собой дальнейшее развитие известных моделей гравитации.

Аналогия с электродинамикой может облегчить понимание физических ситуаций в гравитации и, по-видимому, стимулирует создание технических устройств, пригодных для новой физической практики.

Предложенная модель является простейшей. Происходит это по многим причинам.

Во-первых, не детализирован тензор напряжений праматерии и ее составляющие. Поскольку мы выделили систему базовых физических объектов

и допускаем существование большого количества изделий, изготовленных из них, указанные выше величины будут зависеть от всех физических слагаемых.

Во-вторых, следует учесть всю систему ранговых движений: размеры, скорости, ускорения и т.п. В частности, требует усложнения зависимость 4-потенциала массодинамики от всей совокупности обозначенных величин и их свойств. Например, можно рассмотреть выражение

$$A_k(g) = a_s \sigma_{kl}^{sp} v_p^l + b_s \kappa_{kl}^{sp} v_p^l.$$

Здесь индекс s выражает ранг учитываемого движения, индекс p выражает тип микрообъекта, принадлежащего тонкой материи (открытые или замкнутые струны, электрические или гравитационные предзаряды...). Тензоры $\sigma_{kl}^{sp}, \kappa_{kl}^{sp}$ - задают слагаемые напряжений в тонкой материи, обусловленные наличием разных объектов, изготовленных из неё.

В-третьих, нужно решить проблему замыкания уравнений для тонкой материи, решение которой станет возможным после достаточно сложной экспериментальной работы.

В-четвёртых, нами принята концепция тонкой материи. Она наполняется новым физическим содержанием в рамках концепции трансфинитности материи.

2.12. Неевклидовы геометрии для связи микро- и макромиров

Шрёдингер выдвинул идею рассматривать проблему квантования как задачу на собственные значения для функции над полем комплексных чисел. Для её иллюстрации он предложил уравнение, решения которого позволили описать спектральные состояния атома водорода. Общеизвестно, что уравнение Шрёдингера для описания микроявлений не выводится, а постулируется на основе системы предположений с условием, что можно обеспечить некий предельный переход к динамике Ньютона [10]. Примем во внимание, что это уравнение для скаляра, и оно не содержит скоростей. По этой причине естественно считать, что мы имеем дело с частным случаем некоторой динамической модели, полученной при условии, что равны нулю возможные в ней скорости. Поскольку обычную трехмерную модель гидродинамики легко расширить на четырехмерие, приняв в качестве четвертой компоненты скаляра, появляются основания для простого вывода уравнения Шрёдингера из гидродинамических моделей.

На начальной стадии анализа запишем в четырехмерном виде уравнения движения идеальной жидкости. Применим для этого в координатах

$$x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z, x^0 = ic_g t$$

четырёхметрику Минковского $g_{ij} = \text{diag}(1 \ 1 \ 1 \ 1)$. Получим выражения

$$ds^2 = dx^2 + dy^2 + dz^2 - c_0^2 dt^2 = -c_0^2 dt^2 \left(1 - \frac{1}{c_0^2} \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2} \right),$$

$$ds = ic_0 dt \left(1 - \frac{u^2}{c_0^2} \right)^{1/2}, u^k = \frac{1}{ic_0} \frac{dx^k}{dt} \left(1 - \frac{u^2}{c_0^2} \right)^{-1/2}.$$

При условии $\frac{u^2}{c_0^2} \approx 0$ получим $u^k = \frac{-i}{c_0} v^k, k=1,2,3, v^k = \frac{dx^k}{dt}, u^0 = 1$. Отсюда следуют, например, условия

$$\begin{aligned} & u^1 \partial_1 u^1 + u^2 \partial_2 u^1 + u^3 \partial_3 u^1 + u^0 \partial_0 u^1 = \\ & = \frac{-1}{c_0^2} \left(v^1 \partial_1 v^1 + v^2 \partial_2 v^1 + v^3 \partial_3 v^1 + \frac{\partial v^1}{\partial t} \right) = -\frac{1}{c_0^2} \frac{dv^1}{dt}, \dots \end{aligned}$$

Систему уравнений, описывающую движения идеальной жидкости, запишем в четырёхмерии на базе метрики Минковского в матричном виде:

$$\rho \begin{pmatrix} u^1 \partial_1 u^1 & u^2 \partial_2 u^1 & u^3 \partial_3 u^1 & u^0 \partial_0 u^1 \\ u^1 \partial_1 u^2 & u^2 \partial_2 u^2 & u^3 \partial_3 u^2 & u^0 \partial_0 u^2 \\ u^1 \partial_1 u^3 & u^2 \partial_2 u^3 & u^3 \partial_3 u^3 & u^0 \partial_0 u^3 \\ u^1 \partial_1 u^0 & u^2 \partial_2 u^0 & u^3 \partial_3 u^0 & u^0 \partial_0 u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \\ f_3 \\ f_0 \end{pmatrix}.$$

Слагаемые, учитывающие вязкость, так же запишем в матричном виде

$$\begin{pmatrix} \partial_1 \partial_1 u^1 & \partial_2 \partial_2 u^1 & \partial_3 \partial_3 u^1 & \partial_0 \partial_0 u^1 \\ \partial_1 \partial_1 u^2 & \partial_2 \partial_2 u^2 & \partial_3 \partial_3 u^2 & \partial_0 \partial_0 u^2 \\ \partial_1 \partial_1 u^3 & \partial_2 \partial_2 u^3 & \partial_3 \partial_3 u^3 & \partial_0 \partial_0 u^3 \\ \partial_1 \partial_1 u^0 & \partial_2 \partial_2 u^0 & \partial_3 \partial_3 u^0 & \partial_0 \partial_0 u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ 1 \end{pmatrix}.$$

Изучим компоненты четырехскоростей для более сложной четырехметрики, которая индуцирована анализом релятивистской электродинамики. В обобщенной модели, свободной от ограничений на скорость света, одна компонента четырехметрики есть скалярная функция.

Получим для такого случая цепочку формул:

$$x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z, x^0 = ic_g t,$$

$$g_{ij} = \text{diag} \left(1 \ 1 \ 1 \ \frac{1}{\psi^2 + \alpha^2} \right),$$

$$\begin{aligned}
ds^2 &= dx^2 + dy^2 + dz^2 - \frac{1}{\psi^2 + \alpha^2} c_g^2 dt^2 = \\
&= -\frac{1}{\psi^2 + \alpha^2} c_g^2 dt^2 \left(1 - \frac{\psi^2 + \alpha^2}{c_g^2} \frac{dx^2 + dy^2 + dz^2}{dt^2} \right), \\
ds &= \frac{ic_g dt}{\sqrt{\psi^2 + \alpha^2}} \left(1 - (\psi^2 + \alpha^2) \frac{u^2}{c_g^2} \right)^{1/2}, \\
u^k &= \frac{\sqrt{\psi^2 + \alpha^2}}{ic_g} \frac{dx^k}{dt} \left(1 - (\psi^2 + \alpha^2) \frac{u^2}{c_g^2} \right)^{-1/2}.
\end{aligned}$$

В рассматриваемом случае мы имеем модель четырехскоростей в простом псевдоевклидовом пространстве, метрика которого нестандартна.

Естественно предположение, что четвертая компонента четырехскорости может стать связующим звеном между макрофизикой и микрофизикой.

Специфика четырехскоростей в том, что при нулевых скоростях движения некоторой гипотетической среды она «аналогична» волновой функции:

$$u^1 = u^2 = u^3 = 0 \Rightarrow u^0 = \sqrt{\psi^2 + \alpha^2} \Rightarrow \psi_{\alpha \rightarrow 0}.$$

Проанализируем структуру предлагаемых уравнений на примере модели, аналогичной уравнениям Навье-Стокса в гидродинамике.

Систему уравнений, описывающую движения идеальной жидкости, запишем в четырехмерии в матричном виде, применив новый проектор:

$$A = \begin{pmatrix} u^1 \partial_1 u^1 & u^2 \partial_2 u^1 & u^3 \partial_3 u^1 & u^0 \partial_0 u^1 \\ u^1 \partial_1 u^2 & u^2 \partial_2 u^2 & u^3 \partial_3 u^2 & u^0 \partial_0 u^2 \\ u^1 \partial_1 u^3 & u^2 \partial_2 u^3 & u^3 \partial_3 u^3 & u^0 \partial_0 u^3 \\ u^1 \partial_1 u^0 & u^2 \partial_2 u^0 & u^3 \partial_3 u^0 & u^0 \partial_0 u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ (\psi^2 + \alpha^2)^{-1/2} \end{pmatrix}.$$

Этот шаг в моделировании не тривиален. Мы скалярно деформировали четырёхметрику Минковского, что вводит в теорию механизм взаимного преобразования неевклидовых геометрий. Слагаемые, учитывающие «вязкость», при этом четырехмерном обобщении имеют вид

$$B = \begin{pmatrix} \partial_1 \partial_1 u^1 & \partial_2 \partial_2 u^1 & \partial_3 \partial_3 u^1 & \partial_0 \partial_0 u^1 \\ \partial_1 \partial_1 u^2 & \partial_2 \partial_2 u^2 & \partial_3 \partial_3 u^2 & \partial_0 \partial_0 u^2 \\ \partial_1 \partial_1 u^3 & \partial_2 \partial_2 u^3 & \partial_3 \partial_3 u^3 & \partial_0 \partial_0 u^3 \\ \partial_1 \partial_1 u^0 & \partial_2 \partial_2 u^0 & \partial_3 \partial_3 u^0 & \partial_0 \partial_0 u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ \sigma \end{pmatrix}.$$

Обобщенные проекторы в общем случае могут быть разными. В частном случае они могут совпадать.

Проанализируем аналог уравнения Навье-Стокса с определенным специальным набором коэффициентов и сил.

Конкретной модели соответствует выбор системы коэффициентов перед указанными матрицами. Рассмотрим модель вида

$$\rho A = \frac{1}{2} \frac{\hbar}{l^3 c_g} B - m_0 V \frac{1}{\hbar l^3 c_g} \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \\ u^3 \\ u^0 \end{pmatrix}.$$

Она согласована по размерности слагаемых уравнения. Понятно, что предлагаемый вариант есть частный случай, нацеленный на микромир.

Умножим уравнение на величину $\hbar l^3 c_g$. Здесь \hbar -- постоянная Планка, l -- характерный размер, c_g -- характерная скорость. Исходное уравнение преобразуется к виду

$$\rho \hbar l^3 c_g A = \frac{1}{2} \frac{\hbar}{l^3} \hbar l^3 B - m_0 V \frac{1}{\hbar l^3} \hbar l^3 \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \\ u^3 \\ u^0 \end{pmatrix} \rightarrow \hbar c_g A = \frac{\hbar^2}{2m} B - \frac{m_0}{m} V \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \\ u^3 \\ u^0 \end{pmatrix}.$$

При равных нулю компонентах трехмерной скорости из него следует связь

$$i\hbar \frac{\partial (\psi^2 + \alpha^2)^{1/2}}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 (\psi^2 + \alpha^2)^{1/2} + \frac{m_0}{m} V (\psi^2 + \alpha^2)^{1/2} + \frac{2\sigma}{c_g^2} \frac{\hbar^2}{2m_0} \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\psi^2 + \alpha^2)^{1/2}.$$

Условие $\alpha \rightarrow 0$ генерирует уравнение Шрёдингера с дополнительным слагаемым временного типа:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \psi + V\psi + \frac{2\sigma}{c_g^2} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \psi.$$

При условии $\psi \rightarrow 0$ получим аналогичный результат:

$$i\hbar \frac{\partial \alpha}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 \alpha + V\alpha + \frac{2\sigma}{c_g^2} \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \alpha.$$

Поскольку предельные переходы в рассматриваемом случае можно выполнять при разных значениях характерных параметров, общее уравнение содержит две согласованные модели, каждая из которых «способна» внести свой вклад в полную волновую функцию вида $\Omega = \sqrt{\psi^2 + \alpha^2}$.

Два «мира» могут динамично и скрытно объединяться для достижения некоторого единого результата.

Выполним размерностный анализ слагаемых полученных уравнений. Легко видеть их согласованность в размерности энергии, так как

$$[\hbar] = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{сек}}, \left[\hbar \frac{\partial}{\partial t} \right] = \left[\frac{\hbar^2}{m} \nabla^2 \right] = \left[\frac{\sigma}{c_g^2} \frac{\hbar^2}{m} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right] = \frac{\text{кг} \cdot \text{м}^2}{\text{сек}^2}.$$

Величина σ безразмерна. Различие проекторов в развиваемом подходе дает дополнительную, творческую степень свободы для моделирования экспериментальных ситуаций. В частности, естественна модель, когда пара проекторов одинакова, например, имеем

$$\sigma = \sqrt{\psi^2 + \alpha^2}.$$

В общем случае нет оснований ограничивать анализ моделью гидродинамики Навье-Стокса. Теперь каждая физическая модель, доказавшая эффективность в макромире, получает шанс для проявления своих свойств в микромире. Обобщение уравнений в трехмерном пространстве основано на моделях четырехмерного псевдоевклидова многообразия, конструктивные свойства которых следует дополнить механизмами деформации метрики

Уравнения микродинамики со скоростями, из которых в частном случае выводится уравнение Шрёдингера, имеют вид:

$$\hbar c_g \begin{pmatrix} u^1 \partial_1 u^1 & u^2 \partial_2 u^1 & u^3 \partial_3 u^1 & u^0 \partial_0 u^1 \\ u^1 \partial_1 u^2 & u^2 \partial_2 u^2 & u^3 \partial_3 u^2 & u^0 \partial_0 u^2 \\ u^1 \partial_1 u^3 & u^2 \partial_2 u^3 & u^3 \partial_3 u^3 & u^0 \partial_0 u^3 \\ u^1 \partial_1 u^0 & u^2 \partial_2 u^0 & u^3 \partial_3 u^0 & u^0 \partial_0 u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ \varphi \end{pmatrix} =$$

$$\frac{\hbar^2}{2m} \begin{pmatrix} \partial_1 \partial_1 u^1 & \partial_2 \partial_2 u^1 & \partial_3 \partial_3 u^1 & \partial_0 \partial_0 u^1 \\ \partial_1 \partial_1 u^2 & \partial_2 \partial_2 u^2 & \partial_3 \partial_3 u^2 & \partial_0 \partial_0 u^2 \\ \partial_1 \partial_1 u^3 & \partial_2 \partial_2 u^3 & \partial_3 \partial_3 u^3 & \partial_0 \partial_0 u^3 \\ \partial_1 \partial_1 u^0 & \partial_2 \partial_2 u^0 & \partial_3 \partial_3 u^0 & \partial_0 \partial_0 u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ \sigma \end{pmatrix} - \frac{m_0}{m} V \begin{pmatrix} u^1 \\ u^2 \\ u^3 \\ u^0 \end{pmatrix},$$

$$\varphi = (\psi^2 + \alpha^2)^{-1/2},$$

$$u^k = \frac{\sqrt{\psi^2 + \alpha^2}}{ic_g} \frac{dx^k}{dt} \left(1 - (\psi^2 + \alpha^2) \frac{u^2}{c_g^2} \right)^{-1/2}.$$

Микромир «подсказывает», что аналоги его свойств есть также и в макромире.

Математическое единство описания физических сущностей с разными пространственными и временными масштабами применяется в моделях расчета с безразмерными величинами. Здесь же речь идет о единой природе явлений на разных уровнях материи.

Во всех случаях для скалярной функции, которая простейшим способом учитывает деформацию псевдоевклидова пространства скоростей.

По этой причине эффективно для теории уравнение вида

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = H\psi.$$

Ниоткуда не следует, что это уравнение пригодно только для микроявлений, если не принято числовое выражение для величин, входящих в уравнение, в частности, для значения \hbar .

К полученному результату можно подойти с другой точки зрения: рассматривать дифференциальное уравнение микродинамики как алгебраический объект, который естественно назвать структурой Шрёдингера.

Тогда уравнение Шрёдингера можно рассматривать как частный случай уравнений гидродинамики в форме уравнений Навье-Стокса для случая нулевых трехмерных скоростей, но ненулевой четвертой компоненты скорости и частного случая выбора «плотности» среды и «вязкости».

По этой причине можно вывести новые системы уравнений микродинамики, применяя в качестве базовых, опорных моделей эффективные на практике системы уравнений макродинамики. Речь может идти об учете «вязкости» и «сжимаемости» микроматерии, а также о её турбулентности, возможны разные аналоги известных кинетических теорий.

Естественно расширить микродинамику до уровня, на котором учитываются не только скорости анализируемой микросреды, но и более высокие ранговые движения, например, скорость изменения ускорений.

Заметим, что единое описание электродинамики и массодинамики ранее выполнено на системе дифференциальных уравнений третьего порядка.

По этой причине желательно рассматривать микродинамику, учитывая не только производные первого и второго порядка, но и уравнения третьего порядка и более высоких порядков.

В расчет следует принять также возможность различных деформации даже привычных моделей расчета для физических явлений. При исследовании микромира могут «встретиться» принципиально новые объекты и явления. Для их применения в теории могут понадобиться принципиально новые числа, операции, функции, а также системы разнообразных связей и динамик.

Структура уравнений гидродинамики в матричной форме позволяет ввести априорное их обобщение на основе математических структур вида

$$B^* = \begin{pmatrix} \partial_1 \partial_1 \partial_1 u^1 & \partial_2 \partial_2 \partial_2 u^1 & \partial_3 \partial_3 \partial_3 u^1 & \partial_0 \partial_0 \partial_0 u^1 \\ \partial_1 \partial_1 \partial_1 u^2 & \partial_2 \partial_2 \partial_2 u^2 & \partial_3 \partial_3 \partial_3 u^2 & \partial_0 \partial_0 \partial_0 u^2 \\ \partial_1 \partial_1 \partial_1 u^3 & \partial_2 \partial_2 \partial_2 u^3 & \partial_3 \partial_3 \partial_3 u^3 & \partial_0 \partial_0 \partial_0 u^3 \\ \partial_1 \partial_1 \partial_1 u^0 & \partial_2 \partial_2 \partial_2 u^0 & \partial_3 \partial_3 \partial_3 u^0 & \partial_0 \partial_0 \partial_0 u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ \xi \end{pmatrix},$$

$$B = \begin{pmatrix} \partial_1 \partial_1 u^1 u^1 & \partial_2 \partial_2 u^1 u^1 & \partial_3 \partial_3 u^1 u^1 & \partial_0 \partial_0 u^1 u^1 \\ \partial_1 \partial_1 u^2 u^2 & \partial_2 \partial_2 u^2 u^2 & \partial_3 \partial_3 u^2 u^2 & \partial_0 \partial_0 u^2 u^2 \\ \partial_1 \partial_1 u^3 u^3 & \partial_2 \partial_2 u^3 u^3 & \partial_3 \partial_3 u^3 u^3 & \partial_0 \partial_0 u^3 u^3 \\ \partial_1 \partial_1 u^0 u^0 & \partial_2 \partial_2 u^0 u^0 & \partial_3 \partial_3 u^0 u^0 & \partial_0 \partial_0 u^0 u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \\ 1 \\ \zeta \end{pmatrix}.$$

Эти обобщения со своими коэффициентами и системой четырехметрик относятся к простейшему виду. В частности, деформационные степени свободы явлений представлены здесь только на основе динамических проекторов. В общем случае следует проанализировать и применить на практике всё многообразие возможных соединений не только указанных факторов, но и качественно новых аспектов и граней физической и интеллектуальной реальности.

Желательно нацелить поиск на достижение принципиально новых возможностей практики, скрытых от применения системой ограничений.

Вывод уравнения Шрёдингера из уравнений гидродинамики в четырехмерной форме генерирует систему гипотез. Сейчас понятно, что возможна система скалярных динамик. Она многогранна, и могут быть получены самые различные ее обобщения.

В частности, на скалярную динамику можно перенести аналоги «сжимаемости», «турбулентности», передачи «тепла». Кроме этого, для решения задач такого класса требуются уравнения состояний анализируемых «веществ», форма и сущность которых могут выходить далеко за пределы достигнутой практики.

Заметим, что неевклидовы геометрии в электродинамике показали свою эффективность. Более того, этот подход инициировал объединение электромагнетизма и гравитации. Теперь понятно, насколько значима их роль при объединении теории микромира и макромира. Однако до настоящего времени нет содержательно сконструированной связи между механикой и электродинамикой, хотя единство неевклидовых геометрий «подталкивает» к такому объединению.

Аналогичное замечание справедливо для связи свойств конечных и статистических систем. Их различие кажется принципиальным и кажется, что аналогии с объединением геометрий здесь быть не может.

Складывается впечатление, что наступило время синтеза глубоких фундаментальных истин, которые представлялись ранее независимыми.

2.13. Скрытые уравнения механики и электродинамики

Общеизвестно, что линейные уравнения электродинамики Максвелла для полей по структуре и свойствам принципиально отличаются от нелинейных уравнений динамики идеальной и вязкой жидкости. Отличия настолько существенны, что в теоретической физике практически исключена идея некоторого их единства. Такой подход представляется естественным, так как электродинамика описывает объекты с нулевой массой покоя, а механика анализирует объекты с ненулевой массой покоя. Принципиально различны также скорости движения света и частиц материи. Перечень различий легко продолжить. Однако наличие «видимых» различий не исключает возможности их «скрытого» единства. С математической точки зрения фундаментальное «противостояние» расчетных алгоритмов неконструктивно, так как в обоих случаях мы имеем дело с функциональными алгебрами матричного типа. Их достаточно для генерации «скрытых» моделей.

Так, уравнения Максвелла имеют матричное представление на паре кватернионов

$$\left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{(-i)}{c} \partial_t \right\} \begin{pmatrix} E_x - iB_x \\ E_y - iB_y \\ E_z - iB_z \\ 0 \end{pmatrix} +$$

$$+ \left\{ \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y + \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z + \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \frac{i}{c} \partial_t \right\} \begin{pmatrix} E_x + iB_x \\ E_y + iB_y \\ E_z + iB_z \\ 0 \end{pmatrix} = 0.$$

Вектора \vec{E}, \vec{B} объединены посредством комплексной единицы.

Матричный вид уравнения динамики идеальной жидкости на кватернионе иной:

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -u^x \partial_x \\ 0 & 0 & u^x \partial_x & 0 \\ 0 & -u^x \partial_x & 0 & 0 \\ u^x \partial_x & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} u^0 & 0 & 0 & 0 \\ -u^3 & 0 & 0 & 0 \\ u^2 & 0 & 0 & 0 \\ -u^1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & -u^y \partial_y & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -u^y \partial_y \\ u^y \partial_y & 0 & 0 & 0 \\ 0 & u^y \partial_y & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & u^3 & 0 & 0 \\ 0 & u^0 & 0 & 0 \\ 0 & -u^1 & 0 & 0 \\ 0 & -u^2 & 0 & 0 \end{pmatrix} +$$

$$+ \begin{pmatrix} 0 & u^z \partial_z & 0 & 0 \\ -u^z \partial_z & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -u^z \partial_z \\ 0 & 0 & u^z \partial_z & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -u^2 & 0 \\ 0 & 0 & u^1 & 0 \\ 0 & 0 & u^0 & 0 \\ 0 & -u^3 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} u^0 \partial_0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & u^0 \partial_0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & u^0 \partial_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & u^0 \partial_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & u^1 \\ 0 & 0 & 0 & u^2 \\ 0 & 0 & 0 & u^3 \\ 0 & 0 & 0 & u^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\rho} \begin{pmatrix} f^1 \\ f^2 \\ f^3 \\ f^0 \end{pmatrix}.$$

На первый взгляд у данной пары расчетных моделей единство только в том, что они имеют матричную форму записи с применением кватернионов. Заметим, что уравнения для идеальной жидкости записаны без применения комплексных единиц и они базируются только на модели четырехскоростей и сил. В электродинамике ситуация сложнее. По этой причине естественно расширить поле скоростей в динамике идеальной жидкости, дополнив четырехскорости моделью четырехвращений.

Рассмотрим величины $v^k = u^k + i\omega^k$, $\bar{v}^k = u^k - i\omega^k$. Присоединим эти компоненты к компонентам пары кватернионов с последующим их суммированием:

$$v^1 = u^1 + i\omega^1 \quad v^2 = u^2 + i\omega^2 \quad v^3 = u^3 + i\omega^3 \quad v^0 = u^0 + i\omega^0$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$v^1 = u^1 - i\omega^1 \quad v^2 = u^2 - i\omega^2 \quad v^3 = u^3 - i\omega^3 \quad v^0 = u^0 - i\omega^0$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} (\pm) \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

В зависимости от выбора знака перед единичной матрицей имеем пару выражений:

$$\varphi^{kn} = \begin{pmatrix} u^0 & u^3 & -u^2 & -i\omega^1 \\ -u^3 & u^0 & u^1 & -i\omega^2 \\ u^2 & -u^1 & u^0 & -i\omega^3 \\ i\omega^1 & i\omega^2 & i\omega^3 & u^0 \end{pmatrix}, \quad \psi^{kn} = \begin{pmatrix} i\omega^0 & u^3 & -u^2 & -i\omega^1 \\ -u^3 & i\omega^0 & u^1 & -i\omega^2 \\ u^2 & -u^1 & i\omega^0 & -i\omega^3 \\ i\omega^1 & i\omega^2 & i\omega^3 & i\omega^0 \end{pmatrix}.$$

Полученные выражения имеют структуру тензора электромагнитного поля:

$$F^{kn} = \begin{pmatrix} 0 & E_z & -E_y & -iB_x \\ -E_z & 0 & E_x & -iB_y \\ E_y & -E_x & 0 & -iB_z \\ iB_x & iB_y & iB_z & 0 \end{pmatrix}.$$

В переменных $x^1 = x, x^2 = y, x^3 = z, x^0 = ict$ тензорное уравнение $\partial_n F^{kn} = 0$ генерирует стандартную систему векторных уравнений электродинамики Максвелла:

$$\begin{aligned}\partial_y E_z - \partial_z E_y + \frac{1}{c} \partial_t B_x &= 0, \\ \partial_z E_x - \partial_x E_z + \frac{1}{c} \partial_t B_y &= 0, \\ \partial_x E_y - \partial_y E_x + \frac{1}{c} \partial_t B_z &= 0, \\ \partial_x B_x + \partial_y B_y + \partial_z B_z &= 0.\end{aligned}$$

Структура тензора механики ψ^{kn} аналогична структуре тензора электродинамики F^{kn} .

По признаку структурного единства рассмотрим, с точностью до коэффициентов, дополнительные, «скрытые» уравнения динамики идеальной жидкости:

$$\partial_y u_z - \partial_z u_y + \frac{1}{c} \partial_t \omega_x = 0, \partial_z u_x - \partial_x u_z + \frac{1}{c} \partial_t \omega_y = 0, \partial_x u_y - \partial_y u_x + \frac{1}{c} \partial_t \omega_z = 0,$$

$$\partial_x \omega_x + \partial_y \omega_y + \partial_z \omega_z = 0.$$

При таком подходе динамика материальных объектов с ненулевыми массами, следуя модели комплексного пространства, имеет свойства объектов с нулевыми массами, «привычными» в электродинамике. На данной стадии анализа единство не выходит за границы математического предположения. Его экспериментальное обоснование могло бы стать «мостом» между теорией света и теорией материальных объектов. Заметим, что в таком случае, поскольку механика «структурна», появляются дополнительные аргументы в пользу гипотезы о структуре частиц света.

Дополним тензор электромагнитного поля элементом, который не проявит себя в стандартной электродинамике:

$$\tilde{F}^{kn} = \begin{pmatrix} iB_0 & E_z & -E_y & -iB_x \\ -E_z & iB_0 & E_x & -iB_y \\ E_y & -E_x & iB_0 & -iB_z \\ iB_x & iB_y & iB_z & iB_0 \end{pmatrix}.$$

Сравним это выражение с тензором, который был применен при записи стандартных уравнений динамики идеальной жидкости

$$\theta^{kn} = \begin{pmatrix} u^0 & u^3 & -u^2 & u^1 \\ -u^3 & u^0 & u^1 & u^2 \\ u^2 & -u^1 & u^0 & u^3 \\ -u^1 & -u^2 & -u^3 & u^0 \end{pmatrix}.$$

Предположим, что электродинамика имеет скрытые степени свободы, которые явно «проявляет» механика.

Тогда «родство» двух расчетных моделей может проявляться посредством нелинейных уравнений электродинамики, ассоциированных с уравнениями динамики для идеальной жидкости. Понятно, что формальная аналогия не тождественна физической аналогии, но не исключается её полезность.

Следуя аналогии с механикой, получим расчетную, нелинейную модель скрытой электродинамики:

$$\begin{aligned}
 & iB_x \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_x \begin{pmatrix} iB_0 & 0 & 0 & 0 \\ -E_z & 0 & 0 & 0 \\ E_y & 0 & 0 & 0 \\ iB_x & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} + E_y \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \partial_y \begin{pmatrix} 0 & E_z & 0 & 0 \\ 0 & iB_0 & 0 & 0 \\ 0 & -E_x & 0 & 0 \\ 0 & iB_y & 0 & 0 \end{pmatrix} + \\
 & + E_z \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \partial_z \begin{pmatrix} 0 & 0 & -E_y & 0 \\ 0 & 0 & E_x & 0 \\ 0 & 0 & iB_0 & 0 \\ 0 & 0 & iB_z & 0 \end{pmatrix} + iB_0 \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \partial_0 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -iB_x \\ 0 & 0 & 0 & -iB_y \\ 0 & 0 & 0 & -iB_z \\ 0 & 0 & 0 & iB_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \theta_x \\ \theta_y \\ \theta_z \\ \theta_0 \end{pmatrix}.
 \end{aligned}$$

Следовательно, единство электромагнетизма и механики возможно при реализации более полного анализа их теоретических и экспериментальных сторон и свойств, которые в настоящее время известны только частично. Модели, кажущиеся принципиально различными, становятся едиными, если согласовывать их «внешние» и «внутренние» проявления.

Естественно, что аналогичное согласование может и должно иметь место для разных геометрий.

2.14. От единства реальности к единству геометрий

Группа заполнения физических моделей имеет фундаментальное значение, так как она достаточна для записи любой матричной модели в четырехмерном пространстве. Естественно ожидать, что она должна содержать в себе систему сторон и свойств, посредством которых можно эффективно отображать свойства физической реальности. Поскольку сигруппу, приняв аналогию с технологическими устройствами, можно рассматривать как «машину» для производства интеллектуальных результатов, следует указать её структуру и функции на группе заполнения физических теорий.

Эту группу удобно называть фундаментальной группой. Понятно, что она, исходя из общих соображений, обязана содержать в себе систему сторон и свойств, так как, только в этом случае, можно надеяться на её полезность и эффективность.

Это действительно реализуется в рассматриваемой системе матриц. Для этого представим фундаментальную группу как систему, состоящую из 5 групп:

$$a_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, a_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, a_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, a_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$b_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, b_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, b_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, b_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$e_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, e_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, e_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, e_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$f_1 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, f_2 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, f_3 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, f_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$c_1 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, c_2 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, c_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}, c_0 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

В одном множестве объединена пара групп с антисимметричными матрицами и тройка групп с симметричными матрицами. Покажем, что это сигруппа.

Первая пара есть пара кватернионов. Они взаимно согласованы друг с другом посредством группы с элементами c_i согласно произведениям вида

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline & c_{(i)} & \\ \hline a_{(i)} & \Leftrightarrow & b_{(i)} \\ \hline \end{array} \rightarrow (i) = 1, 2, 3: a_1 c_1 = b_1 \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \dots$$

Индекс в скобках означает определенное конкретное значение. Естественно рассматривать и трактовать математические операции как отражение свойств реальных взаимодействий ассоциативного типа.

Аналогично согласованы между собой симметричные матрицы, генерируя взаимную связь вида

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline & c_{(i)} & \\ \hline e_{(i)} & \Leftrightarrow & f_{(i)} \\ \hline \end{array} \rightarrow (i) = 1, 2, 3$$

Поскольку матрицы со значениями c_i задают инверсию в системе координат по двум осям, мы получаем две модели двулистного накрытия группы с антисимметричными матрицами и группы с симметричными матрицами. При этом любую из них можно считать базовой.

Эти же матрицы обеспечивают двулистное накрытие указанных пар. Происходит это в том случае, если индекс элемента c_i не тождественен индексу преобразуемых матриц:

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline & c_{(j)} & \\ \hline b_{(i)} & \Leftrightarrow & f_{(i)} \\ \hline \end{array} \rightarrow (i) = 1, 2, 3, j \neq i, b_3 c_2 = f_3 : \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \dots$$

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline & c_{(j)} & \\ \hline a_{(i)} & \Leftrightarrow & e_{(i)} \\ \hline \end{array} \rightarrow (i) = 1, 2, 3, j \neq i.$$

Обратим внимание на специфику состава и свойств системы групп.

С одной стороны, элементы групп принадлежат группе линейных преобразований с определителем, равным единице. Это элементы группы $SL(4, R)$. С другой стороны, эти группы принадлежат ортогональной групп $SO(4)$.

Согласно её определению, произведение трансформированного элемента группы на сам элемент должно генерировать единичную матрицу, а определители элементов равны ± 1 .

В фундаментальной сигруппе ситуация такова: каждый элемент имеет детерминант, равный единице. Требуемые произведения равны единичной матрице:

$$a^T a = E \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = E, \dots$$

$$b^T b = E \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} = E, \dots$$

$$c^T c = E,$$

$$e^T e = E \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = E, \dots$$

$$f^T f = E \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} = E, \dots$$

Третья сторона фундаментальной сигруппы в том, что её элементы частично принадлежат симплектической группе. Её элементы, согласно стандартному определению, должны быть подчинены условию $\xi^T Q \xi = Q$, при котором величина Q в четырехмерии задается матрицей

$$Q = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

$$a^T Q a = -Q \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \dots$$

$$b^T Q b = Q \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \dots$$

$$e^T Q e = Q \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \dots$$

$$f^T Q f = -Q \Rightarrow \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \dots$$

Четвертая сторона фундаментальной сигруппы в том, что пара групп с антисимметричными матрицами есть пара единичных кватернионов, а тройка групп с симметричными матрицами образует тройку антикватернионов.

На кватернионах удобно записывать полную систему уравнений электродинамики Максвелла. На антикватернионах удобно записывать физическую модель гравитации. Правда, возможны также другие формы записи. По этой причине мы вправе утверждать, что есть определенная инвариантность физических законов относительно их функционального представления.

Математическое единство фундаментальной сигруппы в форме подгруппы специальной унимодулярной группы инициирует анализ и построение не только моделей единого описания электромагнетизма и гравитации, но и других физических явлений. Слабые и сильные взаимодействия естественно могут быть записаны на указанной фундаментальной сигруппе.

С математической точки зрения такой подход утверждает фундаментальное единство любых явлений как форму проявления и реализации определенной системы отношений между структурными объектами.

Пятая сторона рассматриваемой системы групп в форме фундаментальной сигруппы состоит в том, что, согласно единой таблице произведения элементов, группы с элементами e_i, f_i принадлежат к четверным группам Клейна:

×	e_1	e_2	e_3
e_1	E	e_3	e_2
e_2	e_3	E	e_1
e_3	e_2	e_1	E

×	f_1	f_2	f_3
f_1	E	f_3	f_2
f_2	f_3	E	f_1
f_3	f_2	f_1	E

Группы с элементами a_i, b_i не принадлежат к четверным группам Клейна, они задают типовые свойства кватернионов:

×	a_1	a_2	a_3
a_1	$-E$	$-a_3$	a_2
a_2	a_3	$-E$	$-a_1$
a_3	$-a_2$	a_1	$-E$

×	b_1	b_2	b_3
b_1	$-E$	$-b_3$	b_2
b_2	b_3	$-E$	$-b_1$
b_3	$-b_2$	b_1	$-E$

Шестая сторона фундаментальной сигруппы в том, что группа с элементами c_i имеет особые свойства. Следует заметить, что её свойства особо важны для физической теории.

Она не является четверной группой:

\times	c_1	c_2	c_3
c_1	E	$-c_3$	$-c_2$
c_2	$-c_3$	E	$-c_1$
c_3	$-c_2$	$-c_1$	E

Её свойства представляют собой «смесь» свойств пары симплектических множеств, элементы которых подчинены законам вида

$$\xi^T Q \xi = \pm Q$$

Кроме этого, только эта группа взаимно «перемешивает» элементы кватернионов с элементами антикватернионов:

\times	c_1	c_2	c_3
a_1	b_1	e_1	$-f_1$
a_2	$-f_2$	b_2	e_2
a_3	e_3	$-f_3$	b_3

Пары элементов a_i, c_i генерируют элементы b_i, e_i, f_i ,

Пары элементов b_i, c_i генерируют элементы a_i, e_i, f_i ,

Пары элементов e_i, c_i генерируют элементы a_i, b_i, f_i ,

Пары элементов f_i, c_i генерируют элементы a_i, b_i, e_i .

Такова математическая реальность. Проектируя её возможности на физику, следует ожидать наличия в Природе технологических устройств, которые «умеют» взаимно превращать электромагнетизм в гравитацию. Превращение гравитации в электромагнетизм в фундаментальном смысле этого слова инициирует создание принципиально новых приборов и механизмов, в свойства которых заложена симметрия. В рассматриваемом случае такая система представляет собой некий нейтральный объект с действительно «слабыми» отношениями друг с другом. Слабо связанная система «скомпенсированных» объектов в соединении с функционирующими устройствами разных видов выступает в роли «ключа» для решения проблемы взаимного превращения электромагнетизма и гравитации. С учетом указанного обилия сторон и свойств фундаментальной сигруппы естественно применение её к физическим задачам, у которых, согласно практике, реализуются объекты и взаимодействия с самыми разнообразными сторонами и качествами, а также их согласованиями между собой.

Естественно выполнить обобщение модели фундаментальной сигруппы на пространства с большим числом измерений, на основе которого можно учесть

не только «внешние» стороны и свойства объектов и явлений, но и систему ассоциированных с ними «внутренних» сторон и свойств. Из практики построения фундаментальной сигруппы следует такой алгоритм: требуется взять за основу некоторую группу, которую затем нужно расширить до системы групп, применяя для этого группу знаков.

Объясним причину определения рассматриваемой системы групп термином фундаментальная сигруппа. Дело в том, как легко видеть, она достаточна, чтобы для конструирования из её элементов посредством линейных комбинаций всех элементов матричной группы размерности 4. Но тогда каждая матричная, расчетная модель может быть записана на элементах данной сигруппы. Поэтому она фундаментальна. Кроме этого, элементы сигруппы имеют многообразные свойства, часть которых представлена и описана нами. Фундаментальная сигруппа имеет еще ряд дополнительных свойств.

Покажем, что метрики со скалярным параметром деформации можно рассматривать как конструкции, ассоциированные с числовыми значениями критических и экстремальных точек λ_k характеристических полиномов для функций $Y = \det \|\lambda I - A\|$, индуцированных кватернионами и антикватернионами группы заполнения физических моделей.

Кватернионы генерируют функцию $Y_1 = \lambda^4 + 2\lambda + 1$ с критическими значениями $\lambda_{1,2} = \pm i$. Антикватернионы генерируют функцию $Y_2 = \lambda^4 - 2\lambda + 1$ с критическими значениями $\lambda_{1,2} = \pm 1$.

В данном случае характеристические полиномы заданы рис.2:

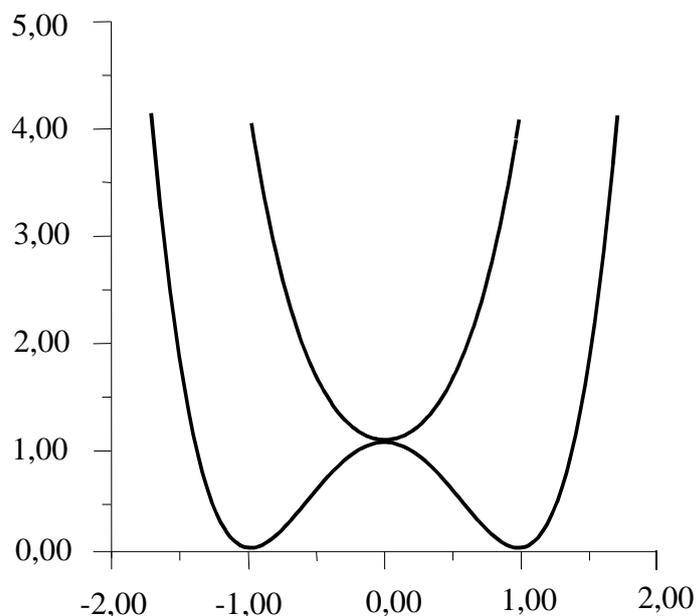


Рис. 2. Форма характеристических полиномов

Используем их критические и экстремальные значения как средство для порождения метрик пространства скоростей. В рассматриваемом случае они заданы числами $\lambda_k = -1, 0, 1$. Введем величину

$$\eta_{SE}^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, \lambda_k \cdot 1)$$

Она формально соединяет R^3 и T^1 через λ_k . Выберем значения λ_k , которые соответствуют экстремумам.

Тогда

$$\left. \frac{d^2 Y_1}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0} < 0, \quad \left. \frac{d^2 Y_2}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0} > 0.$$

Пространство размеров Ньютона и обобщенное пространство скоростей, которое три неевклидовы геометрии не вступают в противоречие друг с другом. Критические точки таковы: $\lambda_1 = -1$, $\lambda_2 = 1$. Соединим их с точками экстремумов, которые в данном случае совпадают по значениям $\lambda_3 = \lambda_4 = 0$.

Они различны по величинам $\left. \frac{d^2 Y}{d \lambda} \right|_{\lambda=0}$. Получим четыре канонические локальные метрики для пространства скоростей:

$$r^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, -1), \quad n^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, \pm 0), \quad g^{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, 1).$$

Знаки (\pm) перед нулем свидетельствуют о том, что в физике используются два типа пространств:

$$\Pi(a): n^{ij}(+) = \text{diag}(1, 1, 1, +0), \quad \left. \frac{d^2 Y_1}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0} > 0;$$

$$\Pi(b): n^{ij}(-) = \text{diag}(1, 1, 1, -0), \quad \left. \frac{d^2 Y_1}{d \lambda^2} \right|_{\lambda=0} < 0.$$

Первый тип пространства соответствует «устойчивой» метрике Ньютона. $\Pi(a)$ удобно использовать для описания устойчивых состояний объектов и явлений.

Второй тип пространства соответствует «неустойчивой» метрике Евклида. $\Pi(b)$ удобно использовать для описания событий, которые способны измениться из-за поведения λ_k (например, от $\lambda_1 = -1$ до $\lambda_2 = 1$ через $\lambda = 0$ или в обратном по $\Delta \lambda$ варианте).

Следовательно, фундаментальность неевклидовых геометрий базируется на их связи с характеристическими полиномами фундаментальной группы

заполнения физических моделей, из которых они следуют в канонической форме вида

$$r_{SE}^{ij} = (r^{ij}, n^{ij}, g^{ij}).$$

Следовательно, мы вправе сделать вывод, что неевклидовы геометрии фундаментальны и естественны для физических теории.

Анализ показал, что фундаментальная сигруппа удобна для описания расчетных моделей в электродинамике на паре кватернионов и в гравитации на паре антикватернионов. Легко записать на указанных матрицах уравнения гидродинамики, микродинамики, теплопроводности, диффузии

Умножение матричных уравнений слева на элементы группы перестановок меняет набор применяемых матриц в расчетной модели, но при этом не меняется их векторный вид. Другими словами, законы физики инвариантны в матричном виде к действию группы перестановок. Эта группа не затрагивает координат и частных производных. Она меняет только отношения между базовыми объектами теории.

По этой причине можно считать, что физические теории инвариантны относительно согласованного изменения в системе отношений между объектами: изменения генерируется единым фактором в форме отдельной матрицы. Ситуация меняется, если вместо матричной операции применяются другие операции.

Тогда базовая система уравнений порождает новые системы уравнений, что важно, если эти изменения дополнить заменой базовых функций другими функциями.

Математические исследования, как это было всегда, инициировали активность в расширении и углублении физических теории. Физические теории «подсказывают» математикам новые горизонты для дальнейших исследований.

2.15. Аналогия связи неевклидовых геометрий со связями для статистик

Анализируемая связь неевклидовых геометрий нетривиальна с математической и физической точек зрения, так как к одной системе, согласованной скалярным параметром, относятся объекты и явления с разными стандартами определения длин и углов. Их эмпирическое обоснование базируется на разных алгоритмах и подходах к физическим явлениям.

Покажем, что есть также нетривиальная связь статистик, базирующая на скалярной функции.

Заметим, что физики применяют в расчетах пару статистик, соответствующих равновесным состояниям в анализируемых системах: для частиц с целым спином применяется статистика Бозе -Эйнштейна, для частиц с полуцелым спином применяется статистика Ферми-Дирака. Современная теория не признаёт возможности взаимного превращения этих статистик.

Среднее число частиц в определенном энергетическом состоянии задается формулами

$$n_b = \frac{1}{\exp \phi_b - 1}, \phi_b = \frac{\varepsilon_b - \mu}{kT}, n_f = \frac{1}{\exp \phi_f + 1}, \phi_f = \frac{\varepsilon_f - E}{kT}.$$

При рассмотрении задачи взаимодействия предзарядов, следуя потребностям развития электродинамики и теории гравитации, мы обнаруживаем аналогию поведения конечной системы и статистической системы, пытаюсь описывать частицы света как механические объекты со структурой, базирующейся на предзарядах.

С математической точки зрения, если принять модель парных «отношений» (в частности, характеристик, относящихся к столкновениям), то получаются мономиальные матрицы, которые мы ассоциируем с гравитационными предзарядами. С одной стороны, они имеют аналогию с «окружностью» в топологическом смысле этого слова. С другой стороны, они задаются мономиальными матрицами, которые есть элементы кручения, так как порождают единичную матрицу при некотором конечном количестве взаимных произведений.

С физической точки зрения им можно сопоставить вращение физического объекта. Для частиц света и частиц гравитации это обстоятельство существенно.

Если принять модель полного объединения объектов одного класса с элементами второго класса, мы приходим к матрицам в форме правых и левых идеалов по матричному произведению. Мы ассоциируем их с электрическими предзарядами. Они принципиально другие, так как не являются элементами кручения. В статистической физике принята аналогичная точка зрения, соответственно, для фермионов и бозонов. По этой причине следует ожидать наличия аналогии между свойствами конечных систем и свойствами статистических систем. Рассмотрим такую возможность.

При построении электродинамики движущихся сред без сингулярностей при скоростях, равных скорости света, мы положили в основу модели релаксационное уравнение для скорости, которая входит в материальные уравнения. Этот шаг был успешным и конструктивным. Аналогично рассмотрим модель релаксационного уравнения для анализа статистических аспектов конечных систем.

Зададим следующие величины: Z – количество допустимых мест для объектов в анализируемой системе, N_a – количество взаимодействующих объектов, N – количество вакантных мест для объектов.

Пусть величина ξ характеризует энергетические свойства исследуемой совокупности. Проанализируем динамику изменения вакантных мест при наличии указанных величин.

Зададим её уравнением для безразмерных величин, которое аналогично уравнению для релаксации скоростей в электродинамике.

Пусть

$$\frac{d}{d\xi} \left(\frac{N + N_a}{Z - \sigma N_a} \right) = -P_a \left(\frac{N + N_a}{Z - \sigma N_a} \right).$$

Имеем решение

$$\left(\frac{N + N_a}{Z - \sigma N_a} \right) = A \exp(-P_a \xi).$$

Поэтому

$$N + N_a = (Z - \sigma N_a) A \exp(-P_a \xi), \quad N_a (1 + A \sigma \exp(-P_a \xi)) = Z A \exp(-P_a \xi) - N.$$

Исследуем ситуацию, когда вакантных мест нет, полагая $N = 0$. Тогда среднее число частиц в определенном состоянии задается формулой

$$\frac{N_a}{Z} = \frac{1}{A^{-1} \exp(P_a \xi) + \sigma} = \bar{n}.$$

В таком варианте одна статистика может динамически преобразоваться в другую. Такой «переход» реализуется на «плоскости» с переменными A, σ . Для его описания требуются динамические уравнения. В частном случае модель содержит статистики Бозе-Эйнштейна и Ферми-Дирака, которые соответствуют значениям параметров A

$$A^{-1} = 1, \sigma_1 = -1, \sigma_2 = 1.$$

3. Связи неассоциативности с неевклидовостью

3.1. Скрытая неассоциативность в форме информационной неевклидовости

Информационные взаимодействия объектов, как показывает практика, подчинены неассоциативной математике. По этой причине во всех случаях и во всех ситуациях мы вправе и обязаны анализировать данный аспект взаимодействия, по-разному учитывая и применяя его свойства и проявления. Обратим внимание на тот факт, что иногда неассоциативность как-бы «скрыта» в расчетных моделях. В частности, неассоциативность может применяться в форме, когда ее проявления «компенсируют» друг друга.

Проиллюстрируем скрытую неассоциативность на простых примерах. Покажем, что ее можно трактовать как проявление информационной неевклидовости. Пусть известны матрицы конечной размерности a, b, c . Применяя к ним стандартную матричную операцию, получим известное условие

$$a(bc) = (ab)c.$$

Отклонение этих величин, называемое ассоциатором, имеет значение

$$\Delta_0 = a(bc) - (ab)c = 0.$$

Матричное произведение, взятое в разном порядке следования элементов, генерирует в данном случае пару одинаковых матриц. Поскольку след разности матриц равен разности следов матриц, след данного ассоциатора будет равен нулю

$$Sp\Delta_0 = 0.$$

Классическая и квантовая теория физических явлений в основном базируется на матрицах, к которым применяются функциональные операции, формируя математические объекты, называемые алгебрами. Функциональные операции есть расширения стандартной матричной операции. Они позволяют более глубоко исследовать свойства системы матриц или других математических объектов. Поскольку в ряде случаев такие операции могут быть неассоциативными, так как с неассоциативностью мы связываем информационный обмен, расширение операций можно рассматривать как средство обнаружения информационных свойств в системе анализируемых объектов. Понятно, что желательно найти и применить на практике все возможности и все грани неассоциативности. Соединение неассоциативности и ассоциативности в физической теории прямо или косвенно расширяет физическую модель в направлении синтеза свойств каждого объекта с учетом возможностей его информационного взаимодействия.

В алгебре Ли базовой операцией «произведения» является разность произведений двух элементов, взятых в обратном порядке, что характеризует отклонение матричной операции от коммутативности. Введем обозначение операции Ли:

$$a \circ b = ab - ba = [a, b]$$

В квантовой механике произведение операторов (в частности, это могут быть матрицы) задается согласно условию, в котором применяется сумма произведений двух элементов

$$a \times b = \frac{(a+b)^2 - (a-b)^2}{4} = \frac{ab+ba}{2}.$$

Упростим её вид, записав операцию другим символом. Пусть

$$a * b = ab + ba = \{a, b\}.$$

Возможно соединение различных операций. Оно генерирует дополнительные свойства анализируемых множеств.

Например, получим «дифференцирование» произведения при ассоциативном произведении анализируемых элементов:

$$[a, b * c] = [a, b] * c + b * [a, c],$$

$$[a, b * c] = a(bc + cb) - (bc + cb)a = a(bc) + a(cb) - (bc)a - (cb)a,$$

$$[a, b] * c = (ab - ba)c + c(ab - ba) = (ab)c - (ba)c + c(ab) - c(ba),$$

$$b * [a, c] = b(ac - ca) + (ac - ca)b = b(ac) - b(ca) + (ac)b - (ca)b.$$

Анализ показал, что ситуации становятся существенно сложнее, если произведения и суммы подчинены нестандартным системам операций произведения и суммирования.

В частности, можно достичь нового качества свойств в системе матриц, если базироваться на введенных ранее операциях комбинаторного или логического произведения и на структурном или сущность ином суммировании. Фактически, как было ясно давно, количество операций и их свойства могут быть самыми разными. Естественно. Что они формируют разные алгебры. С математической точки зрения здесь ничего необычного или непривычного нет. Вся математика, так или иначе, не только базируется на этом постулате разнообразия количества и свойств математических операций, но и широко их применяет.

Теоретическая физика издавна применяет постулат многообразия операций. Но непросто и не всегда удобно утвердить новые операции и алгебры в эксперимент и практику людей.

Проиллюстрирует генерацию неассоциативности в системе матриц на основе алгоритма расширения матричной операции. Согласуем свойства ассоциаторов на паре фундаментальных расширений, указанных выше.

На операции антикоммутирования получим условия вида

$$a \circ (b \circ c) = [a, [b, c]] = a(bc - cb) - (bc - cb)a = a(bc) - a(cb) - (bc)a + (cb)a,$$

$$(a \circ b) \circ c = [[a, b], c] = (ab - ba)c - c(ab - ba) = (ab)c - (ba)c - c(ab) + c(ba),$$

$$\Delta_1 = a \circ (b \circ c) - (a \circ b) \circ c = (ba)c + c(ab) - a(cb) - (bc)a = [a, [b, c]] - [[a, b], c]$$

На операции коммутирования получим другие условия:

$$a * (b * c) = \{a, \{b, c\}\} = a(bc + cb) + (bc + cb)a = a(bc) + a(cb) + (bc)a + (cb)a,$$

$$(a * b) * c = \{\{a, b\}, c\} = (ab + ba)c + c(ab + ba) = (ab)c + (ba)c + c(ab) + c(ba),$$

$$\Delta_2 = a*(b*c) - (a*b)*c = a(cb) + (bc)a - (ba)c - c(ab) = \{a, \{b, c\}\} - \{\{a, b\}, c\},$$

Обе операции неассоциативны, их ассоциаторы одинаковы по величине, но отличаются знаками.

По этой причине выполняется условие их компенсации:

$$\frac{1}{2}(\Delta_1 + \Delta_2) = \frac{1}{2}(a \circ (b \circ c) - (a \circ b) \circ c + a*(b*c) - (a*b)*c) = \Delta_0 = 0.$$

Из соображений удобства для дальнейшего анализа введем в рассмотрение следы от ассоциаторов.

В данном случае мы имеем один нулевой ассоциатор и пару ненулевых ассоциаторов. Они отличаются только знаками:

$$Sp\Delta_0 = 0, Sp\Delta_1 = \beta, Sp\Delta_2 = -\beta.$$

Введем новые величины, выполнив «обезразмеривание» ассоциаторов:

$$\eta_1 = \frac{Sp\Delta_1}{Sp\Delta_2} = -1, \eta_0 = \frac{Sp\Delta_0}{Sp\Delta_2} = 0, \eta_2 = \frac{Sp\Delta_2}{Sp\Delta_2} = 1.$$

Назовем их нормированными ассоциаторами. Будем рассматривать их как самостоятельные величины для применения в расчетных моделях.

На этой стадии становится возможным применение ассоциаторов в задачах неевклидовой геометрии. Покажем это.

Неевклидова геометрия на плоскости базируется на уравнениях вида

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 = 0.$$

Формально принимая возможность изменения величины a_{22} и, ограничивая величину a_{11} значениями положительных действительных чисел, получим три модели превращений данного образа второй степени.

Пара действительных точек

$$a_{11}x_1^2 - a_{22}x_2^2 = 0$$

через двойную точку с нулевыми значениями

$$a_{11}x_1^2 = 0$$

трансформируется в пару комплексно сопряженных чисел

$$a_{11}x_1^2 + a_{22}x_2^2 = 0.$$

Эти превращения выглядят проще на примере уравнения с одним параметром:

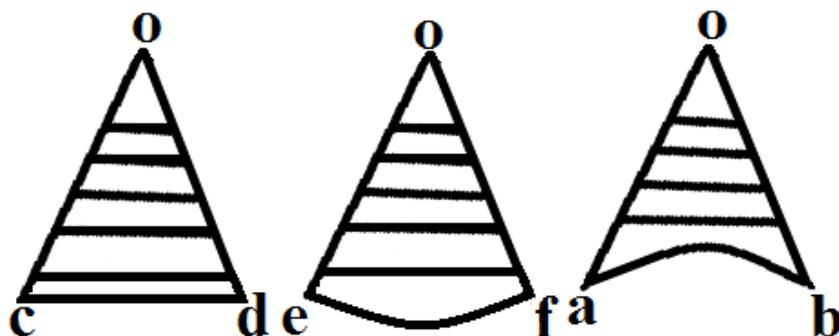
$$x_1^2 + \sigma x_2^2 = 0,$$

Ограничим анализ дискретным спектром значений величины $\sigma = -1, 0, 1$. Получим, соответственно, три самостоятельные геометрические модели, подчиненные функциональным связями с управлением величиной σ :

$$x_1^2 = x_2^2, x_1^2 = 0, x_1^2 = -x_2^2.$$

В первом случае прямая линия пересекает две гиперболы. Во втором случае мы имеем дело с точкой пересечения пары прямых линий с генерацией двойной точки. В третьем случае пара эллипсоидов находится вне анализируемой прямой линии.

Для неевклидовой геометрии характерны три вида треугольников:



Если у этих треугольников различие заключается только в форме одной стороны, естественно ввести разницу их площадей по отношению к базовому треугольнику, у которого сторона представлена прямой линией.

Обозначим площадь треугольника с прямой линией символом S_0 , площадь треугольника с выпуклой стороной символом S_α , пусть площадь треугольника с вогнутой стороной имеет символ S_β .

В первом треугольнике эта величина равна нулю. Сумма углов треугольника равна 180 градусов. Так представлена модель параболической геометрии Евклида.

В втором треугольнике величина $\eta = S_\alpha - S_0$ больше нуля. Сумма углов этого треугольника больше 180 градусов. Мы имеем модель неевклидовой, эллиптической геометрии Римана.

В третьем треугольнике величина $\eta = S_\beta - S_0$ меньше нуля. Сумма углов треугольника меньше 180 градусов. Мы имеем модель неевклидовой, гиперболической геометрии Лобачевского.

Здесь наглядно представлены три типа геометрий. Для математического описания этой иллюстрации достаточно. Для физиков и практиков важно понять, как и где проявляет себя фактор управления.

Что меняется, если многообразие имеет более высокую размерность? Подчиняется ли фактор управления динамическим уравнениям? Чему соответствует такая динамика.

Другими словами, наличие системы геометрий и обнаружение возможности их взаимных превращений генерирует спектр вопросов и проблем. Поскольку геометрия относится к фундаментальной науке, решение новых проблем может приблизить исследователей к нахождению новых фундаментальных законов.

Наличие нормированных ассоциаторов позволяет применять их в геометрии. На данной стадии анализа ничего необычного в этом нет, так как их величины не вступают в противоречие с базовой математической конструкцией в форме линий второго порядка. Однако, с физической точки зрения, ситуация достаточна необычна, так как с неассоциативностью ассоциируется передача информации. Следовательно, применение нормированных ассоциаторов означает «вовлечение» величин информационного типа в структуру геометрических величин.

Мы получаем в этом случае качественно новую модель: геометрию, зависящую от операций. *Неевклидовостью начинает управлять неассоциативность.* Изменение операций по формальным признакам или на основе динамических моделей будет менять ассоциаторы и генерировать изменения геометрических свойств исследуемых явлений.

Применение факторов неассоциативности в геометрии инициирует аналогичную деятельность при решении физических задач.

Простейшие применения неассоциативности в физике можно получить, если учесть тот факт, что неевклидова геометрия ассоциирована с автоморфными функциями.

Рассмотрим с этой точки зрения известные факты из электродинамики без ограничения скорости. В этой теории связи безразмерных скоростей, полученных различными наблюдателями, имеют вид:

$$p' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{p+u}{w \frac{u}{c^2} p + 1} \rightarrow z' = \frac{az+b}{cz+d} \Rightarrow \frac{p'}{u_0} = \frac{\frac{p}{u_0} + \frac{u}{u_0}}{w \frac{uu_0}{c^2} \frac{p}{u_0} + 1}.$$

Коэффициенты преобразований таковы:

$$a=1, b = \frac{u}{u_0}, c = w \frac{uu_0}{c^2}, d = 1.$$

Неподвижные точки рассматриваемого преобразования есть решения квадратного уравнения

$$\xi_{1,2} = \frac{a-d \pm \sqrt{M}}{2c},$$

управляемые дискриминантом $M = (d - a)^2 + 4bc = 4w \frac{u^2}{c^2}$.

При положительных значениях показателя отношения получим две действительные неподвижные точки. При нулевом значении показателя отношения генерируется двойная нулевая точка. При отрицательном значении показателя отношения генерируется пара сопряженных комплексных чисел.

Примем точку зрения, что показатель отношения может проявлять себя в форме нормированных ассоциаторов

$$w = \eta.$$

Тогда, с одной стороны, мы имеем качественно новое пространство скоростей в классе линейных преобразований, так как оно «управляется» нормированными ассоциаторами, что генерирует зависимость скоростей от операций, действующих в исследуемой физической системе. Соотношение скоростей становится зависимым от информации, которую получает физическая система. Это свойство присуще, как показывает практика, живым разумным объектам, меняющим свое движение в зависимости от внешних и внутренних условий. Однако в рассматриваемом случае ситуация более общая: принимается точка зрения, что каждый физический объект может иметь свойство изменять свое движение в зависимости от получаемой информации.

С другой стороны, рассматриваемые преобразования образует группу в форме стандартной модулярной группы, что инициирует введение в физическую теорию комплексных значений скорости для физических объектов.

Отметим философский оттенок «зеркальных» свойств слагаемых в выражениях для ассоциаторов. Действительно, если трактовать пару операций в форме разности и суммы произведений матриц как проявление свойств пары фундаментальных физических взаимодействий, то можно принять точку зрения, что эта пара операций специально «создана» друг для друга, чтобы взаимно компенсировать присущую им информационную неассоциативность.

Отметим другую сторону неассоциативности на основе анализа системы циклических функций:

$$\begin{aligned}\alpha &= a \circ (b \circ c) = a(bc) - a(cb) - (bc)a + (cb)a, \\ \beta &= b \circ (c \circ a) = b(ca) - b(ac) - (ca)b + (ac)b, \\ \gamma &= c \circ (a \circ b) = c(ab) - c(ba) - (ab)c + (ba)c,\end{aligned}$$

$$\alpha + \beta + \gamma = 0,$$

$$\begin{aligned}\hat{\alpha} &= (a \circ b) \circ c = -c \circ (a \circ b), \\ \hat{\beta} &= (b \circ c) \circ a = -a \circ (b \circ c), \\ \hat{\gamma} &= (c \circ a) \circ b = -b \circ (c \circ a),\end{aligned}$$

$$\hat{\alpha} + \hat{\beta} + \hat{\gamma} = 0.$$

$$\alpha + \beta + \gamma + \hat{\alpha} + \hat{\beta} + \hat{\gamma} = 0$$

$$\sigma_1 = a * (b * c) = a(bc) + a(cb) + (bc)a + (cb)a,$$

$$\sigma_2 = b * (c * a) = b(ca) + b(ac) + (ca)b + (ac)b,$$

$$\sigma_3 = c * (a * b) = c(ab) + c(ba) + (ab)c + (ba)c,$$

$$\hat{\sigma}_1 = (a * b) * c = c * (a * b) = c * (b * a),$$

$$\hat{\sigma}_2 = (b * c) * a = a * (b * c) = a * (c * b),$$

$$\hat{\sigma}_3 = (c * a) * b = b * (c * a) = b * (a * c),$$

$$(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) - (\hat{\sigma}_1 + \hat{\sigma}_2 + \hat{\sigma}_3) = 0.$$

Так обнаруживается факт, что циклические уравнения могут «скрывать» неассоциативность. По этой причине требуется дополнительный анализ информационных граней явления, если его анализ проводится на системе циклических уравнений. Циклические уравнения наиболее часто применяются в расчетных физических моделях. Таковы уравнения электродинамики, а также недавно введенные тензорные уравнения гравитации. В силу указанного обстоятельства в задачах такого типа информационное взаимодействие скрыто.

3.2. Скрытая неассоциативность на примере алгебры Йордана

Электродинамика без ограничения скорости базируется на возможности применения в теории света скалярно деформированной локальной четырехметрики.

Инвариантность интервала, сконструированного на такой метрике, генерирует линейные преобразования координат и времени, которые объединяют в себе семейство групп и получили название сигруппы.

Сигруппа порождает зависимые от параметра управления преобразования скоростей в форме группы модулярных преобразований.

Математическая структура сигруппы задается, с точностью до множителя, матрицей вида

$$\xi = \begin{pmatrix} 1 & \alpha \\ \beta & 1 \end{pmatrix}.$$

Исследуем свойства данной системы матриц, применив ассоциативную матричную операцию к элементам множества.

Проанализируем функциональную связь, характеризующую лупу Муфанг:

$$(xx)y = x(xy).$$

Проверим ее корректность для анализируемого множества:

$$xx = \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1a_2 & a_1+a_1 \\ a_2+a_2 & 1+a_1a_2 \end{pmatrix}, xy = \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & b_1 \\ b_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1b_2 & a_1+b_1 \\ a_2+b_2 & 1+b_1a_2 \end{pmatrix},$$

$$(xx)y = \begin{pmatrix} 1+a_1a_2 & a_1+a_1 \\ a_2+a_2 & 1+a_1a_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & b_1 \\ b_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1a_2+2a_1b_2 & 2a_1+b_1+b_1a_1a_2 \\ 2a_2+b_2+b_2a_1a_2 & 1+a_1a_2+2a_2b_1 \end{pmatrix},$$

$$x(xy) = \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+a_1b_2 & a_1+b_1 \\ a_2+b_2 & 1+b_1a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1a_2+2a_1b_2 & 2a_1+b_1+b_1a_1a_2 \\ 2a_2+b_2+b_2a_1a_2 & 1+a_1a_2+2a_2b_1 \end{pmatrix}.$$

Это условие хорошо известно и глубоко проанализировано. Однако обычно анализ проводится без явного использования матриц и потому без связи с физическими аспектами, которые ассоциированы с лупами. Проанализируем условия Муфанг, эквивалентно заданные на трех элементах

$$x(y \cdot xz) = (xy \cdot x)z,$$

$$(zx \cdot y)x = z(x \cdot yx),$$

$$xy \cdot zx = x(yz \cdot x).$$

Получим, например, следуя первому условию, соотношения вида

$$xz = \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & c_1 \\ c_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1c_2 & a_1+c_1 \\ a_2+c_2 & 1+c_1a_2 \end{pmatrix},$$

$$y(xz) = \begin{pmatrix} 1 & b_1 \\ b_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+a_1c_2 & a_1+c_1 \\ a_2+c_2 & 1+c_1a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1c_2+b_1a_2+b_1c_2 & a_1+b_1+c_1+b_1c_1a_2 \\ a_2+b_2+c_2+b_2a_1c_2 & 1+a_2c_1+b_2a_1+b_2c_1 \end{pmatrix},$$

$$xy = \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & b_1 \\ b_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1b_2 & a_1+b_1 \\ a_2+b_2 & 1+b_1a_2 \end{pmatrix},$$

$$(xy)x = \begin{pmatrix} 1+a_1b_2 & a_1+b_1 \\ a_2+b_2 & 1+b_1a_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1a_2+a_1b_2+b_1a_2 & 2a_1+b_1+a_1^2b_2 \\ 2a_2+b_2+a_2^2b_1 & 1+a_1a_2+a_2b_1+b_2a_1 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned}
x(y(xz)) &= y(xz) = \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1c_2+b_1a_2+b_1c_2 & a_1+b_1+c_1+b_1c_1a_2 \\ a_2+b_2+c_2+b_2a_1c_2 & 1+a_2c_1+b_2a_1+b_2c_1 \end{pmatrix} = \\
&= \begin{pmatrix} 1+a_1c_2+b_1a_2+b_1c_2+a_1(a_2+b_2+c_2+b_2a_1c_2) & a_1+b_1+c_1+b_1c_1a_2+a_1(1+a_2c_1+b_2a_1+b_2c_1) \\ a_2(1+a_1c_2+b_1a_2+b_1c_2)+a_2+b_2+c_2+b_2a_1c_2 & a_2(a_1+b_1+c_1+b_1c_1a_2)+1+a_2c_1+b_2a_1+b_2c_1 \end{pmatrix}, \\
((xy)x)z &= \begin{pmatrix} 1+a_1a_2+a_1b_2+b_1a_2 & 2a_1+b_1+a_1^2b_2 \\ 2a_2+b_2+a_2^2b_1 & 1+a_1a_2+a_2b_1+b_2a_1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & c_1 \\ c_2 & 1 \end{pmatrix} = \\
&= \begin{pmatrix} 1+a_1c_2+b_1a_2+b_1c_2+a_1(a_2+b_2+c_2+b_2a_1c_2) & a_1+b_1+c_1+b_1c_1a_2+a_1(1+a_2c_1+b_2a_1+b_2c_1) \\ a_2(1+a_1c_2+b_1a_2+b_1c_2)+a_2+b_2+c_2+b_2a_1c_2 & a_2(a_1+b_1+c_1+b_1c_1a_2)+1+a_2c_1+b_2a_1+b_2c_1 \end{pmatrix}.
\end{aligned}$$

Выполнение первого условия для лупы Муфанг на анализируемом множестве подтверждено. Остальные условия подтверждаются аналогично.

На данном множестве справедливы квадратичные формулы

$$(yx^2)x = (yx)x^2.$$

Покажем это. Имеем последовательность формул:

$$\begin{aligned}
xx &= \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1a_2 & 2a_1 \\ 2a_2 & 1+a_1a_2 \end{pmatrix}, \\
y(xx) &= \begin{pmatrix} 1 & b_1 \\ b_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+a_1a_2 & 2a_1 \\ 2a_2 & 1+a_1a_2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+a_1a_2+2b_1a_2 & 2a_1+b_1+b_1a_1a_2 \\ 2a_2+b_2+b_2a_1a_2 & 1+a_1a_2+2a_1b_2 \end{pmatrix}, \\
yx &= \begin{pmatrix} 1 & b_1 \\ b_2 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1+b_1a_2 & b_1+a_1 \\ b_2+a_2 & 1+b_2a_1 \end{pmatrix}, \\
(yx)x^2 &= \begin{pmatrix} 1+a_1b_2 & a_1+b_1 \\ a_2+b_2 & 1+b_1a_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1+a_1a_2 & 2a_1 \\ 2a_2 & 1+a_1a_2 \end{pmatrix} = \\
&= \begin{pmatrix} (1+a_1b_2)(1+a_1a_2)+(a_1+b_1)2a_2 & (1+a_1b_2)2a_1+(a_1+b_1)(1+a_1a_2) \\ (a_2+b_2)(1+a_1a_2)+(1+b_1a_2)2a_2 & (a_2+b_2)2a_1+(1+b_1a_2)(1+a_1a_2) \end{pmatrix}, \\
(y(x^2))x &= \begin{pmatrix} 1+a_1a_2+2b_1a_2 & 2a_1+b_1+b_1a_1a_2 \\ 2a_2+b_2+b_2a_1a_2 & 1+a_1a_2+2a_1b_2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & a_1 \\ a_2 & 1 \end{pmatrix} = \\
&= \begin{pmatrix} 1+a_1a_2+2b_1a_2+a_2(2a_1+b_1+b_1a_1a_2) & a_1(1+a_1a_2+2b_1a_2)+2a_1+b_1+b_1a_1a_2 \\ 2a_2+b_2+b_2a_1a_2+a_2(1+a_1a_2+2a_1b_2) & a_1(2a_2+b_2+b_2a_1a_2)+1+a_1a_2+2a_1b_2 \end{pmatrix}.
\end{aligned}$$

Справедливость нелинейного уравнения на матричной операции доказана.

Аналогично доказывается справедливость функционального условия

$$x(x^2y) = x^2(xy).$$

Согласно полученным равенствам допустимы разные объединения указанных нелинейных выражений в формулы, аналогичные законам алгебры Йордана. Например, элементы сигруппы подчинены на матричной операции условию

$$(yx^2)x + x(x^2y) = x^2(xy) + (yx)x^2.$$

Равны между собой функциональные выражения, «зеркальные» относительно знака суммы. Заметим, что количество «не зеркальных» выражений превосходит количество «зеркальных» выражений. Возможно, на этой основе могут быть описаны «зеркальные» и «не зеркальные» свойства различных физических объектов, что косвенно подтвердит наличие в них объектов со структурными свойствами сигруппы.

Рассматривая элемент сигруппы как модель системы отношений между двумя объектами, мы принимаем условие возможного неравенства их взаимных влияний, следующего из неравенства величин α, β , которые заданы в начальном базовом выражении для матрицы.

Такая возможность «запрещена» согласно физическому закону равновесия, утверждающему, что «сила» действия равна «силе» противодействия.

Другие условия допустимы в отсутствие равновесия, указывая на факт, что мы имеем дело с динамическим процессом, направленным на возможное достижение равновесия. В процессах информационного обмена неравенство величин α, β естественно, особенно если мы рассматриваем системы с управлением, основанным на командах, или анализируем диалог учителя с учеником. Аналогичная ситуация имеет место в единоборствах, когда взаимодействуют объекты с разным уровнем подготовки и опыта.

В силу указанных обстоятельств сигруппа на простом примере иллюстрирует глубину и значимость свойств пары объектов. В рамках простой логики понятно, что законы зависят не только от объектов, но и от того, какие операциям им «доступны». На физическом языке принято говорить о законах взаимодействия объектов.

Наличие математических операций на системе математических объектов может быть «двигателем» поиска технологических устройств, подчиненных новым законам, установленным в математике.

Обратная ситуация также возможна: практика может не укладываться в рамки доступной математики, что инициирует поиск новых чисел, операций и алгоритмов. Такой подход естественен в рамках философии, согласно которой свойства объектов и явлений многообразны и всегда известные результаты теории и практики можно дополнить новыми.

Заметим, что элементы сигруппы на матричной операции подчинены закону, характеризующему лупу Болла

$$(x(yx))z = x(y(xz)).$$

На комбинаторной операции законы представленных луп не выполняются. Это кажется естественным, так как одинаковость законов на одном множестве просто свидетельствует о том, что применяемые операции идентичны. В этом случае будет совпадение функциональных условий и законов, но так не будет достигнута желаемая дополнительность условий и свойств.

Поскольку различие свойств операций обнаружено, мы вправе говорить о дополнительности данной пары операций в теории.

Заметим, что элементы сигруппы, у которых диагональные элементы не равны между собой, коммутируют

$$x(k)x(p) = x(p)x(k),$$

в общем случае

$$x(k)y(p) \neq y(p)x(k).$$

Понятно, что дополнительность объектов и взаимодействий имеет свои основания в структуре и свойствах физических объектов и явлений, которые желательно согласовать со свойствами ассоциативных и неассоциативных операций.

На этой основе следует создавать новые технические устройства и технологические алгоритмы, которые прямо или косвенно обоснованы математическими средствами.

Операции на системе объектов «способны» задавать необычные свойства Реальности, скрытые за пределами некоторых операций. Проиллюстрируем этот тезис примером.

Проанализируем коммутатор на комбинаторной операции для обобщенных объектов из сигруппы Галилея-Лорентца:

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix} \times^k \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 b_1 + a_2 b_2 & a_1 b_3 + a_2 b_4 \\ a_3 b_1 + a_4 b_2 & a_3 b_3 + a_4 b_4 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{pmatrix} \times^k \begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 b_1 + a_2 b_2 & a_3 b_1 + a_4 b_2 \\ a_1 b_3 + a_2 b_4 & a_3 b_3 + a_4 b_4 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix} \times^k \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{pmatrix} \times^k \begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & \sigma \\ -\sigma & 0 \end{pmatrix}, \sigma = a_1 b_3 + a_2 b_4 - a_3 b_1 - a_4 b_2.$$

Величина σ как свойство коммутатора задает билинейную форму со сложной системой отношений между элементами матриц.

Аналогично можно рассчитать антикоммутатор.

Заметим, что ассоциаторы на указанных операциях не равны нулю, что позволяет применять их как один из факторов управления геометриями и скоростями, но расчетные теории на матрицах «скрывают» неассоциативность.

Физические теории привычно строятся на алгебре Ли. Такой подход следует, например, из моделей Лагранжа и Гамильтона. Те элементы теории, которые относятся, например, к деформации локальной четырехметрики, нетривиально проявляют себя в этих фундаментальных алгоритмах. В обобщениях физических моделей присутствует также множество других элементов, «непривычных» для этих алгоритмов. Кодифференциальные расчетные модели, в частности, связи между полями и индукциями, плохо генерируются указанным способом.

Иначе обстоит ситуация с алгеброй Йордана. Она базируется на модели вида

$$\begin{aligned}x \circ y &= y \circ x, \\(x^2 \circ y) \circ x &= x^2 \circ (y \circ x), \\x \circ y &= \frac{1}{2}(xy + yx).\end{aligned}$$

В частности, ее можно применить к системе невырожденных матриц.

Рассмотрим такой случай. Пусть элементами алгебры будут матрицы, пусть они подчинены стандартному матричному произведению. Тогда

$$\begin{aligned}x \circ x &= x \cdot x = x^2, \\x^2 \circ y &= \frac{1}{2}(x^2 \cdot y + y \cdot x^2), \\(x^2 \circ y) \circ x &= \frac{1}{4}((x^2 \cdot y + y \cdot x^2)x + x(x^2 \cdot y + y \cdot x^2)) = \\&= \frac{1}{4}((x^2 y)x + (y \cdot x^2)x + x(x^2 \cdot y) + x(y \cdot x^2)), \\x^2 \circ (y \circ x) &= \frac{1}{4}(x^2(yx + xy) + (yx + xy)x^2) = \\&= \frac{1}{4}(x^2(yx) + x^2(xy) + (yx)x^2 + (xy)x^2), \\(x^2 y)x + (y \cdot x^2)x + x(x^2 \cdot y) + x(y \cdot x^2) &= x^2(yx) + x^2(xy) + (yx)x^2 + (xy)x^2, \\(x^2 y)x &= x^2(yx), x(y \cdot x^2) = (xy)x^2.\end{aligned}$$

С учетом приведенных формул базовое выражение на матрицах получает вид функциональной связи между элементами.

Она симметрична по записи относительно знаков суммирования:

$$(y \cdot x^2)x + x(x^2 \cdot y) = x^2(xy) + (yx)x^2.$$

Ранее данный закон был подтвержден на элементах сигруппы Галилея-Лорентца. Понятно, что он соответствует частной ситуации. Реализуется ли он в общем виде? Легко доказать прямым расчетом, что на матрицах размерности 2 общего вида выполняются связи

$$x(x^2 y) = x^2(xy), (yx^2)x = (yx)x^2.$$

Пусть

$$x = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix}, y = \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & a_4 \end{pmatrix},$$

$$x^2 = \begin{pmatrix} a_1^2 + a_2 a_3 & a_1 a_2 + a_2 a_4 \\ a_1 a_3 + a_3 a_4 & a_2 a_3 + a_4^2 \end{pmatrix},$$

$$x^2 y = \begin{pmatrix} a_1^2 + a_2 a_3 & a_1 a_2 + a_2 a_4 \\ a_1 a_3 + a_3 a_4 & a_2 a_3 + a_4^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & a_4 \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} a_1^2 b_1 + a_2 a_3 b_1 + a_1 a_2 b_3 + a_2 a_4 b_3 & a_1^2 b_2 + a_2 a_3 b_2 + a_1 a_2 b_4 + a_2 a_4 b_4 \\ a_1 a_3 b_1 + a_3 a_4 b_1 + a_2 a_3 b_3 + a_4^2 b_3 & a_1 a_3 b_2 + a_3 a_4 b_2 + a_2 a_3 b_4 + a_4^2 b_4 \end{pmatrix},$$

$$x(x^2 y) = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a_1^2 b_1 + a_2 a_3 b_1 + a_1 a_2 b_3 + a_2 a_4 b_3 & a_1^2 b_2 + a_2 a_3 b_2 + a_1 a_2 b_4 + a_2 a_4 b_4 \\ a_1 a_3 b_1 + a_3 a_4 b_1 + a_2 a_3 b_3 + a_4^2 b_3 & a_1 a_3 b_2 + a_3 a_4 b_2 + a_2 a_3 b_4 + a_4^2 b_4 \end{pmatrix}.$$

Запишем произведение по блокам матрицы

$$x(x^2 y) = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}.$$

$$\alpha = a_1^3 b_1 + a_1 a_2 a_3 b_1 + a_1^2 a_2 b_3 + a_1 a_2 a_4 b_3 + a_1 a_2 a_3 b_1 + a_2 a_3 a_4 b_1 + a_2^2 a_3 b_3 + a_2 a_4^2 b_3,$$

$$\beta = a_1^3 b_2 + a_1 a_2 a_3 b_2 + a_1^2 a_2 b_4 + a_1 a_2 a_4 b_4 + a_1 a_2 a_3 b_2 + a_2 a_3 a_4 b_2 + a_2^2 a_3 b_4 + a_2 a_4^2 b_4,$$

$$\gamma = a_3 a_1^2 b_1 + a_2 a_3^2 b_1 + a_1 a_2 a_3 b_3 + a_2 a_3 a_4 b_3 + a_1 a_3 a_4 b_1 + a_3 a_4^2 b_1 + a_2 a_3 a_4 b_3 + a_4^3 b_3,$$

$$\delta = a_3 a_1^2 b_2 + a_2 a_3^2 b_2 + a_1 a_2 a_3 b_4 + a_2 a_3 a_4 b_4 + a_1 a_3 a_4 b_2 + a_3 a_4^2 b_2 + a_2 a_3 a_4 b_4 + a_4^3 b_4.$$

Аналогичный результат получается на произведении

$$x^2(xy) = \begin{pmatrix} \alpha & \beta \\ \gamma & \delta \end{pmatrix}.$$

Следовательно, на матрицах размерности 2 общего вида при матричном умножении выполняется закон

$$x(x^2y) = x^2(xy).$$

Аналогично проверяется справедливость второго закона вида

$$(yx^2)x = (yx)x^2.$$

В силу полученных законов справедливо их объединение

$$x(x^2y) + (yx^2)x = x^2(xy) + (yx)x^2.$$

Естественно предположить на основе анализа общности и достаточной значимости сигруппы Галилея-Лорентца, что широко проанализированный случай описывает только частную ситуацию для преобразований координат и времени.

В общем случае, если описывать явления на основе алгебры Йордана, допустимы общие преобразования систем координат.

По этой причине будут реализовываться самые разнообразные связи и соотношения между скоростями для разных наблюдателей.

Проанализируем, например, модель

$$\begin{pmatrix} dx' \\ cdt' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & 1 \\ 1 & \eta b \end{pmatrix} \begin{pmatrix} dx \\ cdt \end{pmatrix},$$

$$dx' = adx + cdt, cdt' = dx + \eta bcdt,$$

$$u' = \frac{dx'}{dt'} = \frac{c(au + c)}{u + \eta bc} = \frac{au + c}{\frac{u}{c} + \eta b}.$$

В пределе при $u = c$ получим

$$u' = \frac{a+1}{\eta b + 1} c.$$

В зависимости от соотношения величин a, b, η ситуации будут разными. Если данные величины допускают изменения в эксперименте, мы имеем алгоритм управления скоростями.

Заметим, что величина скорости, требуемой для совпадения размерностей координат и времени, произвольна. Она может быть больше скорости света в вакууме, но может быть равна, например, скорости звука в воздухе.

Алгебра Йордана допускает разные ситуации и возможности. Новое качество анализа проявляется в модели функциональной связи величин. На основе матрицы общего вида можно сделать выборку величин, полагая, что она функциональна. Возможна, например, выборка:

$$\xi = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix}, \eta = \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{pmatrix}, (p, s),$$

$$a_1 \rightarrow x = a_1 a_4^3 + p a_2, b_4 \rightarrow y = a_3 a_2 + s a_1,$$

$$\hat{\xi} = \begin{pmatrix} x & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix}, \hat{\eta} = \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & y \end{pmatrix},$$

$$a_2 = \tilde{x} = (a_1 a_4^3 + p a_2)^2 + a_3 a_2 + s a_1 = x^2 + y,$$

$$b_3 = \tilde{y} = (a_3 a_2 + s a_1)^2 + (a_1 a_4^3 + p a_2) = y^2 + x,$$

$$\tilde{\xi} = \begin{pmatrix} x & x^2 + y \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix}, \tilde{\eta} = \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ y^2 + x & y \end{pmatrix}.$$

Желательно более глубоко исследовать возможность применения других алгебр при использовании системы матриц, описывающих физические явления. С физической точки зрения матрицы отображают систему отношений между объектами. Тогда алгебра описывает функциональные равновесия в системе.

3.3. Неассоциативные операции как алгоритм учета ощущений объектов

Описание ощущений объектов относится к категории фундаментальных проблем математики и физической теории. В простейшей модели желательно иметь алгоритм, согласно которому действующий объект различает, влияет ли он на аналогичный объект или на объект, отличающийся от себя. В соответствии с этим он по-разному относится к влиянию этого объекта на себя. Покажем, что на неассоциативной операции такой алгоритм имеет место. Пусть один объект влияет на другой объект, и это влияние сравнивается с влиянием второго объекта на первый объект. На втором этапе реализуется аналогичное взаимодействие объектов, имеющих «похожую» структуру.

Выполним простой расчет, иллюстрирующий предложенный алгоритм:

$$\begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix}^k \times \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & \alpha c \\ \beta b & \beta d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}^k \times \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & \beta b \\ \alpha c & \beta d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & \alpha c \\ \beta b & \beta d \end{pmatrix}^T,$$

$$\begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix}^k \times \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & 0 \\ 0 & \beta d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & d \end{pmatrix}^k \times \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & 0 \\ 0 & \beta d \end{pmatrix}.$$

Желаемый результат достигнут: объекты одной структуры взаимодействуют друг с другом иначе, чем объекты с разной структурой. Заметим, что у матричной операции есть аналогичное свойство:

$$\begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix}^m \times \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & \alpha b \\ \beta c & \beta d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix}^m \times \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & \beta b \\ \alpha c & \beta d \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} \alpha a & \alpha c \\ \beta b & \beta d \end{pmatrix}^T,$$

$$\begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix}^m \times \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & d \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & 0 \\ 0 & \beta d \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} a & 0 \\ 0 & d \end{pmatrix}^m \times \begin{pmatrix} \alpha & 0 \\ 0 & \beta \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & 0 \\ 0 & \beta d \end{pmatrix}.$$

Расчетные модели, основанные на матричной операции, частично учитывают физический фактор, который принято называть ощущениями. До сих пор это условие и эти обстоятельства не были выделены в категорию самостоятельного объекта для изучения его в расчетных моделях. В других случаях неассоциативная и ассоциативная операция дают результаты, которые качественно отличаются друг от друга. Например, получим

$$\begin{pmatrix} 0 & \alpha \\ \beta & 0 \end{pmatrix}^k \times \begin{pmatrix} 0 & a \\ b & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & 0 \\ 0 & \beta b \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & a \\ b & 0 \end{pmatrix}^k \times \begin{pmatrix} 0 & \alpha \\ \beta & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha a & 0 \\ 0 & \beta b \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} 0 & \alpha \\ \beta & 0 \end{pmatrix}^m \times \begin{pmatrix} 0 & a \\ b & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \alpha b & 0 \\ 0 & \beta a \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & a \\ b & 0 \end{pmatrix}^k \times \begin{pmatrix} 0 & \alpha \\ \beta & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \beta a & 0 \\ 0 & \alpha b \end{pmatrix}.$$

Эти идеи и простые расчеты достаточно очевидны для любого математика и физика с творческой интуицией. Значительно сложнее представить частичную ассоциативность или ассоциативность на суммировании. Покажем, что это возможно в модельном случае.

В настоящее время в расчетных моделях наиболее широко применяются именно ассоциативные множества. На их основе выполняется расчет структуры и взаимодействий физических тел с выполнением законов сохранения зарядов, энергии, импульса, момента количества движения и других параметров. Менее востребованы в расчетной практике неассоциативные множества, на основе которых естественно описывать состояния и процессы передачи информации. При этом операции суммирования традиционно ассоциативны.

Практика инициирует нахождение частично ассоциативных операций, на основе которых можно обеспечить некоторый синтез ассоциативных и неассоциативных расчетных моделей. Согласно этим требованиям рассмотрим модель *частично ассоциативного суммирования*.

Будем суммировать элементы матриц в стандартном порядке, располагая результаты суммирований по столбцам, соответствующим сумме значений строк по модулю числа, равного размерности анализируемых матриц.

На матрицах размерности 2 суммирование естественно ассоциативно согласно получаемой формуле

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix} \tilde{+} \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & a_1 + a_2 + b_1 + b_2 \\ 0 & a_3 + a_4 + b_3 + b_4 \end{pmatrix}.$$

На матрицах размерности 3 генерируется неассоциативность суммирования:

$$a \tilde{+} b = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ a_4 & a_5 & a_6 \\ a_7 & a_8 & a_9 \end{pmatrix} \tilde{+} \begin{pmatrix} b_1 & b_2 & b_3 \\ b_4 & b_5 & b_6 \\ b_7 & b_8 & b_9 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_2 + b_2 & a_1 + b_1 & a_3 + b_3 \\ a_5 + b_5 & a_4 + b_4 & a_6 + b_6 \\ a_8 + b_8 & a_7 + b_7 & a_9 + b_9 \end{pmatrix},$$

$$(a \tilde{+} b) \tilde{+} c = \begin{pmatrix} a_2 + b_2 & a_1 + b_1 & a_3 + b_3 \\ a_5 + b_5 & a_4 + b_4 & a_6 + b_6 \\ a_8 + b_8 & a_7 + b_7 & a_9 + b_9 \end{pmatrix} \tilde{+} \begin{pmatrix} c_1 & c_2 & c_3 \\ c_4 & c_5 & c_6 \\ c_7 & c_8 & c_9 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 + b_1 + c_2 & a_2 + b_2 + c_1 & a_3 + b_3 + c_3 \\ a_4 + b_4 + c_5 & a_5 + b_5 + c_4 & a_6 + b_6 + c_6 \\ a_7 + b_7 + c_8 & a_8 + b_8 + c_7 & a_9 + b_9 + c_9 \end{pmatrix},$$

$$b \tilde{+} c = \begin{pmatrix} b_1 & b_2 & b_3 \\ b_4 & b_5 & b_6 \\ b_7 & b_8 & b_9 \end{pmatrix} \tilde{+} \begin{pmatrix} c_1 & c_2 & c_3 \\ c_4 & c_5 & c_6 \\ c_7 & c_8 & c_9 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_2 + c_2 & b_1 + c_1 & b_3 + c_3 \\ b_5 + c_5 & b_4 + c_4 & b_6 + c_6 \\ b_8 + c_8 & b_7 + c_7 & b_9 + c_9 \end{pmatrix},$$

$$a \tilde{+} (b \tilde{+} c) = \begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ a_4 & a_5 & a_6 \\ a_7 & a_8 & a_9 \end{pmatrix} \tilde{+} \begin{pmatrix} b_2 + c_2 & b_1 + c_1 & b_3 + c_3 \\ b_5 + c_5 & b_4 + c_4 & b_6 + c_6 \\ b_8 + c_8 & b_7 + c_7 & b_9 + c_9 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_2 + b_1 + c_1 & a_1 + b_2 + c_2 & a_3 + b_3 + c_3 \\ a_5 + b_4 + c_4 & a_4 + b_5 + c_5 & a_6 + b_6 + c_6 \\ a_8 + b_7 + c_7 & a_7 + b_8 + c_8 & a_9 + b_9 + c_9 \end{pmatrix}.$$

Предлагаемый алгоритм расчета может быть реализован в различных технологических устройствах. Поскольку Сознание управляется мозгом как технологическим устройством, его работа в определенных условиях может подчиняться указанному суммированию. Оно может применяться также как элемент вычислительной или функциональной программы.

На матрицах четной размерности данное суммирование ассоциативно. Понятно, что возможны более сложные аддитивные модели.

Проиллюстрируем деформацию ассоциативной операции, рассматривая спиноры с управлением.

Заметим, что выполненное ранее расширение комплексных чисел на пространства любых размерностей на комбинаторной операции генерирует в двумерном пространстве стандартную таблицу произведения реперов. По этой причине новые комплексные числа идентичны числам Гаусса в двумерном пространстве.

Известно, что алгоритм скалярной деформации 4-метрики Минковского позволил ввести в физику управление этой метрикой. Оно позволило качественно по-новому описать экспериментальные данные в релятивистской электродинамике, согласовав группу Лорентца с группой Галилея. При этом сняты ограничения на скорость электромагнитного поля и открыты возможности для моделирования структуры частиц света. С другой стороны, применение скалярно деформированной 4-метрики Минковского позволило согласовать макродинамику вязкой жидкости с уравнением Шрёдингера при условии малых скоростей движения среды.

Естественно ожидать изменений в расчетных моделях на основе алгоритма деформации операций. В простом случае это можно реализовать на основе изменения таблицы произведения реперов. В двумерном комплексном пространстве заменим стандартную таблицу произведения реперов на деформированную таблицу, введя два скалярных деформатора α, β .

Получим

$$\begin{array}{|c|c|c|} \hline \times & 1 & i \\ \hline 1 & 1 & i \\ \hline i & i & -1 \\ \hline \end{array} \rightarrow \begin{array}{|c|c|c|} \hline \tilde{\times} & 1 & \tau \\ \hline 1 & 1 & \alpha i \\ \hline \tau & \beta i & -1 \\ \hline \end{array}.$$

Найдем в этом алгоритме соотношение чисел $a + ib = (\varphi + \tau\psi)^2$. Так как

$$(\varphi + \tau\psi)^2 = \varphi^2 - \psi^2 + i(\alpha + \beta)\varphi\psi,$$

получим систему уравнений

$$\varphi^2 - \psi^2 = a,$$

$$(\alpha + \beta)\varphi\psi = b.$$

Из неё следуют связи вида

$$\varphi = \sqrt{a + \psi^2},$$

$$\psi^4 + a\psi^2 - \frac{b^2}{(\alpha + \beta)^2} = 0.$$

Получим решение

$$\psi_{1,2}^2 = -\frac{a}{2} \pm \frac{1}{2(\alpha + \beta)} \sqrt{a^2 (\alpha + \beta)^2 + b^2}.$$

Следовательно, деформация операции генерирует на паре действительных чисел a, b и на паре скалярных деформаторов α, β систему чисел согласно исходному функциональному уравнению. В обычном подходе паре чисел ставится в соответствие пара чисел.

Следовательно, деформация операций способна расширить связи между числами. Практика показывает, что Природа подарила нам множество

физических деформаций. В математической практике они применены менее широко и однообразно. Однако именно деформации могут играть существенную роль во всех проявлениях чувств, сознаний и жизни. По этой причине требуется существенная доработка теории и практики деформаций.

3.4. Иллюстрация скрытой неассоциативности на уравнениях электродинамики

Рассмотрим модель неассоциативности, которая основана на операциях почленного произведения или суммы строк исходной матрицы на столбцы умножаемой матрицы. Проиллюстрируем этот факт на матрицах размерности 2:

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix} \widehat{\times} \begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 b_1 & a_2 b_3 \\ a_3 b_2 & a_4 b_4 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} a_1 b_1 & a_2 b_3 \\ a_3 b_2 & a_4 b_4 \end{pmatrix} \widehat{\times} \begin{pmatrix} c_1 & c_2 \\ c_3 & c_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 b_1 c_1 & a_2 b_3 c_3 \\ a_3 b_2 c_2 & a_4 b_4 c_4 \end{pmatrix} = (a \widehat{\times} b) \widehat{\times} c,$$

$$\begin{pmatrix} b_1 & b_2 \\ b_3 & b_4 \end{pmatrix} \widehat{\times} \begin{pmatrix} c_1 & c_2 \\ c_3 & c_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 c_1 & b_2 c_3 \\ b_3 c_2 & b_4 c_4 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_2 \\ a_3 & a_4 \end{pmatrix} \widehat{\times} \begin{pmatrix} b_1 c_1 & b_2 c_3 \\ b_3 c_2 & b_4 c_4 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 b_1 c_1 & a_2 b_3 c_2 \\ a_3 b_2 c_3 & a_4 b_4 c_4 \end{pmatrix} = a \widehat{\times} (b \widehat{\times} c),$$

$$(a \widehat{\times} b) \widehat{\times} c \neq a \widehat{\times} (b \widehat{\times} c).$$

Такова математическая модель для учета и описания скрытой неассоциативности. На первый взгляд неясно, как может быть применено такое условие к уравнениям физической теории. С одной стороны, неассоциативность проявляет себя по меньшей мере на тройке матриц, а в физической теории обычно используется пара матриц. С другой стороны, матричное произведение привычно для анализа, что требует как-то согласовать новое произведение со стандартным. Однако оба указанные условия не вступают в противоречие с результатами, достигнутыми в стандартной теории.

Во-первых, известно, что произведение слева матричных уравнений на мономиальные матрицы генерирует только перестановку строк в уравнениях. Поэтому «третьи» матрицы естественны в анализируемом случае. Они могут интерпретироваться как проявления того «фона», в котором происходит взаимодействие.

Во-вторых, замена вектор-столбцов матрицами при использовании нового произведения согласуется с теорией на ассоциативном матричном произведении.

Проиллюстрируем скрытую неассоциативность на примере электродинамики. Дифференциальные уравнения электродинамики в матричном виде на ассоциативной операции с применением прямой и сопряженной волновых функций имеют вид

$$\begin{pmatrix} -\frac{i}{c}\partial_t & \partial_z & -\partial_y & -\partial_x \\ -\partial_z & -\frac{i}{c}\partial_t & \partial_x & -\partial_y \\ \partial_y & -\partial_x & -\frac{i}{c}\partial_t & -\partial_z \\ \partial_x & \partial_y & \partial_z & -\frac{i}{c}\partial_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_x = E_x - iB_x \\ \Psi_y = E_y - iB_y \\ \Psi_z = E_z - iB_{zx} \\ 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{i}{c}\partial_t & \partial_z & -\partial_y & \partial_x \\ -\partial_z & \frac{i}{c}\partial_t & \partial_x & \partial_y \\ \partial_y & -\partial_x & \frac{i}{c}\partial_t & \partial_z \\ -\partial_x & -\partial_y & -\partial_z & \frac{i}{c}\partial_t \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \Psi_x = E_x + iB_x \\ \Psi_y = E_y + iB_y \\ \Psi_z = E_z + iB_{zx} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

В этом варианте строки матриц последовательно умножаются на векторы-столбцы. Суммирование полученных выражений генерирует стандартные векторные уравнения электродинамики. Для скрытой неассоциативности в такой модели нет места. Ситуация меняется, если векторы-столбцы заменить матрицами, состоящие из одинаковых столбцов.

Получим

$$\begin{pmatrix} -\frac{i}{c}\partial_t & \partial_z & -\partial_y & -\partial_x \\ -\partial_z & -\frac{i}{c}\partial_t & \partial_x & -\partial_y \\ \partial_y & -\partial_x & -\frac{i}{c}\partial_t & -\partial_z \\ \partial_x & \partial_y & \partial_z & -\frac{i}{c}\partial_t \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} E_x - iB_x & E_x - iB_x & E_x - iB_x & E_x - iB_x \\ E_y - iB_y & E_y - iB_y & E_y - iB_y & E_y - iB_y \\ E_z - iB_z & E_z - iB_x & E_z - iB_x & E_z - iB_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} +$$

$$\begin{pmatrix} \frac{i}{c}\partial_t & \partial_z & -\partial_y & \partial_x \\ -\partial_z & \frac{i}{c}\partial_t & \partial_x & \partial_y \\ \partial_y & -\partial_x & \frac{i}{c}\partial_t & \partial_z \\ -\partial_x & -\partial_y & -\partial_z & \frac{i}{c}\partial_t \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} E_x + iB_x & E_x + iB_x & E_x + iB_x & E_x + iB_x \\ E_y + iB_y & E_y + iB_y & E_y + iB_y & E_y + iB_y \\ E_z + iB_z & E_z + iB_x & E_z + iB_x & E_z + iB_x \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

На этом этапе анализа мы имеем дело со стандартной моделью. Понятно, что полную систему уравнения электродинамики можно записать аналогично. Не будем этого делать из-за простоты и очевидности требуемых изменений.

Данная запись уравнений имеет скрытую неассоциативность из-за применения одинаковых элементов. Этот момент анализа специфичен: одинаковые и разные элементы могут иметь разные проявления, что соответствует привычной практике.

Действительно, если, например, имеем

$$b = \begin{pmatrix} b_1 & b_1 \\ b_3 & b_3 \end{pmatrix},$$

Получим

$$\begin{pmatrix} a_1 b_1 c_1 & a_2 b_3 c_3 \\ a_3 b_1 c_2 & a_4 b_3 c_4 \end{pmatrix} = (a \bar{\times} b) \bar{\times} c \neq a \bar{\times} (b \bar{\times} c) = \begin{pmatrix} a_1 b_1 c_1 & a_2 b_3 c_2 \\ a_3 b_1 c_3 & a_4 b_3 c_4 \end{pmatrix}.$$

Ситуация меняется более существенно, если принять во внимание возможность изменения столбцов волновых функций. В рассматриваемом случае возможны изменения отдельных столбцов. Таких вариантов несколько. Они выполняют роль, аналогичную буквам алфавита в модели скрытой неассоциативности.

Примем гипотезу, что деформации элементов физической модели в рамках концепции скрытой неассоциативности могут рассматриваться в качестве алфавита языка для физических объектов.

Расчетные модели на двойной скалярной деформации предполагают изменения в паре столбцов. Например, имеем ситуацию вида

$$\begin{pmatrix} -\frac{i}{c}\partial_t & \partial_z & -\partial_y & -\partial_x \\ -\partial_z & -\frac{i}{c}\partial_t & \partial_x & -\partial_y \\ \partial_y & -\partial_x & -\frac{i}{c}\partial_t & -\partial_z \\ \partial_x & \partial_y & \partial_z & -\frac{i}{c}\partial_t \end{pmatrix} \bar{\times} \begin{pmatrix} E_x - iB_x & \alpha(E_x - iB_x) & E_x - iB_x & E_x - iB_x \\ E_y - iB_y & \alpha(E_y - iB_y) & E_y - iB_y & E_y - iB_y \\ E_z - iB_z & \alpha(E_z - iB_z) & E_z - iB_z & E_z - iB_z \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\begin{pmatrix} \frac{i}{c}\partial_t & \partial_z & -\partial_y & \partial_x \\ -\partial_z & \frac{i}{c}\partial_t & \partial_x & \partial_y \\ \partial_y & -\partial_x & \frac{i}{c}\partial_t & \partial_z \\ -\partial_x & -\partial_y & -\partial_z & \frac{i}{c}\partial_t \end{pmatrix} \bar{\times} \begin{pmatrix} E_x + iB_x & E_x + iB_x & E_x + iB_x & \beta(E_x + iB_x) \\ E_y + iB_y & E_y + iB_y & E_y + iB_y & \beta(E_y + iB_y) \\ E_z + iB_z & E_z + iB_z & E_z + iB_z & \beta(E_z + iB_z) \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Скрытая неассоциативность, основанная на почленном произведении строк на столбцы в паре матриц, становится средством для описания алфавита языка у исследуемых объектов, если учесть возможность частичной или полной деформации столбцов и строк этих матриц. В простом случае скалярного изменения столбцов матриц, задающих волновые функции, мы имеем набор из 254 возможностей. С физической точки зрения такая деформация генерирует, в частности, тонкое изменение взаимодействий между атомами и молекулами

частиц света. Изменения будут происходить, с логической точки зрения, в приеме информации и в реакции на такую информацию.

В общем случае изменения могут иметь векторный или матричный вид, что существенно обогащает и усложняет анализируемую модель и указывает ее новые возможности. Изменения величин могут иметь детерминированную природу, но могут подчиняться и вероятностной деформации. В обоих случаях допустимы динамические уравнения, посредством которых задается глубинная динамика, присущая анализируемым объектам.

Длинные полимерные молекулы света можно трактовать как «предложения», а их спектр как текст с определенным информационным содержанием. Содержание не обязано быть пассивным, оно может быть активным, зависящим как от внешних, так и от внутренних условий и обстоятельств. Понятно, что отмеченные условия и обстоятельства могут быть верифицированы только на основе особо совершенных экспериментальных средств и методик. Не исключено, что они проявляются только на микроуровне, который недоступен макроскопическим измерительным устройствам.

Другими словами, если у нас есть только весы и линейки, мы не можем уловить и оценить общение между людьми. Для этого нужна принципиально другая техника. Более того, если даже она имеется, не так просто расшифровать ту информацию, которую мы получаем с ее помощью.

Понимание возможности тонкого обмена информацией между объектами дополнительно сближает между собой «живой» и «неживой» миры, стимулируя качественно новое взаимодействие между ними. Скрытая неассоциативность инициирует скрытую неевклидовость, а также элементы скрывающейся информации.

3.5. Проявления неассоциативного суммирования

Язык, посредством которого мы общаемся, основан на алфавите. Однако его недостаточно для передачи информации и реакции на этот алфавит. Слова и предложения, ассоциированные с алфавитом, а также со средствами приема информации и реакции на нее, необходимы и достаточны для информационного взаимодействия. Примем во внимание тот факт, что информационный обмен относится к энергетически слабому взаимодействию. По этой причине его обнаружение и анализ, а, тем более, понимание требует наличия и применения особо совершенных приборов и методик.

Принимая неассоциативность как базовое средство передачи и приема информации, мы вправе на этой математической основе формировать алфавит общения, а также соответствующие слова и предложения.

Это можно выполнить разными средствами и способами. Особое значение в решении совокупности стоящих задач имеет пара фактов:

А) Структура любых объектов задается их подструктурой в форме системы базовых объектов, владеющих системой отношений между собой. Это обстоятельство можно выразить разными средствами. В частности, структуру можно задать системой матриц, размерность которых указывает, с каким количеством базовых объектов в конкретной постановке задачи мы имеем дело. Система матриц, наполненная числами, достаточна для описания системы величин, которые прямо или косвенно описывают свойства анализируемых объектов и изменений их свойств, что принято называть явлениями. Макро и микропрактика показывает, что объектов очень много и они самые разные. Объекты состоят из подобъектов, соединенных и согласованных между собой.

Б) Информационное взаимодействие в любом его виде прямо или косвенно можно представить системой математических операций с матрицами или некоторыми их обобщениями. К операциям стандартного типа относятся, в частности, операции дифференцирования и интегрирования. Анализ показал, что математических операций, среди которых много неассоциативных операций, не меньше, чем различных изделий, особенно если принять в рассмотрение многократные и связанные операции.

Понятно, что система операций, объединенная с системой изделий достаточна для построения моделей, описывающих, в меру развития предлагаемого подхода, любое информационное взаимодействие.

Задача моделирования состоит в том, чтобы описать изменения и равновесия в системе объектов с системой операций, соединяя в единое целое систему величин и систему операций. Понятно, что предлагаемый подход сводит практически любую задачу к форме алгебраической конструкции. По этой причине мы имеем дело с некоторыми функциональными алгебрами.

В зависимости от того, что и как мы можем получить из функциональных алгебр, их динамических расширений и деформаций зависит содержание и уровень возможных расчетов и практики, индуцированной ими. Понятно, что изменения в анализируемых моделях могут и должны инициироваться эмпирической практикой.

Изменения в элементах и операциях естественно приводят к алгоритму учету разных состояний и форм информационного обмена. Нелинейности и нелокальности учитывают свойства физических Тел, а также Сознаний и Чувств более высокого уровня расчета и эмпирики.

Аналогичные функции и роли генерирует расширение алгебр, например, на основе изменения размерностей пространств, применяемых в модели. В общем случае в расчет нужно принять изменение объектов, а также операций, посредством которых описывается взаимодействие.

На мономиальных матрицах установим новую операцию суммирования. Пусть значимые элементы суммируются обычным способом, а их расположение в итоговой матрице задается суммированием номеров их мест по модулю числа, равного размерности анализируемых матриц.

Рассмотрим в качестве примера суммирование тройки образующих элементов группы Spin (4):

$$\alpha = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \beta = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \gamma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Получим проявление неассоциативности:

$$\alpha \hat{+} \beta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \beta \hat{+} \gamma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \end{pmatrix},$$

$$(\alpha \hat{+} \beta) \hat{+} \gamma = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -3 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \alpha \hat{+} (\beta \hat{+} \gamma) = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -3 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Аналогично определим операцию вычитания. Получим, например, выражения

$$\alpha \hat{-} \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \beta \hat{-} \gamma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

В рассматриваемом случае нет места стандартным правилам суммирования. В частности, имеем выражение

$$(\alpha \hat{+} \beta) \hat{+} (\alpha \hat{-} \beta) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \neq \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \end{pmatrix} = \alpha \hat{+} \alpha.$$

Непривычность получаемых результатов суммирования кажется естественной при анализе информационных отношений между объектами: то, что для физических тел естественно, то для чувств и для некоторых аспектов сознания эти не так, результаты ассоциативной математики не соответствуют практике чувств и отношений между объектами. Не исключен вариант моделей, в котором только неассоциативная математика является управляющим фактором в любой расчетной модели, а ассоциативные элементы безусловно и многообразно подчинены ей. Привычка к ассоциативности суммирования

основана на многообразной практике, прекрасно согласующейся с экспериментом для условий передачи массы, тепла, энергии, импульса...

Анализ информационных явлений и процессов инициирует обобщение такого подхода в направлении прямого или косвенного проявления неассоциативности. Конечно, не следует ожидать, что неассоциативности будет достаточно для учета и описания всех сторон и свойств реальности. Прежде всего, нужно понять, что неассоциативность ограничена в свойствах, так как анализируется только тройка объектов. В реальности их больше, что естественно инициирует новые стороны и свойства математики и практики.

Рассмотрим такие модели на трехкратной операции суммирования. Одно суммирование стандартным образом задает по паре элементов новый элемент. Другое суммирование относится к анализу мест расположения значимых элементов с суммированием их по модулю числа, равного размерности анализируемых матриц или какому-либо другому дополнительному условию.

В случае суммирования матриц дополнительное суммирование указывает номер места, на котором следует расположить сумму, полученную при базовом суммировании. Третий элемент суммирования состоит в том или другом разделении элементов матриц (или других элементов) на мономиальные матрицы. Понятно, что возможна система разнообразных алгоритмов разделения элементов матрицы на составляющие.

Проиллюстрирует предлагаемый алгоритм трехкратного суммирования на примере матриц размерности 3.

Выполним разложение матриц на составляющие вида

$$\begin{pmatrix} a_1 & a_2 & a_3 \\ a_4 & a_5 & a_6 \\ a_7 & a_8 & a_9 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a_1 & 0 & 0 \\ 0 & a_5 & 0 \\ 0 & 0 & a_9 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & a_2 & 0 \\ 0 & 0 & a_6 \\ a_7 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & a_3 \\ a_4 & 0 & 0 \\ 0 & a_8 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} b_1 & b_2 & b_3 \\ b_4 & b_5 & b_6 \\ b_7 & b_8 & b_9 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} b_1 & 0 & 0 \\ 0 & b_5 & 0 \\ 0 & 0 & b_9 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & b_2 & 0 \\ 0 & 0 & b_6 \\ b_7 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & b_3 \\ b_4 & 0 & 0 \\ 0 & b_8 & 0 \end{pmatrix}.$$

Получим, например, новое значение суммы от одного слагаемого:

$$\begin{pmatrix} a_1 & 0 & 0 \\ 0 & a_5 & 0 \\ 0 & 0 & a_9 \end{pmatrix} + \left(\begin{pmatrix} b_1 & 0 & 0 \\ 0 & b_5 & 0 \\ 0 & 0 & b_9 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & b_2 & 0 \\ 0 & 0 & b_6 \\ b_7 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & b_3 \\ b_4 & 0 & 0 \\ 0 & b_8 & 0 \end{pmatrix} \right) = \begin{pmatrix} a_1 + b_3 & a_1 + b_1 & a_1 + b_2 \\ a_5 + b_5 & a_5 + b_6 & a_5 + b_4 \\ a_9 + b_7 & a_9 + b_8 & a_9 + b_9 \end{pmatrix} =$$

$$= \begin{pmatrix} 0 & a_1 + b_1 & 0 \\ a_5 + b_5 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_9 + b_9 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & a_1 + b_2 \\ 0 & a_5 + b_6 & 0 \\ a_9 + b_7 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} a_1 + b_3 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & a_5 + b_4 \\ 0 & a_9 + b_8 & 0 \end{pmatrix}.$$

Аналогично получим другие слагаемые:

$$\begin{pmatrix} 0 & a_2 & 0 \\ 0 & 0 & a_6 \\ a_7 & 0 & 0 \end{pmatrix} \widehat{+} \left(\begin{pmatrix} b_1 & 0 & 0 \\ 0 & b_5 & 0 \\ 0 & 0 & b_9 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & b_2 & 0 \\ 0 & 0 & b_6 \\ b_7 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & b_3 \\ b_4 & 0 & 0 \\ 0 & b_8 & 0 \end{pmatrix} \right) = \begin{pmatrix} a_2+b_2 & a_2+b_3 & a_2+b_1 \\ a_6+b_4 & a_6+b_5 & a_6+b_6 \\ a_7+b_9 & a_7+b_7 & a_7+b_8 \end{pmatrix},$$

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & a_3 \\ a_4 & 0 & 0 \\ 0 & a_8 & 0 \end{pmatrix} \widehat{+} \left(\begin{pmatrix} b_1 & 0 & 0 \\ 0 & b_5 & 0 \\ 0 & 0 & b_9 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & b_2 & 0 \\ 0 & 0 & b_6 \\ b_7 & 0 & 0 \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 & 0 & b_3 \\ b_4 & 0 & 0 \\ 0 & b_8 & 0 \end{pmatrix} \right) = \begin{pmatrix} a_3+b_1 & a_3+b_2 & a_3+b_3 \\ a_4+b_6 & a_4+b_4 & a_4+b_5 \\ a_8+b_8 & a_8+b_9 & a_8+b_7 \end{pmatrix}.$$

Суммируя полученные выражения стандартным способом, получим выражения

$$a \widehat{+} b = \begin{pmatrix} A_1 & A_1 & A_1 \\ B_1 & B_1 & B_1 \\ C_1 & C_1 & C_1 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} A_1 &= (a_1 + a_2 + a_3) + (b_1 + b_2 + b_3) = p_1 + q_1, \\ B_1 &= (a_4 + a_5 + a_6) + (b_4 + b_5 + b_6) = p_2 + q_2, \\ C_1 &= (a_7 + a_8 + a_9) + (b_7 + b_8 + b_9) = p_3 + q_3, \end{aligned}$$

$$b \widehat{+} c = \begin{pmatrix} A_2 & A_2 & A_2 \\ B_2 & B_2 & B_2 \\ C_2 & C_2 & C_2 \end{pmatrix},$$

$$\begin{aligned} A_2 &= (b_1 + b_2 + b_3) + (c_1 + c_2 + c_3) = q_1 + r_1, \\ B_2 &= (b_4 + b_5 + b_6) + (c_4 + c_5 + c_6) = q_2 + r_2, \\ C_2 &= (b_7 + b_8 + b_9) + (c_7 + c_8 + c_9) = q_3 + r_3. \end{aligned}$$

Операция трехкратного суммирования в данном случае объединила в одно целое элементы соответствующих строк. Кроме этого, полученные суммы распределены по местам исходных элементов в одинаковой мере. В некотором смысле можно сказать, что мы имеем дело с операцией группировки и размножения полученных элементов.

На основе этих условий следует вывод о коммутативности рассматриваемой операции: $a \widehat{+} b = b \widehat{+} a$. При суммировании трех элементов с разной расстановкой скобок получим выражения

$$(a \widehat{+} b) \widehat{+} c = \begin{pmatrix} 3A_1 + r_1 & 3A_1 + r_1 & 3A_1 + r_1 \\ 3B_1 + r_2 & 3B_1 + r_2 & 3B_1 + r_2 \\ 3C_1 + r_3 & 3C_1 + r_3 & 3C_1 + r_3 \end{pmatrix},$$

$$a \hat{+} (b \hat{+} c) = \begin{pmatrix} 3A_2 + p_1 & 3A_2 + p_1 & 3A_2 + p_1 \\ 3B_2 + p_2 & 3B_2 + p_2 & 3B_2 + p_2 \\ 3C_2 + p_3 & 3C_2 + p_3 & 3C_2 + p_3 \end{pmatrix}.$$

Следовательно, операция неассоциативна: $(a \hat{+} b) \hat{+} c \neq a \hat{+} (b \hat{+} c)$.

Операция комбинаторного произведения генерировала введение комплексных чисел в многообразии произвольной размерности. Поскольку стандартные комплексные числа действуют только в размерностях 2 и 4, естественно исследовать новые возможности, ассоциированные с новыми комплексными величинами.

Известно, что стандартная система комплексных чисел размерности 2, 4 ассоциативна. По этой причине она позволяет описывать объекты и явления, реализующиеся при выполнении законов сохранения зарядов, энергии, импульса и других величин, традиционно описываемых ассоциативной математикой.

Известно, что передача информации прямо или косвенно ассоциирована с неассоциативностью. По этой причине желательно владеть системой неассоциативных чисел. Она может стать инструментом и движущей силой для конструирования новых моделей приема и передачи информации.

Для физических объектов такие модели означали бы, что объекты имеют информационный обмен, на основе которого проводится анализ событий и ситуаций, а также принятие тех или других решений. Наиболее глубоко можно было бы проникнуть в форму и сущность объектов и явлений, если бы неассоциативность «вытекала» из свойств числовых систем, так как они образуют главный элемент любой расчетной модели.

Покажем, что такую возможность иллюстрируют новые комплексные числа, начиная анализ с размерности 2. Более просто убедиться в генерации неассоциативности на размерности 3. Рассмотрим произведение новых трехмерных комплексных чисел с применением стандартного суммирования.

Получим цепочку формул:

$$\begin{aligned} a \times b &= (a_0 + a_1\tau_1 + a_2\tau_2) \times (b_0 + b_1\tau_1 + b_2\tau_2) = \\ &= a_0b_0 - a_1b_1 - a_2b_2 + (a_0b_2 + a_1b_0 + ia_2b_1)\tau_1 + (a_0b_1 + a_2b_0 + ia_1b_2)\tau_2 = \xi_0 + \xi_1\tau_1 + \xi_2\tau_2, \\ (a \times b) \times c &= (\xi_0 + \xi_1\tau_1 + \xi_2\tau_2) \times (c_0 + c_1\tau_1 + c_2\tau_2) = \\ &= \xi_0c_0 - \xi_1c_1 - \xi_2c_2 + (\xi_0c_2 + \xi_1c_0 + i\xi_2c_1)\tau_1 + (\xi_0c_1 + \xi_2c_0 + i\xi_1c_2)\tau_2. \end{aligned}$$

С другой стороны, получим

$$\begin{aligned} b \times c &= (b_0 + b_1\tau_1 + b_2\tau_2) \times (c_0 + c_1\tau_1 + c_2\tau_2) = \\ &= b_0c_0 - b_1c_1 - b_2c_2 + (b_0c_2 + b_1c_0 + ib_2c_1)\tau_1 + (b_0c_1 + b_2c_0 + ib_1c_2)\tau_2 = \eta_0 + \eta_1\tau_1 + \eta_2\tau_2, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
a \times (b \times c) &= (a_0 + a_1 \tau_1 + a_2 \tau_2) \times (\eta_0 + \eta_1 \tau_1 + \eta_2 \tau_2) = \\
&= a_0 \eta_0 - a_1 \eta_1 - a_2 \eta_2 + (a_0 \eta_2 + a_1 \eta_0 + ia_2 \eta_1) \tau_1 + (a_0 \eta_1 + a_2 \eta_0 + ia_1 \eta_2) \tau_2.
\end{aligned}$$

Сравним слагаемые:

$$\begin{aligned}
\xi_0 c_0 - \xi_1 c_1 - \xi_2 c_2 &= a_0 b_0 c_0 - a_1 b_1 c_0 - a_2 b_2 c_0 - \\
&- a_0 b_2 c_1 - a_1 b_0 c_1 - ia_2 b_1 c_1 - a_0 b_1 c_2 - a_2 b_0 c_2 - ia_0 b_2 c_2, \\
a_0 \eta_0 - a_1 \eta_1 - a_2 \eta_2 &= a_0 b_0 c_0 - a_0 b_1 c_1 - a_0 b_2 c_2 - \\
&- a_1 b_0 c_2 - a_1 b_1 c_0 - ia_1 b_2 c_1 - a_2 b_0 c_1 - a_2 b_2 c_0 - ia_2 b_1 c_2,
\end{aligned}$$

Система чисел проявляет неассоциативность на первом слагаемом.

Неассоциативны также другие слагаемые:

$$\begin{aligned}
\xi_0 c_2 + \xi_1 c_0 + i \xi_2 c_1 &= a_0 b_0 c_2 - a_1 b_1 c_2 - a_2 b_2 c_2 + \\
&+ a_0 b_2 c_0 + a_1 b_0 c_0 + ia_2 b_1 c_0 + ia_0 b_1 c_1 + ia_2 b_0 c_1 - a_1 b_2 c_1, \\
a_0 \eta_2 + a_1 \eta_0 + ia_2 \eta_1 &= a_0 b_0 c_1 + a_2 b_2 c_0 + ia_0 b_1 c_2 + \\
&+ a_1 b_0 c_0 - a_1 b_1 c_1 - a_1 b_2 c_2 + ia_2 b_0 c_2 + ia_2 b_1 c_0 - a_2 b_2 c_1, \\
\xi_0 c_1 + \xi_2 c_0 + i \xi_1 c_2 &= a_0 b_0 c_1 - a_1 b_1 c_1 - a_2 b_2 c_1 + \\
&+ a_0 b_1 c_0 + a_2 b_0 c_0 + ia_1 b_2 c_0 + ia_0 b_2 c_2 + ia_1 b_0 c_2 - a_2 b_1 c_2, \\
a_0 \eta_1 + a_2 \eta_0 + ia_1 \eta_2 &= a_0 b_0 c_2 + a_0 b_1 c_0 + ia_0 b_2 c_1 + \\
&+ a_2 b_0 c_0 - a_2 b_1 c_1 - a_2 b_2 c_2 + ia_1 b_0 c_1 + ia_1 b_2 c_0 - a_1 b_2 c_2.
\end{aligned}$$

Следовательно, система комплексных чисел в трехмерном пространстве на комбинаторном произведении и стандартном суммировании неассоциативна.

Неассоциативность, как кажется, имеет систему прямых и косвенных связей с получением, обработкой и передачей информации. По этой причине желательно исследовать все виды и формы неассоциативности, а также способы её применения на практике.

При всей сложности применяемых расчетных моделей мы многого не умеем предсказать для практики. Особенно сложно получить из фундаментальных предположений числовые значения для величины зарядов стабильных частиц типа электронов и нуклонов. Еще сложнее понять и рассчитать устойчивость этих объектов при разных взаимодействиях.

А проблема их гениально длительного времени жизни кажется вообще недостижимой для современного сознания и нашей практики.

Понятно, что есть на чём сосредоточить усилия. Но для этого нужны некие новые идеи и приемы.

4. Фундаментальные свойства неевклидовых геометрий

4.1. Алгоритм расчета числовых значений фундаментальных зарядов

Экспериментальные данные в значительной степени обосновали тот факт, что электрические заряды и массы фундаментальных частиц материи, называемых частицами света, а также нуклонами и электронами, остаются неизменными в разных условиях и обстоятельствах. Сохранение параметров в разных условиях равновесия, а также в разных динамических условиях, равно как и практическая бесконечность времени жизни свидетельствуют о том, что эти объекты совершенны. Эффективные заряды и массы, которые используются в расчетных моделях, проявляют, скорее всего, свойства ансамбля частиц, а не отдельной частицы.

Косвенно и частично мы понимаем, что указанные свойства фундаментальных объектов свидетельствуют об их совершенстве. Но если это так, то исследование их свойств можно считать не только актуальной, но и особо перспективной системой проблем.

Продвижение теории и эксперимента в указанном направлении способно приблизить человека и человечество к решению наших проблем устойчивой и особо длительной жизни в самых разных условиях и при разных обстоятельствах.

Естественное первичное возражение, что указанные условия характерны для микрообъектов, легко парируется фактами. Большинство микрообъектов не имеют стабильности параметров и имеют очень малую продолжительность жизни. Время жизни таких макрообъектов как Галактики превосходят время жизни частиц света, нуклонов и электронов. Мы занимаем в размерах физической реальности промежуточное место между микро- и макрообъектами с практически бесконечными временами жизни. Не может так быть, что мы поставлены в условия минимального времени жизни по законам Вселенной. Скорее всего, оба указанных Мира стимулируют нашу практику в направлении исследования и принятия их совершенства.

Понятно, что теоретические ответы на проблемы такого уровня, общности и значимости нуждаются в наличии и применении качественно новых идей и инструментов анализа. Решение сложнейших задач в указанном направлении инициируется исследованием Вселенной на макроуровне, что относится к классу задач астрономии. Теоретики и экспериментаторы этой сферы деятельности уверены в том, что исследуемые объекты и явления имеют сложную структуру и динамику. При исследовании микромира ситуация другая. Далека от теории и от практики даже идея, что «элементарные» частицы, например, частицы света, электроны, нуклоны есть объекты со сложной составной структурой. Определенный позитивный импульс в разрушении этой идеи «противостояния» уровней материи представила электродинамика без ограничения скорости, в рамках которой без конфликта с экспериментальными данными предложена структурная модель частиц света.

Частицы света рассматриваются как аналоги полимерных молекул, составленных из атомов света. Атомы света представляют собой аналог атома водорода. В центральной части атома света расположена нейтральная пара гравитационных предзарядов. На периферии механически движется нейтральная пара электрических предзарядов. Поскольку, согласно экспериментам, электроны и нуклоны генерируются при столкновении частиц света, естественно ожидать, что они имеют структуру, которая прямо или косвенно обусловлена структурой частиц света и того окружения, в котором проводятся опыты. В настоящее время достаточно оснований для утверждения, что электромагнетизм и гравитация едины, и они проявляют себя в экспериментах согласованно. По этой причине к фундаментальным объектам следует отнести частицы гравитации. По первичным оценкам они представляют собой объекты, аналогичные частицам света. Отличие в том, что пара электрических предзарядов находится в центральной части атомов гравитации, а пара гравитационных предзарядов находится и движется на периферии атомов гравитации.

Данная картина структуры частиц света и частиц гравитации генерирует представление о том, что электроны и нуклоны, а также и другие физические объекты живут в океане, состоящем из предзарядов: объектов еще более глубокого уровня материи.

Следуя указанной системе идей, следует принять во внимание и в модели расчета сложность структуры и динамики электрических и гравитационных предзарядов. Их всего четыре: пара положительных и отрицательных электрических предзарядов, и пара положительных и отрицательных гравитационных предзарядов. Между ними возможна и реализуется система отношений. Ранее мною принята точка зрения, следующая из анализа матричной структуры уравнений электродинамики, что эти отношения укладываются в рамки модели, состоящей из 16 матриц, содержащих пару кватернионов и тройку антикватернионов. Их достаточно, что в четырехмерном пространстве задать матричную алгебру. По этой причине на данной фундаментальной системе матриц можно записать любую расчетную физическую модель.

Именно сложность предзарядов становится основанием для понимания и описания сложности структуры и динамики указанных фундаментальных объектов: атомов и молекул гравитации, атомов и молекул света. Электронов и нуклонов, из которых изготовлена вся материя, доступная нам и управляющая нами и нашей жизнью.

Заметим, что принятие в теории и на практике сложной структуры и свойств макромира и Вселенной в целом и неприятие или косвенное невнимание к сложности структуры и свойств микромира, в частности, частиц света, электронов и нуклонов, есть придуманное нами разрушение идеи единства законов и свойств Реальности на всех уровнях материи. Для торжества этой идеи, следуя современной практике, нет оснований.

Заметим, что теория и практика издавна «разделила» объекты на живые и неживые. Живые объекты наделяются свойствами Сознаний и Чувств. Принята точка зрения, что неживые объекты не имеют Сознаний и Чувств. При этом нет ни четких, ни конструктивных границ для Сознаний и Чувств, нет глубоких их моделей для теории и практики. Складывается впечатление, что наши Сознания и Чувства и наша ограниченная практика поставили себе границы, пытаюсь утвердить свое превосходство в окружающем «неживом» мире. Ни теория, ни практика не обязаны принимать и утверждать условное и необоснованное разделение реальности на живые и неживые объекты. Более конструктивно принять идею о единства Реальности по наличию у каждого объекта не только физического Тела, но также наличия и функционирования Сознаний и Чувств. Эта позиция является дополнительной детализацией идеи единства Реальности на всех уровнях материи. Живым можно принять все то, что функционирует. А вот условия и алгоритмы функционирования будут, конечно, разными. В рамках такого подхода иначе выглядит проблема жизни и смерти. Больше жизни в тех объектах, которые «больше» функционируют. Возможно, длительность жизни объекта устанавливается в зависимости от его полезности и эффективности во Вселенной.

Заметим, что полезность и эффективность следует оценивать критериями наличия и эволюции фундаментальной гармонии Вселенной. Вселенная утверждает и поддерживает всё то, что соответствует гармонии, отрицает и разрушает всё то, что не способствует гармонии.

Принимая данное положение в качестве единого фундаментального закона жизни, мы получаем философский ответ на несколько особо сложных вопросов. Чтобы жить долго и успешно, следует понять, принять и практиковать гармонию с Реальностью в широком и узком смыслах слова. Косвенно мы получаем на этой стадии «ответ» на вопрос о структуре и свойствах фундаментальных объектов Вселенной: частиц света, электронов и нуклонов. Эти фундаментальные частицы совершенны и живут, обладая совершенными Сознаниями и Чувствами, а также, в силу указанных условий, обладая совершенным Здоровьем постоянно функционируя в гармонии с Вселенной.

Принимая представленные положения в качестве философской позиции, обратимся к конкретной задаче расчета числовых значений зарядов. Под числовыми значениями будем понимать «оболочку» в форме чисел, величина которой должна быть согласована с экспериментальными данными с точностью до множителей, характеризующих порядок получаемой величины.

Такой подход нацелен на получение единых числовых выражений для разных объектов Вселенной из системы фундаментальных данных в предположении, что они реализуются на разных уровнях материи, и порядок величины ассоциирован с уровнем материи.

Практически все известные модели элементарных частиц исходят из того, что их структура имеет несколько уровней. Элементарные частицы имеют некоторое «ядро», которое окружено «шубой».

И «ядро», и «шуба», а также связи между ними могут иметь сложную структуру и подчиняться сложной динамике.

В определенном интуитивном смысле математическим аналогом таких структурных объектов могут быть ряды. Они содержат начальные элементы, которые можно интерпретировать как «ядро» ряда. У них есть также «шуба» в форме конечного или бесконечного ряда элементов. Они сконструированы по определенному алгоритму, выполняющему роль программы для анализируемого ряда. Не только ряды, но и другие математические объекты имеют аналогичное устройство и аналогичную структуру. К категории физически «похожих» математических объектов можно отнести алгебры.

В простейшем случае, как показала практика, устойчивые системы имеют, по меньшей мере, пару «начал».

Принимая этот факт в качестве фундаментального условия в теории зарядов, мы можем рассматривать в качестве исходной точки его математического описания пару рядов. Параметры рядов, а также дополнительные условия следует задавать таким образом, чтобы получить, так или иначе, «выход» на экспериментальные данные.

Понятно, что из-за многообразия рядов мы приходим к многообразию их свойств и оттенков, которые могут получить физическую наполненность, если свойства рядов будут согласованы со свойствами физической системы.

Рассматривая «элементарные» частицы как многоуровневые объекты, мы вправе расположить на каждом уровне некие структурные составляющие. Некоторую информацию о таких объектах можно получить без детализации взаимодействий между составляющими анализируемого объекта или системы объектов. Конечно, она будет начальной и поверхностной, но может стать началом более детальной и совершенной картины явлений. Понятно, что в идеальном случае желательно иметь такие модели, в которых прослеживается аналогия с объектами и явлениями, исследованными нами в макромире, на «своем» уровне материи.

Примем точку зрения, что в простейшем случае свойства физического структурного объекта, в частности, величину заряда, можно рассчитать на основе произведения пары степенных рядов, посредством которых математически заданы свойства каждого из пары базовых физических объектов.

Рассмотрим два ряда с уровневой структурой, согласно которой номер уровня определяет значение параметров уровня в степени числа, базового для данного объекта.

$$A \Rightarrow a_0 + a + a^2 + a^3 + a^4 + \dots$$

$$B \Rightarrow b_0 + b + b^2 + b^3 + b^4 + \dots$$

Проанализируем их произведение

$$A \times B = (a_0 + a + a^2 + a^3 + a^4 + \dots) \times (b_0 + b + b^2 + b^3 + b^4 + \dots).$$

Объединим, следуя Коши, в отдельные блоки элементы, сумма степеней показателей у которых одинакова. Получим, например, выражения

$$\begin{aligned}
 c_0 &= a_0 b_0, \\
 c_1 &= a_0 b + a b_0, \\
 c_2 &= a_0 b^2 + a b + a^2 b_0, \\
 c_3 &= a_0 b^3 + a b^2 + a^2 b + a^2 b_0, \\
 c_4 &= a_0 b^4 + a b^3 + a^2 b^2 + a^3 b + a^4 b_0, \\
 &\dots\dots\dots \\
 c_n &= a_0 b^n + b_0 a^n + a^{n-1} b + a^{n-2} b^2 + \dots + a b^{n-1}, \dots
 \end{aligned}$$

Проанализируем, например, структуру пятого элемента. Получим

$$\begin{aligned}
 c_4 &= a_0 b^4 + a^4 b_0 + (a b^3 + a^2 b^2 + a^3 b), \\
 (a-b)(a b^3 + a^2 b^2 + a^3 b) &= a^2 b^3 + a^3 b^2 + a^4 b - a b^4 - a^2 b^3 - a^3 b^2 = \\
 &= a^4 b - a b^4 + a^5 - a^5 + a^5 - a^5 = -(a-b)(a^4 + b^4) + a^5 - b^5.
 \end{aligned}$$

Так как

$$a b^3 + a^2 b^2 + a^3 b = -a^4 - b^4 + \frac{a^5 - b^5}{a-b},$$

имеем итоговое выражение для искомого элемента

$$c_4 = a_0 b^4 + a^4 b_0 - a^4 - b^4 + \frac{a^5 - b^5}{a-b}.$$

Для элементов других степеней выражение аналогично:

$$c_n = a_0 b^n + b_0 a^n - a^n - b^n + \frac{a^{n+1} - b^{n+1}}{a-b}.$$

Преобразуем его. Имеем цепочку формул вида

$$\begin{aligned}
 c_n &= a_0 b^n + b_0 a^n - a^n - b^n + \frac{a^{n+1} - b^{n+1}}{a-b} = \\
 &= \frac{a a^n + a^n (b_0 - 1)(a-b) - b b^n + b^n (a_0 - 1)(a-b)}{a-b} = \\
 &= \frac{1}{a-b} \{ a^n (a + (b_0 - 1)(a-b)) - b^n (b + (1 - a_0)(a-b)) \}.
 \end{aligned}$$

Слагаемые, соответствующие «уровневым» значениям произведения рядов по Коши, будут равны нулю, если обратятся в ноль выражения

$$a = (1 - b_0)(a - b),$$

$$b = (a_0 - 1)(a - b).$$

Заметим, что ряд может быть конечным в силу известного из практики факта, что такими являются практически все объекты, с которыми мы имеем дело. Его конечность в рассматриваемом случае не противоречит анализу. Значения величин a_0, b_0 для анализируемых рядов зависят от базовых элементов на основании управляющей функции $\phi = a - b$. Пусть, например, $\phi = a - b = 1$. В этой модели

$$a_0 = a, b_0 = -b.$$

Проверим корректность полученных формул:

$$c_1 = a_0 b + a b_0 \rightarrow ab - ab = 0,$$

$$c_2 = a_0 b^2 + ab + a^2 b_0 \rightarrow ab^2 + ab - a^2 b =$$

$$= (1 + b)b^2 + (1 + b)b - (1 + b)^2 b = 0,$$

$$c_3 = a_0 b^3 + ab^2 + a^2 b + a^3 b_0 \rightarrow ab^3 + ab^2 + a^2 b - a^3 b =$$

$$= (1 + b)b^3 + (1 + b)b^2 + (1 + b)^2 b - (1 + b)^3 b = 0, \dots$$

С физической точки зрения ситуация выглядит так: есть пара базовых объектов, имеющих структуру, представленную рядами, каждый уровень которого имеет характеристики, обусловленные параметрами фундаментальных составляющих, подчиненные определенному алгоритму.

Анализируя свойства произведения степенных рядов, мы «приходим» с совершенно новой стороны к идее, принятой в структурной модели частиц света: свойства физических объектов могут быть функциями свойств 4 базовых, согласованных между собой объектов. В начальной структурной модели частиц света роль таких базовых частиц придана паре электрических и паре гравитационных предзарядов.

С логической точки зрения ситуация выглядит так: объект может быть очень сложен по своей многоуровневой структуре и по многообразию свойств. Однако при взаимодействии с другими объектами он «способен» проявить себя частично. Одним из таких проявлений может быть форма произведения рядов. В итоге уровневые «слагаемые» будут «скрываться» от измерения, а проявляют себя, прямо или на основе функциональных связей, только 4 базовых элемента

$$a_0, a, b_0, b.$$

Мы применили ранее единую математическую конструкцию при анализе системы неевклидовых геометрий, а также группы заполнения физических моделей, в форме скалярно деформированной четырехметрики $g_{ij} = \text{diag}(1, 1, 1, \sigma)$.

Из неё следует, что геометрии разного типа согласуются между собой, если параметр деформации σ подчинен уравнениям, выраженным через характеристики условий, в которых движется исследуемый объект и принимает, в частности, значения $-1, 0, 1$.

Другая единая математическая конструкция, непосредственно вытекающая из свойств единой группы заполнения физических моделей известна в форме пары характеристических полиномов. Они ассоциированы с парой кватернионов и с тройкой антикватернионов, что позволило формально объединить электромагнетизм и гравитацию, которые считались несовместимыми теориями. Структурная модель частиц света, хотя она пока имеет только признаки перспективной теории, утверждает структурное единство обеих сущностей, иницируя модели на системе предзарядов.

Характеристические полиномы фундаментальной группы имеют вид

$$Y_{\xi} = \det(xE - \xi yA) \Rightarrow Y_{\xi} = (x^2 - \xi^2 y^2)^2, y^2 = 1 \Rightarrow Y_{\xi} = (x^2 - \xi^2)^2.$$

Они генерируют в условиях физической динамики, аналогично динамике локально деформированной четырехметрики, применяемой при анализе синтеза неевклидовых геометрий, структуры канонического вида

$$Y_{-1} = (x^2 - 1)^2, Y_0 = (x^2)^2, Y_1 = (x^2 + 1)^2.$$

Примем расчетную гипотезу: на всех уровнях материи физическая реальность проявляет в экспериментах динамику и неевклидовость характеристических полиномов фундаментальной группы.

Введем в теорию алгоритм расчета числовых значений электрического заряда и массы электрона (с точностью до мультипликативного порядка величин), анализируя условия равновесия для указанных полиномов.

Величина заряда электрона и его масса известны из экспериментов:

$$e = -1,6021766208 \cdot 10^{-20} \text{ ед.СГСМ},$$

$$m_e = 0,910938356 \cdot 10^{-30} \text{ кг}.$$

В качестве основания для конструирования расчетного алгоритма используем «подсказку» из теории произведения степенных рядов: стабильные физические параметры могут базироваться на паре базовых объектов. Следовательно, желая рассчитывать заряды стабильной частицы на основе характеристических полиномов группы заполнения, мы обязаны рассматривать

пару полиномов, согласовывая их между собой. Выбор полиномов и правил их согласования является отдельным элементом алгоритма.

Проанализируем на основе принятых гипотез модель согласования пары фундаментальных полиномов в форме условия

$$\xi_1 = (x^2 - 1)^2, \xi_2 = x^2, \xi_1 = \xi_2 \Rightarrow (x^2 - 1)^2 = x^2.$$

Мы ввели в рассмотрение пару зарядовых факторов, выраженных характеристическими полиномами, и приняли условие их равенства.

Первая модель расчета чисел, базируется на функциональном условии

$$x^2 - 1 = x \Rightarrow x^2 - x - 1 = 0.$$

Решения квадратного уравнения генерируют два значения:

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \frac{\sqrt{5}}{2} \Rightarrow \Phi = \frac{1}{2} + \frac{\sqrt{5}}{2} = 1,6180339\dots, \varphi = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{5}}{2} = -0,6180339\dots$$

Первое значение «близко» к числовому представлению заряда электрона. Это число Фибоначчи для золотого сечения. Более точное выражение получается при суперпозиции двух значений:

$$e^* \approx \Phi + \frac{1}{313} \varphi = 1,6021869\dots$$

$$e^* - |e| = 0,00001\dots$$

Вторая модель, которая может рассматриваться как «тень» первой модели, базируется на функциональном условии

$$-x^2 + 1 = x \Rightarrow x^2 + x - 1 = 0.$$

Решения этого квадратного уравнения генерирует два значения:

$$x_{1,2} = -\frac{1}{2} \pm \frac{\sqrt{5}}{2} \Rightarrow \Phi_2 = -\frac{1}{2} + \frac{\sqrt{5}}{2} = 0,6180339\dots, \varphi_2 = \frac{1}{2} - \frac{\sqrt{5}}{2} = -1,6180339\dots$$

Эти значения величин генерируют, очевидно, отрицательный электрический заряд.

Предыдущее значение заряда соответствовало экспериментально обнаруженному заряду *позитрона и заряду нуклона*.

Функциональное условие $\xi_1 = (x^2 + 1)^2, \xi_2 = x^2, \xi_1 = \xi_2 \Rightarrow (x^2 + 1)^2 = x^2$ генерирует мнимые числа.

Они задают значения мнимого электрического заряда, который на данной стадии мы не анализируем. Никаких оснований для отрицания такой возможности из общих соображений не следует. Не исключена ситуация, что мы не имеем экспериментальных установок для нахождения таких величин. Не исключена возможность наличия мнимых зарядов внутри элементарных частиц. Тогда действительные значения зарядов представляют собой лишь внешние проявления реального комплексного заряда.

Заметим, что уже на начальной стадии алгоритм расчета «предсказывает» новые числа стабильного электрического заряда и «предлагает» выполнение новых экспериментов.

Поставленная цель частично достигнута: из условия согласования фундаментальных характеристических полиномов получено числовое выражение для заряда электрона, «близкое» к экспериментальному значению. Алгоритм кажется полезным.

С целью получения числового значения для массы электрона проанализируем новое условие функционального равновесия на паре характеристических полиномов:

$$\eta_1 = (x^2 - 1)^2, \eta_2 = x^2 + 2, \eta_1 = \eta_2 \Rightarrow (x^2 - 1)^2 = x^2 + 2.$$

Исходный алгоритм сохранен. Частично изменена одна функция. Далеко не очевидно, что этого может быть достаточно для решения поставленной задачи.

Но если решение даст искомое значение, мы вправе предполагать, что появились начала единого, конструктивного механизма вычисления числовых значений различных зарядов.

Проанализируем условие функционального равновесия

$$x^4 - 3x^2 - 1 = 0 \Rightarrow y^2 - 3y - 1 = 0.$$

Решение

$$y_{1,2} = \frac{3 \pm \sqrt{13}}{2}$$

генерирует значения

$$\tilde{x} = 1,817354... \hat{x} = -0,3027756...$$

Из него на основании простой формулы следует «близкое» к эксперименту числовое значение массы электрона

$$m_e^* \approx \frac{1}{2} \tilde{x} = 0,908677... \Rightarrow m_e = 0,910938... m_e - m_e^* = 0,002261...$$

Соотношение расчета и эксперимента можно уточнить, достигая уровня приближения второго порядка.

Дополним приближение первого порядка «электрическим» слагаемым:

$$m_e^* \approx \frac{1}{2} \left(\tilde{x} - \frac{1}{67} \hat{x} \right) = 0,9109365... \Rightarrow m_e = 0,910938... m_e^* - m_e = 0,000001...$$

Полученные значения зарядов «близки» к эксперименту. Они кажутся, скорее, миражом реальности, чем ее действительным проявлением. Всё же такое согласование простого расчета с экспериментальными значениями, хотя оно формально базируется на фундаментальных гипотезах, не может быть случайным.

Скорее, на данном этапе исследования появились дополнительные возможности анализа величин, к которым теория подходила совсем по другому пути и совсем с другими инструментами.

Согласование электромагнетизма и гравитации предполагает нахождение системы величин, в которых электрический заряд и масса согласованно проявляют свойства объекта, дополненные, скорее всего, другими физическими характеристиками.

В качестве такой величины проявляет себя магнитный момент электрона. Формула для его расчета имеет вид

$$\mu_0 = \frac{e\hbar}{2\pi m_e c}.$$

Она содержит скорость света в вакууме и величину, которую названа постоянной Планка. Числовое значение магнитного момента электрона в системе единиц СИ таково:

$$\mu_0 = 9,27400 \cdot 10^{-24} \frac{\text{дж}}{\text{тл}}.$$

Учитывая факт объединения пары зарядов в одной формуле, выполним объединение двух расчетов, которые «позволили» получить числовые значения электрического заряда и массы электрона. Примем модель объединения полиномов в форме равенства нулю их суммы с весовыми множителями, равными числам 1 и 3:

$$x^4 - 3x^2 - 1 + 3x^2 - 3x - 3 = x^4 - 3x - 4 = 0.$$

Так косвенно учитывается «приоритет» электрического заряда над массовым зарядом в концепции и модели предполагаемого расчета магнитного момента электрона. Приблизительное значение одного из корней полученного уравнения задается числом

$$\hat{x} \approx 1,743..., \frac{1}{\hat{x}} = 0,573723..., \hat{x} + \frac{1}{\hat{x}} = 2,316723...$$

В этом случае имеем

$$\mu_0^* = 4 \left(\hat{x} + \frac{1}{\hat{x}} \right) = 9,2668... \Rightarrow \mu_0 = 9,274... \mu_0 - \mu_0^* = 0,0072...$$

Простой алгоритм «весового» объединения введенных фундаментальных характеристических полиномов для расчета числовых значений электрического заряда и массы электрона позволил формально вычислить числовое значение для магнитного момента электрона. В этом расчете не применялись дополнительные характеристики, указанные в стандартной расчетной формуле.

Рассчитаем теперь массу протона по формулам, аналогичным тем, которые применялись для расчета числовых значений массы электрона. Её значение, согласно экспериментальным данным, задается числом

$$m_p = 1,672621777 \cdot 10^{-24} \text{ г.}$$

Принимая значение корня квадратного полинома из условия равенства массовых характеристических полиномов, получим в первом приближении условие, близкое к экспериментальному значению

$$m_p^* = \frac{1}{2} \tilde{x}^2 = 1,6513877..., \tilde{x} = 1,817354, \tilde{x}^2 = 3,3027755.$$

Учтем значение второго корня массового характеристического полинома. Оно задается выражением

$$x_2^2 = \varphi_m = \frac{3}{2} - \frac{\sqrt{13}}{2} = -0,3027755, \frac{1}{14} \varphi_m = 0,0216268.$$

Во втором приближении получим

$$m_p^* = \frac{1}{2} (\tilde{x}^2 - \frac{1}{7} \varphi_m) = 1,6730145...$$

Идея возможности степенного ряда для расчета зарядов устойчивых физических объектов получила начальные признаки конструктивного алгоритма. Так отображается новая грань возможной фундаментальной зависимости физических параметров от тех объектов, которые находятся в их центральной части. Конечно, не исключаются другие возможности.

Мы обнаружили, что более точное согласование рациональных выражений от корней анализируемых квадратных уравнений базируется на применении пары корней с числовыми коэффициентами, что может косвенно свидетельствовать о согласовании «ядра» и «шубы».

Принимая наличие степенного закона для электрических зарядов и масс устойчивых физических объектов, мы вправе предложить таблицу числовых параметров для экспериментального нахождения новых объектов.

Таблица для нескольких значений имеет вид

$e(p)$	e	e^2	e^3	e^4
	1,612	2,598	4,189	6,752
$m(p)$	m	m^2	m^3	m^4
	0,909	1,673	3,001	5,454

Применяемый алгоритм указывает возможные числовые значения величин для аналогов электрического заряда и массы, не представляя аргументов о возможности различия их свойств.

По этой причине появляются основания считать, что «электрические заряды» и «гравитационные массы» разных уровней материи могут иметь физические свойства, принципиально отличающиеся от свойств их аналогов. Другими словами, общность в алгоритме вывода числовых значений величин утверждает их числовое единство, но не является ни основанием, ни доказательством возможности у них в чем-то совпадающих, а в чем-то различных свойств. С философской точки зрения так может быть: общность в одном свойстве или по одному параметру не исключает различия объектов по другим свойствам и параметрам.

4.2. Концепция операционного творчества объектов

Следуя результатам практики физиков, биологов, химиков, психологов мы знаем фундаментальное устройство Реальности. Любой объект и любые свойства физической реальности могут быть трансфинитны: многогранны, многоуровневые, многофункциональны и т.д. В силу этих данных мы обязаны аналогично исследовать и применять математические объекты и операции. Естественно возникает задача анализа операционного творчества объектов. К ней подойти можно с разных сторон и с разными инструментами. На данной стадии анализа обратим внимание на простейшие стороны операционного творчества: конструирования, применения и изменения операций. Этот анализ может быть полезен для описания различных сторон взаимодействия объектов. В частности, так естественно описывать информационный обмен, основная специфика которого состоит в том, что он индуцирует неассоциативную математику.

Основным объектом расчетных моделей издавна являются матрицы. Их система в форме совокупности матриц, элементы которой заполняют всё матричное пространство, названа конформацией. Принимая концепцию операционного творчества, мы обязаны признать наличие механизмов ощущений и реакций, которые присущи реальным объектам, у большинства, а,

может быть, у всех математических объектов. В применении к матрице это означает, что она может меняться в силу внутренних и внешних обстоятельств и условий.

Так в практику математического моделирования вводятся элементы индивидуального творчества в форме признания и наличия пары фундаментальных свойств:

- а) объект может изменить значимые величины или генерировать новые согласно внутренним условиям и внешним обстоятельствам;
- б) объект может по-разному расположить значимые величины, формируя новую систему отношений между ними.

Принимая трансфинитность физических величин и взаимодействий, мы обязаны реализовывать и обеспечить трансфинитность математических величин и операций. Понятно, что при успехе выполнения такой программы достигается учет трансфинитности ощущений и реакций каждого объекта. Изменения величин и операций в пространстве и во времени есть отражение форм и условий функционирования объекта. Следовательно, данное направление исследования не проводит деления Реальности на живые и неживые объекты. Все объекты в данной концепции живые. Меняется только, в той или другой мере, с той или другой точки зрения и практики, их содержание и свойства.

В качестве примера анализа многообразия операций на матрицах рассмотрим конформацию в форме группы Клейна на матричной операции. Кроме явного представления матриц в каноническом виде (когда все значимые элементы задаются числом единица) зададим их числовым набором, в котором указываются номера значимых мест для элементов в строках матрицы. Получим представление вида

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

$$(1 \ 2 \ 3 \ 4) \ (2 \ 1 \ 4 \ 3) \ (4 \ 3 \ 1 \ 2) \ (4 \ 3 \ 2 \ 1)$$

Получим модель операционного моделирования конформации Клейна:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \\ \rightarrow \\ \leftarrow \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \\ \rightarrow \\ \leftarrow \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \\ \rightarrow \\ \leftarrow \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \\ \rightarrow \\ \leftarrow \end{pmatrix} \dots$$

На данном этапе очевидна внутренняя операция для этой системы матриц: каждая из них способна генерировать все остальные на последовательности перестановок значимых мест элементов в строках согласно программе

перестановок. Программа состоит в том, что значимые элементы строк с нечетными номерами переставляются на один шаг вправо, а значимые элементы с четными номерами строк переставляются на один шаг влево.

Следовательно, есть системы операций, следуя которым один объект способен генерировать систему объектов. Рассмотрим другую возможность, когда имеется другой исходный объект и другая внутренняя операция:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \\ \leftarrow \\ \rightarrow \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \\ \leftarrow \\ \rightarrow \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \\ \leftarrow \\ \rightarrow \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \rightarrow \\ \leftarrow \\ \leftarrow \\ \rightarrow \end{pmatrix} \dots$$

По-другому можно представить стандартную матричную операцию. Примем модель ощущения места значимого объекта элементами первой матрицы и конструирования нового места в соответствии с его расположением во второй матрице. Получим, например

$$1234 \times^* 2143 = 2143, 3412 \times^* 2143 = 4321, \dots$$

Элемент первой строки первой «находит» сходный элемент в первой строке второй матрицы и расставляет его по номеру второй матрицы...

Возможно «технологическое» представление матриц, когда значимым элементам ставятся в соответствие аналоги линейных электронных схем:

$$\begin{aligned} 1234 &\Rightarrow (\bullet \circ \circ \circ)(\circ \bullet \circ \circ)(\circ \circ \bullet \circ)(\circ \circ \circ \bullet), \\ 2143 &\Rightarrow (\circ \bullet \circ \circ)(\bullet \circ \circ \circ)(\circ \circ \circ \bullet)(\circ \circ \bullet \circ), \dots \end{aligned}$$

В этом случае результат «взаимодействия» обусловлен технологическими связями элементов «электронных блоков» между собой. Изменение программы перемены отношений между значимыми элементами меняет операцию и структуру генерируемых объектов. Так, например, структурно-функциональное управление может быть задано «цепочкой», представляющей связи в системе объектов

4	←	1
↓		↑
3	→	2

Заметим, что изменение направления движения человека в зависимости от условий и потребностей движения основано на анализе доступных ощущений и выполнении определенной программы, согласованной с данными ощущениями.

Неевклидовость математически обосновывает и подтверждает такой подход и такую точку зрения.

В электродинамике без ограничения скорости в качестве фактора ощущений можно рассматривать показатель отношения. У нас нет оснований отрицать наличия системы рецепторов и органов для получения информации и для программной реакции на неё у каждого объекта физической реальности.

Принимая полезность алгоритма расчета числовых значений фундаментальных зарядов на условии равновесия характеристических неевклидовых полиномов, мы обязаны помнить, что эти полиномы следуют из модели электродинамики, записанной в матричной форме. Другими словами, новый алгоритм расчета зарядов обоснован моделью света.

По этой причине мы вправе рассматривать его как «подсказку», свидетельствующую о том, что свет имеет фундаментальные свойства, которые в иной форме он проявляет в наших ощущениях и реакциях.

Поскольку мы получаем информацию и реагируем на нее согласно своим глазам и ушам, мы обязаны принять точку зрения и установить аналогичные свойства у частиц света. Если это получится, мы приближаемся к модели живого света, имеющего не только ощущения, но имеющего свое Сознание и Чувства.

На данной стадии можно, по-видимому, говорить о глазах и ушах частиц света, базирующихся на гравитационных свойствах материи. Заметим, что эта точка зрения была принята в древнем Египте в форме идеи о руках света.

Согласно основной идее, свет изготовлен из предзарядов, которые сконструированы из ориентированных «струн», представляющих гравитацию. Поэтому ощущения, реакции, поведение частиц света могут быть основаны на гравитационных свойствах материи, для которой, в частности, мы вправе допустить скорости, которые значительно больше скорости света. Ведь при наших малых скоростях информация во многом поступает от света, скорость которой существенно больше. Принимая точку зрения, что частицы света изготовлены из частиц гравитации, мы обязаны, опираясь на нашу практику, принять «превосходство» скорости гравитации над скоростью света.

«Поперечные» и «продольные» колебания гравитационной материи образуют природу «световых» и «акустических» ощущений и реакций частиц света. Эта ситуация аналогична той, в которой присутствуем и развиваемся мы. Поскольку электроны и нуклоны генерируются из света в присутствии гравитации, атомы и молекулы изготовлены из них, а наши тела из атомов и молекул, то нас естественно называть «детьми Света» и материи. Наши ощущения и реакции основаны на Свете и материи. Скорости тел существенно меньше скоростей Света. По аналогии, принимая модель единого устройства Реальности, если мы рассматриваем частицы Света как объекты, изготовленные из гравитации и материи, основанной на ней, например, в форме предзарядов, то скорости ощущений и реакций частиц Света могут быть основаны на Гравитации, скорость которой существенно превосходит скорость Света. Если сохранить пропорции, привычные для нашего мира, в котором скорость Человека не превышает 10 метров, то коэффициент пропорциональности имеет порядок $k = 3 \cdot 10^7$.

Принимая данный коэффициент за основу для иерархии скоростей во Вселенной, получим нижнюю границу скорости гравитации.

Она имеет величину

$$c_g = 9 \cdot 10^{15} \text{ м/сек} = 3 \cdot 3 \cdot (2 \cdot 5)^{3.5} \text{ м/сек.}$$

Формула иллюстрирует «любовь» Гравитации к простым числам.

Солнце светит не потому, что ему за это платят. Если высшие принципы поведения в форме закона обеспечения жизни и активности. Солнце выполняет эту функцию и всячески учит нас тому же, не ожидая ни платы, ни благодарности. Но для этого требуется устойчивая, надежная функциональность. Чем меньше человек возлагает ответственности на себя, тем слабее и ненадежнее становится двигатель его развития: жизнь проходит на «холостом» ходу. Для того, чтобы взять на себя ответственность, требуется осознать эту возможность, принять ее, реализовать на практике. Уровень жизни можно определить по количеству и качеству реализованной ответственности.

Вселенная неистощима по юмору, не ограничена в возможностях, недостижима в подчинении. Вселенная наглядно показывает, что для реализации себя и своего развития следует «опираться» на свои возможности. А что они стоят, если их нет или если они не развиваются

4.3. Новой практике нужна новая математика

В математике и физике широко и успешно применяется модель комплексных чисел Гаусса, действующих в рамках 2-мерного пространства. Менее широко, но не менее успешно нашла применение модель комплексных чисел Гамильтона, действующая, в частности, в рамках 4-мерного пространства.

Долгое время считалось, что невозможно расширение комплексных чисел до пространств любой конечной размерности. В частности, это ограничение было обосновано Фробениусом, доказавшим невозможность модели комплексных чисел в пространстве с размерностью 3.

Расширение и углубление спектра математических операций для матриц позволило снять установленное ограничение для действия комплексных чисел в пространствах произвольной конечной размерности. С одной стороны, в практику применения вошли комбинаторная операция произведения и операция структурного суммирования. С другой стороны, объектами для указанных произведений стали реперы вида

$$0 \rightarrow 0 = (1 \ 0 \ 0 \ 0), x \rightarrow 1 = (0 \ i \ 0 \ 0), y \rightarrow 2 = (1 \ 0 \ i \ 0), z \rightarrow 3 = (0 \ 0 \ 0 \ i),$$

$$i^2 = -1.$$

На этой основе возможно применение модели комплексных чисел в пространствах произвольной конечной размерности [11].

Особый интерес представляет анализ свойств модели комплексных чисел в пространстве размерности 4. Обусловлено это, с одной стороны, тем обстоятельством, что в таких пространствах применяется модель кватернионов, что позволяет сравнивать новые результаты с уже известными результатами. С другой стороны, концепция единства электромагнетизма и гравитации на основе гипотезы о наличии 2 электрических и 2 гравитационных предзарядов, инициирует рассмотрение и анализ фундаментальных свойств новой модели комплексных чисел в 4-метрии.

Простой анализ генерирует пару таблиц для указанных реперов:

k				
\times	o	x	y	z
o	o	z	y	x
x	x	$-o$	iz	iy
y	y	ix	$-o$	iz
z	z	iy	ix	$-o$

st				
$+$	o	x	y	z
o	$-ix$	y	z	io
x	y	iz	$-io$	ix
y	z	$-io$	ix	iy
z	io	ix	iy	iz

Для удобства расчета запишем их в «теневом» варианте, дополнив таблицей разности. Разность сконструирована так, чтобы выполнялось условие $y = y + x - x$.

Таблицы имеют вид

\times	0	1	2	3
0	0	3	2	1
1	1	0	3	2
2	2	1	0	3
3	3	2	1	0

\times	0	1	2	3
0	1	2	3	0
1	2	3	0	1
2	3	0	1	2
3	0	1	2	3

\times	0	1	2	3
0	3	2	1	0
1	0	3	2	1
2	1	0	3	2
3	2	1	0	3

Комбинаторное произведение и структурное суммирование можно формально сконструировать по простому алгоритму: произведение получается при сдвиге базовых значимых элементов вида 0, 3, 2, 1 вправо по строкам таблицы произведений, а сумме соответствует сдвигам влево по строкам таблицы сумм элементов 1, 2, 3, 0.

Легко понять и убедиться на основании своей практики, что количество возможных математических операций, которые так или иначе согласованы друг с другом, можно реализовать достаточно много.

Эту деятельность следует считать безусловно полезной, особенно если принять фундаментальную точку зрения, что любые дела и фантазии человека не могут превзойти творческих возможностей Реальности. Понятно, что реализации и эффективность проводимой работы зависят от того, насколько

созданы условия для материализации продукции интеллекта. Важно и место материализации, и его время.

Таблицы, характеризующие расположение значимых элементов в таблице комбинаторных произведений, имеют вид

$$E = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, a = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, b = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, c = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Их матричное произведение генерирует таблицу

m \times	E	a	b	c
E	E	a	b	c
a	a	b	c	E
b	b	c	E	a
c	c	E	a	b

С ней ассоциированы матрицы, по значимым элементам которых расположены величины, указанные в таблице структурных сумм:

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

Эта связь «подсказывает» естественную возможность конструировать произведения и суммы на основе пары согласованных между собой групп и смежных классов группы перестановок в пространстве с размерностью, равной количеству анализируемых объектов.

Заметим, что комбинаторное произведение, следуя приведенным таблицам, частично ассоциативно. Например, получим

$$\begin{aligned} 2(1 \cdot 3) &= 2 \cdot 2 = 0 \neq (2 \cdot 1)3 = 1 \cdot 3 = 2, \\ 1(1 \cdot 2) &= 1 \cdot 3 = 2 = (1 \cdot 1)2 = 0 \cdot 2 = 2, \\ 1(1 \cdot 3) &= 1 \cdot 2 = 3 \neq (3 \cdot 1)3 = 2 \cdot 3 = 3, \\ 2(1 \cdot 2) &= 2 \cdot 3 = 3 = (2 \cdot 1)2 = 1 \cdot 2 = 3, \\ 2(2 \cdot 1) &= 2 \cdot 1 = 1 \neq (2 \cdot 2)1 = 0 \cdot 1 = 3, \dots \end{aligned}$$

Суммирование ассоциативно.

Исследуем свойства введенных реперов и их таблиц с целью согласования с известными математическими моделями, а также с целью получения новых математических следствий.

а) Новые базисные комплексные числа подчинены нелинейным алгебраическим связям вида

$$\begin{aligned}\alpha &= \beta, \\ \alpha &= (x^2 y)x + x(yx^2) + (yx^2)x + x(x^2 y), \\ \beta &= x^2(yx) + (xy)x^2 + x^2(xy) + (yx)x^2.\end{aligned}$$

Так записывается модель алгебры Йордана:

$$\begin{aligned}x \circ y &= y \circ x, \\ (x^2 \circ y) \circ x &= x^2 \circ (y \circ x), \\ x \circ y &= \frac{1}{2}(xy + yx).\end{aligned}$$

Она применяется в квантовой механике, в алгебре и в геометрии. По этой причине следует найти приложения новых комплексных чисел в указанных разделах, а также в топологии.

Заметим, что фундаментальная сигруппа (система групп) также подчинена условиям алгебры Йордана. Мы имеем при ее применении матрицы определенного вида и стандартную, ассоциативную операцию. Кроме этого, квадраты элементов равны единичной матрице. По этой причине условия

$$\begin{aligned}\alpha &= \beta, \\ \alpha &= (yx^2)x + x(x^2 y), \\ \beta &= x^2(xy) + (yx)x^2\end{aligned}$$

сводятся к тривиальному уравнению

$$yx + xy = xy + yx.$$

Ранее было доказано, что сигруппа Галилея-Лорентца подчинена условию Йордана. Более того, ему подчинены невырожденные матрицы второго порядка.

Следовательно, новые комплексные числа принадлежат категории алгебр Йордана. Следовательно, они могут применяться в разнообразных числовых расчетных моделях, открывая в силу своих свойств новые грани и проявления физической Реальности.

б) Новые комплексные числа ассоциированы с моделью квантовых групп. Согласно стандартному подходу, алгебра с 4 образующими

$$a, b, c, d$$

в однопараметрической версии подчинена условиям:

$$\begin{aligned}ba &= qab, ca = qac, \\bc &= cb, db = qbd, dc = qcd, \\ad - da &= (q^{-1} - q)bc.\end{aligned}$$

Примем соответствия

$$a = 0, b = 3, c = 1, d = 2.$$

Получим

$$ab = 0 \cdot 3 = 1, ba = 3 \cdot 0 = 3 \rightarrow ba = qab, ab = qba, q = a,$$

$$ca = 1 \cdot 0 = 1, ac = 0 \cdot 1 = 3 \rightarrow ca = qac, ac = qca, q = a,$$

$$bc = 3 \cdot 1 = 2, cb = 1 \cdot 3 = 2 \rightarrow bc = cb, cb = bc,$$

$$db = 2 \cdot 3 = 3, bd = 3 \cdot 2 = 1 \rightarrow db = qbd, bd = qdb, q = a,$$

$$dc = 2 \cdot 1 = 1, cd = 1 \cdot 2 = 3 \rightarrow dc = qcd, cd = qdc, q = a.$$

Проанализируем оставшееся условие стандартной теории. Получим

$$ad - da = 0 \cdot 2 - 2 \cdot 0 = 2 - 2 = 3,$$

$$bc = 2,$$

$$3 = (q^{-1} - q)2 = 1 \cdot 2 = 3 \rightarrow q^{-1} - q = 1,$$

$$q^{-1} = 2.$$

Следовательно, мы вправе рассматривать новые комплексные числа как аналог модели квантовых групп, алгебра которых описывается указанными условиями.

Кроме отмеченного «сходства», мы находим существенные отличия. Они понятны следуя алгоритмам представления объектов, выполняющих роль параметров алгебры.

Действительно, для величины $q = 0$ есть её самостоятельное ведение, а также ее выражения через другие элементы алгебры:

$$a^2 = b^2 = c^2 = d^2 = 0,$$

$$a + d = b + c = c + b = d + a = 0,$$

$$a - d = b - a = c - b = d - c = 0.$$

Для величины $q=2$ есть её самостоятельное ведение, а также выражения через другие элементы алгебры:

$$\begin{aligned}ac &= bd = ca = db = 2, \\ a+b &= b+a = c+d = d+c = 2, \\ a-b &= b-c = c-d = d-a = 2.\end{aligned}$$

Подставляя в исходные уравнения указанные величины, мы получаем семейство новых математических моделей. Оно естественно генерируется новыми комплексными числами. Более того, параметрами алгебр являются их образующие и функции от них. Эти модели становятся поэтому качественно новыми.

с) Качественно иные функциональные связи новых комплексных единиц следуют из таблиц их произведений и суммирований.

Проанализируем тройные суммы:

$$\begin{aligned}0+0+0 &= 2, & 1+0+1 &= 0, & 2+0+2 &= 2, & 3+0+3 &= 0, \\ 0+1+0 &= 3, & 1+1+1 &= 1, & 2+1+2 &= 3, & 3+1+3 &= 1, \\ 0+2+0 &= 0, & 1+2+1 &= 2, & 2+2+2 &= 0, & 3+2+3 &= 2, \\ 0+3+0 &= 1, & 1+3+1 &= 3, & 2+3+2 &= 1, & 3+3+3 &= 3.\end{aligned}$$

Поскольку

$$\begin{aligned}2+2 &= 0+0 = 1, \\ 3+3 &= 1+1 = 3\end{aligned}$$

получим закон

$$(\alpha + \sigma + \alpha) + (\alpha + \sigma + \alpha) = (\beta + \sigma + \beta) + (\beta + \sigma + \beta).$$

Проиллюстрируем выполнение другого закона:

$$(\eta\eta)(\eta+\eta) = (\xi + \eta\eta + \xi)((\xi + (\eta+\eta) + \xi)).$$

Пусть $\eta = 1$. Тогда

$$\eta\eta = 0, \eta + \eta = 3, \alpha(1) = (\eta\eta)(\eta + \eta) = 0 \cdot 3 = 1,$$

$$\beta(1) = (1+0+1)(1+3+1) = 0 \cdot 3 = 1,$$

$$\beta(2) = (2+0+2)(2+3+2) = 2 \cdot 1 = 1,$$

$$\beta(1) = (3+0+3)(3+3+3) = 0 \cdot 3 = 1,$$

$$\beta(1) = (0+0+0)(0+3+0) = 2 \cdot 1 = 1, \dots$$

Другие варианты проверяются аналогично.

d) Новые комплексные числа имеют свойства суперсимметрии. Проиллюстрируем этот тезис примерами.

Переобозначим для удобства записи систему исследуемых величин:

$$0 \rightarrow x_0, 1 \rightarrow x_1, 2 \rightarrow x_2, 3 \rightarrow x_3.$$

Введем с учетом суммирования индексов пару операций суперсимметричного типа:

$$A \rightarrow x_i x_j + (-1)^{i+j} x_j x_i,$$

$$B \rightarrow x_i x_j + (-1)^{i+j+1} x_j x_i.$$

Получим пару таблиц:

A	0	1	2	3
0	1	1	1	1
1	1	1	1	1
2	1	1	1	1
3	1	1	1	1

B	0	1	2	3
0	3	1	3	1
1	1	3	1	3
2	3	1	3	1
3	1	3	1	3

Обратим внимание на существенную зависимость результата действующих операций от множителя, который выполняет функцию индикатора суперсимметрии. Эта тонкость важна с точки зрения управления законами, которым подчинено множество.

«Незначительное», на первый взгляд, изменение операции может обеспечить качественно новые итоги действия операций. Конечно, индикатор симметрии можно трактовать как внутренний фактор управления для исследуемой системы, если принять в качестве внешних факторов управления операции произведения и суммирования.

Заметим, что первая операция во всех случаях генерирует элемент

$$1 \rightarrow (0 \ i \ 0 \ 0).$$

Для двумерного пространства этот элемент есть аналог комплексных чисел Гаусса. Вторая операция генерирует пару элементов:

$$1 \rightarrow (0 \ i \ 0 \ 0), 3 \rightarrow (0 \ 0 \ 0 \ i).$$

В этой модели генерируются аналоги чисел Гаусса и Гамильтона.

Операции не генерируют в рассматриваемом приближении репера трехмерного пространства

$$2 \rightarrow (0 \ 0 \ i \ 0).$$

Из таблицы произведений следуют алгоритмы генерации этого репера:

$$\begin{aligned}
 1 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 1 &= 0 \cdot 1 \cdot 1 = 3 \cdot 1 = 2, \\
 3 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 3 &= 0 \cdot 3 \cdot 3 = 1 \cdot 3 = 2, \\
 3 \cdot 1 &= 2, 1 \cdot 3 = 2, \\
 3 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 1 &= 2 \cdot 3 \cdot 1 = 3 \cdot 1 = 2, \\
 1 \cdot 3 \cdot 1 \cdot 3 &= 2 \cdot 1 \cdot 3 = 1 \cdot 3 = 2.
 \end{aligned}$$

Этот же репер генерируют произведения

$$1 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 3 = 3 \cdot 1 \cdot 1 \cdot 3 = 3 \cdot 3 \cdot 1 \cdot 1 = 1 \cdot 3 \cdot 3 \cdot 1 = 1 \cdot 3 \cdot 1 \cdot 3 = 3 \cdot 1 \cdot 3 \cdot 1 = 2.$$

Следовательно, *B*-операция многократно превосходит *A*-операцию по возможностям генерации комплексного репера для трехмерного пространства.

Возможно, именно «препятствия» такого плана не позволили Фробениусу сконструировать модель комплексного пространства размерности 3.

е) Преодоление мистики комплексных чисел

Комплексные числа с формально математическим свойством $i^2 = -1$ принято считать проявлением «виртуальных» граней действительных чисел, которые не могут быть поняты в рамках стандартного мышления и обыденной практики. Их применение эффективно при решении самых разных математических и физических задач. Однако эта практика не лишает их ареола мистики, изначально приданного им.

Покажем, что возможен другой подход, при котором элементы мистики практически исчезают. Для этого достаточно принять во внимание возможности расширения концепции чисел и операций с ними.

При изучении динамических процессов требуется рассматривать системы групп. Они основаны на алгоритме взаимного превращения матриц. В частности, превращение одной матрицы в другую можно задать правилом их «весового» суммирования. Тогда, например, паре матриц можно поставить в соответствие алгебраический полином

$$\begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}; y = \det \begin{pmatrix} x & 0 & 1-x \\ 1-x & x & 0 \\ 0 & 1-x & x \end{pmatrix} = 3x^2 - 3x + 1.$$

Полином генерируется на основе решения практической задачи, в которой применяемые величины не ограничиваются действительными или комплексными числами.

«Равновесное» состояние этой пары объектов можно задать условием равенства нулю определителя:

$$x^2 - x + \frac{1}{3} = 0.$$

Ему соответствуют корни

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \pm \frac{i}{2\sqrt{3}}, i^2 = -1.$$

Алгоритм взаимного превращения матриц допускает применение в качестве факторов преобразования матрицы, приближая ситуацию к физической практике. Тогда в рассматриваемом полиноме роль единицы может выполнять единичная матрица, а роль мнимой единицы такая матрица, квадрат которой равен минус единице. Понятно, что так выполняется расширение пространства решений алгебраического уравнения.

Проиллюстрируем его, приняв в качестве решения модель

$$x_{1,2} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \pm \frac{1}{2\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Получим

$$x^2 - x + \frac{1}{3} = 0 \Rightarrow \frac{1}{4} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \pm \frac{1}{2\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} \mp \frac{1}{12} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \mp \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \mp \frac{1}{2\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ -1 & 0 \end{pmatrix} + \frac{1}{3} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \equiv 0.$$

Аналогично можно применить матрицы других конечных размерностей, подчиненные матричной операции.

Следовательно, алгебраическое уравнение второго порядка имеет спектр решений. Обычные числовые решения можно дополнить матричными решениями. Такой подход модифицирует «мистику» комплексных чисел: алгебраические уравнения имеют скрытые степени свободы, смысл и значение которых раскрываются при расширении пространства их решений. Следует заметить, что методы и средства алгебраической геометрии недостаточно применяются в физике. Это обусловлено, прежде всего, тем, что часто математики не уделяют внимание решению физических проблем. Физики зачастую не имеют знаний по приемам и следствиям, полученным в алгебраической геометрии.

Рассмотрим другую возможность. Рассмотрим семейство трехмерных реперов, приняв на основе комбинаторной операции соответствия

$$1 \rightarrow (1 \ 0 \ 0), \hat{i} = (0 \ i \ 0), \hat{i}^2 = -(1 \ 0 \ 0).$$

При расчете, аналогичном предыдущему расчету с матрицами, получим решение анализируемого квадратного уравнения.

Этот пример иллюстрирует возможность получения новых решений для одного и того же алгебраического уравнения, если применять новые математические объекты и новые математические операции.

Заметим, что концепция матричных комплексных чисел генерируется в основаниях математики и физики. Проиллюстрируем этот тезис примером.

Рассмотрим матрицы, задающие алгебру вращений:

$$\alpha = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 & 0 \\ -1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \beta = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \gamma = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$a = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, b = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, c = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}.$$

Эти матрицы подчинены условиям

$$(\alpha + c)(c^2 - \alpha^2) = \alpha - c, (\beta + a)(a^2 - \beta^2) = \beta - a, (\gamma + b)(b^2 - \gamma^2) = \gamma - b,$$

$$(\alpha^2 + c^2)(\gamma^2 + b^2) = \beta^2 + a^2.$$

Первые три условия генерируют алгебраическое уравнение

$$y^3 - x^3 + y^2x - yx^2 + y - x = 0.$$

Этот полином эквивалентен условию $(x + y)^2 = -1$. Оно выполняется на парах элементов $(\alpha + c)^2 = (\beta + a)^2 = (\gamma + b)^2 = -1$. Так в рассматриваемом случае генерируются элементы кватерниона. Понятно, что такая система матриц позволяет расширить пространство решений каждого алгебраического уравнения, решения которых можно выразить посредством стандартных комплексных чисел.

4.4. К возможности качественно новых свойств света и реальности

Если свет во Вселенной, как средство генерации материальных объектов, появился раньше всего другого, и, если, как все объекты, он эволюционирует, можно себе представить, как он совершенен и как еще дополнительно он может развиваться. Большинство физиков отрицает эволюцию света, прежде всего, потому, что для этого недостаточно экспериментальных данных. Но зато этот подход к реальности и свету есть сдерживание себя и других в понимании не только структуры и свойств частиц света. Сдерживается также понимание себя, так как по многим своим свойствам и проявления человек есть аналог света. Если мы свет, и мы из света, а мы достаточно сложны по структуре и свойствам, насколько сложна и совершенна, может и должна быть, структура и

свойства света. Но еще более совершенен, с этой точки зрения, должен быть тот мир, из которого создал свет. С развиваемой мною точки зрения свет генерируется из гравитации, хотя возможен и обратный механизм, так как эти явления едины. Эволюция гравитации может и должна рассматриваться как важнейший фактор и важнейшее условие корректного анализа гравитации и практики на ее основе. С другой стороны, свет и гравитация рассматриваются мною как изделия, составленные из 4 предзарядов. По этой причине рассматривать следует совершенство и эволюцию предзарядов и их составных элементов. Понятно, что выполнить такую работу можно только на основе новой теории микроявлений. Импульс в таком направлении задает доказательство факта, что теория Шрёдингера есть частный случай динамики вязкой жидкости [12]. Следуя этой работе, появляется возможность исследовать микромир на основе расчетных моделей, доказавших свою эффективность в макромире. Другими словами, микромир, а потому и частицы света, и частицы гравитации можно анализировать «с открытыми глазами», навсегда снимая с глаз темные очки начальной волновой микродинамики.

Одно очень хорошо: возможно, никогда не будут даны права несовершенному человеку управлять предзарядами и их составными элементами.

Гении, как хорошо известно, не только решают задачи, которые до них никто не мог решить, они указывают направления новых исследований, прямо или косвенно иницируют их. В этой инициации особую роль играют некоторые ограничения, так как человеку и человечеству присуще фундаментальное стремление к преодолению ограничений, сколь бы трудны или сложны они ни были. Из семейства гениев следует выделить, пожалуй, только Эйнштейна, который во многом привел физику к новому качеству, указав в форме ограничений ряд принципиально новых задач.

Новые задачи в форме ограничений, привлекающих внимание любой развитой, творческой личности, можно сформулировать так:

- а) скорость света в вакууме есть предельное значение скорости во Вселенной,
- б) свет не может иметь механическую структуру в форме составных объектов с характерными конечными размерами, аналогичную тем объектам, к которым мы привыкли в практике макромира,
- в) исследовать следует не структуру света, а структуру и свойства пространства и времени, которые образуют нечто единое, управляя свойствами и движениями материальных и световых объектов,
- г) объект с ненулевой массой при приближении его скорости к скорости света в вакууме имеет бесконечную массу,
- д) скорость света в вакууме не зависит от скорости источника излучения в условиях гипотезу об отсутствии эфира – среды, в которой свет может распространяться в виде волны,
- е) модель электромагнитного поля с полнотой описывается уравнениями Максвелла, хотя эти уравнения линейны по полям и индукциям,

ж) в уравнениях Максвелла учтены все условия и факторы, характеризующие электромагнитную сущность...

Этот список ограничений можно существенно расширить, но уже даже он достаточно внушителен и интересен с точки зрения указаний на будущие теории и новую практику.

Замечу, что большинство новых ответов на задачи, поставленные Эйнштейном, даны в обобщенной электродинамике Максвелла без ограничения скорости, которая сконструирована мною в начале 21 века.

Сейчас уже понятно, что все релятивистские задачи можно решать вне рамок и границ специальной теории относительности.

По этой причине возможна структурная модель частиц света с конечными размерами для каждого наблюдателя. В обобщенной модели есть зависимость скорости света от скорости первичного источника излучения. Скорости физической среды и скорости первичных источников излучения согласованы между собой на основе новой физической характеристика, названной показателем отношения. Так выполнено расширение теории Максвелла. Доказано, что учет свойств физической среды приводит к устранению расчетных сингулярностей, присущих специальной теории относительности. Принципиально изменена модель динамики ненулевой массы покоя при увеличении скорости объекта, имеющего такую массу: при скорости, равной скорости света в вакууме она может стать равной нулю. На дифференциальном расширении уравнений Максвелла до уравнений третьего порядка для тензоров второго ранга получена модель объединения электромагнетизма и гравитации. В этой модели гравитация описывается симметричным тензором второго ранга. Она имеет корреляцию с теорией Логанова и с геометрической моделью Эйнштейна.

Отдельного внимания заслуживает тема возможных скоростей, которые «допускает» электродинамика Максвелла. Речь может идти как о классической, стандартной модели, так и модели с учетом показателя отношения.

Из электродинамики с показателем отношения следует, что преобразования координат и времени обязаны использовать выражение для скорости вида

$$c^* = \frac{c}{n} \frac{1}{w}.$$

Здесь n – показатель преломления, который равен единице или больше единицы, w – показатель отношения, который меняется в диапазоне от очень малых значений до единицы. По этой причине электродинамика косвенно подсказывает диапазон скоростей: $c^* = [c_0 - \infty)$. При учете единства электромагнетизма с гравитацией и тонкой материей мы можем предположить, что очень велики скорости, характеризующие отношения в структуре, «ощущениях» и реакциях частиц света.

Если принять модель Томсона, согласно которой электроны и нуклоны в атомах и молекулах «связаны» друг с другом и между собой силовыми

«нитьями» в форме частиц света, требуется предложить более сложную формулу для эффективной скорости вида

$$c^* = (1 - \alpha) \frac{c}{n w}.$$

Так введена величина $\alpha \rightarrow [1-0]$ для характеристики «привязанности» частицы света к её «дому» в форме источника излучения. Тогда при параметрах $\alpha = n = w = 1$ получаем нулевую скорости. В других ситуациях она будет меняться до значений, указанных выше.

Следовательно, электродинамика Максвелла для микро- и макромира отрицает границы скорости света и расширяет его возможности до мнимых скоростей, если мнимое значение имеет хотя бы один из указанных параметров.

Заключение

Выполненный анализ физической взаимосвязи неевклидовых геометрий базируется, по своей сущности, на одной математической возможности: локальной скалярной деформации метрик анализируемых многообразий. Понятно, что, если есть другие величины, они тоже могут быть деформированы.

Поскольку скалярная деформация в рассматриваемом случае ассоциирована с скалярным калибровочным полем, усложнение структуры калибровочных полей генерирует более сложные модели деформации величин и операторов. Однако у нас нет оснований запрещать сложные деформации для простых калибровочных полей, равно как нет оснований препятствовать моделям простых деформаций для сложных калибровочных полей. Запреты, так или иначе, ограничивают спектр интеллектуального творчества. Запреты ставят интеллект исследователя выше потенциала возможностей Реальности, что совсем некорректно для развивающейся практики.

Качественно новый этап анализируемой связи неевклидовых геометрий начался тогда, когда скалярная деформация метрик была представлена формулой для связи скаляра с показателем преломления, получив таким образом «физическое наполнение» в электродинамике. Решение задач в электродинамике утвердило точку зрения, что у скалярной деформации есть несколько «точек приложения»: ведь дополнительно скалярная величина в форме показателя отношения связывает между собой разные физические скорости. Понятно, далее, что динамический скаляр «способен» также управлять связностями в анализируемом многообразии.

Синтез неевклидовых геометрий, если анализировать симметричные аспекты электродинамики, привел к синтезу групп. В частности, на этой основе

сконструирована система групп (сигруппа) Галилея-Лорентца. Новая математическая конструкция имеет систему ростковых точек.

Синтез неевклидовых геометрий подтвердил точку зрения, что возможности геометрий могут быть «подсказками» для конструирования новых сторон и граней физического явления или структуры анализируемых объектов.

Синтез неевклидовых геометрий можно рассматривать как первичный импульс в решении проблем конструирования и анализа динамических геометрий. Глубинная реализация такой программы в свое время была достигнута в работах Гильберта и Эйнштейна. Удивительно, что эти мастера интеллектуального творчества почти не обратили внимания на работу Клейна, которая в 19 веке инициировала идею динамизации геометрии.

Общность геометрии, многократно обоснованная вековой практикой, усиливает на современном этапе идею, что динамика геометрий естественна и необходима в любой теории.

Тонкость в том, что есть стороны такой динамики, которые следует рассматривать как деформации величин и операторов физической модели.

Понятно, что такая деформация является общей для любых объектов. У нас нет оснований отрицать возможность деформации информационных объектов. По этой причине мы вправе рассматривать спектр задач, в которых решаются проблемы деформации Сознаний и Чувств объектов.

Заметим, что скалярный показатель отношения, введенный в электродинамике без ограничения скорости, можно рассматривать как средство для описания «ощущений» для частиц света. Значению его, равному нулю, ставится отсутствие ощущения, а значение, равное единице, свидетельствует о прекращении динамики ощущений.

Заметим, что объект, имеющий «достаточную» протяженность, следуя свойствам показателя отношения, может характеризоваться разными ощущениями в начале, конце и в середине такого объекта: одновременно участвовать в системе неевклидовых геометрий.

Неевклидовость в форме характеристических полиномов фундаментальной группы заполнения физических явлений успешно проявляет себя при расчете числовых значений фундаментальных зарядов. Так физика приближает свои исследования к условиям алгебраической геометрии, что может стать конструктивным двигателем для их взаимного развития.

Литература

1. Клейн Ф. Неевклидова геометрия. –М.: Эдиториал УРСС, 2007. – 356 с.
2. Барыкин В.Н. Электродинамика Максвелла без относительности Эйнштейна. –М.: Эдиториал УРСС, 2003. – 164 с.
3. Барыкин В.Н. Атом света. – Минск: изд. Скакун В.М.,2001. – 277 с.
4. Барыкин В.Н. Уроки света. – Минск: Ковчег,2013. —172 с.
5. Барыкин, В. Н. Новая концепция света. – Минск: Ковчег, 2009. – 366 с.
6. Томсон, Д.Д. Электричество и магнетизм. – М.: Динамика, 2004. - 265 с.
7. Барыкин В.Н. Скрытые свойства реальности. – Мн.: Ковчег, 2018. -288 с.
8. Барыкин В.Н. Новые интеллектуальные технологии. – Минск: Ковчег, 2016. —336 с.
9. Логунов А.А. Лекции по теории относительности и гравитации. – М.: Наука, 1987. – 272 с.
10. Шрёдингер Э. Избранные труды по квантовой механике. – М.: Наука, 1976. – 352 с.
11. Барыкин В.Н. Обобщение теоремы Фробениуса – Минск: Ковчег,2017. - 17 с.
12. Барыкин В.Н. Вывод уравнения Шрёдингера – Минск: Ковчег,2017. -16с.

Научное издание

Барыкин Виктор Николаевич

**Новый синтез
неевклидовых
геометрий**

Подписано в печать 18.10.2018 г.

Формат 60x84^{1/8}.

Бумага офсетная. Печать цифровая.

Усл. печ. л. 24,5. Уч.-изд. л. 15,2.

Тираж 99 экз. Заказ 432.

ООО «Ковчег»

Свидетельство о государственной регистрации
издателя, изготовителя, распространителя печатных изданий

№1/381 от 1 июля 2014 г.

Ул. Леонида Беды, 11/1-205, 220040 г. Минск.

Тел./факс: (017) 284 19 81

e-mail: kovcheg_info@tut.by