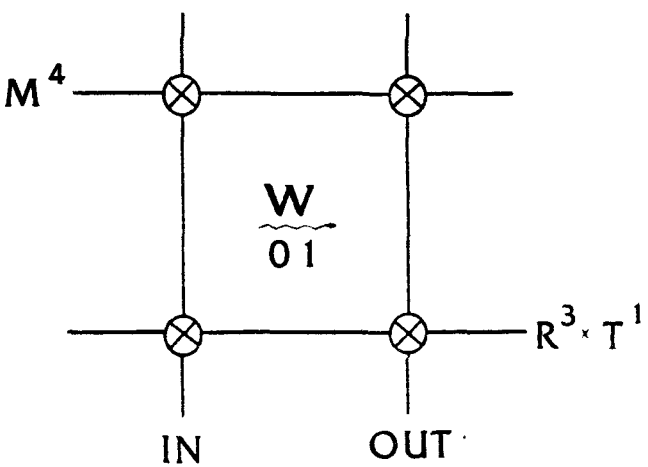
Барыкин В.Н.

Лекции
по электродинамике и теории относительности без ограничения скорости



Минск 1993

УДК 530.12;530.145

Дано изложение модели электромагнитных явлений без ограничения скорости. Из анализа следуют выводы: ограничение на скорость передачи взаимодействия в электродинамике не является необходимым условием; пространство–время является многомерным многообразием, имеющим "внешнюю" и "внутреннюю" части; "бесконечности" стандартной теории вытекали из ее неполноты, в частности, из за идеализированного рассмотрения процессов изменения инерции поля. Обнаружены новые эффекты, предсказаны новые явления физические и математические величины.

Эти лекции, Тамара, смогли увидеть свет только потому, что при всех трудностях жизни мы были едины ...

© Авторские права принадлежат Барыкину Виктору Николаевичу. Адрес: 223036, Беларусь, г.Заславль. ул Замковая - 3

© Все права, в частности право перевода и распространения посредством публичных выступлений, кино, радио, телевидения, звукозаписывающих устройств любого рода допечатки тиража, фотометрического репродукцирования, копирования иного рода, хранения в памяти ЭВМ, в том числе и в фрагментах, сохраняется за автором.

ВВЕДЕНИЕ

Пришло время сказать СЛОВО о новых свойствах окружающего мира, открытых мною для анализа и опыта с надеждой на наше человеческое благоразумие.

Сейчас уже мы имеем основания полагать, что ограничение на скорость поля, принятое в начале века в электродинамике, является достаточным условием в неполной теории, однако оно не является необходимым. Этот факт подтвержден теперь рядом прямых и косвенных экспериментов. Каждому образованному человеку радостно слышать об этом, так как снято еще одно ограничение на наши возможности.

Что позволило преодолеть модельный барьер, столь длительное время державший физическое мировоззрение в достаточно жестких рамках? Во-первых, конечно, стремление к полноте теории, так как в общепринятом стандартном варианте необоснованно были отброшены существенные физические факторы, описывающие инерцию электромагнитного поля. Во-вторых, обнаружение новой физической характеристики, названной отношением, обладающей свойством многофункциональности ввиду ее общности и позволяющей описывать невозможное ранее: динамический механизм трансформации скорости движения источника излучения в частоту поля.

Главным итогом анализа явилось осознание многомерности пространства-времени, причем его "внешняя" и "внутренняя" части проявляются во всех известных явлениях распространения электромагнитного поля. Стандартная схема, в которой внешнее ньютоновское пространство–время объединено с внутренним пространством–временем–многообразием Минковского, не исчерпывает даже малой доли допустимых возможностей. Но тогда ВСЕ ОБЪЕКТЫ, в том числе и Человек, исходно многомерны, имеют в пространстве "видимую" и "невидимую" части и живут по меньшей мере по двум временам.

Впервые физика приходит к моделям, аналоги которых мы обнаруживаем как, например, в христианской концепции Троицы, так и в идейных основах китайской гимнастики Цигун.

Пространственно-временная многомерность приводит к новой постановке проблемы ЖИЗНИ и БЕССМЕРТИЯ человека. Сохранение неживой материи сейчас может быть дополнено гипотезой о сохрании живого, об отсутствии резкой разделительной грани между неживым и живым миром.

Новая модель электромагнитных явлений приводит к предположению, что скорость гравитационного поля существенно больше скорости электромагнитного поля в вакууме. По-видимому, только на этой основе мы можем надеяться на установление информационного обмена между различными ЦИВИЛИЗАЦИЯМИ, сомневаться в наличии которых у нас нет достаточных оснований.

Я посчитал целесообразным, прежде всего с методологической точки зрения, сохранить историческую последовательность полученных мною результатов. Некоторые факты сознательно упрощены для удобства обыденного восприятия.

Надеюсь, что книга доставит удовольствие творческому уму, каждой личности, которая желает быть полноценной и сильной.

СОДЕРЖАНИЕ

Введение. 3
Лекция 1. Обоснование неполноты современной электродинамики движущихся сред. 7
1.1. Основные нерешенные проблемы теории электромагнитных явлений 7
1.2. Конструктивность общепринятой модели, ее достоверность. . . 16
1.3. Обоснование стратегии и путей обобщения теории электромагнитных явлений. 18
Лекция 2. К согласованию галилеевской и лоренцовской форминвариантности уравнений электродинамики. 23
2.1. Новая система уравнений электродинамики, инвариантная относительно группы Галилея. 23
2.2. Формальное согласование галилеевской и лоренцовской форминвариантности уравнений Максвелла. 30
2.3. Вывод уравнений для четырехпотенциала. 37
Лекция 3. Мои исходные предпосылки для обобщения теории электромагнитных явлений. 43
3.1. О неоднозначности тензора Тамма-Мандельштама в электродинамике инерциально движущихся, изотропных в системе покоя сред. 43
3.2. Канонический вид локальной четырехметрики и физические следствия его анализа. 48
3.3. К вопросу о функции Грина в электродинамике. 50
3.4. Двухтензорность как общее свойство электромагнитного поля . 53
3.5. Фазовая и групповая скорости в обобщенной электродинамике. 54
Лекция 4. Концепция отношения - первый шаг к обобщению электродинамики. 58
4.1. Истоки концепции отношения 58
4.2. Пути анализа и структура отношений. 61
4.3. Некоторые приложения концепции отношения. 65
Лекция 5. Обоснование необходимости модели расслоенного пространства-времени из структуры и общей ковариантности уравнений электродинамики. 67
5.1. К структуре уравнений электродинамики, независимость от четырехметрики и связности без кручения. 67
5.2. Необходимость использования расслоенного пространства-времени в электродинамике 71
5.3. Необходимость использования расслоенного пространства-времени в электродинамике. 73
Лекция 6. Концепция многомерного пространства-времени с равноправными внешними и внутренними степенями свободы – второй шаг к обобщению электродинамики. 79
6.1. Внешние и внутренние симметрии в электродинамике. 79
6.2. Черты модели расслоенного пространства-времени. 83
6.3. Простейшие модели расслоенного пространства-времени . . . 89

6.4. Описание динамики материальной точки горизонтальной геодезической. 91
6.5 Черты корпускулярно-волнового дуализма в модели расслоенного пространства - времени. 93
Лекция 7. Динамическое описание изменения инерции поля на примере поперечного эффекта Допплера - третий шаг к обобщению электродинамики. 97
7.1. Подготовка к анализу. 97
7.2. Динамика аберрации и поперечного эффекта Допплера. 100
Лекция 8. Концепция и структура реального измерительного устройства - четвертый шаг к обобщению электродинамики. . . 106
8.1. Некоторые аспекты классической и квантово-механической теорий измерения 106
8.2. Концепция и структура реального измерения. 108
Лекция 9. Некоторые новые точные решения уравнений электродинамики. 115
9.1. Некоторые точные решения уравнений электродинамики движущегося разреженного газа 115
9.2. Галилеевски инвариантная электродинамика вакуума. 119
Лекция 10. Обобщенные уравнения электродинамики без ограничения скорости 122
10.1. Новая возможность обобщения уравнений. 122
10.2. К геометрической структуре одного обобщения уравнений электродинамики. 124
Лекция 11. Электродинамика без ограничения скорости в формализме дифференциальных форм. 131
11.1. Элементы формализма дифференциальных форм. 131
11.2. U(1) - калибровочная теория в среде и гармонические формы . . 135
Лекция 12. Неассоциативность пространства решений в электродинамике без ограничения скорости. 138
12.1. Неассоциативность пространства локальных решений. 138
12.2. Неассоциативность - новое звено теории электромагнитных явлений. 139
Лекция 13. Аспекты принципа относительности, инерции и причинности. 145
13.1. Две стороны принципа относительности в электродинамике. . . 145
13.2. Доказательство возможности согласования сверхсветовых скоростей с принципом относительности. 151
13.3. Кинематика и динамика и инерции. 152
Лекция 14. Некоторые аспекты законов сохранения. 155
14.1 Законы сохранения в электродинамике с отношением в случае нерелятивистских скоростей. 155
14.2. К теории калибровочных полей в среде. 157
14.3. Несколько замечаний о законах сохранения в многомерном пространстве-времени применительно к электродинамике. 158
14.4 Три стороны U(1) - калибровочного поля. 160

Лекция 15. Обоснование достоверности электродинамики без ограничения скорости. 162
Введение. 162
15.1. Опыт Майкельсона. 163
15.2. Опыт Физо. 166
15.3. Эффект Допплера и аберрация. 168
15.4. О принципе постоянства скорости света в вакууме. 170
15.5 Эффекты поляризации и намагниченности разреженной газовой среды. 173
15.6. Сравнение стандартного варианта с новым. 175
Лекция 16. Композиты - новые математические объекты в электродинамике. 178
Лекция 17. Новые пути развития гравитации. 183
17.1. К единству описания электромагнетизма и гравитации. 183
17.2. Новый подход к концепции и структуре заряда. 186
Лекция 18. Начала общей теории связей. 188
18.1. О фундаментальной роли связей в электродинамике. 188
18.2. Физические аспекты реальных связей между объектами. 190
Лекция 19. К единству религии и науки. 194
19.1. Аргументы в пользу синтеза науки и религии. 194
19.2. Современная наука конкретизирует религию. 201
19.3. Библия наставляет науку. 204
Лекция 20. Человек в многомерном пространстве-времени. 207
20.1. К структуре и динамике Человека в многомерном пространстве-времени. 207
20.2. Освобождение от зависимости. 208
20.3. Новые пути и дела. 210
Лекция 21. Некоторые ростковые точки и перспективы. 212
21.1. Связь механизма изменения инерции поля в электродинамике с концепцией спонтанного нарушения симметрии. 212
21.2. Электродинамика без ограничения скорости как нелинейное представление группы де Ситтера. 215
21.3. К размерностной редукции в электродинамике. 218
21.4. Сущность новой модели и некоторые перспективы. 219
Заключение. 223

ЛЕКЦИЯ 1: Обоснование неполноты современной электродинамики движущихся сред.

1.1. Основные нерешенные проблемы теории электромагнитных явлений.
1.2. Конструктивность общепринятой модели, ее достоверность.
1.3. Обоснование стратегии и путей обобщения теории электромагнитных явлений.

РЕЗЮМЕ

Сформулировано 12 проблем, потребность в решении которых вытекает из внутренних свойств теории электромагнитного поля. Дано краткое изложение сущности общепринятой модели как достоверной системы знаний. Определены направления обобщения электродинамики.

1.1. Основные нерешенные проблемы теории электромагнитных явлений.

Современная теория электромагнитных явлений является феноменологической. Ее основу образует концепция электрического заряда. Опытным путем установлено, что он существует в природе в виде заряженных частиц, которые являются неделимыми "атомами электричества": электрон имеет заряд $q_e = 1{,}6 \cdot 10^{-19} кл$, массу $m_e = 10^{-30} кг$, радиус $r_e = 10^{-20} см$. В состав атома каждого элемента входит определенное число электронов, их заряд скомпенсирован положительным зарядом протонов, входящих в ядро атома. Ядро атома мало, в нем практически сосредоточена вся его масса. Рассматривая взаимодействие покоящихся зарядов, мы приходим к понятию электрического поля. Понятие магнитного поля необходимо для описания взаимодействия движущихся зарядов. Известно,что электрические и магнитные поля могут превращаться друг в друга, так как каждое из них просто частный случай электромагнитного поля. Последнее существует самостоятельно, имеет и переносит определенную энергию и импульс. Согласно сложившимся в физике воззрениям, указанные процессы обеспечиваются движением "квазичастиц" - фотонов, которые являются переносчиками взаимодействия между зарядами. Для фотонов, как и для электронов, мы не имеем в настоящее время ни описания их пространственно-временной структуры, ни реалистичных моделей их "устройства" и "жизнедеятельности", до последних лет сохраняется представление об их неделимости, элементарности. В настоящее время определен радиус электрона $r_e \approx 10^{-20} см$, что стимулирует разработку моделей для описания его пространственно-временной структуры.

Ситуация во многом аналогично той, которая имела место в начале XX века в теории атомов и молекул. Поэтому в качестве первой и, вероятно,основной нерешенной задачи теории электромагнитных явлений выступает проблема 1: *физически обосновать и построить пространственно-временные модели фотона и электрона.* Очевидно, что средствами феноменологической электродинамики сделать это невозможно, хотя начинать анализ необходимо отсюда, так как в этой области мы имеем последовательную теорию, согласу-

ющуюся с огромным количеством экспериментальных данных. Для покоящихся сред теория построена Максвеллом [1]. Она задана системой векторных уравнений в многообразии аффинной связности $R^3 \times T^1$

$$rot\,\vec{E} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = 0\ ,\ div\,\vec{B} = 0\ ,$$

$$rot\,\vec{H} - \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}\ ,\ div\,\vec{D} = 4\pi\rho\ ,$$

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E}\ ,\ \vec{B} = \mu\vec{H}\ . \qquad (1.1)$$

Здесь $(\rho, \vec{j})$ - плотности заряда и тока соответственно, $(\vec{D}, \vec{B})$ - векторы электрической и магнитной индукции; $(\vec{E}, \vec{H})$ - векторы напряженностей электрического и магнитного полей; ε, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды; $c = 299792{,}5$ *км/с* - скорость электромагнитного поля в вакууме. В вакууме $\varepsilon = \mu = 1$ и уравнения (1.1) имеют вид

$$rot\,\vec{e} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{b}}{\partial t}\ ,\ div\,\vec{b} = 0\ ,$$

$$rot\,\vec{b} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{e}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j}\ ,\ div\,\vec{e} = 4\pi\rho\ . \qquad (1.2)$$

Следуя электронной теории Лоренца [2], ими описывается электромагнитное поле, создаваемое точечными электронами. Поля $\vec{D}$ и $\vec{H}$ в среде рассматриваются, согласно теории дисперсии [3], как осредненные по макроскопической области пространства значения совокупности микрополей, описываемых уравнениями (1.2) согласно соотношениям

$$\vec{D} = \vec{E} + \vec{P}\ ,\ \vec{H} = \vec{B} - \vec{M}\ . \qquad (1.3)$$

Здесь $\vec{M}$, $\vec{P}$ - векторы намагничивания и поляризации среды, определяемые из дополнительных физических предположений; $\vec{E} = \vec{e}$, $\vec{B} = \vec{b}$ - осредненные значения напряженностей

Обобщение уравнений Максвелла, посредством которого удалось охватить большой класс физических явлений, в частности, описать с единых позиции годичную аберрацию света [4], изменение частоты - эффект Допплера [5] опыт Физо [6] по частичному увлечению света движущейся средой, опыт Майкельсона [7], дающий независимость скорости электромагнитного поля от скорости Земли, было достигнуто на основе модификации материальных уравнений электродинамики следующего вида

$$\vec{D} + [\vec{\beta} \times \vec{H}] = \varepsilon\left(\vec{E} + [\vec{\beta} \times \vec{B}]\right)\ ,$$

$$\vec{B} + \left[\vec{E} \times \vec{\beta}\right] = \mu\left(\vec{H} + \left[\vec{D} \times \vec{\beta}\right]\right)\ , \qquad (1.4)$$

где $\vec{\beta} = \vec{U}_{ср} / c$, $\vec{U}_{ср}$ - скорость движения среды. Структура дифференциальных уравнений Максвелла при этом осталась неизменной. Физическое обоснование такой модели дано Эйнштейном А. [8], Пуанкаре А. [9]. Минковский Г. [10] показал, что уравнения (1.4) следуют из материальных уравнений для покоящейся среды (1.1), если преобразовать поля и индукции согласно группе Лоренца Г. [11].

Пуанкаре А. начал, а Эйнштейн А. в основном завершил обоснование системы взлядов, согласно которой понимание и описание электромагнитных явлений в движущихся средах может быть достигнуто только на пути радикального изменения пространственно-временных представлений о мире. До создания электродинамики движущихся сред основную роль в описании физических явлений играло многообразие $R^3 \times T^1$, которое названо ньютоновским пространством. В такой модели отсутствует 4-метрика g_{ik} , а связность Γ^l_{ij} является плоской: тензор кривизны R^l_{kij} равен нулю

$$R^l_{kij} = \Gamma^l_{kj,i} - \Gamma^l_{ki,j} - \Gamma^m_{kj}\Gamma^l_{mi} - \Gamma^m_{ki}\Gamma^l_{mj} \equiv 0 \ , \qquad (1.5)$$

где $\Gamma^l_{ki,i} = \partial_i \Gamma^l_{kj}$. Связность не имеет кручения

$$B^l_{ij} = \Gamma^l_{ij} - \Gamma^l_{ji} = 0. \qquad (1.6)$$

Модель $R^3 \times T^1$ задает расслоенное многообразие [12], базой которого является время T^1 , слоем - трехмерное пространство R^3 . Такой подход обеспечивает возможность рассмотрения временных и пространственных характеристик как независимых и существенно различных величин. С другой стороны, модель вводит абсолютный интервал длительности $\Delta t = \Delta t'$ и длины $\Delta \vec{r} = \Delta \vec{r}'$ (в евклидовской мере) для инерциальных наблюдателей K и K' , координаты систем отсчета для которых связаны преобразованиями Галилея

$$t' = t \ , \ \vec{r}\,' = \vec{r} - \vec{v}\,t \ , \qquad (1.7)$$

где $\vec{v}$ - скорость относительного движения. Следуя Эйнштейну А. [8], только на основе обобщения группы пространственно-временных преобразований (1.7) можно придти к пониманию и описанию явлений в электродинамике движущихся сред. Здесь мы имеем корни новых физических представлений о пространстве и времени, раздел физики, названный специальной теорией относительности (СТО). Важнейшая роль в ней принадлежит введенной Пуанкаре А. [9] и закрепленной модельно Эйнштейном А. [8] концепции относительности одновременности: новой совокупности взглядов на проблему одновременности.

Основная идея Эйнштейна А. состоит в отказе от универсальности связи времен, т.е. условия $t \neq t'$ для "покоящегося" и "движущегося" наблюдателей. Его вывод базируется, во-первых, на принципе относительности (ПО) [8], согласно которому "... не только в механике, но и в электродинамике никакие свойства явлений не соответствуют понятию абсолютного покоя и даже, более

того, что для всех координатных систем, для которых справедливы уравнения механики, справедливы те же самые электродинамические и оптические законы" Обычно используется следующая формулировка [8] "Законы, по которым изменяется состояние физических систем, не зависят от того, к какой из координатных систем, движущихся друг относительно друга равномерно и прямолинейно, эти изменения относятся" Во-вторых, необходим принцип постоянства скорости света в вакууме (ППСС) " Каждый луч света движется в ' покоящейся" системе координат с определенной скоростью С независимо от того, испускается ли этот луч света покоящимся или движущимся телом" [8] Иначе говоря, делается добавочное допущение, находящееся с первым лишь в кажущемся противоречии, а именно, что свет в пустоте всегда распространяется с определенной скоростью С. не зависящей от состояния движения излучающего тела '.

Заметим, что если принцип относительности представляется естественным, как требование неизменности вида уравнении электродинамики от выбора системы координат, то принцип постоянства скорости света выглядит достаточно искусственным и противоречащим физической интуиции Этот тезис подтверждается известными многочисленными нападками на специальную теорию относительности даже после экспериментального подтверждения ППСС.

Заметим, что всякая теория, базирующаяся на принципах, обобщается тогда, когда предложена новая модель, в которой указанные принципы выводятся из нее для частного класса физических условий Отсюда следует проблема 2. *обобщить уравнения феноменологической электродинамики таким образом, чтобы из нее выводились принципы общепринятой современной теории.*

Изложим, ввиду важности, сущность концепции одновременности Эйнштейна А Он предложил для анализа данных физического опыта по определенной схеме задать время не только в конечной области пространства одной системы координат, но также и в различных системах координат [8] "Если в точке А пространства помещены часы, то наблюдатель, покоящийся в А, может устанавливать время событий в непосредственной близости к А путем наблюдения одновременных с этими событиями положении стрелок часов Если в другой точке В пространства также имеются часы, то в непосредственной близости от В тоже возможна временная оценка событий находящимся в В наблюдателем. Однако невозможно без дальнейших предположений сравнить во времени какое-либо событие в А с событием в В : мы определили пока только "А - время" и "В - время" , но не общее для А и В "время" Последнее можно установить, вводя определение, что "время", необходимое для прохождения света из А в В, равно времени, требуемому для прохождения света из В в А Пусть в момент t_A по "А-времени" луч света выходит из В в А, отражается в момент t_B по "В-времени" от В к А и возвращается назад в А в момент t_A по "А-времени". Часы в А и В будут идти, согласно определению, синхронно, если

$$t_B - t_A = t_A' - t_B \ . \qquad (1\ 8)$$

Указанное определение времени в сочетании с ППСС приводит к выводу: "Два события, одновременные при наблюдении из одной координатной систе-

мы, уже не воспринимаются как одновременные при рассмотрении из системы, движущейся относительно данной" [8]. Взаимосвязь систем координат задается преобразованиями группы Лорентца

$$t' = \left[t - \frac{\vec{r}\,\vec{v}}{c^2}\right] / \left(1-\beta^2\right)^{1/2},$$

$$\vec{r}\,' = \vec{r} + \frac{1}{v^2}\left(\frac{1}{\left(1-\beta^2\right)^{1/2}} - 1\right)\left(\vec{r}\,\vec{v}\right)\vec{v} - \frac{\vec{v}t}{\left(1-\beta^2\right)^{1/2}}, \qquad (1.9)$$

где $\vec{v}$ - скорость их относительного движения. Из анализа, проведенного Мандельштамом Л., следует вывод, разделяемый большинством исследователей, что все данные трудности (до Эйнштейна) с интерпретацией опытов в электродинамике и оптике движущихся сред связаны с тем, что теоретики "оперировали понятиями, которые были недостаточно определены, недостаточно ясны, и в первую очередь - при рассуждениях, которые приводили к противоречию, - пользовались понятием одновременности в различных точках пространства" [13], стр. 190. Понятно, что относительность одновременности позволяет согласовать ПО и ППСС.На начальной стадии развития теории относительности преобразования (1.9) были получены из условия синхронизации часов, сформулированного выше. Позднее они были обобщены [14] Игнатовским, Франком и Роттом исходя из следующих теоретико-групповых предположений:

- преобразования образуют однопараметрическую однородную линеиную группу;
- скорость системы K относительно K' равна с обратным знаком скорости K' относительно K;
- сокращение масштаба, покоящегося в K, с точки зрения K', равно сокращению масштаба, покоящегося в K', с точки зрения K.

Формулы преобразования для системы K', движущеися по оси OX системы K со скоростью v имеют вид

$$x = \frac{x - vt}{\left(1 - w\frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}},\quad y' = y,\quad z' = z,\quad t' = \frac{t - w\frac{v}{c^2}x}{\left(1 - w\frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2}}. \qquad (1.10)$$

Знак, величину и физический w смысл им раскрыть не удалось. Отсюда, при w=0 имеем преобразования Галилея, при w=1 - преобразования Лорентца. Преобразования, в которых наряду со скоростью v используются и другие параметры, применялись, в частности, в "неопределенной теории относительности" [15].Из работ Пуанкаре А. [9], Минковского Г. [10], в которых в рассмотрение введена 4-метрика псевдоевклидова пространства η_{kn}, имеющая в галилеевских координатах

$$x^1 = x\ ,\ x^2 = y\ ,\ x^3 = z\ ,\ x^0 = ict$$

следующий вид

$$\eta_{kn} = diag\,(1,1,1,1)\ , \tag{1.11}$$

следует, что преобразования Лорентца оставляют (1.11) форминвариантной, т.е. уравнения не имеют своего вида. Однако, согласно теореме Лагранжа [16], каноническая структура локальной метрики псевдоевклидова пространства определена с точностью до скалярной функции A(x,y,z,t) выражением

$$\Theta^{kn} = diag\left(1,1,1,\overset{*}{A}\left(x,y,z,t\right)\right)\ . \tag{1.12}$$

Из требования форминвариантности интервала, построенного по 4-метрике , следуют, согласно работе [17], преобразования Игнатовского-Франка-Ротта (1.10). Здесь мы имеем новое звено и ростковую точку обобщения теории электромагнитных явлений: наделить физическим содержанием параметры, входящие в преобразования координат и времени. Имеем проблему 3: *найти физическую интепретацию и возможности обобщения параметров, входящих в пространственно-временные преобразования различных систем координат.* Частично она решена в формализме систем отсчета. Минковский Г. [10] показал, используя 4-метрику (1.11), что уравнения Максвелла могут быть представлены в тензорном виде. Имеем ковариантные тензоры $F_{mn}\,(\vec{E}\,,\vec{B}\,)$, $S_{kmn}\,(\rho\,,\rho\,\vec{u})$, контравариантную тензорную плотность веса (+1) $\tilde{H}^{ik}\,(\vec{H}\,,\vec{D})$. Согласно определению, при замене координат в четырехмерном пространстве

$$x^k = x^k\left(x^{k'}\right)\ ,\ x^{k'} = x^{k'}\left(x^k\right) \tag{1.13}$$

имеем такие законы

$$F_{i'j'} = A_{i'}^{\ i}\,A_{j'}^{\ j}\,F_{ij}\ ,\ \tilde{H}^{i'j'} = |\Delta|^{-1}A_i^{i'}\,A_j^{j'}\,\tilde{H}^{ij}\ , \tag{1.14}$$

где определены частные производные и якобиан преобразований координат

$$A_{i'}^{\ i} = \frac{\partial x^i}{\partial x^{i'}}\ ,\ A_i^{i'} = \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i}\ ,\ \Delta = \det|A_i^{i'}|\ . \tag{1.15}$$

При задании частных производных выражениями

$$\partial 1 = \frac{\partial}{\partial x^1}\ ,\ \partial 2 = \frac{\partial}{\partial x^2}\ ,\ \partial 3 = \frac{\partial}{\partial x^3}\ ,\ \partial 4 = \frac{\partial}{\partial\, ict}\ . \tag{1.15 (а)}$$

имеем для F_{ij}, H_{ij} запись через компоненты векторов $(\vec{E}\,,\vec{B})$,$(\vec{H}\,,\vec{D}\,)$ в $R^3 \times T^1$

$$F_{mn}=\begin{pmatrix} 0 & B_z & -B_y & -\imath E_x \\ -B_z & 0 & B_x & -\imath E_y \\ B_y & -B_x & 0 & -\imath E_z \\ \imath E_x & \imath E_y & \imath E_z & 0 \end{pmatrix}, H_{ik}=\begin{pmatrix} 0 & -H_z & H_y & -iD_x \\ H_z & 0 & -H_x & -\imath D_y \\ -H_y & H_x & 0 & -iD_z \\ iD_x & iD_y & iD_z & 0 \end{pmatrix},$$

$$S_{123}=\rho\ ,\ S_{324}=\rho u_x\ ,\ S_{134}=\rho u_y\ ,\ S_{124}=\rho u_z\ . \qquad (1.16)$$

Тензорные плотности, следуя идеологии Клейна Ф., зададим через плотность Леви-Чивита $\tilde{\varepsilon}^{\imath kmn}$ веса (+I). Получим

$$\tilde{H}^{ik}=\tilde{\varepsilon}^{\imath kmn}H_{mn}\ ,\ \tilde{S}^{i}=\tilde{\varepsilon}^{\imath kmn}S_{kmn}\ . \qquad (1.17)$$

Дифференциальные уравнения Максвелла запишутся в виде

$$RotF_{mn}=\partial_{[k}F_{mn]}=0\ , \qquad (1.18)$$

$$Div\tilde{H}_{ik}=\partial_k\tilde{H}^{ik}=\tilde{S}^{i}\ . \qquad (1.18)\,(a)$$

В работах Схоутена Я.А. [18,19] доказано, что они не меняют своего вида для невырожденных голономных преобразований координат (1.13), т.е. когда

$$\Delta\neq 0\ ,\ \partial_{i'}A_{j'}^{\ j}=\partial_{j'}A_{i'}^{\ j}\ .$$

Материальные уравнения, связывающие поля и индукции, зададим так

$$\tilde{H}^{ik}=Y_0\tilde{\Lambda}\chi^{\imath kmn}F_{mn}\ ,$$

где Y_0 - скалярная функция, $\tilde{\Lambda}$ - скалярная плотность, $\chi^{\imath kmn}$ - тензор четвертого ранга. Согласно указанному подходу, переход от векторной к тензорной форме дифференциальных уравнений Максвелла есть лишь их новая запись. Она не в состоянии изменить структуру опорного пространственно-временного многообразия, в котором задаются поля. Поэтому, если векторные уравнения заданы в $R^3\times T^1$, то в нем определены и тензорные. В работе [20] показано, что поля F_{mn}, H_{ik}, S_{ikm} можно определить для различных локальных метрик одинаково. Тензорные плотности $\tilde{H}^{ik}$, $\tilde{S}^{i}$ определены через $\tilde{\varepsilon}^{\imath kmn}$, которая также не зависит от локальной метрики. По этой причине из записи дифференциальных уравнений в виде (1.18), (1.18а) нельзя, без дополнительных предположений, сделать вывод о метрической структуре опорного многообразия. Обратимся к материальным уравнениям. Для них определена зависимость $\chi^{\imath kmn}$ от некоторого метрического тензора. В случае электродинамики вакуума по Лоренцу-Минковскому имеем $\overline{g}^{\imath m}=diag(1,1,1,1)$, скалярную плотность веса (+I) вида $\sqrt{\overline{g}}$, скаляр $Y_0=1$ и тензор

$$\chi^{ikmn}=0.5\left(\overline{g}^{\imath m}\overline{g}^{kn}-\overline{g}^{\imath n}\overline{g}^{km}\right)\ . \qquad (1.19)$$

Возникает предположение [21], что в электродинамике сред изначально используются два пространственно-временных многообразия: одно, описывающее "помост", на котором задается динамика явления, второе - указывающее физические условия, в которых находится поле. Имеем проблему 4: *проанализировать возможность введения в электродинамику и физической интерпретации двух пространственно-временных многообразий, установить соотношение и функции их метрик.* Обратим сейчас внимание на связность пространственно-временных многообразий. Известно, что дифференциальные уравнения Максвелла "не показывают" связность многообразия без кручения [22]. Чтобы доказать этот факт, заменим частные производные на ковариантные. Для F_{mn} имеем

$$\Delta_{[k}F_{mn]} = \partial_{[k}F_{mn]} - 2F_{\sigma[k}\Gamma^{\sigma}_{mn]} = \partial_{[k}F_{mn]} \ . \qquad (1.20)$$

Рассмотрим уравнения для $\tilde{H}^{ik}$

$$\Delta_k\tilde{H}^{ik} = \partial_k\tilde{H}^{ik} + \tilde{H}^{\rho k}\Gamma^{i}_{\rho k} + \tilde{H}^{i\rho}\Gamma^{k}_{\rho k} - \Gamma^{\rho}_{\rho k}\tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^{i} = \partial_k\tilde{H}^{ik} \ . \qquad (1.20)\ (a)$$

Последний член разложения обусловлен структурой тензорной плотности $\tilde{H}^{ik}$. Величина $\tilde{H}^{pk}\Gamma^{i}_{pk} = 0$ из антисимметрии H^{pk}. Два других слагаемых взаимно компенсируются вследствие симметричности связности. С другой стороны, известно, что связность многообразия определена с точностью до тензора третьего ранга B^{i}_{jk} , симметричного по нижним индексам [23]. Возникает проблема 5: *охарактеризовать влияние связности многообразия и тензорной свободы ее определения на структуру уравнений электродинамики, установить физические эффекты, ею вызываемые.* Обратимся сейчас к физическим аспектам электродинамики движущихся сред. Тогда на одно из первых мест выдвигается анализ причин, по которым скорость передачи взаимодействия "ограничена" скоростью света в вакууме. Согласно ППСС, являющемуся краеугольным камнем общепринятой электродинамики, скорость электромагнитного поля в вакууме не зависит от скорости источника, роль которого, очевидно, играет некоторое излучающее устройство. Этот вывод, представляется физически непоследовательным. В самом деле, СТО отрицает существование эфира как среды, в которой распространяется электромагнитное поле, оно представляет собои самостоятельную сущность. Но тогда единственный физический механизм, который нам известен относительно распространения поля, есть его движение по инерции относительно источника излучения. Поскольку вакуум не среда, не эфир и он не может физически повлиять на инерцию поля, должна существовать зависимость скорости электромагнитного поля от движения источника. Физически это означает, что δ - образное возмущение от источника, движущегося в вакууме со скоростью $\vec{u}$, должно представлять собой сферу радиуса ct с центром в тои точке, в которой к моменту времени t расположен источник. Такого поведения поля мы не получаем в лорентцинвариантной электродинамике вакуума. Согласно этой модели δ - образное возмущение представляет собой сферу с центром в той точке, в которой находился источник в начале излучения. Эти факты хорошо известны. Эйнштейн А. [24] в 1952 году признавал актуальность построения

электродинамики вакуума, решения уравнений которой давали бы зависимость скорости поля от скорости источника Он признался, что в течение всей жизни думал о таком варианте, но не смог найти соответствующих уравнений. По существу, речь идет о приведении в соответствие представления о независимом существовании электромагнитного поля в вакууме с результатами лоренцинвариантной электродинамики движущихся сред. Имеем проблему 6: *построить электродинамику вакуума, в которой имеет место зависимость скорости электромагнитного поля от скорости его источника.*

В непосредственной связи с ней находится инициируемая ППСС проблема 7 *в рамках теории электромагнитных явлений обосновать причину экспериментально обнаруженной независимости скорости электромагнитного поля от скорости наблюдателя.* Заметим, что однозначной интерпретации этой проблемы в физической литературе нет.

Очевидно, что основная трудность заключается в последовательном, полном описании инерции электромагнитного поля и движущихся измерительных устройств Конечно, важную роль играет изменение инерционных характеристик поля в физической среде Так, если поле распространяется в вакууме, его инерция, по определению, может измениться только за счет взаимодействия с гравитационным полем и она определяется скоростью первичного излучателя. В плотной среде его инерциальные свойства определяются скоростью среды, по этим причинам, имеет место некая суперпозиция скорости первичного источника и скорости среды Отсюда следует проблема 8: *построить модель описания инерции электромагнитного поля и ее изменения из-за взаимодействия со средой* По этому вопросу в физической литературе имеются только отдельные статьи [25] Обратим сейчас внимание на методику описания физических величин, используемую в СТО Поскольку данная теория дает предсказания экспериментально наблюдаемых значений, в ней используются величины, измеренные на опыте. При этом СТО применяет классическую теорию измерения, согласно которой экспериментальные устройства не влияют на параметры явления Поэтому различие компонент полей, скорости, частоты, волнового вектора, полученное различными наблюдателями, СТО объясняет кинематически их зависимость задается преобразованием соответствующих слагаемых тензоров и тензорных плотностей посредством группы Лоренца Такой подход существенно отличается от динамического [26,27,28], когда различие величин объясняется следствием взаимодействия поля со средой, в которой оно распространяется, в частности, с измерительными устройствами В этом случае необходимо раскрыть причины соответствующего изменения, его механизм, что полностью исключается в кинематическом варианте описания Согласно СТО, динамического изменения величин при их измерении нет и быть не может, а различие значений имеет место потому, что различны интервалы времени и длины в покоящейся в и движущейся системах отсчета [29] Здесь мы имеем корректное, последовательное согласование концепции относительности одновременности с классическим подходом к измерению величин Предложенный метод не исключает и не заменяет динамического, однако только в последние годы в этом направлении достигнут некоторый прогресс [30] Получено решение, согласно которому изменение частоты и волнового вектора электромагнитного поля описано законом, асимптотика которого дает величины, получаемые кинематическим методом.Экспериментальные ситуации в электродинамике движущихся сред стали

описываться по формализму S-матрицы в квантовой электродинамике [31]: последний позволяет по входной волновой функции Ψ_1 определить выходную волновую функцию Ψ_2 без детального описания взаимодействия. Аналогично используется в СТО группа Лоренца. Сформулируем проблему 9: *дать в электродинамике движущихся сред динамическое, альтернативное кинематическому подходу СТО, объяснение различия характеристик электромагнитного поля, измеренных инерциальными наблюдателями, установить законы такого изменения при взаимодействии со средой или системой отсчета (измерительными устройствами).*

Известно [32], что электромагнитное поле имеет квантово-механическую природу. По этой причине, согласно общепринятой схеме описания и экспериментальным данным, измерение параметров поля неотделимо от влияния на него [33,34,35]. Пока, несмотря на многочисленные усилия, в физике отсутствует последовательная общепринятая математическая схема описания такого процесса. Однако, безотносительно к ней, в силу указанных фактов актуальна проблема 10: *согласовать результаты классической теории измерений, используемой СТО, с квантово-механической структурой электромагнитного поля.* Она является составной частью, по словам Паули В. [14], великой программы согласования теории относительности и квантовой механики Известно [36], что элементарные частицы, в частности электрон [37], обладают волновыми свойствами. С другой стороны, электромагнитное поле, согласно теории фотоэффекта [38], опытам Вавилова С.Н. [39], эффекту Комптона [40] имеет корпускулярные свойства. Последние установлены в прямых опытах по счету отдельных фотонов [41]. Понятно, что указанные противоречивые свойства фотонов и электронов каким-то образом отражаются в феноменологических уравнениях электродинамики и опытных данных. Отсюда вытекает проблема 11: *найти в уравнениях феноменологической электродинамики движущихся сред "следы" согласованного описания корпускулярных и волновых свойств электромагнитного поля и электронов, установить физические причины и механизм корпускулярно-волнового дуализма.*

Электродинамика движущихся сред, в ее современном виде, базируется на принципах относительности и постоянства скорости света в вакууме. Конструктивность и достоверность такого подхода в достаточной мере оправдали себя Однако у всякого принципа есть свои функции и границы Эти вопросы в настоящее время практически не разработаны и потому для развития основ физической теории целесообразно решить проблему 12: *установить функции, роль, место и границы применимости принципа относительности и постоянства скорости света в электродинамике движущихся сред.* Перечень проблем можно продолжить. Мы ограничимся указанным потому, что их частичное или полное решение образует круг вопросов, рассмотренных в лекциях. Основу ее составят работы [42-45].

1.2. Конструктивность общепринятой модели и ее достоверность.

Электродинамика движущихся сред уже на начальной стадии развития позволила теоретически описать все известные в то время экспериментальные данные. Она исходит из уравнений Максвелла (1.18) , (1.18а) и материальных уравнений Минковского-Эйнштейна(1.4).Скорость источника излучения в

материальные уравнения не входит. Новой моделью был предсказан ряд эффектов: поперечный эффект Допплера, изменение массы в динамическом законе Ньютона, независимость скорости поля от скорости источника. Все они подтверждены экспериментами [46]. С дальнейшим использованием СТО получили существенное развитие релятивистская механика, термодинамика, статистическая физика, квантовая электродинамика. Лоренцинвариантная система уравнений широко используется при анализе электромагнитных полей. При этом часто применяется метод Тамма И.Е. и Мандельштама Л.И. [47,48], позволяющий на основе введения потенциалов поля существенно упростить необходимые выкладки. Так описано распространение свободных электромагнитных полей в движущейся среде с учетом пространственной и временной дисперсии, получены выражения для фазовой и групповой скоростей поля, определено поле источника, движущегося по произвольному закону [49,50]. Потребность в этих решениях появилась в начале 60-х годов при исследовании вопросов отражения и преломления волн на движущихся границах раздела [51], при рассмотрении вопросов возбуждения и распространения волн в средах с переменными параметрами, в том числе и в нелинейных средах. Показано, что бегущее изменение свойств среды (волна параметра) дает релятивистское изменение частот и амплитуд распространения волн, которое имеет место при взаимодействии с движущейся границей раздела [52]. Это обстоятельство расширяет сферу применения релятивистских методов. Решены задачи отражения и преломления волн на резких границах раздела движущихся сред, когда скорости перемещения границы раздела и скорости среды по обе стороны от нее направлены по нормали к поверхности. Частными случаями такого разрыва скорости описывается отражение от движущегося зеркала, например, диэлектрика, от движущейся плазмы, а также в системах с бегущими параметрами. В этих случаях результаты получают методом кинематических инвариантов [53]. Перечень успехов общепринятой модели можно легко продолжить, отметив, например, анализ релятивистской плазмы [54,55], расчет ускорителей элементарных частиц [56,57], анализ синхротронного [58], черенковского [59] и переходного [60] излучении. Решен ряд задач теории интерференции и дифракции в электродинамике движущихся сред [61].

Отметим, что *серьезному анализу подверглась СТО. Несмотря на многочисленные нападки на нее, она не только выстояла в этой борьбе, но и получила ряд обоснований и приложений. Математическии анализ СТО позволил предложить систему аксиом, позволяющих вывести преобразования Лоренца дедуктивным путем [62-65], доказана согласованность постулатов СТО [66], их логическая обоснованность [67] и непротиворечивость [68]. В рамках пространственно-временных преобразований проанализирован вопрос об эквивалентности наблюдателей [69,71]. Дан вывод параметрических пространственно-временных преобразований, более общих, чем преобразования Лоренца [72,73], осуществленно "расширение" СТО на случаи движения систем координат со скоростями, большими скорости света в вакууме [74,75],разработаны аспекты теории анизотропного пространства-времени [76-78], предложена дискретная СТО [79], получили применение к решению физических задач обобщенные преобразования Лоренца [80], проведен детальный анализ группы Лоренца [81]. С созданием СТО и ее экспериментальным подтверждением четырехмерный формализм описания физических явлений стал общепринятым [82], теория относительности распространена на

расслоенные многообразия. СТО стала неотъемлемым структурным элементом теории гравитации Эйнштейна А. [83,84], калибровочно - инвариантной схемы [85-87], релятивистской полевой теории [88-90], а также единой теории электрослабых взаимодействий [91-93]. Необходимость учета условий измерения стимулировала развитие теории систем отсчета. В ней структура СТО не анализируется, а принимается за основу анализа . В формализме хронометрических инвариантов [94,95] преобразования систем отсчета образуют подмножество всех допустимых координатных преобразований. Изменение величин, происходящее при преобразованиях за пределами этого подмножества, рассматривается как координатный эффект. Позднее система отсчета выделилась в самостоятельное математическое понятие. Она представляется, например, конгруэнцией мировых линий, полем ортонормированных тетрад [96] или посредством инвариантной тетрады [97]. Сопоставление различных формализмов систем отсчета и обширную библиографию можно найти в [80,97].

Все указанные факты, а их перечень можно легко продолжить, свидетельствуют о высокой степени общности данной системы уравнений и достоверности результатов, получаемых на основе ее решений.

1.3. Обоснование стратегии и путей обобщения теории электромагнитных явлений.

Будем исходить из многолетнего собственного анализа теоретических и экспериментальных данных в электродинамике движущихся сред. Опыт показал, что целесообразно сосредоточить внимание на таких моментах:

- опираться на теоретико-групповой и дифференциально-геометрический анализ полной системы уравнений и ее возможных обобщений;
- идти по пути синтеза ньютоновской и эйнштейновской моделей пространства-времени, классической и квантово-механической теории измерений;
- искать средства решения сформулированных выше проблем;
- глубже проанализировать известные экспериментальные факты и те, которые не объяснимы общепринятой теорией.

С моей точки зрения ситуация выглядит так: длительное время ЭДС базировалась на заведомо ложном предположении, что она является полной физической теорией. В этом ее сила, так как анализ ограничен частью содержательной и полезной информации, в этом ее слабость, так как полученные выводы возведены в ранг абсолютных истин. Поскольку такой шаг действительно сделан, движение по пути абсолютизма ведет научное знание в тупик, что по ряду аспектов мы сейчас и наблюдаем. Ситуация эта на пути познания стандартная, не следует ее драматизировать.

ЛИТЕРАТУРА

1. Максвелл Д.К. Избранные сочинения по теории электромагнитного поля./Под ред. П.С.Кудрявцева. -М.,Гостехиздат,1954, -688с.
2. Лоренц Г.А. Теория электронов и ее применение к явлениям света и теплового излучения./Под ред. Т.П.Кравца.-М.:Госиздат,1956.
3. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля.-М.:Наука, 1967.-Т.2.-460с.

4. Bradley J.. A new apparent motion discovered in the fixed stars; its cause assigued; the velocity and aquable motion of light deduced // Phil.Trans. -1728. -V.35.-P.637-653.
5. Doppler Ch. Uber das ferbige Licht der Doppelsterne und einiger andern Gestirne and Himmels // ABH.Bohm. Ges.-1842. V.2.-S.465.
6. Fizeau H. Sur les hypotheses relatives a l'aether lumineux et sur un experiment qui parit dans interieur //Comp.rend.1851.-V.33.-P. 349-355.
7. Michelson A. The relative motion of the Earth and the luminiterous aether // Amer.J.Phys. -1881.-V.22.-P.120-129.
8. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел. /Собрание научных трудов. -М.: Наука,1966, -Т.1. -С.7.
9. Пуанкаре А. Избранные труды. -М.:Наука,1974.-Т.3.-999с.
10. Минковский Г. Вывод основных уравнений для электромагнитных процессов в движущихся телах с точки зрения теории электронов. // Эйнштейн.сб. 1978-79. -М.:Наука, 1983 С. 64-91.
11. Лоренц Г.А. Старые и новые проблемы физики.-М.:Наука, 1970.-370с.
12. Шутц Б. Геометрические методы математической физики.-М.:Мир, 1972.
13. Мандельштам Л. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике. - М.:Наука, 1972.-432 с.
14. Паули В. Теория относительности.-М.:Наука,1983. -336с.
15. Kohler K.J. Unbestimmte Relativitatstheorie und ihre Konsequenzen // Technica (Sui.). -1979.-B.28.-N 1.-S.7-10.
16. Постников М. Линейная алгебра и дифференциальная геометрия.-М.:Наука,1979. -312 с.
17. Барыкин В.Н. Связь пространственно-временных симметрий и теории измерения в электродинамике.-Минск,1985. -43с./Препринт ИТМО АН БССР N4.
18. Схоутен Я.А. Введение в новые методы дифференциальной геометрии.-М.:Наука. 1956. -320с.
19. Схоутен Я.А. Тензорный анализ для физиков.-М.:Наука. -1965. -456с.
20. Барыкин В.Н. К нелинейной электродинамике сред. -Минск, 1989.-49с. /Препринт ИТМО АН БССР N16.
21. Барыкин В.Н. К электродинамике инерциально движущихся сред.-Минск, 1982. -55с. /Препринт ИТМО АН БССР N1.
22. Post E.J. Formal structure of electromagnetism. - Amsterdam:: Holland, 1962.-204 p.
23. Лихнерович А. Теория связностей в целом и группы голономий. -М.:ИЛ, 1960,-216 с.
24. Шенкфилд Р.С. Эйнштейновский сб. 1967.-М.:Наука, 1967. -С. 57-78.
25. Капусцик Э., Кемпчински Я. О галилеевой массе тел.-Дубна, 1989. -7с./ Препринт Р4-89-399.
26. Buonomano V. A new interpretation of the Special Theory of Relativity // Int.J.Theor.Phys. -1975.-V.13. -N4.-P.213-220.
27. Schlegel R. An Interaction Interpretation of Special Relativity // Found.Phys. 1973.-V.3. -N 2.-P.119.
28. Яноши Л. Дальнейшие соображения о физической интерпретации преобразований Лоренца. // УФН. -1957. -Т.62.-С. 119-181.
29. Угаров В.А. Специальная теория относительности. -М.:Наука, 1969.

30. Барыкин В.Н. К динамике поперечного эффекта Допплера и годичной аберрации света. -Минск, 1989. -10с. / Препринт ИТМО АН БССР N32.
31. Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантовых полей. -М.:Наука, 1976,-480 с.
32. Боголюбов Н.Н., Логунов А.А., Оксак А.И., Тодоров И.П. Общие принципы квантовой теории поля.-М.:Наука, 1987. - 614 с.
33. Фок В.А. Квантовая физика и философские проблемы // Вопросы философии. - 1971. - N3. -С. 46-49.
34. Ландау Л.Д., Пайрлс З. Распространение принципа неопределенности на релятивистскую квантовую теорию. /Собр. сочинений. -М.:Наука, 1969. -Т.1. -С. 56-70.
35. Бор Н. К вопросу об измеримости электромагнитного поля. / Избр.науч.труды.- М.:Наука, 1971. -Т.3.
36. Бройль Л. Соотношение неопределенностей Гейзенберга и вероятностная интерпретация волновой механики. -М.:Мир, 1986. -340с.
37. Devisson K.D., Germer L.H. Diffraction of electrons by a cristal of nikel // Physical Review. -1927.-V.30.-N6.
38. Эйнштейн А. К теории возникновения и поглощения света. /Собр.науч.трудов. -М.:Наука, 1966. -Т.2.-С. 128-133.
39. Вавилов С.Р. Собрание сочинений.-М.: Из-во АН СССР, 1956. -Т.4.-470 с.
40. Compton A.H. A quantum theory of the scattering of X-rays by light elements // Phys.Review. -1923. -V.21.-N5,6- P. 483-502.
41. Малкин И.А., Манько И. Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем. -М.:Наука, 1979. -320 с.
42. Барыкин В.Н. Пространственно-временные симметрии в электродинамике изотропных инерциально движушихся сред /Теоретико-групповые методы в физике. -М.:Наука, 1986.-Т.1.-С. 461-466.
43. Барыкин В.Н. Новые пространственно-временные симметрии в электродинамике сред. // Изв.вузов.Физика. -1986. -N10. -С. 26-30.
44. Барыкин В.Н. О физической дополнительности групп Галилея и Лоренца в электродинамике изотропных инерциально движущихся сред. // Изв.вузов.Физика. -1989. -N9.-С. 57-66.
45. Барыкин В.Н. К электродинамике движущегося разреженного газа. -Минск, 1988. -56с. /Препринт ИТМО АН БССР N16.
46. Франкфурт У.И. Оптика движущихся сред и СТО. /Эйнштсб. 1977. -М.:Наука. 1980 С. 252-325.
47. Тамм И.Е. Кристаллооптика теории относительности в связи с геометрией биквадратных форм. // ЖРХО, серфиз., 1925. -Т.57. -С. 3-4.
48. Mandelstam L I. Electrodynamics of anisotropics Media in Special Theory of Relativity // Math. Annalen. -1925. V.95.-n1.-P.151.
49. Болотовский Б.М., Рухадзе А.А. Поле заряженной частицы в движущейся среде. // ЖЭТФ. -1959. -Т.37. -N5. -С. 1346-1351.
50. Болотовский Б.М., Столяров С.Н. Поля источников излучения в движущихся средах // Эйнштсб. 1978-79.-М.:Наука, 1983. -С.173.
51. Столяров С.Н. Граничные задачи электродинамики движущихся сред. /Эйнштсб. 1975-76. -М.:Наука, 1977. -С. 152-215.
52. Гапонов А.В., Островский Л.А., Рабинович М.И. Одномерные волны в нелинейных системах с дисперсией. //Изв.вузов.Радиофизика. -1970. -Т.13.-N2. -С.163-214.

53. Беккер Р. Электронная теория. - М.-Л.: ОНТИ, 1936. -416 с.
54. Железняков Б.В. Электромагнитные волны в космической плазме. -М.:Наука, 1977. -432 с.
55. Гинзбург В.Л., Рухадзе А.А. Волны в магнитоактивной плазме. -М.:Наука, 1977. -255с.
56. Соколов А.А., Тернов И.М. Релятивистский электрон. -М.:Наука, 1983. - 30 с.
57. Коломенский А.А., Лебедев А.Н. Теория циклических ускорителей. - М.:Физматгиз. -1962.
58. Тернов И.М., Михайлин В.В. Синхротронное излучение: теория и эксперимент. -М.: Энергоатомиздат, 1986. -285 с.
59. Гинзбург В.Л. Теоретическая физика и астрофизика. -М.:Наука, 1987.
60. Гинзбург В.Л., Цытович В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние: некоторые вопросы теории. -М.:Наука, 1984. -360с.
61. Хижняк Н.А. Интегральные уравнения макроскопической электродинамики. -Киев:Навукова думка, 1986. -278 с.
62. Cattaneo O. Sui postulati comuni della cinematica classica e della cinematica relativistica // Atti Acad.Naz. Lincei Land.Cl.Sci.Fis.mat. e natur. -1958.-V.24. -N5.-P.526-532.
63. Matsumoto F. Sur la deduction axiomatique des formules de Transformation de Lorentz // Mem.Coll.Sci.Univ.Kyoto. -1955.-A.29, N1.
64. Bosch J. On the axiomatic foundation of the Special Relativity theory // Mem.Progr.Theor.Phys. -1971.-V.45.-N5.-P.1673-1688.
65. Stingler K. The axiomatic Foundation of Special Relativity // Int.J.Theor.Phys. -1972. -V.5.=N.4-6. -P. 403-419.
66. Gron J., Nicola M. The consistency of the postulates of special Relativity // Found.Phys. -1976.-V.6. -N.6. -P.677-680.
67. Schwartz H.M. On the logical foundation of Special Relativity // Progr.Theor.Phys. -1975. -V.43.-N4.-P.362-364.
68. Chatham R.E. Consistency in Relativity // Found.Phys. -1976.-V.6.-N.6. - P. 681-685.
69. Ueno Y., Takeno H. On the equivalent observers.// Progr.Theor.Phys. -1952. - V.8.-N.3. -P. 291 -301.
70. Ueno Y. On the equivalent observers. // Progr.Theor.Phys. -1953.-V.9.-N.1. -P. 74-80.
71. Ryff L.C.B. On the Notion of Equivalent Moving Frames // Nuovo Cimento. -1975. -V.30B.-N.2.-P. 390-402.
72. Барыкин В.Н. / Физика и техника аэротермооптических методов управления и диагностики лазерного излучения. - Мн.: ИТМО АН БССР, 1981.-С.39-61.
73. Kerner E.H. Extended inertial frames and Lorentz transformation // J.Math.Phys. -1976. -V.17. -N.10 -P. 1797-1807.
74. Gonzales-Gascon. Some remarcs for a broadering of Special Relativity // Scientis (Ital.) -1976. V-V. 70. N.912. P. 653-660.
75. Recami E. An introduction to "extended", "projective" and "conformal" relativities. // Ist.naz.fis.nucl.Rept. -1978. -ΛΕ 6. -49 p.
76. Богословский Г.Ю. О специальной релятивистской теории анизотропного пространства-времени. // ДАН СССР. -1972. -Т. 213. -N5.

77. Болтянский В.Г. Анизотропный релятивизм. // Дифференциальные уравнения. -1974 -Т.10. -N12.-С. 2101 -2110.
78. Болтянский В.Г. Анизотропная теория относительности и оптимизация. // Дифференциальные уравнения. -1979. -Т.15. -N11. -С. 1923-1932.
79. Lorente M. Bases for a discrete Special Relativity // Int.J.Theor.Phys. 1978. -V.15.-N.12. -P. 927-947.
80. Иваницкая О.С. Обобщенные преобразования Лоренца и их применение. -Мн.:Наука и техника, 1969. -228 с.
81. Федоров Ф.И. Группа Лоренца.-М.:Наука, 1979. -384с.
82. Меллер К. Теория относительности. -М.:Атомиздат, 1975. -400с.
83. Эйнштейн А. Уравнения гравитационного поля. / Собр.научн.тр. -М.:Наука, -1965. -Т.1. -С. 448-452.
84. Эйнштейн А. Основы общей теории относительности. /Собр.науч.тр. -М.:Наука, -1965. -Т.1.-С. 452-504.
85. Иваненко Д.Д., Пронин П.И., Сарданашвили Г.А. Калибровочная теория гравитации. -М.:МГУ, 1984. -142 с.
86. Элементарные частицы и компенсирующие поля. /Под ред. Иваненко Д.Д. -М.:Мир, 1964.
87. Славнов А.А., Фадеев Л.Д. Введение в квантовую теорию калибровочных полей. - М.:Наука, 1988. -268 с.
88. Логунов А.А. Лекции по теории относительности и гравитации. -М.:Наука, 1987. -271 с.
89. Логунов А.А., Лоскутов Ю.М., Мествиришвили М.А. Релятивистская теория гравитации и критика СТО. -М.: МГУ, 1987.
90. Денисов В.И., Логунов А.А. Итоги науки и техники. Современные проблемы математики. Новые представления и геометрии пространства-времени и гравитации. -М.:ВИНИТИ, 1982. -Т.21.
91. Weinberg S. Effect of a Neutral Intermediate Boson in semileptonic Processes // Phys.Rev. -1972. -V.5. -P. 1412-1417.
92. Glashow S.L. Harvard Univ.Thesis. -1958. -75 p.
93. Salam A. On a Gauge Theory of Elementary Interactions. -1961.-V.19.- N.1.- P. 165-170.
94. Зельманов А.Л. Хронометрические инварианты и сопутствующие координаты в СТО. / ДАН СССР. -1956. -Т.107. -С. 815-820.
95. Зельманов А.А. Ортометрическая форма монадного формализма и ее отношение к хронометрическим и кинеметрическим инвариантам. // ДАН СССР.-1976.-Т.227-Т1. -С. 78-81.
96. Тредер Г. Теория гравитации и принцип эквивалентности. -М.:Атомиздат. - 1973. 163с.
97. Родичев В.И. Теория относительности в ортогональном репере. -М.:Наука, -1974. 184с.

ЛЕКЦИЯ 2 : К согласованию галилеевской и лорентцовской форминвариантности уравнений электродинамики.

2.1. Новая система уравнений электродинамики, инвариантная относительно группы Галилея.
2.2. Формальное согласование галилеевской и лорентцовской форминвариантности уравнений Максвелла.
2.3. Вывод уравнений для четырехпотенциала.

РЕЗЮМЕ

Рассмотрено дополнение дифференциальных уравнений Максвелла материальными уравнениями, при котором полная система форминвариантна относительно группы Галилея. Проведено сравнение данного варианта с обобщением Герца, а также с общепринятым лорентцинвариантным случаем. Сделан вывод, что они являются частными случаями более общей модели. Выведены обобщенные уравнения для четырехпотенциала.

2.1. Новая система уравнений электродинамики, инвариантная относительно группы Галилея.

Исторически первый вариант галилеевски инвариантной электродинамики был предложен Герцем. Сущность его сводится к дополнению дифференциальных уравнений Максвелла "конвективными членами" вида:

$$rot\,[\vec{D},\vec{u}]\ ,\ \vec{u}\,div\,\vec{D}\ ,\ rot\,[\vec{B},\vec{u}]\ .$$

Тогда

$$rot\vec{H}=\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}+rot\,[\vec{D},\vec{u}]+\vec{u}\,div\vec{D}+\vec{j}^{*}\right\},$$

$$rot\vec{E}=-\frac{1}{c}\left\{\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}+rot\,[\vec{B},\vec{u}]\right\}$$

$$div\,\vec{D}=\rho\ ,\ div\,\vec{B}=0\ .$$

При преобразованиях координат и времени согласно группе Галилея имеем связь компонент скоростей

$$u'_x=u_x-v\ ,\ u'_y=u_y\ ,\ u'_z=u_z\ .$$

Убедимся в инвариантности системы. Рассмотрим уравнение

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t} + \frac{1}{c}\left(\frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z}\right),$$

где

$$M_x = B_y u_z - B_z u_y \ , \ M_y = B_z u_y - B_x u_z \ , \ M_z = B_x u_y - B_y u_x \ .$$

Потребуем, следуя Герцу

$$\vec{E}' = \vec{E} \ , \ \vec{D}' = \vec{D} \ .$$

Поскольку

$$\frac{\partial}{\partial t} = -v\frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t'} \ ,$$

а

$$\frac{\partial M_z}{\partial y} - \frac{\partial M_y}{\partial z} = \frac{\partial M'_z}{\partial y'} - \frac{\partial M'_y}{\partial z'} - v\left(\frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'}\right),$$

получим

$$\frac{\partial E'_z}{\partial y'} - \frac{\partial E'_y}{\partial z'} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B'_x}{\partial t'} + \frac{1}{c}\left(\frac{\partial M'_z}{\partial y'} - \frac{\partial M'_y}{\partial z'}\right) - \frac{v}{c}\left(\frac{\partial B'_x}{\partial x'} + \frac{\partial B'_y}{\partial y'} + \frac{\partial B'_z}{\partial z'}\right).$$

Условие инвариантности $div'\vec{B}' = div\vec{B}$ очевидно. Остальные уравнения анализируются и проверяются аналогично.

Однако следствия теории Галилея вступают в противоречие с известными экспериментальными данными [1]. Основная причина этого в наличии скорости $\vec{u}$, входящей в дифференциальные уравнения электродинамики, которую следует интерпретировать как скорость эфира, полностью увлекаемого телами.

Вторая модель галилеевски инвариантной электродинамики получается, если из физических соображений можно пренебречь в уравнениях Максвелла либо $\partial\vec{H}/\partial t$ либо $\partial\vec{E}/\partial t$. Они называются соответственно "электрическим" и "магнитным" пределами, соответствуют практическим ситуациям и потому позволяют упростить решение некоторых задач. Эти случаи рассмотрены в [2].

Вопрос о галилеевски инвариантной электродинамике сред рассмотрен также в [3]. Суть анализа сводится к рассмотрению уравнений электродинамики движущихся сред в косоугольной системе координат. В частности, в этом случае из материальных уравнений для покоящейся среды при использовании группы Галилея следуют новые материальные уравнения, причем полная система уравнений форминвариантна относительно группы Галилея. Для получения результатов, согласующихся с экспериментом, авторы требуют дополнительного перерасчета полученных решений с учетом симметрии относительно группы Лоренца. Другими словами, материальные уравнения электродинамики вида

$$\vec{D} = \vec{D}\left(\vec{E}, \frac{\vec{u}}{c}\right) , \quad \vec{B} = \vec{B}\left(\vec{H}, \frac{\vec{u}}{c}\right)$$

рассматриваются как формальные связи, не отвечающие реальной экспериментальной ситуации.

Отличие нашей позиции заключается в предположении, что возможно нахождение системы уравнений электродинамики, форминвариантной относительно группы Галилея и что существуют физические ситуации, в которых такая симметрия может быть подтверждена экспериментально [4]. Докажем, что уравнения Максвелла совместно с соотношениями между полями и индукциями

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

где ε, μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, $\vec{u}$ - некоторая скорость движения, форминвариантны относительно группы Галилея. Пусть декартова система координат K' движется вдоль оси OX системы K со скоростью v. Определим соотношения между частными производными и компонентами скорости

$$\frac{\partial}{\partial x'} = \frac{\partial}{\partial x} , \quad \frac{\partial}{\partial y'} = \frac{\partial}{\partial y} , \quad \frac{\partial}{\partial z'} = \frac{\partial}{\partial z} , \quad \frac{\partial}{\partial t} = -v\frac{\partial}{\partial x'} + \frac{\partial}{\partial t'} .$$

Используя преобразования уравнений Максвелла и требуя их инвариантности, имеем условия связи полей и индукций

$$E'_x = E_x , \quad E'_y = E_y - \frac{v}{c}B_z , \quad E'_z = E_z + \frac{v}{c}B_y ,$$

$$B'_x = B_x , \quad B'_y = B_y , \quad B'_z = B_z ,$$

$$H'_x = H_x , \quad H'_y = H_y + \frac{v}{c}D_z , \quad H'_z = H_z - \frac{v}{c}D_y ,$$

$$D'_x = D_x , \quad D'_y = D_y , \quad D'_z = D_z , \quad \rho = \rho$$

Нештрихованные величины выражаются через штрихованные соотношениями, в которых изменены знаки перед скоростью v, именно

$$\vec{B} = \vec{B}' , \quad \vec{D} = \vec{D}' , \quad \vec{E} = \vec{E}' - \left[\frac{\vec{v}}{c}, \vec{B}'\right] , \quad \vec{H} = \vec{H}' + \left[\frac{\vec{v}}{c}, \vec{D}\right]$$

Докажем инвариантность материальных уравнений. Подставим в них полученные соотношения для полей. Получим

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

Доказательство инвариантности полной системы уравнений электродинамики завершено. Рассмотрим вопрос о галилеевски инвариантной формулировке дуально симметричной электродинамики. Как показано в [5], дуально ковариантна система уравнений

$$rot\vec{H} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}_e\right) , \quad rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{j}_g\right) ,$$

$$div\vec{B} = \rho_g , \quad div\vec{D} = \rho_e ,$$

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} + \gamma\vec{H} , \quad \vec{B} = \mu\vec{H} + \gamma\vec{E} ,$$

где ρ_e , ρ_g - плотности электрического и магнитного зарядов, $\vec{j}_e$, $\vec{j}_g$ - плотности соответствующих токов. Величина γ выражается через электрический e и магнитный g заряды соотношением

$$\gamma = (\varepsilon - \mu)\frac{e}{g} - g^2 .$$

Для записи материальных уравнений в галилеевски инвариантном виде сначала преобразуем их. Имеем

$$\vec{D} = (\varepsilon - \frac{\gamma^2}{\mu})\vec{E} + \frac{\gamma}{\mu}\vec{B} , \quad \vec{B} = (\varepsilon - \frac{\gamma^2}{\mu})\vec{H} + \frac{\gamma}{\mu}\vec{D} .$$

Используя результаты предыдущего анализа, запишем их в галилеевски инвариантном виде

$$\vec{D} = (\varepsilon - \frac{\gamma^2}{\mu})\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right]\right) + \frac{\gamma}{\mu}\vec{B} ,$$

$$\vec{B} = (\mu - \frac{\gamma^2}{\varepsilon})\left(\vec{H} + \left[\vec{D}, \frac{\vec{u}}{c}\right]\right) + \frac{\gamma}{\varepsilon}\vec{D} .$$

При $\vec{u} = 0$ получим соответствующие выражения для покоящейся среды. Используя связь полей и индукций, подставим их в уравнения Максвелла. Тогда

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} , \quad div\vec{B} = 0 ,$$

$$rot\vec{B} + rot\left\{\left[\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right]\right]\frac{\vec{u}}{c}\right\} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right] + \vec{j} ,$$

$$div\vec{E} + div\left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right] = \rho .$$

Полученная система аналогична уравнениям для электромагнитного поля в среде, "поляризация" $\vec{P}$ и "намагниченность" $\vec{M}$ которой задаются выражениями

$$\vec{P} = \left[\frac{\vec{u}}{c}, \vec{B}\right], \quad \vec{M} = \left[\left(\vec{E} + \vec{P}\right), \frac{\vec{u}}{c}\right],$$

Выведем уравнения для потенциалов в галилеевски инвариантной электродинамике. Введем их по обычной схеме

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi, \quad \vec{B} = \nabla \times \vec{A}.$$

Тогда одна пара уравнений Максвелла удовлетворяется тождественно, а из другой

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho.$$

в сочетании с материальными уравнениями следует уравнения для $\vec{A}$, φ. Воспользуемся выведенными материальными уравнениями. Тогда

$$\nabla \times \frac{\vec{B}}{\mu} - \nabla \times \left(\vec{D} \times \frac{\vec{u}}{c}\right) = 4\frac{\pi}{c}\vec{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \vec{D} = 4\pi\rho.$$

Согласно формулам векторного исчисления

$$\nabla \times \left(\vec{D} \times \frac{\vec{u}}{c}\right) = \left(\frac{\vec{u}}{c} \cdot \nabla\right)\vec{D} - \frac{\vec{u}}{c}\left(\nabla \cdot \vec{D}\right) = \left(\frac{\vec{u}}{c} \cdot \nabla\right)\vec{D} - \frac{\vec{u}}{c}4\pi\rho,$$

$$\nabla \cdot \left(\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}\right) = -\frac{\vec{u}}{c} \cdot \nabla \times \vec{B}.$$

Отсюда

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c}\mu\left(\vec{j} - \vec{u}\rho\right) + \frac{\mu\varepsilon}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla\right)\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}\right]\right),$$

$$\nabla \cdot \vec{E} - \frac{\vec{u}}{c}\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{\varepsilon}\rho.$$

Запишем выражение

$$\vec{K} = \frac{\mu\varepsilon}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla\right)\left(\vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}\right]\right),$$

через потенциалы $\vec{A}$ и φ. Имеем

$$\vec{K} = -\frac{\mu\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla\right)^2 \vec{A} - \frac{\mu\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla\right)\nabla\left(c\varphi - \vec{u}\vec{A}\right).$$

Сгруппируем члены. Для потенциала $\vec{A}$ получим

$$\nabla(\nabla\cdot\vec{A})-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)(\vec{u}\vec{A}-c\varphi)-\nabla^2\vec{A}+\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)^2\vec{A}=$$
$$=\frac{4\pi\mu}{c}(\vec{j}-\vec{u}\rho)\ .$$

Из другого уравнения имеем

$$\nabla\cdot\vec{E}-\frac{\vec{u}}{c}\left[4\frac{\pi}{c}\mu(\vec{j}-\vec{u}\rho)+\frac{\mu}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{D}\right]=\frac{4\pi}{\varepsilon}\rho\ .$$

Поскольку $(\vec{u}\cdot\nabla)\vec{D}=\nabla(\vec{u}\vec{D})-\vec{u}\times(\nabla\times\vec{D})$,то

$$\frac{\varepsilon}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)\left[-\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)\varphi-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}(\vec{u}\vec{A}-c\varphi)\right]=\frac{\vec{u}}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)\vec{D}\ .$$

Следовательно

$$\nabla\cdot\left(-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{A}}{\partial t}-\nabla\varphi\right)+\frac{\mu\varepsilon}{c^2}\left[\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)^2\varphi+\frac{1}{c}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)\frac{\partial}{\partial t}(\vec{u}\vec{A}-c\varphi)\right]=$$
$$=\frac{4\pi\mu}{c}\left(\frac{c\rho}{\varepsilon\mu}+\frac{\vec{u}}{c^2}\vec{j}-\frac{cu^2}{c^2}\rho\right)\ .$$

Преобразовав, получим

$$-\left\{\nabla^2-\frac{\mu\varepsilon}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)^2\right\}\varphi+\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla\cdot\vec{A}-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)(\vec{u}\vec{A}-c\varphi)\right)=$$

$$=\frac{4\pi\mu}{c}\left(\frac{c\rho}{\varepsilon\mu}+\frac{\vec{u}}{c}\vec{j}-c\rho\frac{u^2}{c^2}\right)\ .$$

Выберем калибровочное условие

$$\nabla\cdot\vec{A}-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)(\vec{u}\vec{A}-c\varphi)=0\ .$$

Тогда искомые уравнения примут вид

$$\left\{\nabla^2-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)^2\right\}\vec{A}=-\frac{4\pi\mu}{c}(\vec{j}-\vec{u}\rho)\ ,$$

$$\left\{\nabla^2-\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\cdot\nabla\right)^2\right\}\varphi=-\frac{4\pi\mu}{c}\left(\frac{c\rho}{\varepsilon\mu}+\frac{\vec{u}}{c}\vec{j}-c\rho\frac{u^2}{c^2}\right)\ .$$

Для свободного электромагнитного поля в вакууме имеем

$$\left\{\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2 \vec{A}\right\} = 0 ,$$

$$\left\{\nabla^2 - \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)^2 \varphi\right\} = 0 ,$$

$$\nabla\cdot\vec{A} - \frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\cdot\nabla\right)\left(\vec{u}\vec{A} - c\varphi\right) = 0 . \qquad (2.1)$$

Изучим некоторые следствия этой системы. Рассмотрим, как распространяется электромагнитное поле согласно уравнениям для $\vec{A}$, φ. Ищем решение уравнений в виде плоской волны. Тогда

$$\vec{A} = \vec{A}_0 \exp\left\{i(\omega t - \vec{k}\,\vec{r})\right\} , \quad \varphi = \varphi_0 \exp\left\{i(\omega t - \vec{k}\,\vec{r})\right\} .$$

Подставим его в (2.1). Получим дисперсионное уравнение

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = \left(1 - \frac{\vec{u}}{c}\frac{c\vec{k}}{\omega}\right)^2 . \qquad (2.2)$$

Из него имеем выражения для фазовой и групповой скоростей

$$\vec{v}_\varphi = \vec{c}\left(1 + \vec{s}\,\frac{\vec{u}}{c}\right) , \quad \vec{v}_g = c\frac{\vec{k}}{k} + \vec{u} . \qquad (2.3)$$

Эти выводы согласуются с преобразованиями Галилея, если под скоростью $\vec{u}$ понимать скорость движения источника в вакууме. Для решения уравнений (2.1) с источниками найдем функцию Грина. В инерциально движущейся среде без дисперсии ее вид определяется выражением

$$G_0(\vec{r},t) = 8\pi^2\mu\int \frac{J_0(k_\rho,\rho)\exp\left[i(k_z z - \omega t)\right] k_\rho\, dk_\rho\, dk_z\, d\omega}{k_\rho^2 - \varepsilon\mu\frac{\omega^2}{c^2} + 2\varepsilon\mu\beta\omega\frac{k_z}{c} + (1-\varepsilon\mu\beta^2)k_z^2} .$$

Здесь ось OZ направлена по скорости $\vec{u}$, J_0 - функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Проведя необходимые вычисления, получим

$$G_0(\vec{r},t) = 16\pi^4\mu\left(\rho^2 + \overset{*}{x}{}^2\right)^{-1/2}\delta\left(t - \frac{1}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}\left(\rho^2 + \overset{*}{x}{}^2\right)^{1/2}\right) ,$$

где

$$\overset{*}{x} = z - ut .$$

Функция Грина для $u<c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ отлична от нуля на поверхности, уравнением которой в фиксированный момент времени является

$$t=\frac{1}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}\ [\rho^2+(z-ut)^2]^{1/2}\ .$$

Это эллипсоид вращения, ось симметрии которого совпадает со скоростью движения среды. Полуоси эллипса равны

$$a=ct/\sqrt{\varepsilon\mu}\ ,\ b=ct/\sqrt{\varepsilon\mu}\ .$$

Положение центра эллипсоида определяется выражением

$$z_o=ut\ .$$

Следовательно, центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, перемещается со скоростью

$$\vec{u}_o=\vec{u}\ .$$

Если отождествить $\vec{u}_0$ со скоростью движения источника в вакууме, получим результат, что поверхность, несущая сигнал, представляет собой сферу, центр которой все время совпадает с положением источника, движущегося инерциально.

Так может быть формально построена система уравнений электродинамики вакуума, решения которой дают зависимость скорости света в вакууме от скорости источника.

2.2. Формальное согласование галилеевской и лорентцовской инвариантности уравнений Максвелла.

Сравним между собой две системы уравнений электродинамики, инвариантные относительно групп Галилея и Лорентца соответственно [6,7]. Конечно, для такого сравнения нужны глубокие физические причины, но на данной стадии они не видны и будут раскрыты позже. Сейчас задача состоит в выяснении возможности согласования различных симметрий, а также структуры и симметрийных свойств такой системы уравнений.

Различие систем обусловлено, согласно принятому подходу, структурой материальных уравнений. Очевидно, что возможна единообразная запись двух ситуаций, если рассмотреть материальные уравнения, зависящие от параметра w. Пусть

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

$$\vec{B}+w\left[\vec{E},\frac{\vec{u}}{c}\right]=\mu\left(\vec{H}+\left[\vec{D},\frac{\vec{u}}{c}\right]\right)\ . \qquad (2.4)$$

При w=0 имеем систему уравнений, инвариантную относительно группы Галилея, при w=1 - относительно группы Лоренца. Запишем по аналогии единообразно также преобразования координат и времени в виде

$$x' = \gamma(x - vt),\ y' = y,\ z' = z,\ t' = \gamma\left(t - \frac{xv}{c^2}w\right),\ \gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}w\right)^{-1/2}. \qquad (2.5)$$

Они известны как преобразования Игнатовского-Франка-Ротта. При w=0 имеем группу Галилея, при w =1 - группу Лоренца. Покажем, что система уравнений Максвелла, рассматриваемая совместно с материальными уравнениями (2.4) для фиксированного w инвариантна относительно преобразований (2.5). Соотношения между частными производными следуют из (2.5):

$$\frac{\partial}{\partial x} = \gamma\frac{\partial}{\partial x'} - \gamma\frac{vw}{c^2}\frac{\partial}{\partial t'},\ \frac{\partial}{\partial y} = \frac{\partial}{\partial y'},\ \frac{\partial}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z'},\ \frac{\partial}{\partial t} = -v\gamma\frac{\partial}{\partial x'} + \gamma\frac{\partial}{\partial t'},$$

$$u'_x = \frac{u_x - v}{1 - u_x\frac{vw}{c^2}},\ u'_y = \frac{u_y}{\gamma\left(1 - u_x\frac{vw}{c^2}\right)},\ u'_z = \frac{u_z}{\gamma\left(1 - u_x\frac{vw}{c^2}\right)},$$

где

$$\gamma = (1 - wu^2/c^2)^{-1/2}.$$

Дадим прямое доказательство инвариантности уравнений, базирующееся на пересчете уравнений из одной системы координат в другую. Одна группа уравнений Максвелла в декартовых координатах такова :

$$\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_y}{\partial t},$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{1}{c}\frac{\partial B_z}{\partial t},$$

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} + \frac{\partial B_y}{\partial y} + \frac{\partial B_z}{\partial z} = 0.$$

Используя преобразования производных, имеем:

$$\gamma\frac{\partial B_x}{\partial x'} = v\gamma\frac{w}{c^2}\frac{\partial B_x}{\partial t'} - \frac{\partial B_y}{\partial y'} - \frac{\partial B_z}{\partial z'}.$$

Аналогично

$$-\frac{1}{c}\frac{\partial B\xi}{\partial t}=-\gamma\frac{1}{c}\frac{\partial B\xi}{\partial t'}+\gamma\frac{v}{c}\frac{\partial B\xi}{\partial x'}\ ,$$

где ξ принимает значения x,y,z . Получим

$$\frac{\partial}{\partial y'}\left[\gamma\left(E_z+\frac{v}{c}B_y\right)\right]-\frac{\partial}{\partial z'}\left[\gamma\left(E_y-\frac{v}{c}B_z\right)\right]=-\frac{1}{c}\frac{\partial B_x}{\partial t'}\ ,$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial z'}-\frac{\partial}{\partial x'}\left[\gamma\left(E_z+\frac{v}{c}B_y\right)\right]=-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t'}\left[\gamma\left(B_y+\frac{v}{c}wE_z\right)\right]\ ,$$

$$\frac{\partial}{\partial x'}\left[\gamma\left(E_y-\frac{v}{c}B_z\right)\right]-\frac{\partial E_x}{\partial y'}=-\frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t'}\left[\gamma\left(B_z-\frac{v}{c}wE_y\right)\right]\ .$$

Выведенные уравнения совпадут по виду с начальными, если

$$E'_x=E_x\ ,\ E'_y=\gamma\left(E_y-\frac{v}{c}B_z\right)\ ,\ E'_z=\gamma\left(E_z+\frac{v}{c}B_y\right)\ ,$$

$$B'_x=B_x\ ,\ B'_y=\gamma\left(B_y+\frac{v}{c}wE_z\right)\ ,\ B'_z=\gamma\left(B_z-\frac{v}{c}wE_y\right)\ .$$

Выражения для нештрихованных компонент через штрихованные отличаются знаком перед скоростью:

$$E_x=E'_x\ ,\ E_y=\gamma\left(E'_y+\frac{v}{c}B'_z\right)\ ,\ E_z=\gamma\left(E'_z-\frac{v}{c}B'_y\right),$$

$$B_x=B'_x\ ,\ B_y=\gamma\left(B'_y-\frac{v}{c}wE'_z\right),\ B_z=\gamma\left(B'_z+\frac{v}{c}wE'_y\right)\ .$$

Используя их, получим

$$\gamma\left(\frac{\partial B'_x}{\partial x'}+\frac{\partial B'_y}{\partial y'}+\frac{\partial B'_z}{\partial z'}\right)-\gamma\frac{v}{c}w\left(\frac{1}{c}\frac{\partial B'_x}{\partial t'}+\frac{\partial E'_z}{\partial y'}-\frac{\partial E'_z}{\partial z'}\right)=0\ .$$

Поскольку

$$\frac{1}{c}\frac{\partial B'_x}{\partial t'}+\frac{\partial E'_z}{\partial y'}-\frac{\partial E'_y}{\partial z'}=0\ ,$$

а $\gamma\neq 0$, имеем

$$\frac{\partial B'_x}{\partial x'}+\frac{\partial B'_y}{\partial y'}+\frac{\partial B'_z}{\partial z'}=0\ .$$

Доказательство инвариантности первой группы уравнений Максвелла выполнено.

Рассмотрим вторую пару уравнений Максвелла. В декартовых координатах она имеет вид :

$$\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} = \frac{1}{c}\rho u_x + \frac{1}{c}\frac{\partial D_x}{\partial t} ,$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{1}{c}\rho u_y + \frac{1}{c}\frac{\partial D_y}{\partial t} ,$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} = \frac{1}{c}\rho u_z + \frac{1}{c}\frac{\partial D_z}{\partial t} ,$$

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = \rho .$$

Из преобразования частных производных имеем

$$\gamma\frac{\partial D_x}{\partial x'} = v\gamma\frac{w}{c^2}\frac{\partial D_x}{\partial t'} - \frac{\partial D_y}{\partial y'} - \frac{\partial D_z}{\partial z'} + \rho .$$

Для других компонент производные по времени равны

$$\frac{1}{c}\frac{\partial D\xi}{\partial t} = \frac{\gamma}{c}\frac{\partial D\xi}{\partial t'} - v\frac{\gamma}{c}\frac{\partial D\xi}{\partial x'} ,$$

где ξ принимает значения x,y,z. Из указанных соотношений следует связь

$$\frac{\partial}{\partial y'}\left[\gamma\left(H_z - \frac{v}{c}D_y\right)\right] - \frac{\partial}{\partial z'}\left[\gamma\left(H_y + \frac{v}{c}D_z\right)\right] = \frac{1}{c}\rho(u_x - v)\gamma + \frac{1}{c}\frac{\partial D_x}{\partial t'} ,$$

$$\frac{\partial H_x}{\partial z'} - \frac{\partial}{\partial x'}\left[\gamma\left(H_z - \frac{v}{c}D_y\right)\right] = \frac{1}{c}\rho u_y + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t'}\left[\gamma\left(D_y - \frac{v}{c}wH_z\right)\right] ,$$

$$\frac{\partial}{\partial x'}\left[\gamma\left(H_y + \frac{v}{c}D_z\right)\right] - \frac{\partial H_x}{\partial y'} = \frac{1}{c}\rho u_z + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t'}\left[\gamma\left(D_z + \frac{v}{c}wH_y\right)\right] .$$

Выберем соотношения между компонентами полей

$$D'_x = D_x , \quad D'_y = \gamma\left(D_y - \frac{v}{c}wH_z\right) , \quad D'_z = \gamma\left(D_z + \frac{v}{c}wH_y\right) ,$$

$$H'_x = H_x , \quad H'_y = \gamma\left(H_y + \frac{v}{c}D_z\right) , \quad H'_z = \gamma\left(H_z - \frac{v}{c}D_y\right) .$$

Для штрихованных величин имеем

$$D_x = D'_x\,,\ D_y = \gamma\left(D'_y + \frac{v}{c}wH'_z\right),\ D_z = \gamma\left(D'_z - \frac{v}{c}wH'_y\right),$$

$$H_x = H'_x\,,\ H_y = \gamma\left(H'_y - \frac{v}{c}D'_z\right),\ H_z = \gamma\left(H'_z + \frac{v}{c}D'_y\right).$$

Найдем условия, при которых инвариантно выражение для $div\vec{\mathbf{D}} = \rho$.

$$\gamma\left(\frac{\partial D'_x}{\partial x'} + \frac{\partial D'_y}{\partial y'} + \frac{\partial D'_z}{\partial z'}\right) + \gamma\frac{v}{c}w\left(\frac{\partial H'_z}{\partial y'} - \frac{\partial H'_y}{\partial z'} - \frac{1}{c}\frac{\partial D'_x}{\partial t'}\right) = \rho\,.$$

Поскольку

$$\frac{\partial H'_z}{\partial y'} - \frac{\partial H'_y}{\partial z'} - \frac{1}{c}\frac{\partial D'_x}{\partial t} = \frac{1}{c}\gamma\rho\,(u_x - v)\,,$$

то

$$\frac{\partial D'_x}{\partial x'} + \frac{\partial D'_y}{\partial y'} + \frac{\partial D'_z}{\partial z'} = \gamma\rho\left(1 - \frac{u_x v}{c^2}w\right) = \rho'\,.$$

Тогда, используя связь компонент скоростей, получим

$$\frac{1}{c}\rho\gamma\,(u_x - v) = \frac{1}{c}\rho'u'_x\,,$$

$$\frac{1}{c}\rho\,u_y = \frac{1}{c}\rho'u'_y,\ \frac{1}{c}\rho\,u_z = \frac{1}{c}\rho'u'_z\,.$$

Вторая пара уравнений Максвелла запишется в виде

$$\frac{\partial H'_z}{\partial y'} - \frac{\partial H'_y}{\partial z'} = \frac{1}{c}\rho'u'_x + \frac{1}{c}\frac{\partial D'_x}{\partial t'}\,,$$

$$\frac{\partial H'_x}{\partial z'} - \frac{\partial H'_z}{\partial x'} = \frac{1}{c}\rho'u'_y + \frac{1}{c}\frac{\partial D'_y}{\partial t'}\,,$$

$$\frac{\partial H'_y}{\partial x'} - \frac{\partial H'_x}{\partial y'} = \frac{1}{c}\rho'u'_z + \frac{1}{c}\frac{\partial D'_z}{\partial t'}\,.$$

Доказательство инвариантности второй группы уравнений Максвелла завершено. Рассмотрим теперь вопрос об инвариантности материальных уравнений. Нетрудно видеть, что они удовлетворяют условиям симметрии

$$\vec{\mathbf{D}} \to \vec{\mathbf{B}},\ \vec{\mathbf{E}} \to \vec{\mathbf{H}},\ \vec{\mathbf{H}} \to \vec{\mathbf{E}},\ \vec{\mathbf{D}} \to \vec{\mathbf{D}},\ \varepsilon \to \mu,\ \mu \to \varepsilon\,.$$

Аналогичным условиям удовлетворяют преобразования для полей. Это позволяет ограничить анализ инвариантности рассмотрением одного векторного уравнения. Пусть в системе координат K'

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

Следствием его является

$$\mu(\vec{H}', \vec{u}) = (\vec{B}', \vec{u}) ,$$

где $\vec{u}$ - скорость движения среды в K'. Проведем необходимые преобразования, используя соотношения между компонентами полей

$$\mu\left[H_x + \left(D_y\frac{u_z}{c} - D_z\frac{u_y}{c}\right) - \frac{vw}{c^2}(H_x u_x + H_y u_y + H_z u_z)\right] =$$

$$= B_x + w\left(E_y\frac{u_z}{c} - E_z\frac{u_y}{c}\right) - \frac{vw}{c^2}(B_x u_x + B_y u_y + B_z u_z) ,$$

$$\mu\left[\left(H_x u_x + H_y u_y + H_z u_z\right) - v\left(H_x + D_y\frac{u_z}{c} - D_z\frac{u_y}{c}\right)\right] =$$

$$= (B_x u_x + B_y u_y + B_z u_z) - v\left[B_x + w\left(E_y\frac{u_z}{c} - E_z\frac{u_y}{c}\right)\right] .$$

Из совместного решения этих уравнений следует, что

$$\mu\left(H_x + D_y\frac{u_z}{c} - D_z\frac{u_y}{c}\right) = B_x + w\left(E_y\frac{u_z}{c} - E_z\frac{u_y}{c}\right) ,$$

$$\mu(H_x u_x + H_y u_y + H_z u_z) = B_x u_x + B_y u_y + B_z u_z .$$

Рассмотрим y - компоненту:

$$\mu\left[H'_y + \left(D'_z\frac{u'_x}{c} - D'_x\frac{u'_z}{c}\right)\right] = B'_y + w\left(E'_z\frac{u'_x}{c} - E'_x\frac{u'_z}{c}\right) .$$

После преобразований легко убедиться в их инвариантности. Для остальных компонент выкладки аналогичны.

На основе проведенного анализа мы приходим к выводу, что предложенная формальная связь полей и индукций обеспечивает согласование галилеевской и лоренцовской инвариантности уравнений электродинамики. Изменение значения w в интервале от 0 до 1 ведет к изменению группы инвариантности уравнений электродинамики. Заметим, что корректный вывод об инвариантности уравнений Максвелла относительно преобразований (2.5) можно сделать на основе следующих формальных преобразований:

$$rot\vec{E} = -\frac{\sqrt{w}\,\partial}{c\,\partial t}\left(\frac{\vec{B}}{\sqrt{w}}\right),\ div\left(\frac{\vec{B}}{\sqrt{w}}\right) = 0\ ,$$

$$rot\vec{H} = \frac{\sqrt{w}}{c}\frac{\rho}{\sqrt{w}}\vec{u} + \frac{\sqrt{w}\,\partial}{c\,\partial t}\left(\frac{\vec{D}}{\sqrt{w}}\right),\ div\left(\frac{\vec{D}}{\sqrt{w}}\right) = \frac{\rho}{\sqrt{w}}\ .$$

Эти уравнения изоморфны уравнениям Максвелла в их обычном виде при замене

$$\tilde{c} = \frac{c}{\sqrt{w}}\ ,\ \vec{\tilde{H}} = \vec{H}\ ,\ \vec{\tilde{B}} = \frac{\vec{B}}{\sqrt{w}}\ ,\ \vec{\tilde{D}} = \frac{\vec{D}}{\sqrt{w}}\ ,\ \vec{\tilde{E}} = \vec{E}\ .$$

Преобразования координат (2.5) изоморфны преобразованиям Лоренца при замене $\tilde{c} = c/\sqrt{w}$. Из инвариантности уравнений Максвелла относительно преобразований Лоренца следует их инвариантность относительно (2.5) для фиксированного w . Полная система полевых уравнений для величин с тильдами должна быть дополнена материальными уравнениями

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

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

Переходом к выражению без тильд убеждаемся в необходимости выбора проницаемостей таким образом

$$\tilde{\varepsilon} = \frac{\varepsilon}{\sqrt{w}}\ ,\ \tilde{\mu} = \frac{\mu}{\sqrt{w}}\ .$$

Взаимосвязь полей в K и K' получается из соответствующих формул лоренц-инвариантного случая. Например, выражения

$$\tilde{H}'_y = \tilde{\gamma}\left(\tilde{H}_y + \frac{v}{\tilde{c}}\tilde{D}_z\right)\ ,\ \tilde{B}'_y = \tilde{\gamma}\left(\tilde{B}_y + \frac{v}{\tilde{c}}\tilde{E}_z\right)$$

переходят в установленные нами

$$H_y = \gamma\left(H_y + \frac{v}{c}D_z\right)\ ,\ B'_y = \gamma\left(B_y + \frac{v}{c}wE_z\right)\ .$$

Приведем формулы, определяющие соотношения полей для случая движения систем с произвольной скоростью, согласующейся с преобразованиями координат

$$\vec{E} = \gamma \vec{E}' + \frac{\vec{v}}{v^2}\left(\vec{v}\cdot\vec{E}'\right)(1-\gamma) - \frac{\gamma}{c}\left(\vec{v}\times\vec{B}'\right),$$

$$\vec{B} = \gamma \vec{B}' + \frac{\vec{v}}{v^2}\left(\vec{v}\cdot\vec{B}'\right)(1-\gamma) + \frac{\gamma}{c} w \left(\vec{v}\times\vec{E}'\right),$$

$$\vec{H} = \gamma \vec{H}' + \frac{\vec{v}}{v^2}\left(\vec{v}\cdot\vec{H}'\right)(1-\gamma) + \frac{\gamma}{c}\left(\vec{v}\times\vec{D}'\right),$$

$$\vec{D} = \gamma \vec{D}' + \frac{\vec{v}}{v^2}\left(\vec{v}\cdot\vec{D}'\right)(1-\gamma) - \frac{\gamma}{c} w \left(\vec{v}\times\vec{H}'\right). \qquad (2.6)$$

Преобразования полей, как будет показано ниже, являются частным случаем преобразования тензоров F_{mn} и H^{ik}, которые обычно сопоставляют электромагнитному полю.

2.3. Вывод уравнений для четырехпотенциала.

Образуем, как это обычно делается, из полей и индукций электромагнитного поля два тензора F_{mn} и H^{ik}:

$$F_{mn} = \begin{pmatrix} 0 & B_z & -B_y & -iE_x \\ -B_z & 0 & B_x & -iE_y \\ B_y & -B_x & 0 & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{pmatrix}, \quad H^{ik} = \begin{pmatrix} 0 & H_z & -H_y & -iD_x \\ -H_z & 0 & H_x & -iD_y \\ H_y & -H_x & 0 & -iD_z \\ iD_x & iD_y & iD_z & 0 \end{pmatrix}.$$

Уравнения Максвелла запишутся через них в виде

$$\partial_k H^{ik} = I^i, \quad \partial_{[k} F_{mn]} = 0,$$

где $I_x, I_y, I_z, ic\rho$ - четырехмерный вектор тока; $x^1=x, x^2=y, x^3=z, x^0=ict$ - четырехмерные координаты.

Покажем, что выведенные преобразования полей и индукций удовлетворяют тензорному правилу преобразования. Запишем (2.5) в виде

$$x^{k'} = a^{k'}_m x^m.$$

Если F_{mn} преобразуется как тензор, то

$$F_{mn} = a^{m'}_m a^{n'}_n F_{m'n'}.$$

Рассмотрим, например, компоненту F_{12}. Имеем

$$F_{12} = B_z = a^{k'}_{1} a^{l'}_{2} F_{k'l'} = \gamma \left(B'_z + \frac{v}{c} w E'_y \right) ,$$

что совпадает с выведенным соотношением. Для тензора $H^{i'k'}$ имеем

$$H^{i'k'} = a^{i'}_{m} a^{k'}_{n} H^{mn} .$$

Для компоненты

$$H^{1'2'} = H'_z = a^{1'}_{m} a^{2'}_{n} H^{mn} = \gamma \left(H_z - \frac{v}{c} D_y \right)$$

и для других аналогично получим соотношения вида (2.6).

Запишем взаимосвязь полей и индукций через введенные тензоры. Общего способа перехода от векторных уравнений к тензорным нет и потому предложим следующий вариант. Введем вспомогательную метрику (для фиксированного w)

$$P_{kn} = diag(-w, -w, -w, -1) .$$

Определим четырехскорости

$$u^k = dx^k / dp \ , \ u^n = p_{nk} u^k \ ,$$

где

$$dp^2 = p_{kn} dx^k dx^n .$$

Система уравнений (2.4) запишется в виде

$$H^{12}u^0 + H^{20}u^1 + H^{01}u^2 = -\frac{1}{\mu} \left(F_{12}u_0 + F_{20}u_1 + F_{01}u_2 \right) ,$$

$$H^{13}u^0 + H^{30}u^1 + H^{01}u^3 = -\frac{1}{\mu} \left(F_{13}u_0 + F_{30}u_1 + F_{01}u_3 \right) ,$$

$$H^{23}u^0 + H^{30}u^2 + H^{02}u^3 = -\frac{1}{\mu} \left(F_{23}u_0 + F_{30}u_2 + F_{02}u_3 \right) ,$$

$$H^{12}u_2 + H^{13}u_3 + H^{10}u_0 = -\varepsilon \left(F_{12}u^2 + F_{13}u^3 + F_{10}u^0 \right) ,$$

$$H^{21}u_1 + H^{23}u_3 + H^{20}u_0 = -\varepsilon \left(F_{21}u^1 + F_{23}u^3 + F_{20}u^0 \right) ,$$

$$H^{31}u_1 + H^{32}u_2 + H^{30}u_0 = -\varepsilon \left(F_{31}u^1 + F_{32}u^2 + F_{30}u^0 \right) . \qquad (2.7)$$

Определим четырехпотенциал A_l (l=0,1,2,3)

$$F_{lm} = \frac{\partial A_m}{\partial x^l} - \frac{\partial A_l}{\partial x^m} .$$

Заметим, что следствия использованной связи таковы

$$H^{12}u^3 + H^{23}u^1 + H^{31}u^2 = -\frac{1}{\mu w}\left(F_{12}u_3 + F_{23}u_1 + F_{31}u_2\right) ,$$

$$H^{01}u_1 + H^{02}u_2 + H^{03}u_3 = -\varepsilon\mu\left(F_{01}u^1 + F_{02}u^2 + F_{03}u^3\right) .$$

Выразим компоненты H^{12} через F_{mn}. Имеем

$$H^{12} = \frac{1}{\mu}\left[F_{12} + (\varepsilon\mu - w)\left(F_{l1}u^l u^2 + F_{2l}u^l u^1\right)\right] .$$

Аналогичное по структуре уравнение получается для компонент H^{13}, H^{23}. Выразим H^{10} из системы уравнений (2.7). Имеем

$$H^{10} = \frac{1}{\mu}\left[w F_{10} + (\varepsilon\mu - w)\left(F_{l1}u^l u^0 + w F_{0l}u^l u^1\right)\right] .$$

Для других компонент, содержащих индекс 0, выражения аналогичны. Введем тензор $\Theta^{ij} = diag(1,1,1.w)$. Полученные взаимосвязи запишутся уравнениями

$$H^{ik} = \frac{1}{\mu}\left\{\Theta^{im}\Theta^{kn}F_{mn} + (\varepsilon\mu - w)\left(\Theta^{im}F_{lm}u^l u^k + \Theta^{kn}F_{nl}u^l u^i\right)\right\} .$$

После преобразования имеем

$$H^{ik} = \frac{1}{\mu}\left\{\Theta^{im}\Theta^{kn}F_{mn} + (\varepsilon\mu - w)\left(\Theta^{im}F_{lm}u^l u^k - \frac{1}{\varepsilon}H^{kl}u_l u^i\right)\right\} .$$

Примем предположение, что u^i и Θ^{im} не зависят от координат. Введем

$$v^i = j^i - \frac{\varepsilon\mu - w}{\varepsilon}j^l u_l u^i .$$

Тогда, используя введенные обозначения, получим

$$\left[\Theta^{im}\Theta^{kn}\frac{\partial}{\partial x^k}\frac{\partial}{\partial x^n} - (\varepsilon\mu - w)\left(u_k\frac{\partial}{\partial x^k}\right)^2\Theta^{im}\right]A_m -$$

$$-\frac{\partial}{\partial x^m}\left[\Theta^{im}\Theta^{kn}\frac{\partial A_n}{\partial x^k} - (\varepsilon\mu - w)\Theta^{im}\frac{\partial A_l}{\partial x^k}u^l u^k\right] = \mu v^i .$$

Выберем условие калибровки

$$\Theta^{kn}\frac{\partial A_n}{\partial x^k} - (\varepsilon\mu - w)\frac{\partial A_l}{\partial x^k}u^l u^k = 0 \ .$$

Уравнение для потенциалов примет вид

$$\left[\Theta^{im}\Theta^{kn}\frac{\partial}{\partial x^k}\frac{\partial}{\partial x^n} - (\varepsilon\mu - w)\left(u^k\frac{\partial}{\partial x^k}\right)^2\Theta^{im}\right]A_m = \mu v^i \ .$$

Выберем $A_0 = 0$ и ограничимся случаем, когда $v^i = 0$. Для векторного потенциала имеем уравнение

$$\left\{(\Delta - \frac{w}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}) - \frac{\varepsilon\mu - w}{c^2\left(1 - w\frac{u^2}{c^2}\right)}\left[\left(\mathbf{u},\nabla\right) + \frac{\partial}{\partial t}\right]^2\vec{\mathbf{A}}\right\} = 0 \ . \tag{1.8}$$

и условие калибровки

$$div\,\vec{\mathbf{A}} - \frac{\varepsilon\mu - w}{c^2\left(1 - w\frac{u^2}{c^2}\right)}\left[(\vec{\mathbf{u}},\nabla) + \frac{\partial}{\partial t}\right]\left(\vec{\mathbf{u}}\,\vec{\mathbf{A}}\right) = 0 \ . \tag{1.9}$$

Проведем вывод уравнений для векторного потенциала другим путем: получим дисперсионное уравнение из уравнений Максвелла непосредственно, переходя к фурье-компонентам и используя взаимосвязь полей и индукций. Уравнения Максвелла в фурье-компонентах в отсутствие токов и зарядов

$$\vec{\mathbf{D}} = -\left[\frac{c\vec{\mathbf{k}}}{\omega},\vec{\mathbf{H}}\right] \ , \ \vec{\mathbf{B}} = \left[\frac{c\vec{\mathbf{k}}}{\omega},\vec{\mathbf{E}}\right] \ , \ \left(\vec{\mathbf{k}}\,\vec{\mathbf{B}}\right) = 0 \ , \ \left(\vec{\mathbf{k}}\,\vec{\mathbf{D}}\right) = 0 \ . \tag{1.10}$$

Ограничимся частным случаем E-поляризации. Рассмотрим монохроматическую волну с составляющими полей и индукций:

$$\vec{\mathbf{E}} = E\vec{\mathbf{e}}_y \ , \ \vec{\mathbf{H}} = H_x\vec{\mathbf{e}}_x + H_z\vec{\mathbf{e}}_z \ , \ \vec{\mathbf{D}} = D_y\vec{\mathbf{e}}_y \ ,$$

$$\vec{\mathbf{B}} = B_x\vec{\mathbf{e}}_x + B_z\vec{\mathbf{e}}_z \ , \ D_x = D_z = H_y = B_y = 0 \ .$$

Выразим из (2.4) взаимосвязь пары $(\vec{\mathbf{H}},\vec{\mathbf{D}})$ от $(\vec{\mathbf{E}},\vec{\mathbf{B}})$:

$$\vec{\mathbf{H}} = \frac{\vec{\mathbf{B}}}{\mu} + \frac{\varepsilon\mu - w}{\mu}\Gamma^2\left\{-\beta^2\vec{\mathbf{B}} + \vec{\beta}\left(\vec{\beta}\vec{\mathbf{B}}\right) + \left[\vec{\beta}\vec{\mathbf{E}}\right]\right\} \ ,$$

$$\vec{\mathbf{D}} = \varepsilon\vec{\mathbf{E}} + \frac{\varepsilon\mu - w}{\mu}\Gamma^2\left\{w\beta^2\vec{\mathbf{E}} - w\vec{\beta}\left(\vec{\beta}\vec{\mathbf{E}}\right) + \left[\vec{\beta}\vec{\mathbf{B}}\right]\right\} \ ,$$

где $\Gamma^2 = (1 - u^2\,w/c^2)^{-1}$.

С учетом (2.10) получим

$$H_x = \frac{\Gamma^2}{\mu}\left\{\varepsilon\mu\beta\left(\beta\frac{ck_z}{\omega}-1\right)+\left(w\beta-\frac{ck_z}{\omega}\right)\right\}E\ ,$$

$$H_z = \frac{ck_x}{\mu\omega}E\ ,$$

$$D_y = \frac{\Gamma_2}{\mu}\left\{\varepsilon\mu\left(1-\beta\frac{ck_z}{\omega}\right)+\beta w\left(\frac{ck_z}{\omega}-\beta w\right)\right\}E\ .$$

Из уравнения $\vec{B} = [c\vec{k}/\omega,\vec{E}]$ следует

$$B_x = -\frac{ck_z}{\omega}E\ ,\ B_z = \frac{ck_x}{\omega}E\ .$$

Поскольку $\vec{k} = k_x\vec{e} + k_y\vec{e}$, то

$$(\vec{k}\vec{B}) = 0\ ,\ (\vec{k}\vec{D}) = 0\ .$$

Проверим справедливость последнего уравнения. Так как

$$\vec{D} = -\left[\frac{c\vec{k}}{\omega},\vec{H}\right]\ ,$$

то

$$D_y = \frac{ck_x}{\omega}H_z - \frac{ck_z}{\omega}H_x\ .$$

Используя (2.10), найдем, что

$$\frac{c^2k^2}{\omega^2} = w + \Gamma^2\left\{(\varepsilon\mu - w)\left(1-\beta\frac{c\vec{k}}{\omega}\right)^2\right\}\ . \qquad (2.11)$$

Нетрудно видеть. что использование решения вида $\vec{A} = \vec{A}_0\exp i(\omega t - \vec{k}\vec{r})$ дает из уравнения (2.8) дисперсионное соотношение (2.11).

ЛИТЕРАТУРА

1. Мандельштам Л. Лекции по оптике, теории относительности и квантовой механике.- М.: Наука 1972. -438 с.

2. Levy-Leblond M. Nonrelativistic Particles and Wave Equations // Comm.Math.Phys. -1967. -V.6.-P.286 -311.

3. Миллер М.А., Сорокин Ю.М., Степанов Н.С. Ковариантность уравнений Максвелла и сопоставление электродинамических систем // УФН. -1977.- Т.122.-N3.-С. 525 - 539.

4.Барыкин В.Н. К вопросу о галилеевски инвариантной формулировке электродинамики //Весці АН БССР.-1985.-N4.-С. 110 -114.
5. Сердюков А.Н., Стражев В.И. О дуально симметричной формулировке макроскопической электродинамики // Изв.вузов.Физика.-1980. -N6. -С. 33-37.
6. Барыкин В.Н. К электродинамике инерциально движущихся сред. - Минск, 1982. -55с. / Препринт ИТМО АН БССР, N1.
7. Барыкин В.Н. О физической дополнительности групп Галилея и Лоренца в электродинамике изотропных инерциально движущихся сред. // Изв.вузов.Физика.-1989. -N9. -С. 57 -61.

ЛЕКЦИЯ 3 : Мои исходные предпосылки для обобщения теории электромагнитных явлений.

3.1. О неоднозначности тензора Тамма-Мандельштама в электродинамике инерциально движущихся, изотропных в системе покоя сред.
3.2. Канонический вид локальной четырехметрики и физические следствия его анализа.
3.3. К вопросу о функции Грина в электродинамике.
3.4. Двухтензорность как общее свойство электромагнитного поля.
3.5. Фазовая и групповая скорости в обобщенной электродинамике.

РЕЗЮМЕ

Показано, что тензор Тамма-Мандельштама, задающий общую взаимосвязь полей и индукций в электродинамике, определяется по материальным уравнениям в покоящейся среде с точностью до скалярной функции. Установлена математическая причина такой неоднозначности, вытекающая из теоремы о канонической четырехметрике псевдоевклидова многообразия. Проведено согласование полученных выражений с предложенным ранее обобщением материальных уравнений электродинамики. Указана одна из возможностей последовательного рассмотрения электромагнитного поля как двухтензорной структуры во всех физических ситуациях. Проанализирован вопрос о функции Грина, а также о фазовой и групповой скорости поля при однопараметрическом скалярном обобщении материальных уравнений электродинамики.

3.1. О неоднозначности тензора Тамма-Мандельштама в электродинамике движущихся изотропных в системе покоя сред.

Рассмотрим изотропную инерциально движущуюся среду. Пусть ε, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости, $\vec{u}$ - скорость движения среды. Получим материальные уравнения для этого случая, требуя, чтобы в покоящейся среде они имели вид:

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E}\ ,\ \vec{H} = \frac{1}{\mu}\vec{B}\ ,$$

где $\vec{E}, \vec{H}$ - напряженности электрического и магнитного полей, $\vec{D}, \vec{B}$ - индукции электрического и магнитного полей. В качестве отправной точки анализа используем известное в лоренцинвариантной теории выражение для тензора Тамма-Мандельштама ε^{ikmn}, с помощью которого записываются материальные уравнения электродинамики

$$H^{ik} = \varepsilon^{ikmn} F_{mn}\ .$$

Тензор ε^{ikmn} в этом случае имеет вид $\varepsilon^{ikmn} = \Omega^{im}\Omega^{kn}$, где

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} [\eta^{im} + (\varepsilon\mu - 1)u^i u^m] \ .$$

Входящие в Ω^{im} величины определены следующим образом

$$d\eta^2 = \eta_{im} dx^i dx^m \ , \ u^i = dx^i / d\eta \ ,$$

а тензор η^{im} в галилеевских координатах $(\vec{r}, ict)$ имеет вид единичной матрицы, причем

$$\eta_{im}\eta^{mj} = \delta_i^j \ .$$

Постулируем существование тензора $\theta^{im} \neq \eta^{im}$ и рассмотрим из соображений простоты случай алгебраической зависимости Ω^{im} от θ^{im} и четырехскоростей [1] $u^i = dx^i / d\theta$

$$\Omega^{im} = \Omega^{im}(\theta^{im}, u^i, u^m, \varepsilon, \mu) \ .$$

Пусть

$$\Theta_{ik}\Theta^{kj} = \delta_i^j \ , \ d\Theta^2 = \Theta_{ik} dx^i dx^k \ .$$

Имеем

$$\Omega^{im} = \alpha(\Theta^{im} + \beta u^i u^m) \ ,$$

где α, β - скалярные функции. Определим $\alpha, \beta, \theta^{im}$. Условие $\vec{H} = \vec{B}/\mu$ накладывает ограничения :

$$\Omega^{11}\Omega^{21} = A_1 \ , \ \Omega^{22}\Omega^{12} = B_1 \ , \ \Omega^{20}\Omega^{10} = C_1 \ , \ \Omega^{23}\Omega^{13} = D_1 \ ,$$

$$\Omega^{11}\Omega^{22} - \Omega^{21}\Omega^{12} = M \neq 0 \ , \ \Omega^{21}\Omega^{13} - \Omega^{23}\Omega^{11} = 0 \ ,$$

$$\Omega^{21}\Omega^{10} - \Omega^{20}\Omega^{11} = 0 \ , \ \Omega^{22}\Omega^{10} - \Omega^{20}\Omega^{12} = 0 \ ,$$

$$\Omega^{22}\Omega^{13} - \Omega^{23}\Omega^{12} = 0 \ , \ \Omega^{23}\Omega^{10} - \Omega^{20}\Omega^{13} = 0 \ ,$$

$$\Omega^{11}\Omega^{31} = A_2 \ , \ \Omega^{12}\Omega^{32} = B_2 \ , \ \Omega^{10}\Omega^{30} = C_2 \ , \ \Omega^{13}\Omega^{33} = D_2 \ ,$$

$$\Omega^{11}\Omega^{32} - \Omega^{12}\Omega^{31} = 0 \ , \ \Omega^{11}\Omega^{22} - \Omega^{13}\Omega^{31} = M \neq 0 \ ,$$

$$\Omega^{11}\Omega^{30} - \Omega^{10}\Omega^{31} = 0 \ , \ \Omega^{12}\Omega^{30} - \Omega^{10}\Omega^{32} = 0 \ ,$$

$$\Omega^{12}\Omega^{33} - \Omega^{13}\Omega^{32} = 0 \ , \ \Omega^{13}\Omega^{30} - \Omega^{10}\Omega^{33} = 0 \ ,$$

$$\Omega^{21}\Omega^{31} = A_3 \ , \ \Omega^{22}\Omega^{32} = B_3 \ , \ \Omega^{20}\Omega^{30} = C_3 \ , \ \Omega^{23}\Omega^{33} = D_3 \ ,$$

$$\Omega^{21}\Omega^{32} - \Omega^{22}\Omega^{31} = 0 \ , \ \Omega^{21}\Omega^{33} - \Omega^{23}\Omega^{31} = 0 \ ,$$

$$\Omega^{21}\Omega^{30} - \Omega^{20}\Omega^{31} = 0 \ , \ \Omega^{22}\Omega^{30} - \Omega^{20}\Omega^{32} = 0 \ ,$$

$$\Omega^{22}\Omega^{33} - \Omega^{23}\Omega^{32} = M \neq 0 \ , \ \Omega^{23}\Omega^{30} - \Omega^{20}\Omega^{33} = 0 \ .$$

Нетрудно доказать, что диагональные члены Ω^{il} не могут обращаться в ноль. Учитывая это, имеем условия

$$\Omega^{11}\Omega^{22} = \Omega^{22}\Omega^{33} = \Omega^{11}\Omega^{33} = M \neq 0 \ .$$

Из них следует, что

$$\Omega^{11} = \Omega^{22} = \Omega^{33} = \sqrt{M} \ .$$

Используя связи других компонент тензора и условие $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$,получим

$$\Omega^{01}=\Omega^{02}=\Omega^{03}=0 \ , \ \Omega^{00}=R(x, y, z, t) \ .$$

Тензор θ^{ij} определится функциями

$$\theta^{11}=\theta^{22}=\theta^{33}=A(x,y,z,t) \ , \ \theta^{00}=B(x,y,z,t) \ , \ \theta^{ij}=0 \ , \ i\neq j \ .$$

Следовательно $\alpha=1/\sqrt{\mu}A$. Поскольку $u^0=\sqrt{B}$, из равенства $\vec{D}=\varepsilon\vec{E}$ находим

$$\beta = \varepsilon\mu\frac{A}{B} - 1 \ .$$

Обозначим

$$\frac{B(x,y,z,t)}{A(x,y,z,t)} = w \ .$$

Тензор Ω^{im} в явном виде запишется так

$$\Omega^{im} = \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[g^{im} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)u^i u^m\right] \ , \qquad (3.1)$$

где $g^{im} = diag(1,1,1w)$, а четырехскорости определены по dg . т.е. $dg^2=g_{im}dx^i dx^m$. Заметим, что (3.1) не имеет особенностей при w=0, так как

$u^i \sim \sqrt{w}$. Найдем тензор, обратный Ω^{im}, требуя, чтобы $\Omega_{im}\Omega^{mj}=\delta_i^j$. Ищем его в виде $\Omega_{in}=\sqrt{\mu}(g_{in}+f(\overset{*}{\chi})u_iu_n)$. Тогда

$$\Omega_{in} = \sqrt{\mu}\left(g_{in} - u_iu_n\overset{*}{\kappa}\frac{1}{1+\overset{*}{\kappa}}\right) ,$$

где $\overset{*}{\kappa} = \varepsilon\frac{\mu}{w} - 1$.

Итак, мы показали, что тензор Тамма-Мандельштама определяется по материальным уравнениям в покоящейся среде с точностью до скалярной функции w. Полученное выражение при w = 1 совпадает с известным в лорентцинвариантной теории. При других значениях w получим те выражения, которые следуют из формальной связи галилеевскиинвариантной и лорентцинвариантной теорий. Покажем это. Рассмотрим

$$g^{ij} = diag(1,1,1,w) \quad \text{и} \quad g_{ij} = diag(1,1,1,\frac{1}{w}) .$$

Тогда

$$dg = \frac{icdt}{\sqrt{w}}\left(1 - wu^2/c^2\right)^{1/2} , \quad u^k = \frac{dx^k}{dg} = \frac{\sqrt{w}}{ic}\frac{dx^k}{dt}\frac{1}{\left(1-wu^2/c^2\right)^{1/2}} .$$

Введем $u_n=g_{nm}u^m$. Материальные уравнения (2.5) запишутся так

$$H^{ik}u_k = \frac{\varepsilon}{w}g^{ij}F_{jk}u^k ,$$

$$H^{ik}u^l + H^{kl}u^i + H^{li}u^k = \frac{1}{\mu}g^{ij}g^{km}g^{ln}\left(F_{jm}u_n + F_{mn}u_j + F_{nj}u_m\right) .$$

Умножим второе равенство на u_l и просуммируем по l. Поскольку

$$u^ku_k=1 ,$$

то

$$H^{ik} + H^{kl}u_lu^i + H^{li}u_lu^k = \frac{1}{\mu}g^{ij}g^{kn}F_{jm}u_ng^{ln}u_l +$$

$$+\frac{1}{\mu}g^{ij}g^{km}F_{mn}g^{ln}u_lu_j + \frac{1}{\mu}g^{ij}g^{km}F_{nj}u_mg^{ln}u_l .$$

Отсюда

$$H^{ik} = \frac{1}{\mu}g^{ij}g^{km}F_{jm} + \frac{1}{\mu}F_{mn}g^{km}u^nu^i + \frac{1}{\mu}F_{nj}g^{ij}u^ku^n -$$

$$-\frac{\varepsilon}{w}g^{km}F_{mn}u^n u^i - \frac{\varepsilon}{w}g^{ij}F_{nj}u^n u^k = \frac{1}{\mu}\left\{g^{im}g^{kn}F_{mn} + \right.$$

$$\left.\left(1-\frac{\varepsilon\mu}{w}\right)g^{kn}F_{ml}u^l u^i + \left(1-\frac{\varepsilon\mu}{w}\right)g^{im}F_{nm}u^n u^k\right\} .$$

Следовательно

$$H^{ik}=\frac{1}{\mu}\left[g^{ij}g^{kn}F_{mn}+\left(\frac{\varepsilon\mu}{w}-1\right)\left(g^{kn}F_{nm}u^m u^i+g^{im}F_{nm}u^n u^k\right)\right] .$$

Или в иной форме

$$H^{ik}=\frac{1}{\mu}\left\{\left[g^{im}+\left(\frac{\varepsilon\mu}{w}-1\right)u^i u^m\right]\left[g^{kn}+\left(\frac{\varepsilon\mu}{w}-1\right)u^k u^n\right]\right\}F_{mn} .$$

Тензор ε^{ikmn} должен иметь симметрийные свойства, обусловленные антисимметричностью H^{ik} и F_{mn}:

$$\varepsilon^{ikmn} = -\varepsilon^{iknm} = -\varepsilon^{kimn} .$$

Простой проверкой легко убедиться, что этими свойствами при согласовании со структурой материальных уравнений обладает выражение

$$\varepsilon^{ikmn} = 0.5\left(\Omega^{im}\Omega^{kn} - \Omega^{in}\Omega^{km}\right) .$$

Такой вид имеет тензор кривизны риманова пространства постоянной кривизны. Естественно предположить, что в случае, когда наряду с метрикой задана и связность, материальные уравнения приобретут вид:

$$F_{mn} = \left(r_{mnik} + R_{mnik}\right)H^{ik} ,$$

где

$$R_{mnik} = \Omega_{mp}\left(\partial_k\Gamma^p_{nl} - \partial_l\Gamma^p_{nk} + \Gamma^p_{rk}\Gamma^r_{nl} - \Gamma^p_{rl}\Gamma^r_{nk}\right) .$$

Пусть w, u^k, g^{im} не зависят от координат. Получим

$$\left[g^{im}g^{kn}\frac{\partial}{\partial x^k}\frac{\partial}{\partial x^n} - (\varepsilon\mu - w)\left(u^k\frac{\partial}{\partial x^k}\right)^2 g^{im}\right]A_m +$$

$$+\frac{\partial}{\partial x^m}\left[g^{im}g^{kn}\frac{\partial A_n}{\partial x^k} - (\varepsilon\mu - w)g^{im}\frac{\partial A_l}{\partial x^k}u^l u^k\right] = -\mu j^i .$$

Выберем условие калибровки

$$g^{kn}\frac{\partial A_n}{\partial x^k}-(\varepsilon\mu-w)\frac{\partial Al}{\partial x^k}u^l u^k=0\ .$$

Уравнения для потенциалов запишутся так

$$\left[g^{kn}\frac{\partial}{\partial x^k}\frac{\partial}{\partial x^n}-(\varepsilon\mu-w)\left(u^k\frac{\partial}{\partial x^k}\right)^2\right]A_m=-\mu v^l g_{lm}\ .$$

В случае $A_0=0$, $I^l=0$ из них следуют выведенные ранее уравнения. Обнаруженная неоднозначность материальных уравнений и зависимость от параметра w группы пространственно-временных преобразований не является случайной и, как будет показано ниже, имеет под собой глубокие математические и физические причины.

3.2. Канонический вид локальной четырехметрики и физические следствия его анализа.

В качестве локального касательного многообразия будем рассматривать пространство V_4, в котором задан симметричный билинейный Q - функционал. Используя теорему Лагранжа, преобразуем его к виду в ортогональном базисе $\vec{e}_1$, $\vec{e}_2$, $\vec{e}_3$, $\vec{e}_4$ для которого

$$Q(\vec{e}_i,\vec{e}_j)=0,\ i\neq j\ .$$

В псевдоевклидовом пространстве он не может быть ортонормированным, так как возможен вектор $\vec{x}\neq 0$, для которого $Q=0$. В ортогональном базисе функционал имеет нормальный вид

$$Q_H(x)=\lambda_1\left(x^1\right)^2+\lambda_2\left(x^2\right)^2+\lambda_3\left(x^3\right)^2+\lambda_0\left(x^0\right)^2\ .$$

Переход от произвольной формы к обратной осуществляется преобразованием координат, задаваемым невырожденной матрицей C, причем

$$Q_H=C^TQC\ ,$$

где C^T- транспонированная матрица. Указанное условие означает, что формы Q и Q_H связаны отношением эквивалентности. Дальнейшее упрощение функционала проведем на основе преобразований, которые не меняют элемент объема в V_4. Нормальной форме функционала соответствует невырожденная метрика вида

$$g_{ik}=diag(\lambda_1,\lambda_2,\lambda_3,\lambda_0)\ .$$

Ее определитель равен $\delta = \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3 \lambda_0$. Для реперов базиса

$$(\vec{e}_1\vec{e}_1) = \lambda_1 \ , \ (\vec{e}_2\vec{e}_2) = \lambda_2 \ , \ (\vec{e}_3\vec{e}_3) = \lambda_3 \ , \ (\vec{e}_0\vec{e}_0) = \lambda_0 \ .$$

проведем преобразования вида

$$(\vec{e}_1, \vec{e}_2 \cdots \vec{e}_n) = \left(k\vec{e}_1, \frac{\vec{e}_2}{k} \cdots \vec{e}_n\right) \ .$$

Ортонормируем репер $\vec{e}_1$

$$\left(\frac{\vec{e}_1}{\sqrt{\lambda_1}} \frac{\vec{e}_1}{\sqrt{\lambda_1}}\right) = 1 \ , \ (\vec{e}_2\vec{e}_2) = \lambda_2 \ , \ (\vec{e}_3\vec{e}_3) = \lambda_3 \ , \ (\vec{e}_0\vec{e}_0) = \lambda_0 \lambda_1 \ .$$

Аналогично изменим реперы $(\vec{e}_2, \vec{e}_3)$. Матрица g_{ik} приобретет вид

$$\hat{g}_{ik} = diag(1,1,1, \lambda_0 \lambda_1 \lambda_2 \lambda_3) \ .$$

Следовательно, при канонизации нормального вида билинейного функционала в V_4 элементарными преобразованиями вид локальной четырехметрики определен с точностью до константы [2].

Покажем, как значение указанной константы можно связать с пространственно-временными преобразованиями и почему их нельзя корректно привести к виду метрики Минковского. Рассмотрим в галилеевских координатах реперы

$$(\vec{e}^{\,1}\vec{e}^{\,1}) = (\vec{e}^{\,2}\vec{e}^{\,2}) = (\vec{e}^{\,3}\vec{e}^{\,3}) = 1 \ , \ (\vec{e}^{\,0}\vec{e}^{\,0}) = w \ , \ (\vec{e}^{\,i}\vec{e}^{\,j}) = 0 \ , \ i \neq j \ .$$

Потребуем взаимосвязи

$$\vec{e}^{\,0} = A_1^{0'}\vec{e}^{\,1'} + A_0^{0'}\vec{e}^{\,0'} \ .$$

Установим ее вид, требуя ортогональности и нормированности реперов. Имеем

$$A_1^{0'}A_1^{1'} + wA_0^{0'}A_0^{1'} = 0 \ ,$$

$$\left(A_1^{0'}\right)^2 + \left(A_0^{0'}\right)^2 w = w \ ,$$

$$\left(A_1^{1'}\right)^2 + w\left(A_0^{1'}\right)^2 = 1 \ .$$

Обозначим $A_1^{1'} = a$. Для $A_1^{0'} = -\frac{1}{a} w A_0^{0'}A_0^{1'}$, получим

$$\left[\frac{(A_0^{1'})^2}{a^2} w + 1\right](A_0^{0'})^2 = 1 \ , \ \left(A_0^{1'}\right)^2 w = 1 - a^2 \ .$$

Отсюда

$$A_0^{0'} = \pm a \ , \ A_1^{0'} = \pm \sqrt{w}\left(1-a^2\right)^{1/2} \ , \ A_0^{1'} = \pm \left(1-a^2\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{w}} \ .$$

Для взаимосвязи дифференциалов координат соотношения запишутся так

$$dx^0 = \pm \sqrt{w}(1-a^2)^{1/2} dx' \pm a dx^{0'} \ , \ dx = a dx' \pm \frac{1}{\sqrt{w}} (1-a^2)^{1/2} dx^{0'} \ .$$

Потребуем, чтобы покоящаяся в системе координат точка двигалась инерциально со скоростью v . Тогда

$$\left(\frac{dx'}{dt'}\right)_{dx=0} = v \ ,$$

$$\frac{dx'}{dx^{0'}} = \pm (1-a^2)^{1/2}/a\sqrt{w} = v/ic \ .$$

Отсюда

$$a = \pm (1 - w v^2/c^2)^{-1/2} \ , \ (1-a)^2 = iw \frac{v^2}{c^2}(1 - wv^2/c^2)^{-1} \ .$$

В иной форме взаимосвязь дифференциалов совпадает с рассматриваемой раньше структурой глобальных преобразований координат

$$dx^0 = \left(\pm iw\frac{v}{c}dx' \pm dx^{0'}\right)\left(1 - wv^2/c^2\right)^{-1/2} \ ,$$

$$dx = \left(dx' \pm i\frac{v}{c}dx^{0'}\right)\left(1 - wv^2/c^2\right)^{-1/2} \ .$$

Заметим, что вывод можно корректно провести и для w = 0. Покажем, что невозможно "убрать" множитель w из преобразований координат и это обстоятельство связано с необходимостью корректно переопределить скорость в преобразованиях. Действительно, пусть

$$\tilde{x} = x \ , \ \tilde{y} = y \ , \ \tilde{z} = z \ , \ \tilde{t} = t\, w^{-1/2} \ , \ \tilde{c} = c\, w^{1/2} \ , \ \tilde{v} = v\, w^{1/2}$$

и потому преобразования (2.4) своего вида не меняют.

3.3. К вопросу о функции Грина в электродинамике.

Для решения ряда задач в электродинамике необходимо знать функцию Грина системы уравнений, описывающей изменение векторного $\vec{A}$ и скалярного φ потенциала. Выведем ее в случае, когда

$$\left\{(\Delta-\frac{w}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2})-\frac{\kappa\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\nabla\right)^2\right\}\vec{A}=-\frac{4\pi\mu}{c}\left\{\vec{j}+\frac{\kappa\Gamma^2}{w+\kappa}\frac{\vec{u}}{c^2}(w\vec{u}\,\vec{j}-c^2\rho)\right\},$$

$$\left\{(\Delta-\frac{w}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2})-\frac{\kappa\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\nabla\right)^2\right\}\varphi=-\frac{4\pi\mu}{cw}\left\{c\rho+\frac{\kappa\Gamma^2}{w+\kappa}\frac{1}{c}(w\vec{u}\,\vec{j}-c^2\rho)\right\}.$$

Здесь $\kappa=\varepsilon\mu-w$, $\Gamma^2=(1-w\beta^2)^{-1}$. Условие калибровки имеет вид

$$\left(div\vec{A}+\frac{w}{c}\frac{\partial\rho}{\partial t}\right)-\frac{\kappa\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}\nabla\right)\left(\vec{u}\vec{A}-c\varphi\right)=0.$$

Будем считать, что среда не обладает дисперсией и скорость среды направлена по оси Z. Выберем цилиндрическую систему координат. Следуя [3], получим

$$G0(\vec{r},t)=8\pi^2\mu\int\frac{J0(k_\rho\rho)\exp\,[i(k_z z-\omega t)]\,k_\rho\,dk_\rho dk_z\,d\omega}{k_\rho^2+\frac{w^2\beta^2-\varepsilon\mu}{1-wu^2/c^2}\frac{\omega^2}{c^2}+2\frac{\varepsilon\mu-w}{1-wu^2/c^2}\beta\frac{w}{c}k_z+\frac{1-\varepsilon\mu\beta^2}{1-wu^2/c^2}k_z^2},$$

где $J0(k_\rho\rho)$ - функция Бесселя первого рода нулевого порядка. Проведем интегрирование по k_ρ, воспользовавшись формулой

$$\int_0^\infty J0(k_\rho,\rho)k_\rho\,dk_\rho/(k_\rho^2+a^2)=K0(a\rho),$$

где $K0(a\rho)$ - функция Макдональда. Имеем

$$G0(\vec{r},t)=8\pi^2\mu\int K0\,(\,\Gamma\rho((w^2\beta^2-\varepsilon\mu)\omega^2/c^2+2(\varepsilon\mu-w)\beta\frac{\omega}{c}k_z+(1-\varepsilon\mu\beta^2)k_z^2)^{1/2}\times$$

$$\times\exp[i(k_z z-\omega t)]\,)\,dk_z d\omega.$$

Введем новую переменную

$$\omega'=\omega-\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-w^2\beta^2}\beta ck_z.$$

Учтем, что

$$\int_{+\infty}^{-\infty}e^{ik_z\zeta}H_0^{(1)}\left(r\left(a^2-k_z^2\right)^{1/2}\right)dk_z=-2i\frac{\exp(ia(r^2+\zeta^2)^{1/2})}{(r^2+\zeta^2)^{1/2}}.$$

Проинтегрируем $G0(\vec{r},t)$ по k_z:

$$G0(\vec{r},t) = 8\pi^3\mu\left[\rho^2\frac{\varepsilon\mu(1-w\beta^2)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2} + \left(z-\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}ut\right)^2\right]^{-1/2}\times$$

$$\times\int_{-\infty}^{+\infty}d\omega'\exp\left\{-i\omega'\left[t-\frac{(\varepsilon\mu-\beta^2w^2)c^{-1}}{(1-w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}\left(\rho^2\frac{\varepsilon\mu(1-w\beta^2)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}+\left(z-\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}ut\right)^2\right)^{-1/2}\right]\right\},$$

а затем по ω'. Окончательное выражение для функции Грина имеет вид

$$G0(\vec{r},t) = 16\pi^4\mu\,(r^2+\zeta^2)^{-1/2}\,\delta\left(t-\frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}{(1-w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}(r^2+\zeta^2)^{1/2}\right). \qquad (3.2)$$

Проанализируем (3.2). При β=0 имеем функцию Грина для покоящегося источника в среде без дисперсии

$$G0(\vec{r},t)|_{\vec{u}=0} = 16\pi^4\mu\frac{1}{R}\delta\left(t-\frac{R\sqrt{\varepsilon\mu}}{c}\right),$$

где $R=(\rho^2+z^2)^{1/2}$ - расстояние от источника до точки наблюдения. Функция Грина отлична от нуля на поверхности, уравнением которой в каждый фиксированный момент времени является

$$t = \frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}{(1-w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}\left(\rho^2\frac{\varepsilon\mu(1-w\beta^2)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}+\left(z-\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}ut\right)^2\right)^{1/2}.$$

Это эллипсоид вращения, ось симметрии которого совпадает со скоростью движения среды. Положение центра определится соотношением

$$z0 = \frac{ut(\varepsilon\mu-w)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}.$$

Следовательно, центр поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля, перемещается со скоростью

$$u0 = u\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}.$$

Полуоси эллипсоида равны

$$a = ct\left(\frac{1-w\beta^2}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}\right)^{1/2},\quad b = ct\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}(1-w\beta^2)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}.$$

Заметим, что отсюда следует принципиально иное поведение полей в случае лоренцинвариантной теории и в случае галилеевски инвариантной. В

первом случае в вакууме $\varepsilon\mu=1$ и $w=1$. Тогда центр возмущения покоится относительно той точки, из которой вышло первоначальное возмущение. В случае $\varepsilon\mu=1$ и $w=0$ центр возмущения движется со скоростью, равной первоначальной скорости движения источника. Это наводит на мысль, что лоренцинвариантная теория сохраняет в вакууме следы эфира.

3.4. Двухтензорность как общее свойство электромагнитного поля.

Электромагнитное поле в среде традиционно рассматривается как двухтензорное. Поля $\vec{E}$, $\vec{B}$ объединены в тензор F_{mn} , поля $\vec{H},\vec{D}$ - в тензор H^{ik} . Их связь между собой задается через тензор четвертого ранга, имеющий для изотропной инерциально движущейся среды вид $H^{ik}=\Omega^{im}\Omega^{kn}F_{mn}$

$$r^{ikmn}=\Omega^{im}\Omega^{kn}\ ,\ \Omega^{im}=\frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[\eta^{im}+(\varepsilon\mu-1)u^{i}u^{m}\right]\ ,$$

$$\eta^{im}=diag(1,1,1,1)\ ,\ u^{k}=dx^{k}/d\eta\ .$$

Иначе обстоит дело в случае вакуума. Взаимосвязь полей и индукций, установленная для покоящихся источников $\vec{H}=\vec{B}$, $\vec{D}=\vec{E}$ считается справедливой в общем случае. Такое условие согласуется с выбором частного вида тензора четвертого ранга. Так как $\varepsilon\mu=1$, получим

$$H^{ik}=\eta^{im}\eta^{kn}F_{mn}\ .$$

Это соотношение означает, что в пространстве Минковского электромагнитное поле описывается одним тензором, является однотензорным.

Такое различие в описании полей в вакууме и в среде представляется искусственным, так как разделяет поля в зависимости от условий распространения на два принципиально различных класса. С математической точки зрения такая ситуация возможна, с физической кажется неестественной [4].

Использование в качестве материальных уравнений (2.4) приводит к изменению ситуации. Действительно, так как локальная четырехметрика определена с точностью до скалярной функции w , а также из-за наличия в материальных уравнениях множителя $(\varepsilon\mu-w)$ перед четырехскоростями, для всех случаев с $w\neq1$, в вакууме электромагнитное поле также описывается как двухтензорное. Это обстоятельство позволяет предположить, что имеет место принцип сохранения тензорности полей: количество тензоров, которыми описывается физическое явление, не зависит от ситуации или условий ее реализации.

Покажем, что представление о двухтензорности электромагнитного поля в вакууме не вступает в противоречие с теорией поляризации и намагниченности среды. В электродинамике сплошных сред

$$\vec{D}=\vec{E}+\vec{P}\ ,\ \vec{H}=\vec{B}-\vec{M}\ , \qquad (3.3)$$

где $\vec{M}$, $\vec{P}$ - векторы намагничения и поляризации среды. Подставим (3.3) в уравнения Максвелла для среды. Введем плотности индуцированных зарядов и токов.

$$\rho = div\vec{P} \ , \ \vec{j} = -\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} - c \cdot rot\vec{M} \ .$$

Получим систему уравнений вакуумного вида

$$div\vec{E} = \rho_0 - \rho \ , \ rot\vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{1}{c}(\vec{j}_0 - \vec{j}) \ ,$$

$$div\vec{B} = 0 \ , \ rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \ , \qquad (3.4)$$

где ρ_0 , $\vec{j}_0$ - свободные заряды и токи. Систему для наведенных зарядов и токов можно записать так:

$$\partial_k P^{ik} = S^i \ . \qquad (3.5)$$

Поскольку вакуум, по определению, не содержит вещества, принято считать, что

$$\vec{P}=0 \ , \ \vec{M}=0 \ .$$

Однако указанные условия не являются строгими. С одной стороны, уравнения (3.5) имеют смысл и допускают возможность ненулевых решений в отсутствие индуцированных токов и зарядов. С другой стороны, упускается из вида то обстоятельство, что поляризация и намагниченность проявляются через дополнительное к $\vec{E}$ и $\vec{B}$ воздействие поля на заряд или ток. Такое взаимодействие может быть обусловлено, в частности, инерцией поля, учетом конвективной слагаемой. В частности, для $\vec{u} \neq 0$, $w=0$ имеем

$$\vec{D} = \vec{E} + \left[\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}\right] \ , \ \vec{B} = \vec{E} + \left[\vec{D} \times \frac{\vec{u}}{c}\right] \ .$$

"Поляризация" $\vec{P} = [\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}]$ и "намагниченность" $\vec{M} = [\vec{D} \times \frac{\vec{u}}{c}]$ имеют физический смысл, отличный от общепринятого в электродинамике сплошных сред и характеризуют дополнительное воздействие на пробный заряд со стороны источника электромагнитного поля.

3.5. Фазовая и групповая скорости свободного электромагнитного поля в однопараметрической электродинамике.

Ранее нами получено дисперсионное уравнение для свободного электромагнитного поля в случае различных значений параметра w . Определим фазовую и групповую скорости, полагая, что w, u являются фиксированными

значениями. Перепишем дисперсионное уравнение в виде квадратного уравнения для частоты ω:

$$\omega^2\left[w+\Gamma^2(\varepsilon\mu-w)\right]-2\Gamma^2(\varepsilon\mu-w)\omega(\vec{u}\,\vec{k})-c^2u^2+\Gamma^2(\varepsilon\mu-w)(\vec{u}\,\vec{k})^2=0\ .$$

Групповая скорость $\vec{v}_g=\frac{\partial\omega}{\partial\vec{k}}$ после дифференцирования и преобразований определится выражением

$$\vec{v}_g=\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}\frac{\vec{k}}{k}+\left(1-\frac{w}{\varepsilon\mu}\right)\vec{u}\ .$$

Решая дисперсное уравнение для фазовой скорости $v_\phi=\omega/k$, получим

$$\vec{v}_\phi=\left[\frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}+\left(1+\frac{w}{\varepsilon\mu}\right)u\cos\theta\right]\frac{\vec{k}}{k}\ .$$

Нетрудно видеть, что для фиксированного значения w справедливы соотношения

$$\vec{v}_\phi\vec{v}_g=v_\phi^2\ ,\quad v_\phi=v_g\cos(\vec{v}_\phi,\vec{v}_g)\ .$$

Проекция групповой скорости на фазовую равна фазовой скорости. Это соотношение полезно при решении конкретных задач для выбора направления групповой скорости.

Фазовая скорость направлена по волновому вектору $\vec{k}$, групповая же имеет составляющие как вдоль $\vec{k}$, так и по скорости $\vec{u}$. Последнее обстоятельство указывает на увлечение энергии электромагнитного поля движущейся средой.

В случае, когда w=1, экспериментальные данные по увлечению света средой убедительно подтверждены в опытах Физо. При распространении излучения в вакууме из полученных выражений следует принцип постоянства скорости света.

Случаи с другим значением w следует анализировать только после выяснения физического смысла указанного параметра. Для этого пока мало оснований. Однако уже сейчас можно сделать некоторые предположения. Рассмотрим распространение света в вакууме. Имеем

$$\vec{v}_\phi=\left\{c+(1-w)u\cos\theta\right\}\frac{\vec{k}}{k}\ ,\quad \vec{v}_g=\vec{c}+(1-w)\vec{u}\ .$$

При $w=1$ скорость света не зависит от величины $\vec{u}$, при $w=0$ имеет место сложение скоростей по векторному закону. Величина $\zeta=1-w$ дает как-бы степень влияния на скорость поля скорости $\vec{u}$. В вакууме, из физических соображений, со скоростью $\vec{u}$ естественно связать скорость движения источника поля. Если w = 1 - эта скорость не проявляется в экспериментах, если w = 0 - ее можно обнаружить.

Рассмотрим теперь распространение электромагнитного поля в области пространства, в которой происходит медленное изменение параметра w. Будем

считать, что материальные уравнения, полученные ранее, справедливы и для случая, указанного здесь. Пусть выполняется приближение геометрической оптики, т.е. w и $\vec{K}$ являются локально постоянными. Для анализа такого приближения выразим индукции через поля :

$$\vec{B} = \frac{1}{1-\varepsilon\mu\beta^2}\left\{\mu\left(1-w\beta^2\right)\vec{H} + (\varepsilon\mu - w)\left[\left[\vec{E}\vec{\beta}\right] - \mu\vec{\beta}\left(\vec{\beta}\vec{H}\right)\right]\right\},$$

$$\vec{D} = \frac{1}{1-\varepsilon\mu\beta^2}\left\{\varepsilon\left(1-w\beta^2\right)\vec{E} + (\varepsilon\mu - w)\left[\left[\vec{\beta}\vec{H}\right] - \varepsilon\vec{\beta}\left(\vec{\beta}\vec{E}\right)\right]\right\}.$$

Ограничимся случаем малых скоростей $\beta^2 << 1$. Тогда

$$\vec{B} = \mu\vec{H} + \left[\vec{G}\times\vec{E}\right], \quad \vec{D} = \varepsilon\vec{E} - \left[\vec{G}\times\vec{H}\right], \tag{3.6}$$

где

$$\vec{G} = -(\mu\varepsilon - w)\vec{\beta}.$$

Уравнения Максвелла с материальными уравнениями (3.6) решены в [5], что упрощает анализ. Аналогично [6], имеем для луча локальное дисперсионное уравнение

$$\left(\vec{K}-\vec{G}\right)^2 = n^2,$$

где $\vec{K}=\nabla\Psi$, Ψ - эйконал, n - показатель преломления. Ему соответствует гамильтониан

$$H = 0.5\left[\left(\vec{K}-\vec{G}\right)^2 - n^2\right].$$

Из уравнений Гамильтона-Якоби для H следует, что в области с изменением w касательный к лучу вектор $d\vec{r}/ds$ не параллелен градиенту эйконала, а изменение импульса определяется поведение $\vec{G}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барыкин В.Н. Новые пространственно-временные симмстрии в электродинамике сред.// Изв.вузов.Физика. -1986.-N10.-с.26-30.

2. Барыкин В.Н. Связь пространственно-временных симметрий и условий измерения в электродинамике. -Минск, 1985. -43с. (Препринт /ИТМО АН БССР, N4).

3. Болотовский Б.М., Столяров С.М. Поля источников излучения в движущихся средах. // Эйнштсб. 1978-79.-М.:Наука,1983.-с.173.

4. Барыкин В.Н. К механизму изменения инерции абелева калибровочного поля без ограничения скорости.-Минск, 1991.-40с.(Препринт / ИТМО АН БССР,N13).

5. Скроцкий Г.В. О влиянии силы тяжести на распространение света // ДАН СССР. - 1957.- Т.114. -N1. -с. 72-75.
6. Кравцов Ю.А., Островский А.А., Степанов Н.С. Геометрическая оптика неоднородных и нестационарных диспергирующих сред. // ТИИЭР.-1974. -Т.62.-с. 91 -112.

ЛЕКЦИЯ 4 : Концепция отношения – первый шаг к обобщению электродинамики.

4.1. Истоки концепции отношения.
4.2. Пути анализа и структура отношения.
4.3. Некоторые приложения концепции отношения.

РЕЗЮМЕ

Проанализирована с физической точки зрения новая скалярная величина, названная отношением, введенная в материальные уравнения электродинамики. Установлено, что ее связь с показателем преломления среды следует из предложенного релаксационного уравнения для кинематической характеристики инерции электромагнитного поля, зависящей от скорости источника излучения и от скорости среды. Найдены новые выражения для групповой скорости поля, обнаружен неизвестный ранее механизм "исчезновения" скорости источника излучения в плотных средах. Рассмотрены приложения концепции отношения к задачам распространения излучения в межзвездной среде, к явлению аберрации.

4.1. Истоки концепции отношения.

Назовем скалярное поле, введенное нами в материальные уравнения. отношением. Будем рассматривать отношение как новую характеристику, описывающую изменение инерции электромагнитного поля при его взаимодействии с окружающей средой. Свяжем w с характеристиками среды. Установим диапазон изменения w . Предварительно рассмотрим потенциал взаимодействия электромагнитного поля, заданного 4-потенциалом A_k, с 4-током, определенным по метрике g_{ik}:

$$g_{ik} = diag(1,1,1,1/w) \ .$$

Поскольку

$$u^k = \frac{dx^k}{dg} = \frac{\sqrt{w}}{ic}\Gamma\frac{dx^k}{dt} \ ,$$

имеем

$$V^{(w)} = S^k A_k = \sqrt{w}\frac{\Gamma}{\gamma}V^{(r)} \ ,$$

где

$$\Gamma^2 = \left(1 - w\frac{u^2}{c^2}\right)^{-1} \ , \ \gamma^2 = \left(1 - \frac{u^2}{c^2}\right)^{-1} \ .$$

Потенциал $V^{(r)}$ построен по метрике Минковского.

Мы обнаруживаем, что в данном случае функция w используется как фактор включения релятивистского взаимодействия. Такой подход согласуется с работой [1], в которой лагранжиан взаимодействия поля со средой $L_{вз}$ связывается с теоретическим значением лоренцинвариантной теории L_T выражением $L_{вз}=aL_T$. При a=0 взаимодействия нет, при a=1 взаимодействие включилось полностью.Подход Боголюбова Н.Н. позволил упростить и довести до конца решение ряда задач квантовой электродинамики, однако физический смысл параметру "a" не придавался, последний рассматривался как необходимое математическое средство. Используя указанную аналогию, ограничим диапазон изменения w значениями

$$w = [0 - 1] .$$

Другими словами, зададим отношение в электродинамике движущихся сред нормированным скалярным полем. Значение отношения следует связать теперь с характеристиками физической среды.

Примем во внимание физические особенности задачи. Будем рассматривать вакуум как физическую среду, которая не оказывает влияния на электромагнитное поле. Поставим вакууму в соответствие значение отношения, равное нулю. Это означает принятие условия

$$w\,|_{n=1} = 0 .$$

С другой стороны, согласно многочисленным экспериментальным данным, в "плотных" физических средах хорошо согласуется с расчетом лоренцинвариантная теория. Для нее, как известно, w = 1. Допуская зависимость отношения w от показателя преломления, мы вправе предположить наличие значения показателя преломления $n_{кр}$, при котором $w = 1$. Назовем среду, для которой достигается значение $n_{кр}$, "плотной" и примем условие

$$w\,|_{n_{кр}} = 1 .$$

Из анализа явления аберрации следует, что атмосфера при нормальных условиях является " плотной" средой в оптическом диапазоне длин волн. С указанными условиями формально согласуется следующая зависимость w от показателя преломления

$$w = 1 - \exp\left[-P_0(n-1)\right] ,$$

где P_0- эмпирическая константа.

Рассмотрим концепцию отношения из других соображений. Обратимся к анализу инерции поля. Сделаем следующий шаг: введем на основе скорости источника $\vec{u}_{fs}$ и скорости среды $\vec{u}_m$ эффективную скорость, зависящую от отношения. Ограничимся случаем точечного события и примем во внимание результаты проведенного ранее анализа уравнений электродинамики для фиксированного w . Из решения уравнений электродинамики вакуума следует, что сложение скорости поля со скоростью $\vec{u}$, входящей в материальные уравнения,

получает наглядный физический смысл при отождествлении ее со скоростью источника излучения $\vec{u}_{fs}$. Поэтому наложим на зависимость

$$\vec{u} = \vec{u}(\vec{u}_{fs}, \vec{u}_m, w)$$

условие

$$\vec{u}\,|_{w=0} = \vec{u}_{fs} \ .$$

С другой стороны, из решения задач электродинамики в "плотных" средах следует отождествление скорости, входящей в материальные уравнения, со скоростью движения среды $\vec{u}_m$. Поэтому примем второе ограничение

$$u\,|_{w=1} = u_m \ .$$

Указанные условия формально согласуются при следующем выражении для эффективной скорости

$$\vec{u} = (1 - w)\,\vec{u}_{fs} + w\,\vec{u}_m \ . \qquad (4.1)$$

Аналогичная связь получается при разложении $\vec{u}$ в ряд Тейлора вблизи точки w = 1. Тогда

$$\vec{u} = \vec{u}_m + (w - 1)\frac{d\vec{u}}{dw}\,|_{w=1} + \cdots$$

Отсюда при w = 0 имеем

$$\vec{u}_{fs} - \vec{u}_m = -\frac{d\vec{u}}{dw}\,|_{w=1} \ ,$$

поэтому

$$\vec{u} = \vec{u}_m + (w - 1)(\vec{u}_m - \vec{u}_{fs}) = (1 - w)\,\vec{u}_{fs} + w\,\vec{u}_m \ .$$

Соотношение (4.1) ранее не использовалось в физике для анализа инерции поля. Обычно мы всегда складывали векторные величины с одинаковыми множителями. Иначе обстоит дело при нахождении количества движения системы, состоящей из нескольких масс, движущихся с разными скоростями. Используем эту аналогию в данном случае. Рассмотрим выражение

$$\vec{u} = \frac{m(1 - w)\vec{u}_{fs} + mw\,\vec{u}_m}{m(1 - w) + mw} \ .$$

Пусть m есть масса инерции, mw - масса, "соответствующая" скорости среды, m(1-w) - масса, соответствующая скорости источника. В этом случае соотношение (4.1) интерпретируется как правило нахождения эффективной скорости источника электромагнитного поля, состоящего из систе-

мы двух масс, движущихся с различными скоростями. При изменении отношения вклад масс в общую сумму меняется. Если определить массу тяготения m_T соотношением $m_T=w_m$, а скомпенсированную массу $m_{ск}$ соотношением $m(1-w)$, то получим связь

$$\vec{u} = \frac{(m_{ck}\,\vec{u}_{fs} + m_T\vec{u}_m)}{m_{ck} + m_T} .$$

4.2. Пути анализа и структура отношения.

Обратимся к конкретной задаче. Пусть излучение оптического диапазона распространяется от источника, движущегося в космическом вакууме, в атмосферу Земли, плотность ρ и локальная скорость $\vec{u}_m$ которой переменны. Изменение показателя преломления на всей трассе распространения излучения опишем общепринятым законом $n-1=G\lambda\rho/\rho_H$, где $G\lambda$ - постоянная Гладстона-Дейла, ρ_H - локальная плотность среды при нормальных условиях. Покажем, что изменение характеристик инерции поля в этой ситуации недостаточно описывать стандартными уравнениями электродинамики.

Найдем сначала для электродинамики сред кинематическую характеристику инерции поля. В механике ее роль выполняет скорость движения центра масс тела. Что соответствует ей в электродинамике? Назовем первичным источником поля некоторое излучающее устройство со скоростью $\vec{u}_{fs}$. Вторичным источником, как обычно, будем считать участок "плотной" физической среды, с которым взаимодействует поле. Обозначим его скорость $\vec{u}_m$. Назовем кинематической характеристикой инерции электромагнитного поля некоторую скорость $\vec{u}_{in}$. Согласно предыдущим соображениям, примем предположение, что в "плотной" среде $\vec{u}_{in}=\vec{u}_m$, в вакууме $\vec{u}_{in}=\vec{u}_{fs}$. В разреженной среде, например, при распространении излучения из вакуума в атмосферу Земли, происходит изменение $\vec{u}_{in}$ от $\vec{u}_{fs}$ до $\vec{u}_m$. Этот процесс не имел ранее описания в классической электродинамике движущихся сред. Теперь такая возможность нам представлена, если принять ГИПОТЕЗУ: изменение кинематической характеристики инерции есть релаксационный процесс, описываемый уравнением

$$\frac{d\vec{u}_{in}}{d\zeta} = -P_0(\vec{u}_{in} - \vec{u}_m) . \qquad (4.2)$$

Отклонение поля от равновесного состояния $\vec{u}_{in}=\vec{u}_m$ зададим величиной $\zeta=n-1$. Используя начальное условие

$$\vec{u}_{in}\,|\,\zeta=0 = \vec{u}_{fs} .$$

Имеем решение

$$\vec{u}_{in} = \vec{u}_{fs}(1-w) + w\,\vec{u}_m .$$

Величину

$$w=1-\exp[-P_0(n-1)]$$

будем рассматривать в качестве физической характеристики, описывающей изменение инерции электромагнитного поля. Назовем ее отношением поля к среде. Из полученных выражений следует, что в вакууме при n=1 имеем w=0 и $\vec{u}_{in}=\vec{u}_{fs}$; "плотной" средой является та, для которой $n \geq n_K$ и асимптотически достигается значение w=1; в разреженном газе скорости $\vec{u}_{fs}$ и $\vec{u}_m$ дополняют друг друга.

Найдем феноменологическую константу P_0. Пусть максимальное значение отношения, равное единице, достигается уже в атмосфере Земли при нормальных условиях. Поскольку в оптическом диапазоне для воды $n_K-1 \approx 3\cdot 10^{-4}$, выберем $P_0=7\ 10^4$.

Введем w и новую величину $\vec{u}_{in}$ в уравнения Максвелла. Используем известный факт, что скорость среды $\vec{u}_m$ в обычной электродинамике движущихся сред входит в материальные уравнения. Отсутствие w в них объясним использованием условия w=1. Найдем обобщение взаимосвязи полей и индукции $\vec{D}=\vec{E}$, $\vec{B}=\mu\vec{H}$, содержащее $w \neq 1$ и скорость $\vec{u}_m$.

Обратимся к анализу структуры уравнений электродинамики. В работах Г. Вейля, Ф.Клейна, Э.Картана, Д.Данцига доказано, что электромагнитное поле описывается тензором $F_{mn}(\vec{E},\vec{B})$ и тензорной плотностью $\tilde{H}^{ik}(\vec{H},\vec{D})$ веса (+1) посредством общековариантных операторов

$$RotF_{mn}=\partial_{[k}F_{mn]}\ ,\quad Div\tilde{H}^{ik}=\partial_k\tilde{H}^{ik}\ .$$

Взаимосвязь полей и индукции имеет вид

$$\tilde{H}^{ik}=Y_0\tilde{\Lambda}\chi^{ikmn}F_{mn}\ ,$$

где Y_0 - скалярная функция, $\tilde{\Lambda}$ - скалярная плотность веса +1, χ^{ikmn} -тензор четвертого ранга. Найдем χ^{ikmn} в виде $\Omega^{im}\Omega^{kn}$, полагая

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

Здесь α, β - скалярные функции, $d\theta^2=\theta_{ik}dx^i dx^k$, $u^i=dx^i/d\theta$, $\theta_{ik}\theta^{kj}=\delta_i^j$, θ^{im} - тензор второго ранга. Известно, что при w=1 в координатах

$$x=x^1\ ,\ x^2=y\ ,\ x^3=z\ ,\ x^0=ict$$

тензор $\theta_{ik}=diag(1,1,1,1)$ задает метрику четырехмерного псевдоевклидова пространства Минковского. Для обобщения материальных уравнений используем теорему Лагранжа [2], согласно которой каноническая метрика псевдоевклидова пространства определена с точностью до скалярной функции A(x,y,z,t) выражением

$$\Theta^{kl} = diag(1,1,1,A(x,y,z,t)) \ .$$

Примем *допущения*: скорость, входящая в материальные уравнения электродинамики, есть кинематическая характеристика инерции электромагнитного поля $\vec{u}=\vec{u}_{in}$; скалярная функция в канонической метрике псевдоевклидова пространства есть отношение

$$A\,(x,y,z,t) = w\,(x,y,z,t) \ .$$

Запишем полную систему уравнений электродинамики в $R^3 \times T^1$:

$$\overset{\forall}{rot}\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \ , \ div\vec{B} = 0 \ ,$$

$$div\vec{D} = 4\pi\rho \ , \ rot\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\frac{\pi}{c}\vec{j} \ ,$$

$$\vec{D} + w\,[\vec{\beta}\times\vec{H}] = \varepsilon\left(\vec{E} + [\vec{\beta}\times\vec{B}]\right) \ ,$$

$$\vec{B} + w\left[\vec{E}\times\vec{\beta}\right] = \mu\left(\vec{H} + \left[\vec{D}\times\vec{\beta}\right]\right) \ ,$$

$$\vec{u}_{in} = (1-w)\vec{u}_{fs} + w\,\vec{u}_m \ , \ \vec{\beta} = \vec{u}_{in}/c \ ,$$

$$w = 1 - \exp\left[-P_0(n-1)\right] \ , \ P_0 \approx 7\cdot 10^4 \ . \qquad (4.3)$$

Здесь $(\vec{E},\vec{B},\vec{H},\vec{D})$ - поля и индукции, $(\vec{j},\rho)$ - плотности токов и зарядов, $\vec{\beta}=\vec{u}_{in}/c$.

Найдем ее решения для фиксированных значений w в диапазоне w=[0-1]. Им соответствует распространение излучения в вакууме, разреженном газе постоянной плотности или однородной "плотной" среде. Введем векторный $\vec{A}$ и скалярный φ потенциалы

$$\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \nabla\varphi \ , \ \vec{B} = rot\vec{A} \ .$$

Имеем уравнения для потенциалов:

$$\widehat{L}\vec{A} = -\frac{4\pi\mu}{c}\left\{\vec{j} + \frac{\kappa\Gamma^2}{\kappa + w}\frac{\vec{u}_{in}}{c}\left(w\,\vec{u}_{in}\vec{j} - c^2\rho\right)\right\} \ ,$$

$$\widehat{L}\varphi = -4\pi\mu\frac{\Gamma^2}{w+\kappa}\left\{\rho\left(1 - \varepsilon\mu\frac{u_{in}^2}{c^2}\right) + \kappa\frac{\vec{u}_{in}\vec{j}}{c^2}\right\} \ . \qquad (4.4)$$

Здесь

$$\hat{L} = (\Delta - \frac{w}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}) - \kappa\frac{\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + u_{in}\nabla\right)^2 ,$$

$$\kappa = \varepsilon\mu - w \ , \ \Gamma^2 = (1 - w\beta^2)^{-1} .$$

условие калибровки имеет вид

$$\left(div\vec{A} + \frac{w}{c}\frac{\partial\varphi}{\partial t}\right) - \frac{\kappa\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}_{in}\nabla\right)\left(\vec{u}_{in}\vec{A} - c\varphi\right) = 0 .$$

Проанализируем распространение излучения от δ-образного мгновенного источника. Найдем функцию Грина для уравнений (4.4) полагая, что среда не имеет дисперсии, а ось Z цилиндрической системы координат направлена по скорости $\vec{u}_{in}$. Имеем

$$G_0(\vec{r},t) = 16\pi^4\mu(r^2 + \zeta^2)^{-1/2}\delta\left(t - \frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu - \beta^2w^2}{(1 - w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}\left(r^2 + \zeta^2\right)^{1/2}\right) .$$

При β=0 получим

$$G_0(\vec{r},t) = 16\pi^4\mu\frac{1}{R}\delta\left(t - \frac{R\sqrt{\varepsilon\mu}}{c}\right) ,$$

где $R = \left(\rho^2 + z^2\right)^{1/2}$ -расстояние от источника до точки наблюдения. В общем случае функция Грина отлична от нуля на эллипсоиде вращения, ось симметрии которого совпадает со скоростью $\vec{u}_{in}$. Анализ показал, что его центр перемещается со скоростью

$$u_0 = \frac{u_{in}(\varepsilon\mu - w)}{\varepsilon\mu - \beta^2w^2} .$$

Для групповой скорости поля в нерелятивистском приближении модель дает следующую зависимость от w, $\vec{u}_{fs}$, $\vec{u}_m$:

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{k}}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right)\left[\vec{u}_{fs}(1 - w) + w\,\vec{u}_m\right] . \qquad (4.5)$$

Найдем решения обобщенной системы уравнений Максвелла (4.3) при условии незначительного изменения параметров среды на расстояниях порядка длины волны. Тогда частота ω и волновой вектор $\vec{k}$ будут связаны, согласно системе (4.4), дисперсионным уравнением

$$c^2k^2 = w\omega^2 + \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{k}\vec{u}_{in})^2 .$$

Из него следует выражение для групповой скорости поля

$$\vec{v}_g = \frac{\partial\omega}{\partial\vec{K}} = c\,\frac{\vec{K} + \kappa\,\Gamma^2 c^{-2}\vec{u}_{in}(\omega - \vec{K}\vec{u}_{in})}{\frac{\omega\, w}{c} + \kappa\,\Gamma^2 c^{-1}(\omega - \vec{K}\vec{u}_{in})}\ . \qquad (4.6)$$

Поскольку $k=\frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon\mu}$, в нерелятивистском приближении из (4.6) получаем (4.5).

4.3. Некоторые приложения концепции отношения.

А. Пусть излучение распространяется в межпланетной среде. Тогда показатель преломления, определенный по групповой скорости поля, равен $n=1/\sqrt{\varepsilon}$. Диэлектрическая проницаемость ε задается выражением [3]

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_L^2}{\omega^2}\ ,$$

где $\omega_L=5.64\cdot 10^4\ N^{1/2}$ - частота плазменных колебаний, N - электронная концентрация в $см^{-3}$, ω - частота поля. Для оптического диапазона $\omega\approx 10^{15}$. Электронная концентрация в межпланетной среде $N\approx 10^2$. По этой причине $n-1=0.5\omega_L^2/\omega^2$. Поэтому отношение w=0. Пусть скорость первичного источника $\vec{u}\neq 0$. Получаем, что

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

Аналогичные результаты справедливы в разреженном газе малой плотности. Следовательно, обобщенная модель дает математическое описание баллистической гипотезы Ритца.

Б. Выберем формально w=1. В этом случае получаем известные соотношения стандартной теории. При w=1 выполняется принцип постоянства скорости света в вакууме, в космической плазме, в газе, как разреженном, так и плотном. Действительно, согласно (4.5) $\vec{v}_g$ в этом случае не зависит от величины $\vec{u}_{fs}$. Такой подход, физически оправданный в случае плотной среды, дает идеализированное описание инерции поля в общем случае. Действительно, пусть скорость $\vec{u}_{fs}\neq 0$. Тогда ее изменение возможно лишь из-за взаимодействия со средой. Но вакуум и газ различной разреженности не различаются в модели с w=1, что *физически ошибочно.*

В. Обратимся к проблеме независимости угла аберрации от скорости движения излучателя $\vec{u}_{ext}$, хотя экспериментально доказано, что из-за $\vec{u}_{ext}$ эффективно меняется частота поля от значения ω_{ext} у источника до ω_0 в верхних слоях Земли. Поскольку плотность космической среды мала и в ней w=0, предположим "космический" механизм изменения инерции поля. Построим его, исходя из модели для среды. В качестве физического фактора воздействия на инерцию электромагнитного поля используем статистическое гравитационное поле Сол-

нечной системы. Параметром, характеризующим отклонение поля от равновесного состояния будем считать длину пройденного пути l. Тогда имеем $w_g=1-\exp(-Q_0 l/l_0)$, где Q_0 - новая безразмерная феноменологическая константа. Свяжем $\vec{u}_{fs}$ и $\vec{u}_{ext}$ соотношением $\vec{u}_{fs}=(1-w_g)\vec{u}_{ext}$. Согласно проведенному расчету, с ростом w_g скорость $\vec{u}_{ext}$ "исчезает", меняется частота поля. Определим Q_0, полагая, что значение $w_g=1$ достигается при пройденном расстоянии l_a. Выберем в качестве l_a минимальное расстояние между Землей и Юпитером, *для которого экспериментально доказана независимость угла аберрации от* скорости Юпитера. Тогда имеем $Q_0/l_0 \approx 3.34\cdot10^{-11}$ м$^{-1}$. Понятно, что предложенный механизм можно использовать также для далеких источников излучения. Полагая, что трансформация $\vec{u}_{ext}$ обусловлена взаимодействием электромагнитного поля с гравитонами, оценим их массу m_γ. Пусть $l_0=\hbar/m_\gamma c$, где $\hbar$ - квантовая постоянная. Имеем $m_\gamma Q_0=8.135\cdot10^{-21}m_e$, где m_e - масса электрона. Заметим, что предложенный механизм "торможения фотонов" позволяет найти и некоторые другие параметры гравитационного поля.

Г. Приведем расчетные данные об относительном вкладе скорости среды и скорости источника в групповую скорость поля. Имеем

$$(\Delta v_g)_{fs}=(1-w)\left(1-\frac{w}{n^2}\right),\quad (\Delta v_g)_m=w\left(1-\frac{w}{n^2}\right).$$

В атмосфере Земли они описываются рисунком 1.

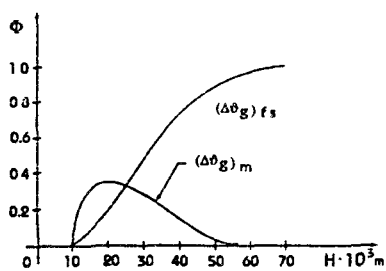


Рис. 1.1. Вклад скорости среды $(\Delta v_g)_m$ и скорости источника $(\Delta v_g)_{fs}$ в групповую скорость поля.

Д. Кинематическая характеристика инерции найдена нами как решение релаксационного уравнения для скорости $\vec{u}=\vec{u}(\vec{u}_{fs},\vec{u}_m,w)$. Хорошо известно, что $\vec{u}$ является параметром группы четырехмерных вращений. Поэтому мы обнаруживаем, что механизм изменения инерции U(1) - калибровочного поля частично раскрывается при дополнении известной системы уравнений поля одним динамическим уравнением для параметров группы четырехмерных вращений. Понятно, что такой подход может оказаться конструктивным при анализе инерции других калибровочных полей.

ЛИТЕРАТУРА

1.Боголюбов Н.Н., Ширков Д.В. Введение в теорию квантованных полей . -М.:Наука, 1976.-480 с.

2. Постников М. Линейная алгебра и дифференциальная геометрия. -М.:Наука, 1979. -312с.

3. Железняков Б.В. Электромагнитные волны в космической плазме. -М.:Наука, 1977.-432с.

ЛЕКЦИЯ 5 : Обоснование необходимости модели расслоенного пространства-времени из структуры и общей ковариантности уравнений электродинамики.

5.1. К структуре уравнений электродинамики, независимость от четырехметрики и связности без кручения.
5.2. Общая ковариантность уравнений электродинамики, независимость от четырехметрики и связности без кручения.
5.3. Необходимость использования расслоенного пространства-времени в электродинамике.

РЕЗЮМЕ

Рассмотрен переход от описания электромагнитного поля векторами в трехмерном пространстве к четырехмерному описанию тензором F_{mn} и тензорной плотностью $\tilde{H}^{ik}$. Установлена скрытая независимость уравнений электродинамики от локальной четырехметрики, рассматриваемой как самостоятельная структура. Приведены данные о ковариантности уравнений электродинамики относительно произвольных невырожденных голономных преобразований координат. Принята точка зрения, что независимость уравнений Максвелла от четырехметрики и связности без кручения можно использовать как самостоятельный фактор описания с их помощью инерции поля. Приведены аргументы в пользу введения двух различных пространственно-временных величин в физике и их объединения в конструкции расслоенного многообразия. Сделано предположение, что на этом пути возможно построение полной динамической теории инерции U(1) - калибровочного поля.

5.1. К структуре уравнений электродинамики.

Используем для записи дифференциальных уравнений Максвелла для полей $\vec{E}$, $\vec{B}$ и индукции $\vec{H}$, $\vec{D}$ матрицы базиса четырехмерных вращений следующего вида:

$$\alpha^1 = \begin{pmatrix} 0&0&0&-1\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 1&0&0&0 \end{pmatrix}, \quad \alpha^2 = \begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&0&-1\\ 0&0&0&0\\ 0&1&0&0 \end{pmatrix}, \quad \alpha^3 = \begin{pmatrix} 0&0&0&0\\ 0&0&0&0\\ 0&0&0&-1\\ 0&0&1&0 \end{pmatrix},$$

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

Они образуют алгебру четырехмерных вращений, в которой

$$\alpha^1\alpha^2-\alpha^2\alpha^1=\beta^1\beta^2-\beta^2\beta^1=-\beta^3\ ,\ \alpha^2\alpha^3-\alpha^3\alpha^2=\beta^2\beta^3-\beta^3\beta^2=-\beta^1\ ,$$

$$\alpha^1\alpha^3-\alpha^3\alpha^1=\beta^1\beta^3-\beta^3\beta^1=\beta^2\ ,\ \alpha^2\beta^1-\beta^1\alpha^2=\beta^2\alpha^1-\alpha^1\beta^2=\alpha^3\ ,$$

$$\alpha^1\beta^3-\beta^3\alpha^1=\beta^1\alpha^3-\alpha^3\beta^1=\alpha^2\ ,$$

$$\alpha^2\beta^3-\beta^3\alpha^2=\alpha^3\beta^2-\beta^2\alpha^3=-\alpha^1$$

$$\alpha^1\beta^1-\beta^1\alpha^1=\alpha^2\beta^2-\beta^2\alpha^2=0\ ,$$

$$\alpha^3\beta^3-\beta^3\alpha^3=0\ ,$$

$$\alpha^1\alpha^1+\alpha^2\alpha^2+\alpha^3\alpha^3+\beta^1\beta^1+\beta^2\beta^2+\beta^3\beta^3=-3\ diag(1,1,1,1)\ .$$

Используем их выражение через матрицы τ^k, j^k:

$$\alpha^1=i(\tau^1-j^1)\ ,\ \alpha^2=i(\tau^2-j^2)\ ,\ \alpha^3=i(\tau^3-j^3)\ ,$$

$$\beta^1=i(\tau^1+j^1)\ ,\ \beta^2=i(\tau^2+j^2)\ ,\ \beta^3=i(\tau^3+j^3)\ .$$

Имеем

$$\tau^1=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0&0&0&1\\0&0&-1&0\\0&1&0&0\\-1&0&0&0\end{pmatrix},\tau^2=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0&0&1&0\\0&0&0&1\\-1&0&0&0\\0&-1&0&0\end{pmatrix},\tau^3=\frac{1}{2}\begin{pmatrix}0&-1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&1\\0&0&-1&0\end{pmatrix},$$

$$j^1=\frac{i}{2}\begin{pmatrix}0&0&0&-1\\0&0&-1&0\\0&1&0&0\\1&0&0&0\end{pmatrix},j^2=\frac{i}{2}\begin{pmatrix}0&0&1&0\\0&0&0&-1\\-1&0&0&0\\0&1&0&0\end{pmatrix},j^3=\frac{i}{2}\begin{pmatrix}0&-1&0&0\\1&0&0&0\\0&0&0&-1\\0&0&1&0\end{pmatrix}.$$

Матрицы α^k, β^k описывают вращения в плоскостях (i j). При соответствии

$$\alpha^1 => L_{14}\ ,\alpha^2 => L_{24}\ ,\alpha^3 => L_{34}\ ,\beta^1 => L_{23}\ ,\beta^2 => L_{31}\ ,\beta^3 => L_{12}$$

получим коммутационные соотношения с метрикой Минковского $\overline{g}_{ac}$

$$\left[L_{ab},L_{cd}\right]=-\overline{g}_{ac}L_{bd}+\overline{g}_{bc}L_{ad}-\overline{g}_{bd}L_{ac}+\overline{g}_{ad}L_{bc}\ .$$

Матрицы τ^k, j^k задают представление алгебры Клиффорда с матрицами $\hat{\Gamma}^{(s)}_{\mu}$ при выполнении комутационных соотношений

$$\hat{\Gamma}_\mu^{(s)}\hat{\Gamma}_\nu^{(s)} + \hat{\Gamma}_\nu^{(s)}\hat{\Gamma}_\mu^{(s)} = 2\delta_{\mu\nu} .$$

Здесь

$$\hat{\Gamma}_0^{(s)} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \hat{\Gamma}_4^{(s)} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \hat{\Gamma}_a^{(s)} = \begin{pmatrix} 0 & 2\hat{\tau}^a \\ -2\hat{\tau}^a & 0 \end{pmatrix} .$$

Величины $\hat{\tau}^a, \hat{I}, \hat{O}$ являются 4S-рядными матрицами, где S- спин поля. Для фотонов S=1, поэтому они имеют размерность 4×4. Через компоненты полей, заданных в 3-мерном пространстве, определим элементы алгебры Клиффорда

$$\overset{①}{F}_{mn} = \beta^k B_k = \begin{Vmatrix} 0 & B_z & -B_y & 0 \\ -B_z & 0 & B_x & 0 \\ B_y & -B_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{Vmatrix}, \overset{②}{F}_{mn} = \alpha^k(-iE_k) = \begin{Vmatrix} 0 & 0 & 0 & -iE_x \\ 0 & 0 & 0 & -iE_y \\ 0 & 0 & 0 & -iE_z \\ iE_x & iE_y & iE_z & 0 \end{Vmatrix} .$$

Введем

$$S_{ijk} = \left(L_{ij} + L_{k\vec{l}}\right) \rho u^{\vec{l}} .$$

Имеем

$$S_{123} = \rho \ , \ S_{324} = \rho u_x \ , \ S_{134} = \rho u_y \ , \ S_{124} = \rho u_z \ .$$

Запишем индукции поля через элементы алгебры Клиффорда

$$\overset{①}{H}_{ik} = \beta^k(-H_k) = \begin{Vmatrix} 0 & -H_z & H_y & 0 \\ H_z & 0 & -H_x & 0 \\ -H_y & H_x & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{Vmatrix} , \overset{②}{H}_{ik} = \alpha^k(-iD_k) = \begin{Vmatrix} 0 & 0 & 0 & -iD_x \\ 0 & 0 & 0 & -iD_y \\ 0 & 0 & 0 & -iD_z \\ iD_x & iD_y & iD_z & 0 \end{Vmatrix} .$$

Определим тензоры

$$F_{mn} = \overset{①}{F}_{mn} + \overset{②}{F}_{mn} \ , \ H_{ik} = \overset{①}{H}_{ik} + \overset{②}{H}_{ik} \ , \ S_{ijk} \ .$$

Следуя идеологии Ф.Клейна, для перехода от трехмерного описания к четырехмерному необходимо применить дополнительные математические структуры. Используем для этой цели тензорную плотность Леви- Чивита $\tilde{\varepsilon}^{ikmn}$ веса + I. Тогда

$$\tilde{H}^{ik} = \tilde{\varepsilon}^{ikmn} H_{mn} \ , \ \tilde{S} = \tilde{\varepsilon}^{ikmn} S_{kmn} \ .$$

Дифференциальные уравнения Максвелла запишутся в виде

$$Rot\left(\overset{\textcircled{1}}{F}_{mn}+\overset{\textcircled{2}}{F}_{mn}\right)=0\ ,\ Div\left(\underset{\textcircled{1}}{\widetilde{H}^{ik}}+\underset{\textcircled{2}}{\widetilde{H}^{ik}}\right)=S^{i}\ .$$

Структуры Rot и Div заданы следующими выражениями:

$$RotF_{mn}=\partial\ [k\ F_{mn}]\ ,\ Div\widetilde{H}_{ik}=\partial_k\widetilde{H}^{ik}\ .$$

Известно, что они общековариантны и не меняют своего вида от 4-метрики и римановой связности многообразия, если отсутствуют дополнительные внешние поля.

Заметим, что в данной схеме видна причина независимости уравнений от локальной четырехметрики, рассматриваемой как самостоятельная структура, необходимая для представления уравнений электродинамики в тензорном виде. Действительно, ее изменение трансформирует базис алгебры Клиффорда. Однако это легко учесть заданием тензоров поля таким образом, что уравнения динамики остаются неизменными. Понятно, что эта тонкость должна быть учтена, если структуры физического и математического изоморфизма неэквивалентны.

Переход от векторной к тензорной форме уравнений есть лишь их новая запись, поэтому она не в состоянии изменить опорного пространственно-временного многообразия, в котором описываются поля. Поэтому, если векторные уравнения заданы в $R^3\times T^1$, то в нем определены и тензорные. В $R^3\times T^1$ отсутствует 4-метрика, в тензорной форме записи уравнений электродинамики присутствует другая 4-метрика, посредством которой характеризуются условия, в которых распространяется поле. Материальные уравнения для взаимосвязи полей и индукции зададим так:

$$\widetilde{H}^{ik}=Y_0\,\widetilde{\Lambda}\,\chi^{ikmn}F_{mn}\ .$$

Здесь Y_0 - скалярная функция, $\widetilde{\Lambda}$ - скалярная плотность, χ^{ikmn} - тензор четвертого ранга. Частные производные определены выражениями

$$\partial_1=\frac{\partial}{\partial x^1}\ ,\ \partial_2=\frac{\partial}{\partial x^2}\ ,\ \partial_3=\frac{\partial}{\partial x^3}\ ,\ \partial_4=\frac{\partial}{\partial ict}\ .$$

С учетом сделанных замечаний имеем следующие формы записи:

$$\partial\ [kF_{mn}]=0\ ;\ \partial_k\widetilde{F}^{ik}=0\ ;\ \nabla\times\vec{\mathbf{E}}+\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{\mathbf{B}}}{\partial t}=0\ ,\ \nabla\vec{\mathbf{B}}=0\ ,$$

$$\partial_k\widetilde{H}^{ik}=\widetilde{S}^{i}\ ;\ \partial\ [kH_{mn}]=S_{kmn}\ ;$$

$$\nabla\times\vec{\mathbf{H}}-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{\mathbf{D}}}{\partial t}=\vec{\mathbf{j}}\ ,\ \nabla\vec{\mathbf{D}}=\rho\ .$$

Известно, что тензор χ^{ikmn}, связывающий поля и индукции, имеет симметрийные свойства, аналогичные тензору кривизны риманова пространства

$$\chi^{ikmn} = -\chi^{kimn} = -\chi^{iknm} = \chi^{mnik}$$

и удовлетворяет дифференциальным уравнениям

$$\partial_i \tilde{\chi}^{[ikmn]} = 0 \ .$$

Аналогичные соотношения верны для тензора Римана

$$\partial_i \Omega^{1/2} R^{[ikmn]} = 0 \ ,$$

где Ω_{ik} - метрика риманова многообразия. Величина $\Omega = \det|\Omega_{ik}|$.

5.2. Общая ковариантность уравнений электродинамики, независимость от 4-метрики и связности без кручения.

Независимость вида уравнений Максвелла в трехмерном пространстве от метрики, а также общее свойство ковариантности в четырехмерном пространстве первоначально было обнаружено Г.Вейлем [1]. Позднее эти вопросы рассматривали Ф.Коттлер [2], Э.Картан [3], Д.Данциг [4], Е.Пост [5], Ж.Дешам [6]. В Советском Союзе симметрийные свойства уравнений электродинамики в рамках группового подхода широко проанализированы в работах Н.Х.Ибрагимова [7], В.И. Фущича и А.Г. Никитина [8], Г.А. Котельников [9] рассмотрел нелинейные представления группы Галилея. Мною рассмотрена галилеевски инвариантная электродинамика вакуума [10] и доказана физическая дополнительность группы Галилея и Лоренца в электродинамике сред [11].

Проанализируем указанные вопросы с общих позиций, следуя монографии Е.Поста [5]. Рассмотрим преобразования координат в четырехмерном пространстве

$$x^{k'} = x^{k'}(x^k) \ , \ x^k = x^k(x^{k'})$$

полагая, что они невырожденны и голономны:

$$\partial_{i'} A^j_{j'} = \partial_{j'} A^j_{i'} \ .$$

Обозначим частные производные и якобиан преобразований

$$A^j_{i'} = \frac{\partial x^j}{\partial x^{i'}} \ , \ A^{i'}_i = \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i} \ , \ \Delta = \det|A^j_{i'}| \neq 0 \ .$$

Используем законы преобразования тензоров и тензорных плотностей

$$F_{i'j'} = A^{i}_{i'} A^{j}_{j'} F_{ij} \ , \ \widetilde{H}^{i'j'} = |\Delta|^{-1} A^{i'}_{i} A^{j'}_{j} \widetilde{H}^{ij} \ .$$

Рассмотрим вопрос об инвариантности первой пары уравнений. Имеем

$$\partial_{[k'} F_{i'j']} = \partial_{[k'} \left(A^{i}_{i'} A^{j}_{j'] } F_{ij} \right) = A^{i}_{[i'} A^{j}_{j'} \partial_{k'] } F_{ij} + F_{ij} A^{i}_{[i'} \partial_{k'} A^{j}_{j'] } + F_{ij} A^{j}_{[j'} \partial_{k'] } A^{i}_{i'}$$

Из-за голономности преобразования второй и третий члены компенсируются, а так как $\partial_{k'} = A^{k}_{k'} \partial_{k}$, то

$$\partial_{[k'} F_{i'j']} = A_{[i'} A^{j}_{j'} A^{k}_{k'] } \partial_{k} F_{ij} \ .$$

Перенесем индекс альтернирования на (ijk). Получим

$$\partial_{[k'} F_{i'j']} = A^{k}_{k'} A^{i}_{i'} A^{j}_{j'} \partial_{[k} F_{ij]} \ .$$

Поскольку $\partial_{[k} F_{ij]} = 0$, то $\partial_{[k'} F_{i'j']} = 0$. Проанализируем симметрийные свойства второй пары дифференциальных уравнений электродинамики. Так,

$$\partial_{k'} \widetilde{H}^{i'k'} = |\Delta|^{-1} A^{i'}_{i} A^{k'}_{k} \partial_{k'} \widetilde{H}^{ik} +$$

$$+ \widetilde{H}^{ik} \left\{ |\Delta|^{-1} A^{i'}_{i} \partial_{k'} A^{k'}_{k} + |\Delta|^{-1} A^{k'}_{k} \partial_{k} A^{i'}_{i} + A^{i'}_{i} A^{k'}_{k} \partial_{k'} |\Delta|^{-1} \right\} \ .$$

Используем известные соотношения

$$-|\Delta|^{-1} A^{k}_{k'} \partial_{i} A^{k'}_{k} = \partial_{i} |\Delta|^{-1} \ , \ A^{i'}_{i} A^{j}_{j'} \partial_{j'} H^{ij} = A^{i'}_{i} \partial_{j} \widetilde{H}^{ij} \ .$$

Сгруппируем выражения

$$\partial_{k'} \widetilde{H}^{i'k'} = |\Delta|^{-1} A^{i'}_{i} \partial_{k} \widetilde{H}^{ik} +$$

$$+ |\Delta|^{-1} \widetilde{H}^{ik} \left\{ A^{i'}_{i} \overset{m}{A}_{k'} \partial_{m} A^{k'}_{k} + \partial_{k} A^{i'}_{i} - A^{i'}_{i} \overset{m}{A}_{k'} \partial_{k} A^{k'}_{m} \right\} \ .$$

Член вида $\widetilde{H}^{ik} \partial_{k} A^{i'}_{i}$ исчезнет из-за антисимметрии $\widetilde{H}^{ik}$. Другие члены в скобках компенсируются из условия голономности. Получим

$$\partial_{k'} \widetilde{H}^{i'k'} = |\Delta|^{-1} A^{i'}_{i} \partial_{k} \widetilde{H}^{ik} = |\Delta|^{-1} A^{i'}_{i} \widetilde{S}^{i} \ .$$

Доказательство завершено.

Теорема 1: Дифференциальные уравнения электродинамики инвариантны относительно произвольных невырожденных преобразований голономных систем координат.

Получаем следствие 1: 4-метрика имеет самостоятельное значение. Имеем следствие 2: уравнения не показывают связность многообразия без кручения.

Чтобы доказать это, заменим частные производные на ковариантные. Для F_{mn} имеем

$$\nabla_{[k}F_{mn]} = \partial_{[k}F_{mn]} - 2F_{\sigma[k}\Gamma^{\sigma}_{mn]} = \partial_{[k}F_{mn]} \ .$$

Рассмотрим уравнения для $\widetilde{H}^{ik}$

$$\nabla_k\widetilde{H}^{ik} = \partial_k\widetilde{H}^{ik} + \widetilde{H}^{pk}\Gamma^{i}_{kp} + \widetilde{H}^{ip}\Gamma^{k}_{pk} - \Gamma^{p}_{pk}\widetilde{H}^{ik} = \widetilde{S}^{i} \ .$$

Последний член разложения обусловлен структурой $\widetilde{H}^{ik}$–тензорной плотности. Величина$\widetilde{H}^{pk}\Gamma^{i}_{pk}$=0 из антисимметрии $\widetilde{H}^{pk}$. Два других слагаемых взаимно компенсируются вследствие симметричности связности. Отсюда *практический вывод*: поскольку дифференциальные уравнения Максвелла для среды независимы от метрики и линейной связности многообразия без кручения и допускают симметрию относительно группы произвольных диффеоморфизмов, допустимо описывать все электромагнитные явления в многообразии афинной связности $R^3\times T^1$, рассматривая "метрику" Ω_{kn} и связности как самостоятельные физические структуры, характеризующие инерцию поля.

Выясним роль кручения. Пусть тензор $B^{k}_{pn}=\Gamma^{k}_{pn}-\Gamma^{k}_{np}$, показывающий отклонение компонент связности Γ^{i}_{pn} от симметричности по нижним индексам, отличен от нуля. Из предыдущего рассмотрения видно, что уравнения для $\widetilde{H}^{ik}$ изменяются следующим образом :

$$\left(\partial_k + B^{p}_{kp}\right)\widetilde{H}^{ik} = \widetilde{S}^{i} \ .$$

Для второй пары уравнений используем выражение для ковариантной производной ковариантного тензора второго ранга

$$\nabla_i F_{jk} = \partial_i F_{jk} - \Gamma^{l}_{ji}F_{lk} - \Gamma^{l}_{ki}F_{jl} \ .$$

Их суммирование даст

$$\nabla_{[k}F_{ij]} = \partial_{[k}F_{ij]} - B^{l}_{[ki}F_{j]l} \ .$$

Указанными добавками исчерпывается вклад кручения в уравнения Максвелла.

5.3. Необходимость использования расслоенного пространства-времени в электродинамике.

Она становится очевидной из анализа общековариантной взаимосвязи полей и индукции в многообразии $R^3\times T^1$. В рассматриваемом нами случае

$$H^{ik} = \chi^{ikmn} F_{mn} \ ,$$

где

$$\chi^{ikmn} = 0.5 \left(\Omega^{im} \Omega^{kn} - \Omega^{in} \Omega^{km} \right) \ ,$$

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

Здесь ε, μ - диэлектрическая и магнитная проницаемости среды соответственно, $u^i = dx^i / dg$, $dg^2 = g_{im} dx^i dx^m$.

Тензор g^{im} определяется видом материальных уравнений и для рассматриваемого случая в координатах

$$x^1 = x \ , \ x^2 = y \ , \ x^3 = z \ , \ x^0 = ict$$

совпадает с канонической структурой метрики псевдоевклидова многообразия

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

Поскольку в $R^3 \times T^1$ четырехметрики нет, то величину g^{im} можно рассматривать как физическую характеристику инерционных свойств поля, "присоединенную" к многообразию $R^3 \times T^1$.

При $\vec{u}=0$ из тензора Ω^{im} следует метрика Минковского

$$\Omega^{im} \big|_{\vec{u}=0,\ \varepsilon=\mu=1} = diag(1,1,1,1) \ .$$

Мы имеем здесь основную ростковую точку общепринятой теории.

Согласно методу, предложенному А.Эйнштейном, схема расчета электромагнитных явлений базируется на идее, что многообразие, посредством которого задаются взаимосвязи между полями и индукциями, отождествляется с опорным многообразием, в котором рассматриваются электромагнитные явления. Такой подход, как мы увидим, соответствует кинематическому способу решения задач электродинамики. Однако есть и другая возможность : идти по динамическому пути, создавая теорию нового типа, в которой изначально имеется, например, $R^3 \times T^1$ как внешнее пространство-время и , например, многообразие Минковского как внутреннее пространство-время. Такой вариант оказывается конструктивным, если в теорию ввести величину w в качестве регулятора изменения инерции поля.

Понятно, что эти два подхода диаметрально противоположны. Первый дает известное описание экспериментальных данных. Чтобы получить аналитические результаты из другого подхода, необходимы дополнительные предположения, которые и неочевидны и нетривиальны. Укажем некоторые

возможности движения в этом направлении. Заметим, что дифференциальные уравнения Максвелла следуют из лагранжиана

$$L = -\frac{1}{4} F_{mn} H^{mn} \ .$$

Очевидна его "внутренняя симметрия", его неизменность относительно группы ортогональных преобразований SO(N). Учтем тот факт, что группа де Ситтера SO(4,1) является подгруппой SO(N). Выберем структуру взаимосвязи полей и индукции таким образом, чтобы SO(4,1) была группой движения тензора χ^{ikmn}, что возможно, если он имеет симметрийные свойства тензора риманова пространства постоянной кривизны. Ограничимся этим случаем. Мы имеем тогда группу SO(4,1) в качестве внутренней симметрии уравнений электродинамики. Понятно, что тензор χ^{ikmn}, посредством которого определены материальные уравнения, присоединены к опорному многообразию, которым в рассматриваемом случае является $R^3 \times T^1$.

Отметим, что с начала века принята идеология описания инерции и гравитации единым образом. Хорошо известно, что успешной является калибровочная теория гравитации на группе SO(4,1), поэтому естественно ожидать успеха при описании инерционных эффектов в электродинамике тоже на основе этой группы. Заметим теперь, что при $\vec{u} \neq 0$ мы имеем дело с тензором вида $g^{ik} = dicg(1,1,1,w)$, который задает структуру многообразия, изоморфного многообразию Минковского. Такая ситуация является стандартной в калибровочной теории гравитации. Выполним факторизацию группы SO(4,1) по группе SO(3,1) с образованием внутреннего пространства

$$B = SO(4,1)/SO(3,1) \ .$$

В нашем случае это многообразие является четырехмерным

$$dim B = dim\ SO(4,1) - dim\ SO(3,1) = 4 \ ,$$

а поэтому может быть действительно использовано как внутреннее пространство, локально изоморфное опорному.

Понятно, что возможны и другие варианты. Например, рассмотреть U(1) -калибровочную теорию в главном расслоенном многообразии с группой G = SO(4,1); в многообразии, ассоциированном главному со слоем B = SO(4,1) / SO(3,1); в многообразии, слой в котором есть риманово пространство постоянной кривизны с тензором Ω^{ij}, а связность в общем случае имеет кручение.

Во всех случаях, согласно принятому подходу и модели описания электромагнитных явлений, именно потому, что дифференциальные уравнения электродинамики не зависят от четырехмерности и связности без кручения в опорном многообразии, тензор Ω^{ij} играет роль внешней характеристики инерционных свойств электромагнитного поля. Он задает "следы" внутреннего пространства Y на внешнем $R^3 \times T^1$. Укажем наглядную модель, иллюстрирующую этот тезис. Пусть мы имеем упругую плоскую поверхность, по которой

катится шар с выступами, образующими некоторый рисунок Тогда на опорной поверхности остаются "следы", которые нужно учитывать при расчете явления. В четырехмерной модели такие "следы" внутреннего пространства задаются тензорными полями В рассмотренном случае – тензором Ω^{ij}, который задает физическое поле инерции.

Структура расслоенного пространства-времени, простейшим из которых является восьмимерное многообразие с базой–пространством $R^3 \times T^1$ и слоем–псевдоевклидовым многообразием M^4, обеспечивает непротиворечивое согласование двух противоположных концепции о пространстве и времени явления происходят в $R^3 \times T^1$, но их динамика определяется в "плотных" средах группой Лоренца В настоящее время концепция расслоенного пространства-времени широко представлена как в математической, так и в физической литературе. Главная задача состоит в том, как конструктивно использовать ту богатую информацию, которая в этой модели содержится. Тонкость и новая черта в том, что в предлагаемой модели такое применение согласовано с концепцией отношения

Заметим, что необходимость использования модели расслоенного пространства-времени следует также из общих соображений. Весь опыт физики свидетельствует о наличии двух систем пространственно-временных величин : посредством одних описываются сами объекты, их размеры, конфигурация, время жизни, образовывая пространство состоянии B(1). Посредством других описывается относительное движение объектов и их частей, образовывая пространство событий B(2). Фундаментальной неявной аксиомой физики, сохраняющей свое значение до последнего времени, является предположение, что пространства B(1) и B(2) одинаковы

$$B(1) = B(2) = B \ .$$

До 1905 года такое "единое" пространство было ньютоновским

$$B = R^3 \times T^1 = N^4 \ .$$

Специальная теория относительности заменила N^4 на псевдоевклидово многообразие Минковского M^4 при отождествлении B(1) и B(2)

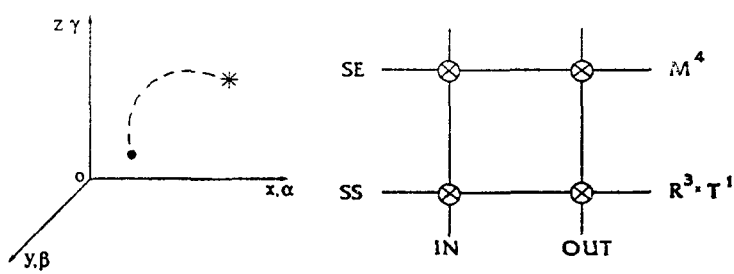
$$B(1) = B(2) = M^4 \ .$$

Основная черта предложенного мною обобщения модели электромагнитных явлений состоит в обосновании потребности разделения и функциональной дополнительности многообразий B(1) и B(2) как "внешнего" и "внутреннего". Конструктивен, например, вариант

$$B(1) = R^3 \times T^1 = N^4(x^k) \ , \ B(2) = Q^4(y^\alpha, x^k) \ .$$

Наличие связи между ними $\nu^{\alpha}=\nu^{\alpha}(x^{k})$ задает "следы" внутреннего пространства на опорном $Q^{4}(y^{\alpha},x^{k})|_{y^{\alpha}(x^{k})=M^{4}(x^{k})}$,образуя модель формально риманова пространство При таком рассмотрении глубины еще нет Чтобы ее достичь, необходима самостоятельная гипотеза о 8-мернои пространственно-временнои структуре физического мира *каждый физический объект имеет внешнюю и внутреннюю четырехмерные пространственно-временные части*

В силу этого динамика объекта определяется соединением и взаимнои дополнительностью внешних и внутренних частей объекта и не исчерпывается ими, так как последние, в свою очередь, допускают дальнейшее "расслоение". Внешний и внутренний мир можно рассматривать как "видимый" и "невидимый', переходя на этои основе к теоретическому обоснованию религии и углубленному физическому анализу живых объектов, в частности их парапсихологических своиств и характеристик Для удобства наглядных представлений о 8-мерии используем систему двух четырехмерных точек , размеченных поразному и соединенных между собои В предложенном варианте каждый объект характеризуется четырьмя пространственно-временными величинами, относящимися к базе и к слою некоторого расслоения, а также задающими пространство состояний и пространство событий. Общую структуру пространственно-временных связей зададим так :



Согласно этой схеме, объект и явление характеризуются внешним OUT и внутренним IN расслоенными пространствами, база–пространство состояний SS, и слой–пространство событий SE, для которых могут быть различны.

ЛИТЕРАТУРА

1.Weyl H. Raum, Zeit, Materie.- N.Y.: Springer, 1921.-320S.
2. Kottler F. Maxwellische Gleichungen und Metrik // Sitzungsberichte AK Wien 2a. -1922.-Bd.131.-s.
3. Cartan E. Annales de l'ecole Superiere. -1924.-N1,2
4. Danzig D. The fundamental equations of electrodynamics, independent of metrical geometry //Proceedings Cambridge Philosophycal Society. -1934.-V.30.-P.421-427.
5. Post E.J. Formal Structure of Electromagnetism.-Amsterdam:Holand, 1962.-204p.
6. Дешам Ж.А. Электродинамика и дифференциальные формы // ИИЭР. -1981. -Т.69, N6.-с.5-28

7. Ибрагимов Н.Х. Группы преобразований в математической физике. -.:Наука, 1985.-300с.

8. Фущич В.И., Никитин А.Г. Симметрия уравнений Максвелла. -Киев.: Навукова думка, 1985. -280 с.

9. Котельников Г.А. Группа Галилея в исследовании симметрийных свойств уравнений Максвелла // Теоретико-групповые методы в физике. -М.:Наука,1986.-Т.2. -с.466-494.

10. Барыкин В.Н. К вопросу о галилеевски инвариантной формулировке электродинамики// Весці АН БССР.-1985. - N4. с.110-114.

11. Барыкин В.Н. О физической дополнительности групп Галилея и Лоренца в электродинамике движущихся сред// Изв.вузов.Физика. - N10. - с. 461-466.

ЛЕКЦИЯ 6 : Концепция многомерного пространства-времени с равноправными внешними и внутренними степенями свободы - второй шаг к обобщению электродинамики.

6.1. Внешние и внутренние симметрии в электродинамике.
6.2. Черты модели расслоенного пространства-времени.
6.3 Простейшие модели расслоенного пространства-времени.
6.4 Описание динамики материальной точки горизонтальной геодезической.
6.5. Черты корпускулярно-волнового дуализма в модели расслоенного пространства-времени.

РЕЗЮМЕ

Проведено обоснование необходимости модели многомерного пространства-времени для объединения внешних и внутренних пространственно-временных симметрий в элетродинамике Показаны основные конструкции расслоенного многообразия, в котором слой и база имеют одинаковую размерность Рассмотрен ряд следствий простые модели пространства-времени и динамика горизонтальной геодезической как основа описания корпускулярно-волнового дуализма в многомерном пространстве-времени Выдвинута гипотеза о взаимной дополнительности внешних и внутренних пространственно-временных переменных

6.1. Внешние и внутренние симметрии в электродинамике.

Потребность в разделении симметрий физической системы или объекта на внешние и внутренние базируется в своей основе на представлении, что не существует объектов, не имеющих частей По этой причине к координатам материальной точки (их принято называть внешними) присоединяются (в частности, ими могут быть углы Эйлера) внутренние координаты. Тогда волновая функция идеального жесткого ротатора зависит от пространственных x,y,z и угловых θ, φ, χ координат

$$\Psi(x,y,z,\theta,\varphi,\chi) \ .$$

Подобный прием использовался давно, математическую классификацию внутренних структур впервые провел Д Финкельштейн [1]. Он базируется на рассмотрении однородных пространств группы симметрии системы. Начиная с работы Янга-Миллса [2], внутренние симметрии стали систематически использоваться в физике в рамках теории калибровочных полей. Так, электродинамика свободного электромагнитного поля в вакууме без зависимости скорости поля от скорости движения источника представляет собой пример теории калибровочного поля с абелевой группой симметрии U(1). В ней тензор напряженности выражается через калибровочные векторные поля:

$$F_{ik} = \partial_i A_k - \partial_k A_i \ .$$

Вторая пара уравнений следует из вариационного принципа для

$$L = -\frac{1}{4} F_{ik} F^{ik}$$

и имеет вид

$$\partial_k F^{ik} = 0 \ .$$

В рамках калибровочной инвариантности и концепции спонтанного нарушения симметрии удалось провести объединение электромагнитных и слабых взаимодействий для группы внутренней симметрии

$$G_{in} = SU(2) \times U(1) \ .$$

Источники и результаты синтеза изложены в работах [3-5].

Покажем, что группу внутренней симметрии в электродинамике можно найти, базируясь на приведенном общековариантном формализме. Дифференциальные уравнения сами по себе допускают очень широкую симметрию и не задают элементов метрики и связности, посредством которых можно было бы выделить подгруппы. Так, из условия форминвариантности метрики следует группа изометрий, из условия инвариантности связности- группа голономии. Поэтому при описании физических явлений в четырехмерном многообразии U_4 из анализа дифференциальных уравнений невозможно без дополнительных предположений установить его структуру. Отождествим U_4 с пространством Римана-Картана. В частности, используем плоское пространство аффинной связности, например $R^3 \times T^1$. В данном случае группа симметрии полной системы уравнений фиксирует лишь свободу выбора системы координат в опорном многообразии. В электродинамике движущихся сред ее задает группа произвольных диффеоморфизмов, являющихся как бы внешней по отношению к исследуемому явлению. Обозначим ее G_{out}. Группа действует в многообразии U_4, и поэтому определена пара

$$U_4, Diff(4) = G_{out} \ .$$

Другая группа симметрии, зависящая от метрики и связности, следует из анализа материальных уравнений электродинамики. Согласно проведенному анализу, тензор, связывающий поля и индукции, является тензором кривизны риманова многообразия

$$\tilde{\chi}^{ikmn} = Y_0 \Lambda \tilde{R}^{ikmn} \ .$$

Поэтому допустимая агебраическая классификация χ^{ikmn} по методу , разработанному А.З.Петровым для $\overset{V}{R}{}^{ikmn}$ в теории гравитации [6]. На этой основе задается группа симметрии.

Рассмотрим частный случай модели пространства, "свободного от материи". Тогда тензор кривизны билинейным образом выражается через 4-метрику. Для него известна группа движений, в данном случае группа де Ситтера SO(4,1) [7]. Отождествим группу движений риманова многообразия, ассоциированного с материальными уравнениями электродинамики G_{mov}, с группой внутренней симметрии G_{in}. В рассматриваемом случае

$$G_{mov} = G_{in} = SO(4,1) \ .$$

Группой изотропии произвольной точки многообразия является группа Лоренца SO(3,1). Пусть K будет ее подгруппой. Введем обозначения

$$G = SO(4,1) \ , \ H = SO(3,1) \ , \ K \in H \ ,$$

$$F = SO(4,1)/SO(3,1) \ , \ S = SO(3,1)/K \ .$$

Для многообразия F = G / H алгебра Ли группы G представится суммой $\tilde{g}=L^0+L^1$, где L^0 - алгебра Ли группы H, для которой $H(x_0)=x_0$. Алгебра $L^1=R^n_{x_0}$ изоморфна касательному пространству к F в точке x_0. Поскольку в метрике Киллинга на алгебре Ли $\tilde{g}$ подпространства L^0 и L^1 ортогональны [8] и

$$Sp(adA \cdot adB) = 0 \ ,$$

то форма Киллинга имеет вид

$$g_{ab} = \begin{pmatrix} \overset{(0)}{g_{\alpha\beta}} & 0 \\ 0 & \overset{(1)}{g_{\gamma\delta}} \end{pmatrix} .$$

Здесь α,β - индексы базиса в L^0,γ,δ - индексы базиса в L^1. Форму $\overset{(1)}{g_{\gamma\delta}}$ называют формой Киллинга симметричного пространства. Мы имеем сейчас необходимые элементы для построения модели расслоенного многообразия. Пусть

$$E_R = E_R\left(U_4, SO(4,1)/SO(3,1), SO(4,1)\right) \ ,$$

где U_4 - база, F =SO(4,1)/SO(3,1) - типовой слой, SO(4,1) - структурная группа.

К обобщениям приходим, усложняя структуру слоя. Пусть задан слой

$$FS\left(SO(4,1)/SO(3,1) \ , \ SO(3,1)/K\right) \ .$$

Тогда имеем

$$E_R = E_R\left(U_4, FS, SO(4,1)\right) .$$

Пространство U_4 использовано везде как база расслоенного многообразия, а терминология соответствует введенной в работе [9].

В принятом подходе слагаемые L^0, L^1 образуют разложение Картана

$$[L^0, L^0] \subset L^0 , \quad [L^1, L^0] \subset L^1 , \quad [L^1, L^1] \subset L^0 .$$

Алгебра Ли $\tilde{g}$ в сумме $\tilde{g}=L^0+L^1$ называется Z_2 -градуированной, так как

$$[L^i, L^j] \subset L^{(i+j)(mod2)}$$

Известно, что метрика на $R^n_{x_0}=Z^1$ инвариантна относительно внутренних автоморфизмов

$$\xi = g\,\xi\,g^{-1} ,$$

где $g \in H$, $\xi \in L^1$.

Для скалярного произведения на L^1 имеем условия

$$< \xi_T, \eta_T > = < \xi, \eta > , \quad < [A,\xi], \eta > + < \xi, [A,\eta] > = 0 .$$

Отсюда видно, что электродинамика движущихся сред допускает наличие внешней и внутренней симметрии и задает необходимые элементы структуры расслоенных многообразий. Выделим различные пространства (внешнее и внутреннее), индуцированные двумя группами симметрии. Они имеют самостоятельное значение, различные функции и структуру. Определенный физический интерес представляет их синтез. Так, рассмотрим расслоенное многообразие, базой которого является ньютоновское пространство-время, а слоем - многообразие Минковского. Такой вариант с целью синтеза абсолютных и относительных свойств пространства и времени гипотетически предлагался ранее в [10]. Теперь он обоснован в рамках синтеза симметрий. Рассмотрим расслоенное многообразие

$$E^R\left(U_4, Diff(4); F = G/H, G\right) ,$$

в котором база U_4 является пространством Римана-Картана, G/H - однородное пространство, G =SO(4,1), H = SO(3,1) . В этом случае

$$dim U_4 = dim F .$$

Выберем точку x_0 в базе и точку ξ_0 в слое. Проведем "склеивание" внешнего и внутреннего пространств, полагая $x_0=\xi_0$. Имеем изоморфизм пространств, касательных к базе и слою:

$T_{x_0} \sim F\xi_0$.

Реализуем взаимосвязь внутренних и внешних переменных - мост, задавая группу спаривания посредством преобразований

$$y^{\alpha} = y^{\alpha}(x^k) \ .$$

Рассмотрим "следы" четырехметрики $g_{\alpha\beta}(y,x_0)$, компонент связности $\Gamma^{\alpha}_{\beta\gamma}(y,x_0)$ и тензора кривизны $R_{\alpha\beta\gamma\delta}(y,x_0)$ области многообразия G/H в окрестности точки x_0 на базовое многообразие. Пусть

$$A^{\alpha}_{k} = \partial y^{\alpha}/\partial x^{k} \ , \ A^{k}_{\alpha} = \partial x^{k}/\partial y^{\alpha} \ .$$

Тогда имеем

$$g_{ik} = A^{\alpha\beta}_{i,k} \overset{*}{g}_{\alpha\beta}(x) \ , \ R_{ijkl} = A^{\alpha\beta\gamma\delta}_{ijkl} \overset{*}{R}_{\alpha\beta\gamma\delta} \ ,$$

где

$$\overset{*}{g}_{\alpha\beta} = g_{\alpha\beta}|_{y=y(x)} \ , \ \overset{*}{R}_{\alpha\beta\gamma\delta} = R_{\alpha\beta\gamma\delta}|_{y=y(x)} \ .$$

Так выполнено явное проектирование внутреннего пространства на внешнее. Тензорное поле $\xi^{ikmn} = R^{ikmn}$ и скалярная плотность $\Lambda = \sqrt{g}$ из внутреннего пространства переведены во внешнее, в частности в $R^3 \times T^1$. Понятно, что они зависят от структуры группы спаривания.

Возможен и обратный вариант. Так, в работах [10,11] тензорное поле ξ^{ikmn} получено из физической модели, без обращения к указанной схеме проектирования.

6.2. Черты модели расслоенного пространства-времени.

В работе [10] рассмотрено расслоенное пространство-время, база и слой в котором являются 4-мерными многообразиями. В ней проанализированы математические аспекты и вопросы физической интерпретации такого подхода. Учтем, следуя идеологии расслоенного пространства времени, изменения в этой схеме, вытекающие из наличия внешней и внутренней симметрии в уравнениях электродинамики.

Многомерное пространство-время необходимо, с физической точки зрения, для согласования двух видов пространственно-временных характеристик: одних, выражающих состояние объекта или их совокупности, и других, описывающих движение объекта или их совокупности–событие. С математической точки зрения модель инициируется представлением о наличии двух различных симметрий для одних и тех же уравнений. Поскольку указанные величины

независимы, важно рассмотреть реализацию их синтеза Заметим, что поведение эталонов длины и времени столь же самостоятельно и равноправно с физической точки зрения, как и поведение событий, задающих смещения точки в условиях данного эксперимента, что проанализировано в [12] Внешняя симметрия позволяет произвольным образом задать систему координат в многообразии Римана-Картана, и в частности в ньютоновском пространстве-времени, если многомерное пространство-время отождествить с расслоенным многообразием, то G_{out} задает атлас в базе расслоения Внутренняя симметрия позволяет учесть специфику связи двухтензорного электромагнитного поля с его окружением - физической средой Она коррелирует с выбором базы, но имеет самостоятельное значение Так, нормированное скалярное поле (отношение) с одной стороны, задает условия взаимосвязи поля со средой, неустранимое преобразованиями координат, с другой стороны, определяет группу внутренней симметрии системы Группой изотропии для локальной канонической метрики событий является группа Лоренца, индуцирующая псевдоевклидову структуру пространства событий В нашем случае им является пространство Минковского, постулируемое нами ранее как типовой слой Такой вариант представляет интересные возможности для синтеза ньютоновских и эйнштейновских представлений о пространстве и времени

На данном этапе анализа электромагнитных явлений стало очевидным, что обшековариантная электродинамика движущихся сред естественным образом индуцирует структуру расслоенного пространства-времени Базой его является многообразие Римана-Картана, слоем - однородное пространство G/H, образованное факторизацией группы внутренней симметрии по ее максимальной компактной подгруппе

Структурной группой расслоения является группа движений риманова пространства, ассоциированного с материальными уравнениями электродинамики, калибровочной–произвольная ее подгруппа

Сформулируем сейчас представление о физической иерархии расслоений Соединим концепцию расслоенности пространства-времени с общими представлениями о структуре объектов Будем использовать, следуя [10], координаты слоя как характеристики внутреннего движения физического объекта Однократное расслоение, типовой слой в котором есть одномерное пространство G/H, представляет собой материальную точку в виде структуры, состоящей из материальных точек более высокого уровня Двукратное расслоение описывает материальные точки более высокого уровня как протяженные объекты В этом случае типовой слой есть самостоятельное расслоенное многообразие вида

$$F(G/H,H/K,..)$$

Заметим, что в случае группы внутренней симметрии с конечным числом параметров приходим к конечному числу возможностей выбора типового слоя, что может быть использовано при классификации типов частиц. Очевидным образом получаем иерархию расслоений, которая может быть продолжена как в одну, так и в другую стороны, если за основу брать концепцию материальной точки.

Указанную иерархию замкнем по динамическому признаку. Для этого выберем некоторый опорный уровень $P_к$. Пусть уровни $P_{n-к}$ и $P_{к+n}$, которые являются некоторым внешним и внутренним уровнем иерархии, оказывают "одинаково слабое" влияние на динамику объекта, отнесенного к опорному уровню. Тогда возможно их отождествление, ведущее к замыканию иерархии. Поскольку поведение объектов, по крайней мере биологических, определяется не только их прошлым, но и стремлением к будущему, их динамика должна строиться с учетом вариантов замыкания, обусловленных " склеиванием" эквивалентных по влиянию конечных точек. Поэтому на каждом уровне можно выделить пространства, отнесенные к прошлому, настоящему и будущему. В этом случае получаем иерархическую полосу. При "склеивании" точек для различных уровней приходим либо к цилиндру, либо к полосе Мебиуса. Вероятно, замкнутая топологическая полоса может быть использована для описания конечного числа типов физических объектов как конструкции в иерархии расслоенных многообразий.

Сформулируем проблему размерностного расширения теории. Потребность в ней вызвана необходимостью перехода от четырехмерных моделей физических явлений к моделям, заданным в многомерном пространстве-времени. В настоящее время разработано несколько вариантов обратной задачи. Такое направление называется размерной редукцией. Суть его в переходе от теории, заданной в расслоенном многообразии, к 4 - мерной модели. С точки зрения дифференциальной геометрии задача сводится к построению некоторого сечения расслоенного многообразия. Алгоритмически оно обычно выполняется интегрированием уравнений по слоевым координатам [13]. Другая сторона проблемы, расширенная связана с физической интерпретацией калибровочных полей как "проявлении структуры физических объектов". В стандартном подходе известна локальная группа симметрии. Учет зависимости ее параметров от координат позволяет в рамках лагранжева подхода обеспечить переход к главному расслоенному многообразию, в котором калибровочные поля играют роль компонент связности. Типовой слой в нем образует группа симметрии, посредством которой извлекается информация об объекте. Было бы желательно иметь такую теорию, в которой внутренняя симметрия элементарных частиц учитывается аналогично внешней. Для этого нужна разработка математических аспектов проблемы, аналогично тому, как это сделано в методе размерной редукции, когда переход от главного расслоенного многообразия к четырехмерному сведен к вопросам теории индуцированных представлений [14,15].

Используем для размерностного расширения принцип относительности в расслоенном многообразии, аналогичный использованному в работе [10] : законы, по которым изменяется состояние физических систем, инвариантны относительно преобразовании, сохраняющих структуру пространственно-временного многообразия.

Ситуация выглядит следующим образом: необходимо перейти от тензоров и дифференциальных операторов в 4-мерном многообразии к соответствующим величинам в расслоенном, учитывая его структуру и другие возможные особенности задачи. Приведем один пример того, как это можно сделать. Рассмотрим однократное расслоение, каждая точка которого параметризована

координатами $\{x^k\}$ базы и координатами $\{y^\alpha\}$ слоя, при условии, что они имеют размерность четыре. Допустимые преобразования координат:

$$x^{k'} = x^{k'}\left(x^k\right) \ , \ y^{\alpha'} = y^{\alpha'}\left(y^\alpha, x^i\right) \ .$$

В каждой точке (x,y) расслоенного многообразия имеем два вида векторных пространств – касательное и кокасательное с базисами :

$$T_{n+n}(x,y) = \left\{X_i = \frac{\partial}{\partial x^i} \ , \ Y_\alpha = \frac{\partial}{\partial y^\alpha}\right\} \ , \ T^*_{n+n} = \left\{dx^i, dy^\alpha\right\} \ .$$

Для матрицы преобразования координат получим

$$A = \begin{pmatrix} x^{i'}_i & 0 \\ y^{\alpha'}_i & y^{\alpha'}_\alpha \end{pmatrix} \ , \ A^{-1} = \begin{pmatrix} x^i_{i'} & 0 \\ y^\alpha_{i'} & y^\alpha_{\alpha'} \end{pmatrix} \ .$$

Слоевой репер при этом остается инвариантным, а базовый получает добавку

$$\vec{e}_{\alpha'} = y^\alpha_{\alpha'}\vec{e}_\alpha \ , \ \vec{e}_{i'} = x^i_{i'}\vec{e}_i + y^\alpha_{i'}\vec{e}_\alpha \ .$$

Для кореперов ситуация является обратной.

Выбор инвариантного репера

$$\vec{E}_i = \vec{e}_i - \Gamma^\alpha_i \vec{e}_\alpha \ ,$$

являющегося тензором относительно преобразования координат, индуцирует преобразование объекта линейной связности $\Gamma^\alpha_i(x,y)$ по закону

$$\Gamma^{\alpha'}_{i'} = x^i_{i'}\left(-y^{\alpha'}_i + y^{\alpha'}_\alpha \Gamma^\alpha_i\right) \ .$$

Инвариантный коренер запишется поэтому так :

$$\Theta^\alpha = dy^\alpha + \Gamma^\alpha_k dx^k \ , \ dx^k \ .$$

Произвольное векторное поле представится в виде суммы горизонтального и вертикального, т.е. инвариантных базового и слоевого векторных полей. Аналогично представляются тензоры. Для построения системы уравнений используем процедуру инвариантного дифференцирования на основе работы [16].

Следуя условию, что инвариантный дифференциал горизонтального поля есть горизонтальный вектор, для линейной связности получим

$$D\xi^i = d\xi^i + \xi^k\left(\Gamma^i_{kp}dx^p + C^i_{k\alpha}\Theta^\alpha\right) \ .$$

Условие горизонтальности означает, что

$$D\xi^{i'} = x^{i'}_{i} D\xi^{i} .$$

Отсюда имеем законы преобразования компонент связности

$$\Gamma^{i'}_{j'k'} = x^{i'}_{i}\left(x^{j}_{j'k'} + x^{j}_{j'} x^{k}_{k'} \Gamma^{i}_{jk}\right) ,$$

$$C^{i'}_{j'\alpha'} = x^{i'}_{i} y^{j}_{j'} y^{\alpha}_{\alpha'} C^{i}_{j\alpha} .$$

Следуя условию, что инвариантный дифференциал вертикального поля есть вертикальный вектор, для линейной связности получим

$$D\xi^{\alpha} = d\xi^{\alpha} + \xi^{\beta}\left(\Gamma^{\alpha}_{\beta k} dx^{k} + C^{\alpha}_{\beta\gamma}\Theta^{\gamma}\right) .$$

Условие вертикальности означает, что

$$D\xi^{\alpha'} = y^{\alpha'}_{\alpha} D\xi^{\alpha} .$$

Отсюда имеем законы преобразования компонент связности

$$C^{\alpha'}_{\beta'\gamma'} = y^{\alpha'}_{\alpha}\left(y^{\alpha}_{\beta'\gamma'} + y^{\beta}_{\beta'} y^{\gamma}_{\gamma'} C^{\alpha}_{\beta\gamma}\right) ,$$

$$\Gamma^{\alpha'}_{\beta' k'} = y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}_{\beta' k'} + y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\beta}_{\beta'} x^{k}_{k'} \Gamma^{\alpha}_{\beta k} + y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}_{\beta'\gamma'} x^{k}_{k'}\left(y^{\gamma'}_{k} - y^{\gamma'}_{\gamma}\Gamma^{\gamma}_{k}\right) .$$

Инвариантный дифференциал выражается через пару координатных производных. Для векторных полей

$$D\xi^{i} = dx^{k}\nabla_{k}\xi^{i} + \Theta^{\alpha}\nabla_{\alpha}\xi^{i} ,$$

$$D\xi^{\alpha} = dx^{k}\nabla_{k}\xi^{\alpha} + \Theta^{\beta}\nabla_{\beta}\xi^{\alpha} .$$

Здесь величины

$$\nabla_{k}\xi^{i} = \Gamma^{i}_{pk}\xi^{p} + \overset{\xi}{\partial}_{k}\xi^{i} , \quad \nabla_{\alpha}\xi^{i} = C^{i}_{p\alpha}\xi^{p} + \overset{\xi}{\partial}_{\alpha}\xi^{i} ,$$

$$\nabla_{k}\xi^{\alpha} = \Gamma^{\alpha}_{\beta k}\xi^{\beta} + \overset{\xi}{\partial}_{k}\xi^{\alpha} , \quad \nabla_{\beta}\xi^{\alpha} = C^{\alpha}_{\gamma\beta}\xi^{\gamma} + \overset{\xi}{\partial}_{\beta}\xi^{\alpha}$$

являются тензорами. Пфаффовые производные определены выражениями

$$\overset{\xi}{\partial}_{i} = \partial_{i} - \Gamma^{\alpha}_{i}\partial_{\alpha} , \quad \overset{\xi}{\partial}_{\alpha} = \partial_{\alpha} .$$

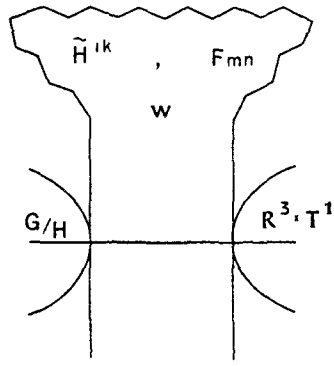


Рис. 6.1. Внешнее $R^3 \times T^1$ и внутреннее G/H пространства в структуре электродинамики.

Инвариантный дифференциал тензоров более высокого ранга выразится через дифференциальные формы

$$\omega_j^i = \Gamma_{jk}^i dx^k + C_{j\alpha}^i \Theta^\alpha \ , \ \omega_\beta^\alpha = \Gamma_{\beta\mu}^\alpha dx^k + C_{\beta\gamma}^\alpha \Theta^\gamma \ .$$

Будем описывать электромагнитное поле ковариантными и контравариантными тензорами второго ранга H^2 и F_2. Пусть их вертикальные и горизонтальные компоненты равны соответственно $(H^{ik}, H^{\alpha\beta}), (F_{im}, F_{\alpha\beta})$. Примем предположение, что законы в вертикальной и горизонтальной части расслоенного многообразия аналогичны четырехмерным. Тогда получим систему

$$\nabla_k \tilde{H}^{ik}(x,y) = \tilde{S}^i(x,y) \ , \ \nabla_{[l} F_{mn]}(x,y) = 0 \ , \ \tilde{H}^{ik} = Y_0 \tilde{\Lambda}_0 \chi^{ikmn} F_{mn} \ ,$$

$$\nabla_\beta \tilde{H}^{\alpha\beta}(x,y) = \tilde{S}^\alpha(x,y) \ , \ \nabla_{[\alpha} F_{\beta\gamma]}(x,y) = 0 \ , \ \tilde{H}^{\alpha\beta} = Y_1 \tilde{\Lambda}_1 \chi^{\alpha\beta\gamma\delta} F_{\gamma\delta} \ .$$

Для того, чтобы извлечь из нее физические следствия, нужен ряд дополнительных предположений о структуре расслоенного многообразия.

Различие групп симметрии уравнений поля и многообразия в данном случае допустимо, так как группа симметрии РПВ содержит в качестве подгрупп группу преобразований слоя, а также группу преобразований базы.

Движения точечного события определены в РПВ. Характеризующее его векторное поле имеет горизонтальную и вертикальную составляющие. По определению

$$D\tau^i = 0 \ , \ D\tau^\alpha = 0 \ . \qquad (6.1)$$

В координатах уравнение имеет вид

$$\frac{d^2 x^i}{dp^2} + \Gamma_{(jk)}^i \frac{dx^j}{dp} \frac{dx^k}{dp} + C_{j\alpha}^i \tau^\alpha \frac{dx^j}{dp} = 0 \ , \qquad (6.2)$$

$$\frac{d\tau^{\alpha}}{dp} + \Gamma^{\alpha}_{\beta k}\,\tau^{\beta}\frac{dx^{k}}{dp} + C^{\alpha}_{(\beta\gamma)\tau}\tau^{\beta}{}_{\tau}\tau^{\gamma} = 0 \ . \qquad (3.2)\,(a)$$

Из уравнения (6.2) следует, что вертикальное движение - поведение τ^{α} -оказывает воздействие на поведение горизонтального поля. Верно и обратное, так как в уравнение (6.2а) входит dx^{k}/dp.

Укажем аргументы общего характера, иллюстрирующие неполноту четырехмерного пространственно-временного многообразия. Заметим, что поведение физического объекта в пространстве-времени описывается двумя классами характеристик. К первому классу относятся характеристики состояния объекта - конфигурация, объем, время жизни и т.д. Обозначим координаты, описывающие состояние, через $\{x^{k}\}$. К другому классу относятся характеристики, описывающие движение выделенного объекта по отношению к другим. Скажем, что они определяют событие, и обозначим его координаты через $\{y^{k}\}$. Представима, в частности, ситуация, когда пространственно-временные характеристики объекта самого по себе не меняются или их изменением можно пренебречь, а состояние движения претерпевает существенные изменения. В общем случае взаимосвязь пространственно-временных характеристик, измеренных различными наблюдателями, будет различной для величин первого и второго класса.

$$x^{k'} = x^{k'}(x^{k}) \ , \ y^{\alpha'} = y^{\alpha'}(y^{\beta}, x^{k}) \ .$$

Эти соотношения появляются также при анализе проблемы измерения параметров электромагнитного поля, например, скорости распространения и изменения волнового вектора. Действительно, при проведении независимых прямых измерений скорости света один наблюдатель получит за время dt в системе координат K проекции смещения луча света dy^{α}, а другой наблюдатель за время dt' - проекции $dy^{\alpha'}$ в системе координат K'. Их соотношение определяется, конечно, экспериментальной ситуацией. Взаимосвязь пространственно - временных параметров dx^{k} для эталонов, полученная различными наблюдателями, в общем случае не совпадает с взаимосвязью измеренных смещений.

6.3. Простейшие модели расслоенного пространства-времени.

Модель расслоенного пространства-времени определена, если указано правило нахождения ее элементов. Рассмотрим некоторые возможности.

М I. Потребуем, чтобы оснащение горизонтального $T_{n}(x,y)$ и вертикального $T_{N}(x,y)$ пространств не менялось вдоль произвольного цикла-лифта

$$K^{i}_{jkp} = R^{i}_{jkp} + C^{i}_{j\sigma}R^{\sigma}_{kp} = 0 \ , \ R^{\alpha}_{\beta kp} = 0 \ .$$

Пусть $C^{i}_{j\sigma}=0$. Тогда

$$R^i_{jkp}=0\ ,\ R^i_{q\alpha\beta}=0\ .$$

Наложим дополнительные условия на структуру базового многообразия:

$$L^i_{qk\alpha}=\partial_\alpha\Gamma^i_{qk}=0\ ,\ R^i_{kp}=0\ .$$

Из них следует, что компоненты связности зависят только от координат базового многообразия и симметричны. Если связность согласована с метрикой базы $g_{ij}(x)$, ее коэффициенты Γ^k_{ij} определены выражением

$$\Gamma^k_{ij}=\frac{1}{2}g^{kl}\left(\frac{\partial g_{lj}}{\partial x^i}+\frac{\partial g_{il}}{\partial x^j}-\frac{\partial g_{ij}}{\partial x^l}\right)\ .$$

В случае плоской базы имеем R^i_{jkp}=0, $R^\alpha_{\beta kp}$=0. Определим структуру слоевого многообразия уравнениями

$$R^\sigma_{pk}=0\ ,\ L^\gamma_{\sigma k}=\Gamma^\gamma_{\sigma k}-\partial_\alpha\Gamma^\gamma_k=0\ ,\ R^\alpha_{\sigma k\beta}=0\ ,\ \Gamma^\gamma_{\sigma k}=\partial_\alpha\Gamma^\gamma_k\ . \tag{6.3}$$

Пусть

$$C^\alpha_{\beta\gamma}=\frac{1}{2}g^{\alpha\delta}\left(\frac{\partial g_{\delta\gamma}}{\partial y^\beta}+\frac{\partial g_{\beta\delta}}{\partial y^\gamma}-\frac{\partial g_{\beta\gamma}}{\partial y^\delta}\right)\ . \tag{6.4}$$

Будем считать, что метрика слоя $g_{\alpha\beta}$ и метрика базы известны, а также справедливы уравнения (6.3), (6.4). Для нахождения Γ^α_k,$\Gamma^\alpha_{\beta k}$ имеем систему уравнений

$$\partial_{[p}\Gamma^\alpha_{\sigma|k]}+\Gamma^\alpha_{\rho[p}\Gamma^\rho_{\sigma|k]}=0\ , \tag{6.5}$$

$$\partial_k C^\alpha_{\sigma\beta}+\partial_\beta\Gamma^\alpha_{\sigma k}+C^\rho_{\sigma\beta}\Gamma^\alpha_{\rho k}-\Gamma^\rho_{\sigma k}C^\alpha_{\rho\beta}+C^\alpha_{\sigma\rho}\partial_\beta\Gamma^\rho_k=0\ . \tag{6.6}$$

Особенность предложенной системы состоит в наличии алгебраических и дифференциальных уравнений, что делает возможным различие базового и слоевого многообразий. Кроме того, модель обладает некоторой гибкостью, обусловленной наличием канонической проекции и структурной группы преобразований.

М II. В частном случае, когда $\Gamma^\alpha_{\beta k}$=0, уравнение (6.5) выполняется тождественно. Из (6.3) имеем, что $\Gamma^\gamma_k(x)$=0. Из (6.6) получим систему уравнений для

$$\partial_k C^\alpha_{\beta\gamma}-\Gamma^\beta_k\frac{\partial}{\partial y^\beta}C^\alpha_{\beta\gamma}=0\ .$$

М III. Уравнения динамики материальной точки Ньютона следуют из уравнений для геодезических, если $\Gamma^i_{jk} \not\equiv 0$. Это возможно лишь в том случае, когда тензор $C^i_{jk} \neq 0$. Уравнение для C^i_{jk} существенно определит динамику материальнои точки. В случае, когда $\Gamma^i_{jk} \neq 0$, компоненты связности зависят от координат слоя. В общем случае отсюда следует наличие кручения.

Назовем стандартной моделью РПВ следующую конструкцию: базой является $R^3 \times T^1$, а слоем - пространство Минковского. В ней объединены абсолютность и относительность одновременности, а также абсолютность и относительность длины. В стандартной модели группа Лоренца может рассматриваться как подгруппа общей группы симметрии РПВ.

6.4. Описание динамики материальной точки горизонтальной геодезической.

Уравнения для горизонтальной геодезической имеют вид

$$\frac{d^2x^i}{dp^2}+\Gamma^i_{(jk)}\frac{dx^j}{dp}\frac{dx^k}{dp}=0 \ , \ \frac{d^2y^\alpha}{dp^2}+\frac{d\Gamma^\alpha_k}{dp}\frac{dx^k}{dp}+\Gamma^\alpha_k\frac{d^2x^k}{dp^2}=0 \ . \qquad (6.7)$$

Пусть известна траектория точечного события в $Y_N(v_n)$

$$x^i = x^i(p) \ , \ y^\alpha = y^\alpha(p) \ ,$$

где P- параметр, определяющий точку кривой в РПВ. Примем условия:

- связность Γ^i_{jk} определена через метрику Ω_{kn} ,
- пусть $dp^2 = g_{km}(x,y)dx^k dx^m + g_{\alpha\beta}(x,y)\Theta^\alpha\Theta^\beta$.

Для горизонтальной геодезической $\Theta^\alpha = 0$. Тогда

$$dp^2 = g_{km}(x,y)dx^k dx^m \ .$$

Используя явный вид метрики $\Omega_{kn} = \sqrt{\mu}\left(\Theta_{kn} - u_k u_n \kappa/(1+\kappa)\right)$, где

$$\kappa = c\mu\frac{1}{w} - 1 \ , \ u^i = dx^i/d\Theta ,$$

оценим члены Γ^i_{jk}. Разложим Ω_{ij} в ряд

$$\Omega_{ij} = \overset{(0)}{\Omega}_{ij} + C^{-2}\overset{(1)}{\Omega}_{ij} + ..., \Omega_{00} = 2\rho(x^k, y^\alpha) \ ,$$

где $\overset{(0)}{\Omega}_{ij} = const$, $\overset{(1)}{\Omega}_{ij}$ - функция для значений индексов i,j = 1,2,3 , Ω_{00} - функция. Следовательно,

$$\frac{\partial\Omega_{ij}}{\partial x^0}=\frac{1}{c}\frac{\partial\Omega_{ij}}{\partial p}=O\left(\frac{1}{c^3}\right),\quad \frac{\partial\Omega_{ij}}{\partial x^k}=O\left(\frac{1}{c^2}\right),\quad k=1,2,3\ .$$

Максимальное по порядку значение $\Gamma^i_{jk}\frac{dx^j}{dp}\cdot\frac{dx^k}{dp}$ имеет выражение $\Gamma^k_{00}\dot{x}^0\dot{x}^0$. Для Γ^k_{00} получим

$$\Gamma^k_{00}=\frac{1}{2}\Omega^{kk}\left(-\frac{\partial\Omega_{00}}{\partial x^k}\right)\approx-\frac{1}{m_0}\frac{\partial p(x^k,y^\alpha)}{\partial x^k}\ .$$

Тогда уравнения (6.7) запишутся в виде

$$m_0\frac{d^2x^k}{dp^2}=-\frac{\partial p(x,y)}{\partial x^k}\ , \tag{3.8}$$

$$\frac{d^2y^\alpha}{dp^2}+\frac{dx^k}{dp}\frac{d\Gamma^\alpha_k}{dp}-\frac{\partial p}{\partial x^k}\Gamma^\alpha_k=0\ . \tag{3.9}$$

Каноническая проекция уравнений (6.8) в базу даст известные уравнения динамики материальной точки, группа инвариантности которых определяется метрикой g_{km}. В частности, в декартовых координатах при $g_{km}=\eta_{km}$ имеем лоренцинвариантную систему уравнений в базе расслоенного пространства-времени. Компоненты $\partial p/\partial x^k$ определяют четырехмерную силу, а d^2x^k/dp^2 -четырехмерное ускорение.

Рассмотрим следствия из уравнений (6.8), (6.9).

Вариант 1. Пусть $\frac{\partial p}{\partial x^k}=0$. Тогда $\frac{d^2x^k}{dx^k}=0$. Система уравнений, определяющих движение точки в РПВ,

$$a_k=\frac{dx^k}{dp}=const\ ,\quad \frac{d^2y^\alpha}{dp^2}=-k^\alpha\frac{d\Gamma^\alpha_k}{dp}\ ,$$

описывает горизонтальную геодезическую в случае, когда равномерному и прямолинейному горизонтальному движению соответствует ускоренное непрямолинейное вертикальное движение.

Вариант 2. Пусть $d^2y^\alpha/dp^2=0$. Тогда получим систему уравнений

$$\frac{dy^\alpha}{dp}=0\ ,\quad \frac{d^2x^k}{dp^2}=\Phi\left(\Gamma^\alpha_k,\frac{d\Gamma^\alpha_k}{dp},\frac{\partial p}{\partial x^k},\frac{dx^k}{dp}\right)\ ,$$

описывающую ситуацию, когда равномерному и прямолинейному вертикальному движению соответствует ускоренное горизонтальное движение.

Вариант 3. Пусть $\frac{\partial \rho}{\partial x^k} = \frac{d^2 y}{dp^2} = 0$. Тогда

$$\frac{d^2 x^k}{dp^2} = 0 \ , \ \frac{dx^k}{dp} \cdot \frac{d\Gamma_k^{\alpha}}{dp} = 0 \ .$$

Эта система уравнений описывает случай равномерного и прямолинейного движения материальной точки в РПВ.

Заметим, что скорость и ускорение являются векторами РПВ, поэтому динамика материальной точки определяется поведением горизонтальных и вертикальных компонент скорости и ускорения. Это обстоятельство качественно объясняет известный факт зависимости ускорения материального объекта от его скорости при постоянной силе, воздействующей на объект, без привлечения гипотезы увлечения эфира.

6.5. Черты корпускулярно-волнового дуализма в модели РПВ.

Согласно модели РПВ, физические объекты и явления характеризуются горизонтальными и вертикальными величинами, ковариантно зависящими от координат слоя и базы. С другой стороны, известно, что физические объекты обладают корпускулярно-волновыми свойствами. В четырехмерном пространстве-времени, в котором обычно рассматриваются экспериментальные данные, указанные своиства противоречивы. Примем гипотезу 2: *корпускулярные и волновые свойства характеризуются величинами в РПВ.*

Покажем, что в модели РПВ физические объекты характеризуются двумя типами частот и длин волн. Частоту, входящую во взаимосвязь с энергией кванта $E = \hbar\omega$, назовем эйнштейновской и обозначим $\omega_Э$. Особенностью $\omega_Э$ в том, что она внутренним образом характеризует электромагнитное поле в том смысле, что возможно изменение скорости поля без изменения частоты. Частоту, входящую в соотношение $\omega_Б = c/\lambda_Б$, где для материального объекта по Бройлю $\lambda_Б = \hbar/mv$, назовем частотой Бройля и обозначим $\omega_Б$. Характерной особенностью этой частоты является ее зависимость от скорости движения объекта. Рассмотрим источник электромагнитного поля в вакууме, движущийся со скоростью u. Энергии электромагнитного поля в системе покоя E_0 поставим в соответствие инерционную массу $m_I = E_0/c^2$. Найдем длину волны Бройля для указанного случая. Тогда

$$\omega_Б = \frac{u}{c}\omega_Э \ .$$

Частота Бройля для электромагнитного поля в нерелятивистском приближении есть добавка к основной частоте, обусловленной эффектом Допплера. Действительно, при приближении источника к детектору со скоростью u обнаруженное значение частоты определяется приближенной формулой

$$\omega'_э = \omega_э(1 + \frac{u}{c}) .$$

Из этой формулы следует, что $\nabla\omega_э = \omega_Б$.

Используя модель расслоенного пространства-времени, установим связь частоты Бройля и скорости движения физического объекта. Рассмотрим точечное событие в РПВ, полагая, что его смещение в базе задано координатами dx^k. Рассмотрим горизонтальный лифт $dy^\alpha + \Gamma^\alpha_\xi dx^k = 0$ как условие взаимосвязи смещений в базе и в слое. Предположим, что $\det|\Gamma^\alpha_\xi| \neq 0$, и разрешим систему уравнений dx^k. Примем предположение, что

$$\Gamma^k_0 = 0 \ , \ \Gamma^k_1 = \Gamma^k_2 = \Gamma^k_3 = b_k/(y_1^2 + y_2^2 + y_3^2)^{1/2} \ .$$

Разделим уравнения на инвариантный дифференциал, отождествив его со временем, заданным в базе. Получим

$$dx^k/dp = a^k u/R \ ,$$

где u - скорость горизонтального движения в слое, R - радиус горизонтального вращения точки в слое. Отсюда имеем связь импульса с частотой, которую предложил Бройль: $p = const \cdot \omega_Б$.

Модель РПВ не противоречит тому, что одной и той же частоте Бройля можно поставить в соответствие несколько пространственно-временных конфигураций физического объекта. Действительно, пусть система имеет несколько собственных значений энергии, относящихся к различным конфигурациям объекта в РПВ Тогда одной конфигурации в базе может соответствовать несколько различных в слое, что приведет к вырождению энергии объекта. Аналогично, одной и той же корпускулярной энергии может соответствовать несколько слоевых состояний и это обусловит "неопределенность" состояний объекта. Рассмотрение объекта как структуры в РПВ усложняет вопрос о его энергии. Поскольку полное движение есть совокупность взаимосвязанных горизонтальных и вертикальных движений, полная энергия включает энергию горизонтального движения, энергию вертикального движения, а также энергию, характеризующую их взаимосвязь.

Нами установлено наличие двух типов частот и длин волн в электродинамике. Учтем дополнительно гипотезу, что структура и движение физических объектов задаются величинами в РПВ. Отнесем $\lambda_э$ к базовой длине, а $\lambda_Б$ - к слоевой. Тогда в соответствии с принятой идеологией $\lambda_э$ характеризует видимую конфигурацию физического объекта, его макроскопическое проявление, а $\lambda_Б$ - невидимое, внутреннее движение, которое проявляется только при дополнительных условиях. Очевидно, что $\lambda_Б$ проявит себя в динамике. Различие слоевой длины для различных наблюдателей может иметь в своей основе динамику, если оно обусловлено, например, движением наблюдателя.

Примем предположение, что " волна де Бройля" является динамической характеристикой объекта, связанной с наличием у него структуры в РПВ. Проанализируем в этой связи другие возможности связи макроскопических

параметров с внутренними, такими, как $\omega_Б$ и $\lambda_Б$. Покажем, что групповой скорости можно поставить в соответствие другую частоту без противоречия с единообразным описанием корпускулярных и волновых свойств и движений. Напомним сущность подхода Бройля:

- полной энергии ставится в соответствие частота $E = \hbar\omega_Б$;
- групповой скорости v_g соответствует фазовая частота $v_ф = c^2/v_{гр}$;
- длина волны Бройля равна $\lambda_Б = v_ф/\omega_Б$;
- групповая скорость фазовых волн равна скорости движения тела;
- из принципа Ферма должен следовать принцип Гамильтона.

Недостатком такого подхода является использование частоты Эйнштейна во взаимосвязи энергии и частоты, хотя в подходе Бройля речь идет о другой частоте. Кроме этого, использование фазовой скорости, большей скорости света в вакууме, свидетельствует о невозможности физической реализации процесса, в то время как в модели РПВ волновые процессы в слое реальны. Поступим следующим образом :

- сопоставим кинетической энергии частоту $m v_{гр}^2 = 2\hbar\tilde{\omega}$,
- зададим фазовую скорость $2v_ф = v_{гр}$,
- определим $\lambda = v_ф/\tilde{\omega}$ и покажем, что групповая скорость введенных фазовых волн равна скорости движения тела ; действительно,

$$u = d\tilde{\omega}/d(1/\lambda) = v_{гр} \ ,$$

- для импульса имеем

$$p = m_0 v_{гр} = h\tilde{\omega}/v_ф = \hbar/\lambda \ ,$$

- в рассматриваемом случае из принципа Ферма следует принцип Гамильтона

$$\delta S = \delta \int_A^B \frac{ds}{\lambda} = \delta \int_A^B \frac{\tilde{\omega}}{v_ф} ds = \delta \int_A^B \frac{1}{\hbar} m v \, ds \ .$$

Следовательно, обнаружение взаимосвязи корпускулярных и волновых свойств материи возможно при различных определениях частоты Бройля и фазовой скорости. Преимущество предложенного варианта–в пропорциональности $\tilde{\omega}$ групповой скорости, что позволяет дать динамическую интерпретацию $\tilde{\omega}$. Наличие скорости, реальное или потенциальное, есть движение по инерции, изменение частоты $\tilde{\omega}$ пропорционально изменению скорости, т.е. изменению инерционных свойств вещества. В общем случае $\tilde{\omega} \neq \omega_Б$. Поэтому представляют интерес эксперименты по определению частоты $\tilde{\omega}$. Заметим, что $\tilde{\lambda} = \lambda_Б$ и потому известные эксперименты по дифракции электронов и т.п. не являются подтверждением единственности связи корпускулярных и волновых свойств.

Заметим, что теперь можно предложить прием согласования характеристик движения в базе и слое, который назовем тривиализацией:

- отождествим координаты слоя и базы;
- рассмотрим плоскую волну в слое с параметрами $\tilde{\omega}$ и $\vec{\tilde{k}}$ и прямолинейное равномерное движение в базе;

- потребуем, чтобы групповая скорость волн в слое была равно скорости движения материальной точки в базе.

Очевидно, такой прием использовался в физике ранее, т.к. мы фактически описывали волновое движение в слое с помощью координат и времени базового многообразия. При указанном подходе противоречия корпускулярно-волнового описания явлений становятся движущей силой нового теоретического варианта, так как по существу выясняется, что волна вероятности имеет место не в базе, а в слое В силу этого волновая механика представляет собой способ учета слоевых движении Тогда извлечение данных опыта посредством операторов для физических величин может наталкиваться на противоречие, что оператор базовои величины отличен от оператора слоевои, причем и сама волновая функция может меняться при проектировании на базу. Кроме этого, представляют интерес операторы, деиствующие в разных пространствах.

ЛИТЕРАТУРА

1 Finkelstein D Internal Structure of Spinning Particle // Phys Review -1955 - V.100. -N3. -P 924-931.
2. Yang C.N., Mills R.L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance // Phys. Rev -1954.-V 960. -N1 -P 191
3. Weinberg S Effect of a Neutral Intermediate Boson in semileptonic Processes // Phys Rev -1972 -V.5 -P 1412-1417
4. Glashow S.L. Harvard Univ Thesis -1958.-75 p.
5. Salam A. On a Gauge Theory of Elementary Interactions -1961.-V.19.-N1.-p. 165-170
6. Петров А.З Пространства Эйнштеина. Физматгиз. -1961.-464 с.
7. Ваинберг С. Гравитация и космология. -:Мир, 1975. -696с.
8. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия .-М.:Наука, 1979.-760с.
9. Кобаяси Ш., Номидзу К. Основы дифференциальной геометрии. -М :Наука -Т.2-344с.
10. Барыкин В.Н. К электродинамике в расслоенном пространстве-времени.-Минск, 1986.-441с. (Препринт ИТМО АН БССР, N2).
11. Барыкин В.Н. К электродинамике инерциально движущихся сред. -Минск, 1982. - 55с. (Препринт ИТМО АН БССР, N1).
12. Барыкин В.Н. Связь пространственно-временных симметрий и условий измерения в электродинамике. -Минск, 1985. -43 с. (Препринт ИТМО АН БССР,N4).
13. Forgats P., Manton N.. Space-time symmetries in Gauge Theories // Comm.Math.Phys. - 1980. -V.72 N 1. -P 15-34.
14. Барут А., Ронча Р. Теория представлений групп и ее приложения. -М.:Мир, 1980. -Т.1,2.
15. Менский М.Б. Группы путей, измерения, поля, частицы. -М.: Наука, 1983. -319с.
16. Близникас В.И. К теории кривизны пространства опорных элементов // Лит.мат.сб. -1965. - Т.5. -N1. -с. 9-22.

ЛЕКЦИЯ 7 : Динамическое описание изменения инерции поля на примере поперечного эффекта Допплера - третий шаг к обобщению электродинамики.

7.1. Подготовка к анализу.
7.2. Динамика аберрации и поперечного эффекта Допплера.

РЕЗЮМЕ

Условие на фазу волны трактуется как ограничение на структуру расслоенного пространства-времени. Отсюда следует возможность введения внутреннего отношения w_ξ и новой–внутренней кинематической характеристики инерции поля $\vec{u}_\xi(\vec{u}_m,\vec{u}_{fs},w_\xi)$. Показано, что изменение частоты и волнового вектора из-за взаимодействия поля со средой есть динамический процесс, асимптотика которого может быть получена кинематически в случае малых скоростей: посредством нахождения конечных величин по начальным с помощью преобразований Лорентца. Для описания динамики такой подход недостаточен, а в случае больших скоростей он дает неверные результаты. Установлен аналог механического закона изменения энергии в электродинамике: в поперечном эффекте Допплера кинетическая энергия поля,обусловленная движением источника излучения, полностью переходит в потенциальную энергию поля–его частоту. Выдвинута гипотеза о дополнительности инерционных и тяготеющих свойств калибровочного поля как во внешнем, так и во внутреннем пространствах. Сформулирована в качестве актуальной задачи проблема определения скорости гравитации.

7.1. Подготовка к анализу.

При движении источника излучения и наблюдателя относительно друг друга имеет место изменение волнового вектора $\vec{k}$ - явление аберрации [1] и преобразование частоты ω - эффект Допплера [2]. Они объясняются , согласно подходу А.Эйнштейна [3], кинематически, на основе перерасчета компонент 4-вектора $(\vec{k},\omega/c)$ посредством группы Лорентца из одной системы отсчета в другую.

Из физических соображений ясно, что причиной трансформации начальных величин в конечные является динамический процесс взаимодействия поля со средой. Однако до настоящего времени не удавалось описать его так, чтобы указанные эффекты получались непосредственно из уравнений электродинамики. Понятно, что кинематический подход не исключает и не заменяет динамического.

Будем описывать изменение частоты ω и волнового вектора $\vec{k}$ в пространстве волновых чисел. Заметим, что дисперсионное уравнение для электромагнитного поля должно быть в этом случае дополнено взаимосвязями между ω и $\vec{k}$, чтобы получить полную систему уравнений.

Обычно в задачах такого типа накладывается условие на локальную фазу волны $\omega dt - \vec{k}d\vec{r}$, причем скорость $\vec{u}=d\vec{r}/dt$ входит та же, что и в дисперсионном уравнении. Такой подход является следствием описания электродинамических процессов в четырехмерном пространстве. Однако таким образом невозможно дать динамическое описание эффекту Допплера и аберрации

Мы пойдем по пути многомерного анализа электромагнитных явлений, полагая, что наблюдаемые эффекты являются только их четырехмерной проекцией.

А) Покажем, что условие на фазу волны можно рассматривать как ограничение на структуру расслоенного пространства-времени Будем исходить из имеющихся в нем компонент связности

$$(\Gamma^{\alpha}_{k}, \Gamma^{\alpha}_{\beta k}) .$$

Рассмотрим вначале

$$\Gamma^{\alpha'}_{\beta' k'} = y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}_{\beta' k} + y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\beta}_{\beta'} x^{k}_{k'} \Gamma^{\alpha}_{\beta k} + y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}_{\beta'\gamma} x^{k}_{k'} \left(y^{\gamma}_{k} - y^{\gamma}_{\gamma} \Gamma^{\gamma}_{k} \right) .$$

Здесь заданы координаты x^k на базе и y^{α} на слое, а также их взаимосвязь

$$x^{k'} = x^{k'}(x^{k}) , \quad y^{\alpha'} = y^{\alpha'}(y^{\alpha}, x^{k}) .$$

Потребуем, чтобы компоненты $\Gamma^{\alpha'}_{\beta' k'}$ определяли связность с законом преобразования

$$B'_{k} = \Omega B_{k} \Omega^{-1} + \Omega^{-1} \partial_{k} \Omega .$$

Рассмотрим частный случай, когда

$$\Gamma^{\alpha'}_{\beta' k'} = y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}_{\beta'\gamma} x^{k}_{k'} \left(y^{\gamma}_{k} - y^{\gamma}_{\gamma} \Gamma^{\gamma}_{k} \right) \quad .$$

обращается в ноль из-за условия

$$y^{\gamma}_{k} - y^{\gamma}_{\gamma} \Gamma^{\gamma}_{k} = 0 .$$

Это возможно при отождествлении

$$y^{\gamma}_{k} = \Gamma^{\gamma}_{k} .$$

Определим векторное поле

$$\Theta^{\alpha} = dy^{\alpha} + \Gamma^{\alpha}_{k} dx^{k} .$$

Примем предположение, что "внутренняя динамика" U(1) калибровочного поля реализуется при условии

$$\Theta^{\alpha} = const$$

Тогда имеем

$$a\omega_k dx^k = const \ .$$

Его конкретная структура становится определенной из дополнительного анализа. Конструктивным оказывается вариант наложения условия на фазу волны вида

$$\frac{\omega - \vec{k}\vec{u}_\xi}{(1 - w_\xi u_\xi^2/c^2)^{1/2}} = const \ .$$

В частном случае, когда $w_\xi=1$, $\vec{u}_\xi=\vec{u}_m$, оно использовалось ранее в физике для решения граничных задач электродинамики. На данном этапе важно отметить, что ограничение взято из структуры расслоенного многообразия.

Б) Отметим, что условие на фазу содержит величины, которые аналогичны используемым во взаимосвязи полей и индукции, ими являются скорость $\vec{u}_\xi$ и "внутреннее отношение" w_ξ, связь которых с физическими параметрами задачи нужно еще установить. Найдем их, полагая, что зависимость $\vec{u}_\xi=\vec{u}_\xi(\vec{u}_{fs},\vec{u}_m,w_\xi)$ можно найти из уравнения релаксационного типа

$$\frac{d\vec{u}_\xi}{d\eta} = -Q_1(\vec{u}_\xi - \vec{u}_*) \ .$$

где Q_1 - феноменологическая константа, η- параметр, которым описывается релаксация, $\vec{u}_*=\vec{u}_{fs}+\vec{u}_m$ - значение релаксационной внутренней скорости. Отсюда имеем

$$\vec{u}_\xi = \vec{u}_{fs} + w_\xi \vec{u}_m \ ,$$

$$w_\xi = 1 - \exp[-P_1(n-1)] \ .$$

Последующий анализ показал, что используемое нами выражение является частным случаем следующей взаимосвязи

$$\vec{u}_\xi = (1-p)\left\{(1-\sigma)[\vec{u}_{fs} + (\vec{u}_m - \vec{u}_\varphi)w_\xi] + \sigma w_\xi \vec{u}_m\right\} + p(\vec{u}_{fs} + w_\xi \vec{u}_m) \ ,$$

где

$$\vec{u}_\varphi = \frac{\vec{u}_{fs}}{|u_{fs}|}\left(\frac{\vec{u}_{fs}}{|u_{fs}|},\vec{u}_m\right) \ , \ p = [0 \div 1] \ , \ \sigma = [0 \div 1] \ .$$

Физическая мотивировка введения "внутреннего отношения" $w\xi$ заключается в необходимости сохранения скорости $\vec{u}_{fs}$ в формулах для эффекта Допплера и аберрации Достичь этого посредством величины $\vec{u}$ невозможно, так как в ней с ростом w скорость $\vec{u}_{fs}$ исчезает Ситуация выглядит так *с кинематической точки зрения* $\vec{u}_{fs}$ *желательно исключить, с динамической точки зрения* $\vec{u}_{fs}$ *желательно сохранить.* Это противоречие является главной движущей силой предложенного варианта Такой подход невозможен в стандартной четырехмерной теории *Он логически непротиворечив в новой модели,* так как величины w , $\vec{u}$ относятся к "внешней части' поля, а величины $w\xi$, $\vec{u\xi}$ - к " внутренней" Отметим, условие на фазу содержит , как и дисперсионное уравнение, члены, соответствующие фиксированному $w\xi=1$ и переменному $w\xi$ Следовательно, в них выражена идеология дополнительности инерционных и тяготеющих свойств калибровочного поля как во внешнем, так и во внутреннем пространствах.

7.2. Динамика аберрации и поперечного эффекта Допплера.

Пусть излучение частоты ω_0 с волновым вектором $\vec{k_0}$ распространяется в системе координат, покоящейся относительно Земли Пусть источник излучения движется со скоростью $\vec{u}_{fs}$ в вакууме

Требуется, *исходя из предложенной модели электромагнитных явлений,* установить законы изменения частоты и волнового вектора по мере приближения излучения к поверхности Земли и дать физическую интерпретацию происходящего изменения величин.

Пусть $\vec{u}_m=0$, $k_{y0}=0$ Будем считать, что изменение величин мало на расстояниях порядка длины волны.

С учетом указанных ранее соотношений и принятых допущений получим алгебраическую систему уравнений

$$c^2k^2 - w\omega^2 = \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{k}\vec{u})^2 ,$$

$$\omega = \omega_0(1 - wu_\xi^2/c^2)^{1/2} + \vec{k}\vec{u\xi} , \quad k_z = k_{z0} .$$

Найдем зависимость ω , k_x через ω_0 , k_{z0}. Назовем эту связь решением уравнений электродинамики в пространстве волновых чисел.

А) Случай малых скоростей

Преобразуем, с точностью до $(u_{fs}/c)^2$, дисперсионное уравнение к виду

$$Ak_x^2 + Bk_x + P = 0 .$$

Его коэффициенты равны:

$$A = 1 - a\frac{u_{fs}^2}{c^2} , \quad a = w + \varepsilon\mu w^2 - w^3 ,$$

$$B = w\frac{\omega_0 u_{fs}}{c}\frac{}{c}b \ , \ b = 1+\varepsilon\mu-w \ ,$$

$$P = \frac{\omega_0^2 u_{fs}^2}{c^2}\frac{}{c^2}q \ , \ q = w^2-2w^3+w^4+2w^2\,\varepsilon\mu-w^3\,\varepsilon\mu \ .$$

В пределах установленной точности коэффициенты a, b, q рассчитаем при условии $\varepsilon\mu=1$.

Анализ показал, что из двух решений квадратного уравнения физически корректным является одно. Для удобства записи введем

$$\hat{\Phi} = w\,[(2-w)+(1-w)^{1/2}] \ .$$

Получим нелинейную функцию от w

$$k_x = \hat{\Phi}\frac{\omega_0 u_{fs}}{c}\frac{}{c} \ .$$

Угол аберрации, задающий отклонение луча, определится выражение

$$tg\,\alpha = \frac{k_x}{k_z} = \frac{u_{fs}}{c}\hat{\Phi} \ .$$

Связь начальной ω_0 и новой частоты ω задается законом

$$\omega = \omega_0\left[\left(1-w\frac{u_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2}+\hat{\Phi}\frac{u_{fs}^2}{c^2}\right] \ .$$

Проанализируем полученные выражения. Вдали от поверхности Земли имеем плотность $\rho=0$, а потому и $w=0$. Тогда

$$k_x = 0 \ , \ k_z = -\frac{\omega_0}{c} \ , \ \omega = \omega_0 \ .$$

При распространении излучения к поверхности Земли w меняется от нуля до единицы. Соответственно непрерывно меняются k_x, ω. При $w=1$ имеем

$$k_x = \frac{\omega_0 u_{fs}}{c}\frac{}{c} \ , \ \omega = \omega_0/\left(1-\frac{u_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} \ .$$

Эти значения получены ранее посредством специальной теории относительности. В нашем подходе, в соответствии со схемой описания взаимодействия излучения со средой, они получаются как асимптотические значения динамики процесса перехода излучения из начального в новое, конечное состояние. Мы видим, что если нас интересует не сам динамический процесс

изменения параметров поля, а только его результат,то действительно его можно получить кинематическим методом, пересчитав конечные значения по начальным посредством группы Лорентца Для нахождения динамического закона изменения величин такой подход не годится

Указанное расхождение старого и нового вариантов символично Специальная теория относительности есть корректная теория кинематического типа Она полезна, проста и удобна Однако возможности ее ограничены, в частности, она не в состоянии дать закон изменения инерционных характеристик поля из-за взаимодействия со средой Новый вариант включает старый как корректную асимптотику динамического решения задач изменения инерции поля У него есть новые возможности и степени свободы Важно то обстоятельство, что динамический подход позволяет достичь согласия расчетных и экспериментальных данных без ограничения на скорость передачи взаимодействия

Покажем, что в динамическом подходе устанавливается более тесная связь электродинамики с механикой Проанализируем для иллюстрации этого факта вопрос об изменении инерционных характеристик электромагнитного поля В рассматриваемом случае для групповой скорости имеем взаимосвязь

$$\vec{v}_g = \frac{c}{n}\frac{\vec{k}}{k} + (1 - \frac{w}{n'})(1 - w)\vec{u}_{fs}$$

Сравним поведение частоты ω и групповой скорости $\vec{v}_g$. Мы видим, что с ростом плотности среды скорость поля уменьшается , а частота его растет При этом изменение частоты на конечной стадии имеет величину

$$\bar{n}\,(\omega - \omega_0) = 0.5\,\bar{n}\,\omega_0\,u_{fs}^2/c^2 \ .$$

Для понимания этого соотношения используем выражение для массы инерции поля

$$m_{in} = \frac{E_0}{c^2} = \frac{N\,\bar{n}\,\omega_0}{c^2} \ ,$$

где ω_0 - начальная частота, N - число квантов в единице объема. Поскольку частота меняется незначительно, получаем механическую интерпретацию динамики процесса: из-за взаимодействия поля со средой его кинетическая энергия, обусловленная движением источника со скоростью $\vec{u}_{fs}$, переходит в потенциальную энергию поля, которая определяется его частотой.

Б) Случай больших скоростей.

Пусть скорость $\vec{u}_{fs}$ стремится к скорости света в вакууме. В данном случае стандартная теория дает бесконечно большое значение частоты. Иначе обстоит дело в новом варианте теории. Учтем, что соотношения, полученные для малых скоростей, отвечают идеализированной ситуации, когда коэффициенты a,b,q рассчитаны при $q\mu=1$. Учтем, что на самом деле $n=1+Q$. В частности, для газа при $\rho=\rho_0$ имеем $Q=G\lambda$. Поэтому

$$ck_z = n\omega_0 \ , \ \vec{u} = 0 \ .$$

Система уравнений запишется в виде

$$c^2k^2 = n^2(\omega^2 - \omega_0^2)\ ,\ \omega = \omega^0\left(1 - \frac{u_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \frac{n}{c}u_{fs}\left(\omega^2 - \omega_0^2\right)^{1/2}\ .$$

В квадратное уравнение для частоты

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

войдет важный множитель

$$\sigma = [1 - u_{fs}^2(1 + \Psi)/c^2]^{-1}\ ,\ \Psi = 2Q + Q^2\ .$$

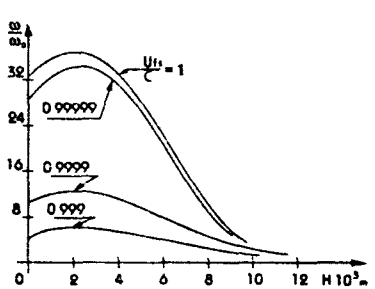
Изменение частоты поля задается теперь законом

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

Оно не имеет особенности и при $u_{fs} \to c$ получаем

$$\overset{*}{\omega} = \lim \omega \mid_{u_{fs} \to c} = \omega_0\left(1 + \frac{1}{\Psi}\right)^{1/2}\ .$$

Численный расчет системы уравнений дает следующую графическую зависимость частоты поля от скорости u_{fs} (при распространении излучения оптического диапазона из вакуума к поверхности Земли) :



Полученный результат качественно отличается от предсказаний специальной теории относительности. В частности, предельное значение частоты сильно зависит от параметров среды. Ввиду важности такого вывода становится актуальным проведение экспериментов по поперечному эффекту Допплера в случае больших скоростей. Сейчас представляется, что развитие физики по пути кинематического подхода к инерции поля было обусловлено отсутствием способов и идей для описания механизма перехода скорости поля в частоту. Главное, что необходимо для понимания этого факта, что кинематические - внешние параметры поля неизбежно меняются согласованно с динамическими - внутренними величинами. Закон этот нелинеен по w.

Снятие ограничений на скорость распространение электромагнитных волн привело нас к снятию ограничений на скорость передачи взаимодействия.

Представленный выше результат инициирует попытки технического обеспечения движений со сверхсветовыми скоростями, а также создания устройств, в которых эти скорости находят применение.

Заметим, что актуальным становится вопрос о скорости гравитационного взаимодействия, которую некоторые исследователи полагают значительно большей скорости электромагнитного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bradley J. A new apparent motion discovered in the fixed stars, its cause assingead. // Phil. Trans.- 1728.-V.36. -P. 637 - 653.

2. Doppler Ch. Uber das farbige Licht der Doppelsterne und einiger andern Gestirne und Himmels // ABH. Bohm. Ges.- 1842.-V.2.-5465.

3. Эйнштейн А. К электродинамике движущихся тел. // Собр. науч. тр. -М.:Наука, 1966. - Т. 1. - с. 7.

ЛЕКЦИЯ 8 : Концепция и структура реального измерительного устройства - четвертый шаг к обобщению электродинамики.

8.1. Некоторые аспекты классической и квантово-механической теорий измерения.
8.2. Концепция и структура реального измерения.

РЕЗЮМЕ

Система отсчета рассматривается как специальным образом устроенная физическая среда, взаимодействие с которой приводит к изменению параметров электромагнитного поля, в частности, его характеристик инерции. Показано, что сравнение измеренных значений только с помощью преобразований Лоренца пригодно в неполной асимптотической схеме описания поля.

8.1. Некоторые аспекты классической и квантово-механической теории измерений.

Исходным пунктом классической физики, его постулатом, который зачастую формулируется явно, является предположение, что физические характеристики исследуемого явления могут быть всегда измерены с некоторой незначительной погрешностью.

Сформулируем это обстоятельство как принцип невмешательства: возможно экспериментальное определение характеристик физического явления без изменения его величин или закона из взаимосвязи. Он базируется на возможности (достаточно хорошо проверенной экспериментально) выполнить измерение таким образом, что изменение величины вследствие неизбежного взаимодействия измерительного устройства или носителя информации о явлении значительно меньше самих измеряемых значений, а в случае сильного изменения его можно рассчитать и учесть.

При этом обычно считается, что реальная физическая величина тождественна измеренному значению. Это обеспечивается конструированием приборов, с помощью которых измерение можно провести в реальном масштабе времени и длины. Конечно, классическая теория не исключает возможности косвенного измерения, но это делается редко. Для его анализа необходимо дополнительное построение, которого мы рассматривать не будем.

В рамках указанных постулатов общепринята классическая система отсчета: система пространственных координат, фиксирующая структуру трехмерного евклидова пространства R^3, к каждой точке которого присоединено время. В соответствии с указанным подходом физические явления описываются уравнениями для операторов, согласованных со структурой пространства-времени, а физические величины представляют собой проекции геометрических величин на оси координат.

Так поступают в том случае, когда задан единичный наблюдатель или совокупность покоящихся друг относительно друга наблюдателей. Учет их

движения, по крайней мере инерциального, сводится, согласно идеологии классического измерения, к построению алгоритма сравнения проекций исследуемых величин и законов из взаимосвязи.

Поскольку система отсчета в классическом подходе идентична системе координат и введенному в ней времени, их взаимосвязь является единственным математическим инструментом, с помощью которого можно простыми средствами обеспечить сравнение измеренных значений. Конечно, ниоткуда не следует, что это единственная возможность, так как никаких общих требований к алгоритму измерения мы пока не имеем. Следует заметить, что взаимосвязь систем координат фиксирует лишь кинематические характеристистики, например, скорость и динамические, например, ускорение измерительных устроиств. Если взаимосвязь измеряемых характеристик зависит только от них, а это обстоятельство можно исследовать только опытным путем. то полученная взаимосвязь может, в принципе, дать алгоритм сравнения параметров события. Однако сделать это можно лишь в том случае, если имеет место однозначность задания взаимосвязи координат по параметрам его относительного движения, равно как и однозначность выбора той системы координат, которая дает проекции физических величин, согласующиеся с опытом. Известно, что последние функции успешно выполняет декартова система координат.

Главное обстоятельство, при котором только имеет смысл говорить о корректности сравнения , заключается в требовании одинаковости законов, которыми описывается явление в покоящейся и движущейся системах координат. Конечно, логически допустима ситуация, когда эти законы меняются. Но в этом случае можно предполагать либо выделенность одних наблюдателей по отношению к другим, что противоречит принятому условию тождественности наблюдателей, либо считать, что имеет место влияние одного из наблюдателей на параметры явления, что невозможно в силу принципа невмешательства.

Обычно взаимосвязь параметров явления устанавливается посредством групповых преобразований координат, удовлетворяющих принципу относительности.

При этом нужно учитывать как выбор структуры того многообразия, в котором рассматриваются явления, так и вопрос о поведении эталонов длины и времени.

При сравнении результатов измерения в классической теории, базирующейся на использовании многообразия Ньютона, эталоны неизменны в духе абсолютности длины в трехмерном пространстве и абсолютности времени. Эти условия не противоречат структуре многообразия $R^3 \times T^1$. Более того, условия связи координат для систем отсчета могут интепретироваться как математическое выражение условия абсолютности эталонов. В пространстве Минковского дело обстоит иначе. Требование абсолютности эталонов по идеологии Ньютона вступает в формальное противоречие со структурой многообразия Минковского. *Противоречие это является формальным потому, что ниоткуда не следует, что преобразования координат, фиксирующие взаимосвязь характеристик эталонов, должны быть идентичны преобразованиям координат для систем отсчета.*

В квантовой теории исходным является состояние физической системы. Различаются чистые состояния, которые задаются волновой функцией Ψ гильбертова пространства $\hat{L}$ или его нормой $|\Psi \cdot \Psi^*|$, а также смешанные состояния,

описываемые на основе математического ожидания от чистых состояний или матрицей плотности. Поведение Ψ описывается уравнением Шредингера

$$\imath\hbar\frac{\partial\Psi}{\partial t}=\hat{H}\Psi,$$

где $\hat{H}$ -гамильтониан, или другим эквивалентным способом.

Наблюдаемой величине ставится в соответствие самосопряженный оператор A.. Спектр его собственных значений определяет физические величины. В случае прямых измерений и дискретного спектра собственных значений $A=\{a_1,a_2\ldots a_n\}$, оператор имеет спектральное разложение $\hat{A}=a^l A_l$, где $\hat{A}_l$ - оператор, соответствующий собственному значению a^l. Измерение представляется в квантовой теории процессом, вследствие которого полное состояние редуцируется в частное, соответствующее фиксированному значению a_l

Главной особенностью и существенной трудностью квантово-механического подхода является то, что не существует физически обоснованных концепций и математического аппарата, с помощью которых можно было бы получить указанную редукцию детерминированным способом.

Согласно статистической интепретации волновой функции, каждое из возможных состояний со значением a_l имеет определенную вероятность появления в эксперименте. В конкретном измерении мы не можем указать *единственный его исход, а лишь вероятность различных исходов.*

Отличие от классической схемы имеет место в следующих моментах

- *новое определение состояния системы;*
- дается новое определение физической величины и она не является уже просто проекцией на оси системы координат некоторого классического выражения,
- отсутствует детерминированность исходов выполненных измерений

Заметим также, что *принцип относительности используется в квантовой* теории неявно Указанные обстоятельства свидетельствуют также о недостаточной разработке квантово-механического подхода к измерению

Если рассматривать систему отсчета как важный физический фактор, позволяющий выделить единственное состояние из возможной совокупности, мы вправе говорить о воздействии измерения на параметры явления. Отметим следующую особенность " Между измерениями и физическими состояниями существует два рода соотношений: во-первых, измерение определяет состояние, в котором система находится после его проведения, а, во-вторых, при его помощи исследуется состояние, существовавшее до измерения. В области классической физики $\hbar=0$ это различие теряет смысл, так как состояния до и после измерения можно считать идентичными. В волновой механике дело обстоит существенно по-другому, так как там измерение всегда несет за собой принципиально неопределимые изменения в состоянии системы " [1].

С математической точки зрения *обусловлено это редукцией волнового* пакета, которая не описывается уравнением типа Шредингера и потому не является детерминированным процессом. С физической точки зрения это обусловлено возможностью физического объекта находиться одновременно в нескольких различных состояниях, одно из которых фиксируется в процессе измерения

Другая принципиальная особенность квантово-механического подхода, чуждая классическому, заключается в невозможности одновременного точного измерения тех величин, параметры которых определяются некоммутирующими между собой операторами. В этом случае величины связаны соотношением неопределенности. Им является, в частности, связь между координатой и импульсом частицы, энергией и временем.

При рассмотрении электромагнитных явлений необходим синтез классической и квантово-механической теорий измерения. Он базируется на физических фактах. С одной с стороны, электромагнитное поле представляет собой совокупность квантово-механических объектов - фотонов и потому к ним нужно последовательно применять квантово-механическую теорию измерений. С другой стороны, в подавляющем числе экспериментов электромагнитное поле рассматривается через совокупность классических характеристик и анализируется методами и элементами классической теории измерения. Понятно, что такой подход является ограниченно верным.

Аргументом в пользу необходимости синтеза классических и квантово-механических представлений является также и факт различия частот, волновых векторов, напряженностей полей, измеренных различными наблюдателями. Конечно, можно принять ту точку зрения, что это изменение обусловлено структурой пространства-времени Минковского, но более реалистичной, инициируемой квантовой механикой, является другая точка зрения: изменение параметров есть следствие динамического процесса, в частности, взаимодействия с системой отсчета. По этим причинам следует искать вариант математического описания реального взаимодействия систем отсчета с физическим явлением и приемы отображения на эту схему поведения эталонов.

В качестве ростковых точек можно выделить следующие:

- моделирование системы отсчета областью системы координат и временем, в которых задано силовое поле;
- согласование основного многообразия и класса допустимых преобразований координат для систем отсчета;
- рассмотрение различных предположений о поведении эталонов и способов их "включения" в уравнения для физических величин.

8.2. Концепция и структура реального измерения.

Примем терминологию, которой будем придерживаться в дальнейшем:

- система отсчета - макроскопический классический объект, содержащий структурные элементы, которые обеспечивают измерение исследуемых величин;
- событие - совокупность параметров явления, присоединенных к точке или области пространства-времени, в котором рассматривается явление;
- акт наблюдения - взаимодействие исследуемого явления с системой отсчета, необходимое и достаточное для измерения;
- переход события в систему отсчета - процесс изменения параметров события, реализующийся вследствие взаимодействия явления с системой отсчета;
- путь перехода события - траектория точечного события, проходящая через систему отсчета.

Используем стандартные определения

- Условие - обстоятельство, от наличия или изменения которого зависит наличие или изменение чего-то другого, называемого в этом случае обусловленным
- Наблюдение - относительно длительное, целенаправленное и планомерное восприятие предметов и явлений окружающей действительности
- Измерение - операция, посредством которой устанавливается численное соотношение между измеряемой величиной и заранее выбранной единицей измерения, масштабом, эталоном

Используем аксиому 1 классическая величина является осредненным по конечной области пространства значением совокупности сопоставляемых ей микровеличин

Отметим, что необходимо " учитывать существенную ограниченность представления классической теории, согласно которым электромагнитное поле описывается значением его компонентов в каждой пространственно-временной точке, причем это поле может быть промерено посредством точечных зарядов в смысле электронной теории Эти представления являются идеализацией, имеющей к квантовой теории лишь ограниченную пригодность Указанное обстоятельство находит себе рациональное выражение как раз в аппарате квантовой электродинамике, где полевые величины представляются уже не функциями точки в собственном смысле слова, а функциями пространственно-временных областей, эти функции области формально соответствуют усредненным по указанным областям значениям идеализированных (рассматриваемых как функции точки) полевых величин" [2].

Откажемся от допущения классической теории об отсутствии влияния на параметры электромагнитного поля. Примем аксиому 2: измерение оказывает детерминистическое и в общем случае не малое действие на электромагнитное поле

Используем концепцию отношения и полученные выше данные для построения модели реальной системы отсчета (РСО), под которой будем понимать специальным образом сконструированную физическую среду

Зададим характеристики РСО как физического объекта. роль скорости среды $\vec{u}_m$ в этом случае переходит к скорости детектора $\vec{u}_d$, а вместо отношения поля к среде следует использовать отношение к детектору w_d.

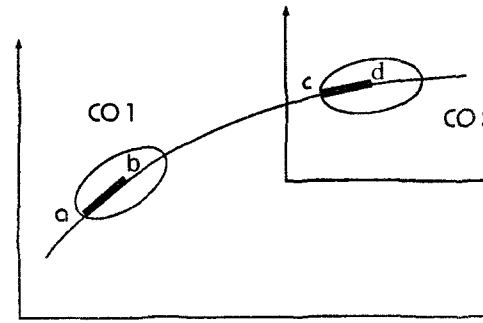
Из-за конечности размеров системы отсчета существенно различаются ситуации, когда поле находится вне и внутри нее

Схема физического процесса взаимодействия точечного события с системой отсчета состоит из ряда звеньев Очевидно, что:

- имеется начальное событие, до взаимодействия с системой отсчета,
- в момент времени t_0 в точке x_0 начинается взаимодействие явления с системой отсчета,
- взаимодействие имеет конечную длительность и интервал длины,
- устанавливается новое состояние - конечное событие.

В соответствии с анализом, выполненным ранее, при взаимодействии поля со средой происходит изменение его инерции, как кинематической, так и динамической характеристик, а также изменение отношения w_d

Рис 8 1 Прохождение точечного события через две системы отсчета



Ситуация усложняется, когда рассматриваются, например, две РСО Проведем качественный анализ процедуры измерения в этом случае Рассмотрим следующую схему, задаваемую рисунком 1

Пусть событие проходит последовательно сначала первую систему отсчета -СО1, а затем вторую - СО2. На отрезках [ab] и [cd] происходит изменение отношения и характеристик инерции электромагнитного поля Первый наблюдатель получит совокупность параметров, различных в разных точках пути перехода события в систему отсчета Например, пространственно-временное смещение события относительно точки А в момент времени t_1 при значении отношения w_1 будет задано дифференциалами $\{dx^{\alpha}\}_{t_1\,A,w_1}$ На втором этапе аналогичным образом происходит измерение во второй системе отсчета Второй наблюдатель охарактеризует смещение события в точке В в момент времени t_2 при значении отношения w_2 дифференциалами $\{dx^{\beta}\}_{t_2,B\,w_2}$

Взаимосвязь

$$\{dx^{\beta}\}_{t_2\,B,w_2} = \hat{A}^{\beta}_{\alpha}\,\{dx^{\alpha}\}_{t_1\,A,w_1} \qquad (8\ 1)$$

определяется матрицей $\hat{A}$, для нахождения которой нужны дополнительные соображения В рамках концепции отношения требование одинаковости условий измерения имеет вид $w_1 = w_2$.

Очевидно, что система отсчета является для электромагнитного поля внешним условием Если она не взаимодействует с полем, то w_d=0, если стадия взаимодействия является конечной, то обычно w_d=1 Вероятно, аналогично на электромагнитное поле влияют другие поля и среды

Имеет место определенное соотношение в изменении w_d и инерции поля В случае w_d=0 инерция поля измениться не может и потому сохраняет фиксированное значение для любого инерциального наблюдателя При переходе из вакуума в среду происходит изменение отношения Если отношение меняется от 0 до 1, то динамические характеристики инерции меняются следующим образом, поле "забывает" скорость своего первоначального источника, вторичный источник получает скорость, равную скорости движения среды, меняется

частота поля. Переход поля из среды в вакуум сопровождается изменением отношения от 1 до 0. Изменений инерции, если нет дополнительных факторов, при этом не происходит. Среда может менять свою скорость при переменном или постоянном отношении, что по-разному влияет на характеристики инерции поля. При взаимодействии электромагнитного поля и системы отсчета происходит как изменение отношения, так и инерции поля.

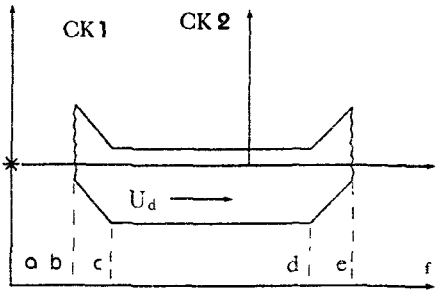


Рис. 8 2. Схема распространения поля.

В процессе взаимодействия с системой отсчета имеет место изменение w_d. Если после прохождения системы отсчета поле движется в вакууме, то его инерция будет определена результатом взаимодействия с системой отсчета. При движении в среде произойдет изменение отношения к среде и соответствующее изменение инерции. Указанные обстоятельства обосновывают необходимость рассмотрения по меньшей мере двух отношений: к промежуточной физической среде, в которой распространяется излучение и к системе отсчета, которая также влияет на параметры. В частности, например, возможна ситуация, когда отношение к системе отсчета равно единице w_d=1, а отношение к среде w равно нулю w_m=0. Ему соответствует распространение излучения в детекторе, представляющем собой цилиндр, внутри которого вакуум, а отношение к системе отсчета формируется на одной грани детектора.

Рассмотрим теперь задачу об изменении параметров поля в случае, когда имеет место переход излучения из вакуума в газовую среду, движение в ней и затем переход из среды в вакуум.

Рассмотрим луч света от источника, находящегося в вакууме и покоящегося в системе координат СК1. Пусть система координат СК2 покоится относительно инерциально движущейся среды, образующей движущуюся систему отсчета. Пусть ее скорость равна $\vec{u}_d$, а показатель преломления n_d. Рассмотрим значение скорости на различных участках среды. Предположим, что поток газа имеет такое распределение плотности, что на входе в канал и на выходе из него происходит изменение отношения от нуля до единицы и обратно. Пусть путь, на котором реализуется изменение, значительно больше длины волны излучения. Тогда справедливо предположение о локальном постоянстве частоты, длины волны. Для аналитического описания закономерности изменения скорости используем выражение

$$\vec{v}_d = \frac{c}{n_d}\frac{\vec{k}}{k} + \left(1 - \frac{w_d}{n_d^2}\right)\vec{u}_d \ .$$

Имеем следующие результаты:

На участках [bc] и [de] происходит изменение скорости, частоты и волнового вектора обусловленное изменением трех факторов: n_d,w_d,u_d. При

w_d=1 получаем известные результаты Физо, при w_d=0 модель распространения поля по Ритцу, при других значениях w_d имеем соотношения, которые достаточно сложно проверить экспериментально

Резюмируем сущность алгоритма учета влияния как внешней среды, так и системы отсчета на параметры электромагнитного поля

- внешние по отношению к полю факторы, независимо от того, образуют они некоторые измерительное устройства или нет, учитываются посредством нормированного скалярного поля w_d ,
- изменение скорости источника свободного электромагнитного поля, частоты излучения и его волнового вектора происходит согласованно с w_d,
- система отсчета и физическая среда совместно влияют на электромагнитное поле,
- замыкание уравнении электродинамики базируется на уравнениях, определяющих в различных ситуациях поведение w_d

Построим один из алгоритмов сравнения результатов измерения параметров электромагнитного поля, полагая, что справедлив детерминистический подход.

Пусть проведены измерения скорости поля согласно рис 1. Следуя (8 1) , для сравнения результатов измерений, выполненных различными наблюдателями, необходимо найти матрицу $\hat{A}^{\beta'}_{\alpha}$. Предложим для ее нахождения вспомогательную конструкцию

$$P^{AB}_{kn} = diag(1,1,1,1/w_1 w_2) \ , \tag{3.2}$$

полученную матричным произведение локальных метрик, сопоставляемых каждой из систем отсчета

$$P^{A}_{kn} = diag(1,1,1,1/w_1) \ , \ P^{B}_{kn} = diag(1,1,1,1/w_2) \ .$$

Потребуем инвариантности локального интервала, построенного по метрике (8.2). Рассмотрим две декартовых системы координат, присоединенных к системам отсчетам, движущимся относительно друг друга со скоростью v . Получим, согласно [3], двухпараметрические преобразования

$$dx' = \frac{dx - vdt}{\left(1 - v^2 \frac{w_1 w_2}{c^2}\right)^{1/2}} \ , \ dy' = dy \ , \ dz' = dz \ ,$$

$$dt' = \frac{dt - \frac{dxv}{c^2} w_1 w_2}{\left(1 - v^2 \frac{w_1 w_2}{c^2}\right)^{1/2}} \ . \tag{3.3}$$

Они содержат не только скорость относительного движения систем отсчета, но и характеристики их влияния на событие.

Введение вспомогательной метрики вида P_{kn}^{AB} и требование ковариантности интервала составляют правило конструирования алгоритма сравнения параметров события В сочетании с принципом относительности это обеспечивает возможность рассмотрения различных экспериментальных ситуаций Проведем такой анализ. Сравним локальные смещения события, отсчитанные в одной и другой системах отсчета для различных значений отношения Пусть $w_1=w_2=1$ Эта ситуация соответствует случаю, когда между собой сравниваются события, относящиеся к конечной стадии их перехода в системы отсчета Используя (8 3), получим преобразования Лоренца. Они являются частным случаем преобразований, связывающих между собой дифференциалы смещений события Заметим, что глобальные преобразования следуют из них в случае, если скорость и отношение не зависят от координат

В классической теории изменений недостаточно внимания уделяется факту, что измерения, если они проводятся независимо, разделены в пространстве и происходят в разные моменты и интервалы времени. Согласно нашему подходу дополнительно необходимо указать условия, при которых проведены измерения, а также правила переноса значении,измеренных в одной точке в другую, соответствующую другим условиям измерений. Если условия "одинаковы", например $w_1=w_2$ и пространство является плоским, тогда ситуация упрощается

Специальная теория относительности абстрагируется от указанных особенностей, равно как и от влияния системы отсчета на явление Такой подход логически допустим и существенно упрощает задачу, но не соответствует ее содержанию и сложности Предельным значениям отношения $w_1=w_2=1$ которые реализуются в точках b и d, соответствует конечная стадия перехода события в соответствующую систему отсчета. С учетом сделанных замечании имеем *новую формулировку ППСС.* значения скорости света в вакууме, измеренные различными инерциальными наблюдателями на конечной стадии перехода события в соответствующие системы отсчета, равны между собой

Взаимосвязь параметров для других ситуации не укладывается в рамки преобразовании Лоренца Действительно, пусть измерение параметров проведено первым наблюдателем на конечной стадии перехода в СО1, а вторым наблюдателем - на начальной стадии в СО2 Им соответствует выражение для отношения $w_1=1$ и $w_2=0$ Согласно преобразованиям (8 3), измеренные значения связаны преобразованиями Галилея Иной результат получим в случае, когда $w_{1d}=w_{2d}=1$ Такое описание согласуется с интуитивным представлением о распространении электромагнитного поля в вакууме в отсутствие эфира и измерительных устройств Эта возможность предполагалась некоторыми физиками ранее, однако факт обусловленности скорости света взаимодействием на поле измерительных устроиств получен впервые Понятно, что преобразования Галилея не противоречат принципу постоянства скорости света в вакууме

Отметим важное обстоятельство, следующее из анализа преобразований (8 3) пространственно-временные преобразования в электродинамике имеют операторный смысл. Действительно, из (8 3) следует, что преобразования Лоренца соответствуют частному условию $w_{1d}=w_{2d}=1$ Соотношение дифференциалов координат вида (8 3) позволяет получить связь экспериментальных значений, которая не зависит от конкретных особенностей изменения w_d на

других стадиях. Ситуация аналогична методу "черного ящика" или S- матрицы. В формализме S-матрицы взаимодействие поля с динамической системой описывается на основе алгоритма трансформации начальной волновой функции $\Psi(1)$ в конечную $\Psi(2)$ по правилу

$$\Psi(2) = \hat{S}_2 \Psi(1) \ .$$

Обычно матрица $\hat{S}_{21}$ выбирается из дополнительных соображений, косвенным образом описывая динамику взаимодействия. Мы можем по входным данным рассчитать выходные, но не описываем все детали трансформации параметров. В специальной теории относительности аналогично используется матрица А : если рассматривать величины $\{dx^i\}_1$ как начальные данные, то конечные параметры смещения события $\{dx^j\}_2$ можно определить посредством А-матрицы, соответствующей группе Лоренца. Для описания динамики изменения параметров поля при взаимодействии со средой такой подход недостаточен.

Теперь мы имеем возможность учесть влияние системы отсчета, рассматриваемой как сложный физический объект, на характеристики инерции и другие параметры электромагнитного поля . Предполагается детерминистическое влияние системы отсчета на поле, поэтому такой вариант лежит между классической теорией измерений, в которой воздействия измерения на явления нет и квантово-механической теорией измерения, в которой такое воздействие является недостаточно определенным, вероятностным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Пайрлс Р. Распространение принципа неопределенности на релятивистскую теорию./ Собрание сочинений.-М.:Наука, 1969,-Т.1,-с.56-70.
2. Бор Н. К вопросу об измеримости электромагнитного поля / Избр.науч.тр.-М.:Наука, 1971. -Т.2.
3.Барыкин В.Н. Связь пространственно-временных симметрий и условий измерения в электродинамике. -Минск, 1985.- 43с./ Препринт ИТМО АН БССР N4.

ЛЕКЦИЯ 9 : Некоторые новые решения уравнений электродинамики.

9.1. Некоторые точные решения уравнений электродинамики движущегося разреженного газа.
9.2. Галилеевски инвариантная электродинамика вакуума.

РЕЗЮМЕ

Даны аналитические выражения для функции Грина в случае досветовых, световых и сверхсветовых скоростей. Рассмотрен вопрос о зависимости скорости поля от скорости движения источника излучения в галилеевски инвариантной электродинамике вакуума.

9.1. Некоторые точные решения уравнений электродинамики движущегося разреженного газа.

Найдем функцию Грина для уравнений Максвелла с обобщенной взаимосвязью между полями и индукциями

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\ ,\ div\vec{B} = 0\ ,$$

$$div\vec{D} = 4\pi\rho\ ,\ rot\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + 4\frac{\pi}{c}\vec{j},$$

$$\vec{D} + w[\vec{\beta}\times\vec{H}] = \varepsilon\left(\vec{E} + [\vec{\beta}\times\vec{B}]\right)\ ,$$

$$\vec{B} + w\left[\vec{E}\times\vec{\beta}\right] = \mu\left(\vec{H} + [\vec{D}\times\vec{\beta}]\right)\ ,$$

$$\vec{u}_{in} = (1-w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m\ ,\ \vec{\beta} = \vec{u}_{in}/c\ ,$$

$$w = 1 - \exp[-P0(n-1)]\ ,\ P_0 \approx 7\cdot 10^4\ ,$$

где $(\vec{E},\vec{B},\vec{H},\vec{D})$ - поля и индукции, $(\vec{j},\rho)$ - плотности токов и зарядов.

Из уравнений для четырехпотенциалов нами получено ранее выражение для функции Грина в цилиндрической системе координат, ось Z которой направлена по $\vec{u}_{in}$. Имеем

$$G0(\vec{r},t) = 16\pi^4\mu(r^2+\xi^2)^{-1/2}\delta\left(t - \frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}{(1-w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}(r^2+\xi^2)^{1/2}\right)\ , \qquad (9.1)$$

где

$$R=\left(\rho^2+z^2\right)^{1/2}\ ,\ \xi=\left(z-\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}u_{1n}t\right)\ ,$$

$$r^2=\rho^2\cdot\frac{\varepsilon\mu(1-w\beta^2)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}\ .$$

Чтобы было удобнее анализировать частные случаи, преобразуем (9.1). Используем соотношение, известное в теории δ-функций

$$\delta(f(t))=\sum_s\frac{\delta(t-t_s)}{|f'(t_s)|}\ ,$$

где

$$f(t)=t-\frac{1}{c}\frac{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}{(1-w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}\left\{\rho^2\frac{\varepsilon\mu(1-w\beta^2)}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}+\left(z-\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}ut\right)^2\right\}^{1/2}\ ,$$

$f'(t)=\dfrac{df}{dt}$, t_s - S-й корень уравнения $f(t)=0$. Получим для корней выражение

$$t_{1,2}=\frac{1}{c}\frac{-(\varepsilon\mu-w)\beta z\pm\sqrt{\varepsilon\mu}(1-w\beta^2)[z^2+\rho^2(1-\varepsilon\mu\beta^2)/(1-w\beta^2)]^{1/2}}{1-\varepsilon\mu\beta^2}\ . \qquad (9.2)$$

Значения $|f'(t_s)|$ оказываются одинаковыми:

$$|f'(t_1)|=|f'(t_2)|=a\left(z^2+b(1-a^2z^2)\right)^{1/2}\ ,$$

где

$$a=\frac{(\varepsilon\mu-\beta^2w^2)c^{-1}}{(1-w\beta^2)\sqrt{\varepsilon\mu}}\ ,\ b=\frac{\varepsilon\mu-w}{\varepsilon\mu-\beta^2w^2}u\ .$$

Окончательный вид функции Грина запишем посредством

$$sgn\,\alpha=\frac{\alpha}{|\alpha|}=\begin{cases}1\ , & \alpha>0,\\ -1\ , & \alpha<0.\end{cases}$$

Имеем

$$G_0(\vec{r},t)=16\pi^4\mu\frac{0.5(1+sgnt_1)\delta(t-t_1)+0.5(1+sgnt_2)\delta(t-t_2)}{\left(z^2+[(1-\varepsilon\mu\beta^2)/(1-w\beta^2)]\rho^2\right)^{1/2}}\ .$$

Множители перед δ - функциями обеспечивают выключение тех значений, для которых t_1 или t_2 становится отрицательными.

Рассмотрим частные случаи, соответствующие различным соотношениям скорости $\vec{u}$ и фазовой скорости света $c/\sqrt{\varepsilon\mu}$.

Вариант 1. $u<c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ - досветовые движения. Из двух корней в (9.2) корень t_1 положителен, а корень t_2 отрицателен. После преобразований получим

$$G_0(\mathrm{r},t) = 16\pi^4\mu\,\delta(t-t_1)\left(z^2+\frac{1-\varepsilon\mu\beta^2}{1-\beta^2 w}\rho^2\right)^{-1/2}$$

Вариант 2. $u=c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ - световое движение. Тогда имеем

$$t_1=\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{2c}\left[\left(1+\frac{w}{\varepsilon\mu}\right)z+\frac{\rho^2}{z}\right],\quad t_2=\infty\ .$$

Функция Грина принимает вид

$$G_0(\vec{r},t)=\frac{16\pi^4\mu}{z}\delta(t-t_1)\ . \tag{9.3}$$

Поверхность, на которой (9.3) отлична от нуля, является эллипсоидом вращения:

$$\frac{\rho^2}{a^2}+\frac{(z-z_0)^2}{b^2}=1\ ,$$

где $z_0=b$. Это означает, что поверхность эллипсоида расширяется таким образом, что в любой момент времени точкой касания является начало координат, в котором расположен точечный источник.

Вариант 3. $u>c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ - сверхсветовые движения. В этом случае

$$G_0(\vec{r},t)=16\pi^4\mu\,[\delta(t-t_1)+\delta(t-t_2)]\left(z^2+\frac{1-\varepsilon\mu\beta^2}{1-\beta^2 w}\rho^2\right)^{-1/2}\ .$$

Оба корня (t_1 и t_2) положительны. В сверхсветовом случае источник всегда находится вне поверхности, на которой функция Грина отлична от нуля. Вся поверхность "сносится" движущейся средой и оказывается по одну сторону от источника. Поверхность образует конус, угол раствора которого определяется выражением

$$tg\Theta_g=\left(\frac{1-w\beta^2}{\varepsilon\mu\beta^2-1}\right)^{1/2}\ . \tag{9.4}$$

Если наблюдатель находится вне конуса (9.4), то поле источника для него все время тождественно нулю. Если выбранная точка находится внутри конуса. то

сигнал от источника пройдет точку наблюдения дважды: сначала - передняя часть поверхности возмущения. а затем - задняя ее часть. Временной интервал между сигналами

$$\Delta t = 2\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}(1-w\beta^2)}{\varepsilon\mu\beta^2-1}\frac{1}{c}\left(z^2-\frac{\varepsilon\mu\beta^2-1}{1-w\beta^2}\rho^2\right)^{1/2} . \qquad (9.5)$$

Соотношения (9.5) могут быть использованы для экспериментального определения отношения w.

Для решения практических задач часто необходимо знать спектральные компоненты полей. Их вычисление проводится на основе задания спектральных компонент $G_{0,\omega}(\vec{r})$ функции Грина. Они получаются согласно стандартным преобразованиям Фурье.

Получим

$$G_{o,\omega}(\vec{r})=8\pi^3\mu\left(\frac{1+sgnt_1}{2}\exp^{i\omega t_1}+\frac{1+sgnt_2}{2}\exp^{i\omega t_2}\right)\left(z^2+\frac{1-\varepsilon\mu\beta^2}{1-w\beta^2}\rho^2\right)^{-1/2} .$$

Здесь $t_{1,2}$ определяется согласно (9.2).

Вариант 1. $u<c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ - досветовая скорость. Имеем

$$G_{0,\omega}(\vec{r}) = 8\pi^3\mu\left(z^2+\frac{1-\varepsilon\mu\beta^2}{1-w\beta^2}\rho^2\right)^{-1/2}\times$$

$$\times\exp\left[i\frac{\omega\sqrt{\varepsilon\mu}\,(1-w\beta^2)(z^2+\rho^2(1-\varepsilon\mu\beta^2)/(1-w\beta^2)-(\varepsilon\mu-w)\beta^2 z)^{1/2}}{1-\varepsilon\mu\beta^2}\right] .$$

Рассмотрим точку, находящуюся на расстоянии R от начала координат. Тогда

$$z = R\cos\theta\ ,\ \rho = R\sin\theta\ . \qquad (9.6)$$

После подстановки (9.6) и преобразований получим

$$G_{0,\omega}(\vec{r}) = \frac{8\pi^3\mu\exp\left[i(\omega/c)Rn_{эф}(0)\right]}{R\left(1-\kappa\beta^2\Gamma^2\sin^2\theta\right)^{1/2}} .$$

Здесь

$$\kappa=\varepsilon\mu-w\ ,\ \beta=u/c\ ,\ \Gamma=(1-w\beta^2)^{-1/2}\ ,$$

$$n_{эф}=(\sqrt{w+\kappa}\left(1-\kappa\beta^2\Gamma^2\sin^2\theta\right)^{1/2}-\kappa\beta\Gamma^2\cos\theta)(1-\kappa\beta^2\Gamma^2)^{-1} .$$

Величина $n_{эф}(\theta)$ не равна показателю преломления $n(\theta)$ движущейся среды в направлении наблюдения. Их соотношение задается :

$n_{эф}(\theta)=n(\theta')\cos(\theta-\theta')$.

Такая связь важна потому, что θ' указывает направление фазовой скорости, а θ-групповой. В покоящейся изотропной среде указанные направления совпадают.

Вариант 2. $u=c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ - световая скорость. Тогда

$$G_{0,\omega}(\vec{r}) = \frac{8\pi^3\mu}{z}\exp(i\omega t) ,$$

где

$$t_1 = \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{2c}\left[\left(1+\frac{w}{\varepsilon\mu}\right)z+\frac{\rho^2}{z}\right] .$$

Переходя к координатам R , θ получим

$$G_{0,\omega}(\vec{r}) = \frac{8\pi^3\mu}{R\cos\theta}\exp\left[i\frac{\omega R}{c}\cdot\frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{2\cos\theta}\cdot\left(1+w\frac{\cos^2\theta}{\varepsilon\mu}\right)\right] .$$

Вариант 3. $u>c/\sqrt{\varepsilon\mu}$ -сверхсветовые скорости. В этом случае t_1 и t_2 положительны. В преобразованном виде , с учетом введенных обозначений, имеем

$$G_{0,\omega}(\mathbf{r}) = 8\pi^3\mu\frac{1}{R\xi}\left[\exp\left(i\frac{\omega}{c}Rn_1(\theta)\right)+\exp\left(i\frac{\omega}{c}Rn_2(\theta)\right)\right] ,$$

где

$$\xi = \left(1-\kappa\beta^2\Gamma^2\sin^2\theta\right)^{1/2} ,$$

$$n(\theta)_{1,2} = \left[\kappa\beta\Gamma^2\cos\theta \pm \sqrt{w+\kappa}\left(1-\kappa\beta^2\Gamma^2\sin^2\theta\right)^{1/2}\right](\kappa\beta^2\Gamma^2-1)^{-1} .$$

Полученные выражения могут быть использованы стандартным способом для расчета полей источников излучения.

9.2. Галилеевски-инвариантная электродинамика вакуума.

Важность задачи построения электродинамики вакуума, решения уравнении которои зависели бы от скорости движения источника, была подтверждена А.Эйнштеином в 1952 году [1]. С логической точки зрения она обусловлена следующим обстоятельством: с одной стороны, поскольку электромагнитное поле представляет собой самостоятельную сущность, δ - образное возмущение от источника, движущегося в вакууме со скоростью $\vec{u}$, должно представлять собой сферу радиуса ct с центром в той точке, в которой к моменту времени t расположен источник; с другой стороны, согласно лоренцинвариантной тео-

рии вакуума, которая согласуется с экспериментальными данными, δ-образное возмущение представляет собой эллипсоид с центром в той точке, в которой находился источник в начале излучения.

Стоит задача привести в соответствие представление о независимом существовании электромагнитного поля в вакууме с результатами лоренцинвариантной теории. Для этого необходимо решить указанную выше задачу.

Используем уравнения галилеевски инвариантной электродинамики изотропной инерциально движущейся среды [2] , когда $\varepsilon=1,\mu=1,w=0$. В этом случае роль скорости $\vec{u}_{in}$ выполняет скорость движения источника $\vec{u}_{fs}$. Получим систему уравнений

$$\nabla\times\vec{E}=-\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\ ,\ \nabla\vec{B}=0\ ,\ \nabla\vec{D}=0\ ,\ \nabla\times\vec{H}=\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\ ,$$

$$\vec{D}=\vec{E}+\left[\frac{\vec{u}_{fs}}{c}\times\vec{B}\right]\ ,\ \vec{B}=\vec{H}-\left[\frac{\vec{u}_{fs}}{c}\times\vec{D}\right]\ .$$

Уравнения для векторного $\vec{A}$ и скалярного φ потенциалов таковы:

$$L_1\vec{A}=0\ ,\ L_1\varphi=0\ ,\ L_1=\nabla^2-\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}_{fs}\nabla\right)^2\ .$$

Дополнительно должно выполняться условие калибровки

$$\nabla\vec{A}-\frac{1}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}_{fs}\nabla\right)\left(\vec{u}_{fs}\vec{A}-c\varphi\right)=0\ .$$

Опишем δ-образное возмущение, распространяющееся в вакууме, согласно приведенным уравнениям. Оно задается функцией Грина G_0 при параметрах $w=0,\varepsilon=\mu=1$, где $\rho^2=x^2+y^2$, $\overset{*}{x}=(z-u_{fs}t)$:

$$G_0(\vec{r},t)=16\pi^4\left(\rho^2+\overset{*}{x}^2\right)^{-1/2}\delta\left(t-\frac{1}{c}\left(\rho^2+\overset{*}{x}^2\right)^{1/2}\right)\ .$$

Отсюда следует, что поверхность, на которой функция Грина отлична от нуля, представляет собой сферу радиуса ct. Центр сферы определяется соотношением $z_0=u_{fs}t$. Следовательно, выводы из предложенной системы уравнений электродинамики согласуются с интуитивным представлением о характере его движения в вакууме в отсутствие взаимодействия с ним. Фазовая $\vec{v}_\Phi$ и групповая $\vec{v}_{гр}$ скорости зависят от скорости движения источника по правилу

$$\vec{v}_\Phi=\left(c\frac{\vec{k}}{k}\right)\left(1-\frac{\vec{s}\,\vec{u}_{fs}}{c}\right)\ ,\ \vec{v}_g=c\frac{\vec{k}}{k}+\vec{u}_{fs}\ .$$

По электродинамике вакуума Лоренца фазовая и групповая скорости не зависят от скорости движения источника, т.е.

$$\vec{v}_{\Phi} = \vec{v}_{g} = c\frac{\vec{k}}{k} .$$

Это обстоятельство нашло отражение в эйнштейновском принципе постоянства скорости света в вакууме.

Эксперименты, на первый взгляд, подтверждают лоренцинвариантную электродинамику. Однако уже на данном этапе можно заметить следующее. Под скоростью $\vec{u}_{in}$ в галилеевски инвариантной электродинамике понимается скорость движения источника $\vec{u}_{fs}$. Если измерения проводятся таким образом, что эта скорость не меняется, она может быть обнаружена в экспериментах. Однако это условие нарушается во всех проводимых опытах. Чтобы с достаточной полнотой понять это, следует детально проанализировать измерительную процедуру в электродинамике сред.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шенкфилд Р.С. Эйнштеиновский сб. 1967. -М..Наука, 1967. -С. 57-78.
2. Барыкин В.Н. Пространственно - временные симметрии в электродинамике изотропных инерциально движущихся сред/ Теоретико-групповые методы в физике .-М.:Наука, 1986. -Т.1.-с. 461-466

ЛЕКЦИЯ 10 : Обобщенные уравнения электродинамики без ограничения скорости.

10.1. Новая возможность обобщения электродинамики.
10.2. К геометрической структуре одного обобщения уравнений электродинамики .

РЕЗЮМЕ

К уравнениям электродинамики во внешнем пространстве присоединены уравнения во внутреннем пространстве-времени. Их синтез обеспечен схемой проектирования. Учтены возможные добавки градиентного типа по отношению к w в дифференциальные уравнения Максвелла. Указан вариант обобщения , при котором возможно полное геометрическое исследование. Найдена структура многообразия, движение по геодезическим линиям в котором аналогично распространению электромагнитного поля в среде с переменным отношением.

10.1. Новая возможность обобщения электродинамики.

Из проведенного динамического анализа явлений Допплера и аберрации следует, что дисперсионное уравнение для частоты ω и волнового вектора $\vec{k}$

$$c^2k^2 - w\omega^2 = \Gamma_{in}^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{k}\,\vec{u}_{in})^2 \qquad (10.1)$$

должно быть дополнено линейным условием распространения поля в пространстве волновых чисел

$$(\omega - \vec{k}\,\vec{u}_{\xi})\Gamma_{\xi} = const \ . \qquad (10.2)$$

В них входят разные скорости ,$\vec{u}_{in}$, $\vec{u}_{\xi}$, а также отношения w, w_{ξ}. Это обусловлено, как мы сейчас понимаем, необходимостью соединения внешней и внутренней симметрий, реализованных в многомерном пространстве-времени. В четырехметрии " недостаточно места" для различия ($\vec{u}_{in}$,$\vec{u}_{\xi}$), а также w , w_{ξ} .

Укажем уравнения поля в пространстве-времени, которые обеспечивают указанный сингез. Примем допущение, что как во внешнем, так и во внутреннем, слоевом пространствах выполняются уравнения электродинамики для четырехпотенциалов A_m,B_{α} соответственно.Тогда определены дифференциальные 1-формы

$$\overset{(1)}{\omega}(A_m) \ , \ \overset{(1)}{\omega}(B_{\alpha})$$

и уравнения Лапласа

$$(d\,\delta + \delta\,d)\overset{(1)}{\omega}(A_m) = 0 \ , \ (d\,\delta + \delta\,d)\overset{(1)}{\omega}(B_{\alpha}) = 0 \ .$$

Дисперсионное уравнение (10.1) следует из координатного представления системы уравнении для поля A_m

$$\Omega^{kn}\nabla_k\nabla_n A_m + R^p_m A_p = 0 \ ,$$

$$\Omega^{kn}\nabla_k A_n = 0 \ ,$$

$$\Omega^{kn} = \mu^{-1/2}\left[g^{kn} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)u^k u^n\right] \ ,$$

$$g^{kn} = diag\,(1,1,1,w) \ , \ u^k = dx^k/dg \ ,$$

$$u^k = u^k_{(fs)}(1-w) + u^k_{(m)}w \ ,$$

$$w = 1 - \exp[P_o(n-1)] \ .$$

Линейное условие (10.2) на $(\vec{k},\omega)$ вытекает из уравнений внутренней электродинамики для $B\alpha$, спроектированных на базовое четырехмерие, например:

$$\varphi^{ij}\nabla_i\nabla_j B_k + R^p_k B_p = 0 \ ,$$

$$\varphi^{ij} = \frac{a}{w\xi}u^i\xi\, u^j\xi \ , \ u^i_\xi = \frac{dx^i}{dg\xi} \ ,$$

$$g^{ij} = diag(1,1,1,w\xi) \ ,$$

$$u^i_\xi = u^i_{fs} + w\xi u^i_m \ ,$$

$$w\xi = 1 - \exp[-P\xi(n-1)] \ .$$

Определенную степень свободы мы имеем из-за возможности выбора сечения расслоенного многообразия

$$v^\alpha = v^\alpha(x^k) \ , \ B_i = A^\alpha_i B_\alpha \ , \ A^\alpha_i = \frac{\partial v^\alpha}{\partial x^i} \ .$$

Полная система имеет частные решения

$$A_m = A_{m0}\exp i(\omega t - \vec{k}\vec{r}_\xi) \ , \ B_m = B_{m0}\exp i(\omega t - \vec{k}\vec{r}_\xi) \ ,$$

которые в случае "медленного" изменения $\Omega^{ij}, \varphi^{ij}$ задают уравнения для $\omega, \vec{k}$, соответствующие эффекту Допплера и аберрации

Из предложенного обобщения следует, что даже в линейной, вакуумной электродинамике имеются обширные, неисследованные области. Поэтому конструктивно допущение стандартная теория не только неполна, так как

ней отсутствовала важная характеристика - отношение, но и не завершена, так как в ней имеется много важных ростковых точек.

Мы рассмотрели "проявление" внутренней электродинамики в пространстве волновых чисел. Понятно, что ее следы имеются и в координатном представлении, когда $(A_m.B_l)$ дополняют друг друга, что неявно учитывается рассмотрением комплексных значении A_m

10.2. К геометрической структуре одного обобщения уравнений электродинамики.

Согласно принятому соотношению между отношением и показателем преломления, при распространении электромагнитного поля в среде переменной плотности происходит изменение его характеристик, в частности скорости $\vec{u}_{in}$ и связанных с ней фазовой и групповой скорости электромагнитного поля. Будем исходить из предположения, что для учета переменного отношения следует ввести w и $\partial w/\partial x^k$ не только в материальные, но и в дифференциальные уравнения.

Примем точку зрения, согласно которой в материальные уравнения не входят величины $\partial w/\partial x^k$, а в дифференциальные не входит поле w. Учтем, что уравнения Максвелла для случая различных фиксированных значений отношения изоморфны между собой. Как легко показать, структурные постоянные группы связаны соотношением

$$C^{i'}_{j'k'} = h^{i'}_{i} h^{j}_{j'} h^{k}_{k'} \overline{C}^{i}_{jk} \ ,$$

где $\overline{C}^{i}_{jk}$- структурные постоянные группы Лорентца. Величины

$$\left\{ h^{i'}_{i} \ , h^{j}_{j'} \right\} = f(w)$$

определяют изменение структурных констант группы от одной точки пространственно-временного многообразия к другой. Укажем способ и конкретную реализацию учета указанного изменения.

Известно, что группа симметрии характеризуется параметрами ω^a и структурными постоянными C^{i}_{jk}. В том случае, когда параметры группы являются функциями координат и времени, формализм учета этого обстоятельства разработан. Соответствующие поля ведут к удлинению производных в уравнениях поля и описываются уравнениями Янга - Миллса [1].

В рассматриваемом нами случае меняются от точки к точке структурные константы группы, причем таким образом, что ситуации, им соответствующие, локально изоморфны. Для учета величин $C^{i}_{jk}(x)$ в уравнениях электродинамики поступим следующим образом. Учтем, что связность Γ^{i}_{jk} в дифференциальных уравнениях задается с точностью до тензора третьего ранга B^{i}_{jk} [2], симметричного по нижним индексам. Установим его вид в декартовой системе коор-

динат $R^3 \times T^1$, полагая, что влияние на электромагнитное поле определяется посредством удлинения производной $\hat{\nabla}=\partial_k+B_k$. Так как

$$\hat{\nabla}_k H^{ik} = \partial^k H^{ik} + B^i_{kl} H^{kl} + B_{kp} H^{ik} = I^i \ ,$$

имеем

$$(\partial_k + B_k) H^{ik} = I^i \ ,$$

где

$$B_k = B^q_{kp} \ .$$

Будем искать B^i_{jk} в виде $B^i_{jk} = f(w)\ \hat{\Gamma}^i_{jk}$. Найдем 4-метрику q_{ij}, для которой

$$\hat{\Gamma}^i_{jk} = \frac{1}{2} q^{ip} \left(\frac{\partial q_{pj}}{\partial x^k} + \frac{\partial q_{pk}}{\partial x^j} - \frac{\partial q_{jk}}{\partial x^p} \right) .$$

Примем физическое предположение, что

$$B_k = const \frac{\partial n}{\partial x^k} \equiv const \frac{\partial (n-1)}{\partial x^k} \ .$$

Тогда с определением w согласуется метрика

$$q_{ip} = diag(1,1,1, \frac{1}{1-w}) \ .$$

Из дополнительных физических соображений выберем $f(w)=2(w-1)$. Поскольку

$$B^q_{kp} = f(w) \frac{\partial}{\partial x^k} (\ln \sqrt{q}) \ ,$$

имеем следующее правило учета изменения w в уравнениях электродинамики Максвелла:

$$B_k = \frac{\partial w}{\partial x^k} \ .$$

Запишем полученную полную систему полевых уравнений электродинамики в многообразии $R^3 \times T^1$ в векторном виде:

$$rot\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \ , \ div\vec{B} = 0 \ ,$$

$$div\vec{D} = \rho + (\vec{D}\,\nabla w)\ ,$$

$$rot\vec{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j} - \frac{1}{c}\vec{D}\frac{\partial w}{\partial t} + (\nabla w \times \vec{H})\ ,$$

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

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

$$\vec{u} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\,\vec{u}_m\ ,$$

$$w = 1 - \exp[-P_0\,(n-1)]\ ,\ P_0 \approx 7 \cdot 10^4\ .$$

В четырехмерном тензорном виде она представится так:

$$\left(\partial k + \frac{\partial w}{\partial x^k}\right) H^{ik} = I^i\ ,\ \partial\,[kF_{mn}] = 0\ ,$$

$$H^{ik} = 0.5\left(\Omega^{im}\Omega^{kn} - \Omega^{in}\Omega^{km}\right)F_{mn}\ ,$$

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

$$g^{im} = diag(1,1,1,w)\ ,$$

$$u^i = (1 - w)u^i_{fs} + wu^i_m\ .$$

Обратим внимание на условия, с помощью которых получено обобщение уравнений электродинамики. Наиболее важны здесь два обстоятельства. Первое заключается в том, что в общем случае невозможно, без дополнительных предположений, установить структуру материальных уравнении электродинамики по уравнениям в покоящейся среде. Корректный метод определения структуры: следует найти пространственно-временные преобразования, содержащие отношение, на основе которых строится теория, форминвариантная относительно введенных преобразований. Здесь мы сталкиваемся с тем, что принцип относительности как требование ковариантности уравнении является вполне конструктивным, но требует указания дополнительных элементов, посредством которых он реализуется. Второе обстоятельство учитывает изменение структурных постоянных группы от одной точки многообразия к другой в случае, когда от точки к точке меняются параметры групп. В случае, когда от точки к точке меняются параметры группы, теория учитывает это обстоятельство посредством полей Янга-Миллса. При изменении структурных параметров группы симметрии общепринятого подхода нет. В предложенном нами способе введена физическая связность - тензор третьего ранга, симметричный

по нижним индексам. Необходимое удлинение производных в этом случае не может быть достигнуто посредством преобразования координат, оно достигается уже за пределами стандартного принципа относительности. Как и для первого обстоятельства, построение физической связности неотделимо от дополнительных предположений. Найдем уравнения для 4-потенциала A^k, используя выведенные уравнения Пусть $A_n=\tilde{\Omega}_{nr}A^r$. Тогда

$$F_{mn}=\partial_m A_n-\partial_n A_m=A^r\left[\partial_m(\tilde{\Omega}_{nr})-\partial_n(\tilde{\Omega}_{mr})\right]+\left(\tilde{\Omega}_{nr}\partial_m-\tilde{\Omega}_{mr}\partial_n\right)A^r \ .$$

Обозначим $B_k=\dfrac{\partial w}{\partial x^k}$. Первая пара уравнений Максвелла будет выполняться тождественно, а из второй пары и соотношений между полями и индукциями имеем

$$(\partial_k+B_k)\Omega^{im}\Omega^{kn}F_{mn}=I^i \ .$$

В результате преобразований получим систему уравнений для потенциалов

$$\left(\Lambda_r^{ikn}\partial_{kn}^2+\Lambda_r^{in}\partial_n+\Lambda_r^i\right)A^r=-I^i \ ,$$

при калибровочном условии

$$\left(\Omega_r^i\partial_i+\Omega_r\right)A^r=0 \ .$$

Входящие в уравнения коэффициенты равны

$$\Lambda_r^{ikn}=\Omega^{im}\Omega^{kn}\tilde{\Omega}_{mr} \ ,$$

$$\Omega_r^k=\Omega^{kn}\tilde{\Omega}_{nr} \ ,$$

$$\Omega_r=\Omega^{kn}\tilde{\Omega}_{nr}B_k \ ,$$

$$\Lambda_r^i=\left[\partial_k\left(\Omega^{im}\Omega^{kn}\right)+\Omega^{im}\Omega^{kn}\left(\partial_k+B_k\right)\right]\times$$

$$\times\left(\partial_n\tilde{\Omega}_{mr}-\partial_m\tilde{\Omega}_{nr}\right)+\Omega^{im}\partial_m\left(B_k\Omega^{kn}\tilde{\Omega}_{nr}\right) \ ,$$

$$\Lambda_r^{in}=\partial_k\left(\Omega^{im}\Omega^{kn}\right)\tilde{\Omega}_{mr}+\Omega^{im}\Omega^{kn}\partial_k\tilde{\Omega}_{mr}+$$

$$+\Omega^{im}\partial_m\left(\Omega^{nk}\tilde{\Omega}_{kr}\right)+B_k\Omega^{im}\Omega^{kn}\tilde{\Omega}_{mr}-\partial_k\left(\Omega^{in}\Omega^{km}\right)\tilde{\Omega}_{mr}-$$

$$-\Omega^{in}\Omega^{km}\partial_k\tilde{\Omega}_{mr}-\Omega^{ik}\Omega^{nm}\left(\partial_k\tilde{\Omega}_{mr}-\partial_m\tilde{\Omega}_{kr}\right) \ .$$

Учтем, что слагаемое Λ^i_r содержит член $\Omega^{im}\partial_m(B_k\Omega^{kn}\widetilde{\Omega}_{nr})$. Преобразуем его, выделив явно вторую производную от отношения. Введем новые обозначения

$$x^j = \left(A^1, A^2, A^3, A^0, w\right) \ , \ j = 1,2,...; \ n = 5 \ ,$$

$$u^\alpha = (x,y,z,ct) \ , \ \alpha = 1,2,... \ m = 4 \ ,$$

$$I^a = \left(I^1, I^2, I^3, I^0\right) \ , \ a = 1,2,... \ , r = 4 \ ,$$

$$P^i_\alpha = \frac{\partial x^i}{\partial u^\alpha} \ . \ P^i_{\alpha\beta} = \frac{\partial^2 x^i}{\partial u^\alpha \partial u^\beta} \ .$$

Система уравнений для 4-потенциалов запишется в виде

$$h^{\alpha\beta}_i\left(x^j, u^\gamma\right)P^i_{\alpha\beta} + h^\alpha\left(x^j, u^\gamma, P^k_\sigma\right) = 0 \ , \tag{10.3}$$

$$h^\alpha_i(x^j, u^\gamma)P^i_\alpha + h(x^j, u^\gamma) = 0 \ . \tag{10.4}$$

Выполним дифференциально-геометрический анализ уравнений для 4-потенциалов (10.3) по методу В.И.Близникаса [3], следуя работе [4]. Заметим, что в нашем случае размерности величин следующие $r = m \ , \ m < n \ .$

Система дифференциальных уравнений второго порядка есть поверхность размерности $dim\overset{(1)}{K}_{n,m} = dim\overset{(2)}{K}_{n,m} - r$, $dim\overset{(2)}{K}_{n,m}$ - размерность элементов второго порядка, определенная условием

$$dim\overset{(2)}{K}_{n,m} = n + m + nm + \frac{nm(m+1)}{2} = 89 \ .$$

Закон преобразования локальных координат имеет вид :

$$x^{i'} = x^{i'}\left(x^i\right) \ , \ u^{\alpha'} = u^{\alpha'}\left(u^\alpha\right) \ , \ P^{i'}_{\alpha'} = \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i}\frac{\partial u^\alpha}{u^{\alpha'}}P^i_\alpha \ ,$$

$$P^{i'}_{\alpha'\beta'} = \frac{\partial x'}{\partial x^i}\frac{\partial u^\alpha}{\partial u^{\alpha'}}\frac{\partial u^\beta}{\partial u^{\beta'}}P^i_{\alpha\beta} + \frac{\partial x^{i'}}{\partial x^i}\frac{\partial^2 u^\alpha}{\partial u^{\alpha'}\partial u^{\beta'}}P^i_\alpha + \frac{\partial^2 x^{i'}}{\partial x^i \partial x^j}\frac{\partial u^\alpha}{\partial u^{\alpha'}}\frac{\partial u^\beta}{\partial u^{\beta'}}P^i_\alpha P^j_\beta$$

Будем требовать, чтобы структура системы не менялась при преобразованиях $A^{a'}_a H^a = 0$, где H^a - левая часть дифференциальных уравнений, а группа $GL(r,R)$ матриц $\|A^a_a\|$ имела структурные уравнения

$$D\Theta^\varsigma_\xi = \Theta^\varsigma \wedge \Theta^\eta_\xi \ .$$

Дифференциально-геометрический объект в пространстве $\overset{(1)}{K}_{n,m}$ задается системой функций $h_i^{\alpha\alpha\beta}$, h^a следующей структуры:

$$h_i^{a'\alpha'\beta'} = A_a^{a'} \frac{\partial x^i}{\partial x^{i'}} \frac{\partial u^{\alpha'}}{\partial u^{\alpha}} \frac{\partial u^{\beta'}}{\partial u^{\beta}} h_i^{a\alpha\beta} ,$$

$$h^{a'} = A_a^{a'} h^a - A_a^{a'} h_k^{a\sigma\gamma} \left(\frac{\partial^2 u^{\alpha}}{\partial u^{\alpha'} \partial u^{\beta'}} \frac{\partial u^{\alpha'}}{\partial u^{\sigma}} \frac{\partial u^{\beta'}}{\partial u^{\gamma}} P_{\alpha}^{k} + \frac{\partial^2 x^{i'}}{\partial x^i \partial x^j} \frac{\partial x^k}{\partial x^{i'}} P_{\sigma}^{i} P_{\gamma}^{j} \right) . \qquad (10.5)$$

Величины x^i, u^{α}, P_{α}^{i} являются первыми интегралами вполне интегрируемой системы

$$\omega^i = 0 \ , \ \Theta^{\alpha} = 0 \ , \ \Theta_{\alpha}^{i} = dP_{\alpha}^{i} + P_{\alpha}^{k} \omega_k^i - P_{\beta}^{i} \Theta_{\alpha}^{\beta} = 0 .$$

Структурные уравнения пространства $\overset{(1)}{K}_{n,m}$ имеют вид

$$D\,\omega^i = \omega^k \wedge \omega_k^i ,$$

. . . . . .

$$D\,\omega_{j_1 j_2 \ldots j_a}^{i} = \sum_{p=1}^{a} \frac{a!}{p!(a-p)!} \omega^k{}_{(j_1 j_2 \ldots j_p} \wedge \omega^i_{j_p+1 \ldots j_a) k} + \omega^k \wedge \omega^i_{j_1 \ldots j_a k} ,$$

$$D\,\Theta^{\alpha} = \Theta^{\beta} \wedge \Theta_{\beta}^{\alpha} \ , \ D\,\Theta_{\alpha}^{i} = \Theta_{\alpha}^{\beta} \wedge \Theta_{\beta}^{i} + \Theta_{\alpha}^{k} \wedge \omega_k^i + \Theta^{\gamma} \wedge \Theta_{\alpha\gamma}^{i} + \omega^k \wedge \Theta_{\alpha k}^{i} ,$$

. . . . . .

$$D\,\Theta_{\beta_1 \beta_2 \ldots \beta_b}^{\alpha} = \sum_{p=1}^{b} \frac{b!}{p!(b-p)!} \Theta^{\gamma}{}_{(\beta_1 \ldots \beta_p} \wedge \Theta^{\alpha}_{\beta_{p+1} \ldots \beta_b)\gamma} + \Theta^{\gamma} \wedge \Theta_{\beta_1 \cdots \beta_b \gamma} .$$

Здесь $\Theta_{\alpha\gamma}^{i} = -P_{\beta}^{i} \Theta_{\alpha\gamma}^{\beta}$, $\Theta_{\alpha j}^{i} = P_{\alpha}^{k} \omega_{kj}^{i}$.

Геометрией пространства $\overset{(1)}{K}_{n,m}$ с фундаментальным объектом $(h_i^{\alpha\alpha\beta}, h^a)$ называется совокупность инвариантов и инвариантных операций, построенных с помощью $(h_i^{\alpha\alpha\beta}, h^a)$. Это можно сделать исходя из метода Г.Ф.Лаптева заменой конечных законов преобразования (10.5) дифференциальными уравнениями. В рассматриваемом случае

$$\nabla h_i^{\alpha\alpha\beta} = h_{ik}^{\alpha\alpha\beta} \omega^k + h_{i\sigma}^{\alpha\alpha\beta} \Theta^{\sigma} + h_{ik}^{\alpha\beta\sigma} \Theta_{\sigma}^{k} ,$$

$$\nabla h^a + h_i^{\alpha\alpha\beta} \left(\Theta_{\alpha\beta}^{i} - P_{\beta}^{k} \Theta_{\alpha k}^{i} \right) = h_k^{a} \omega^k + h_{\beta}^{a\alpha} \Theta^{\beta} + h_k^{a\sigma} \Theta_{\sigma}^{k} .$$

Вместе с дифференциальным продолжением они образуют сложную систему уравнений, исследование которой в общем виде затруднено Однако система исследуется до конца в случае указанного соотношения размерностей Используем результаты работы [3] Справед лива теорема если

$$r = m \ , \ m < n \ , \ \det \| X^{\alpha\beta} \ , \ \Pi^{\alpha\beta}_{\tau\varepsilon} \ , \ \Pi^{ik}_{ll} \| \neq 0 \ ,$$

то внутренним образом индуцируются аффинные связности $\Gamma^{\nu}_{\mu\gamma}$, Γ^{m}_{ij}, охваченные соответственно первым и вторым дифференциальным продолжением подобъекта $h_i^{\alpha\alpha\beta}$, и линейные связности $M^{l}_{\mu\gamma}$, $M^{m}_{\alpha j}$ с тем же порядком охвата. Указанные в теореме величины определены соотношениями

$$X^{\alpha\beta} = h_i^{\alpha\alpha\beta} P^{i}_{\alpha} \ , \ \overset{*}{X}_{\alpha\sigma} X^{\alpha\beta} = \delta^{\beta}_{\sigma} \ ,$$

$$\Pi^{\sigma\beta}_{\tau\varepsilon} = -\delta^{\sigma}_{\tau}\delta^{\beta}_{\varepsilon} + \overset{*}{X}_{\alpha\tau} X^{\alpha\beta\sigma} P^{k}_{\varepsilon} \ , \ \Pi^{\sigma\beta}_{\tau\varepsilon} \overset{*}{\Pi}^{\nu\tau}_{\beta\mu} = \delta^{\nu}_{\varepsilon}\delta^{\sigma}_{\mu} \ ,$$

$$\Gamma^{\nu}_{\mu\gamma} = \overset{*}{X}_{\alpha\tau} X^{\alpha\beta}_{\gamma} \overset{*}{\Pi}^{\nu\tau}_{l\mu} \ , \ \Gamma^{m}_{nj} = \overset{*}{H}^{s}_{\alpha\alpha} H^{\alpha\alpha}_{ij} \overset{*}{\Pi}^{\mu m}_{ns} \ ,$$

$$M^{l}_{\mu\gamma} = -\Gamma^{\nu}_{\mu\gamma} P^{l}_{\nu} \ , \ N^{m}_{\alpha j} = \Gamma^{m}_{nj} P^{n}_{\alpha} \ ,$$

$$H_i^{\alpha\alpha} = \nabla_{\beta} h_i^{\alpha\alpha\beta} \ .$$

Построение соответствующих тензоров кривизны и кручения проводится стандартными средствами. Указанный анализ позволяет замкнуть дифференциальные уравнения Максвелла дифференциальными уравнениями для отношения и рассматривать распространение электромагнитного поля в среде с переменным отношением как движение по геодезическим линиям многообразия $\overset{(1)}{K}_{n,m}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yang C.N., Mills R.L. Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance // Phys. Rev. -1954. -V.96.-N1.-P.191.
2. Лихнерович А. Теория связностей в целом и группы голономий. -М.:ИЛ, 1960.-216с.
3. Близникас В.И. О геометрии квазилинейных систем дифференциальных уравнений с частными производными // Лит.мат.сб. - 1969. -Т.9. -N2.
4. Лупейкис З.Ю. О геометрии квазилинейных систем дифференциальных уравнений второго порядка // Лит.мат.сб. -1970. - Т.10- N1.

ЛЕКЦИЯ 11 : Электродинамика без ограничения скорости в формализме дифференциальных форм .

11.1. Элементы формализма дифференциальных форм.
11.2. U(1) - калибровочная теория в среде и гармонические 1-формы.

РЕЗЮМЕ

Дано краткое введение в теорию дифференциальных форм. Показано, что уравнения электродинамики разреженного газа без ограничения скорости приводятся к уравнениям Лапласа на собственные значения для четырехпотенциала в формально римановом многообразии.

11.1. Элементы формализма дифференциальных форм.

Дифференциальные формы степени один на многообразии представляют собой произведение одних функций g на дифференциалы df других функций f : $\sum gdf$ Посредством локальных координат они запишутся в виде $\sum a_i dx^i$. При переходе от одной системы координат к другой коэффициенты a_i преобразуются как компоненты ковектора.

Исходя из форм степени один, можно получить внешние дифференциальные формы высших степеней посредством внешнего умножения Λ выражением

$$u \Lambda v \equiv u \otimes v - v \otimes u \ .$$

Подобным образом из двух 1-форм образуется 2-форма

$$\alpha \Lambda \beta \equiv \alpha \otimes \beta - \beta \otimes \alpha$$

Свойства умножения таковы

$$dx^i \Lambda dx^j = -dx^j \Lambda dx^i \ , \ a \Lambda dx^i = dx^i \Lambda a = a dx^i \ ,$$

$$dx^i \Lambda a dx^j = a dx^i \Lambda dx^j \ , \ dx^i \Lambda dx^i = 0 \ .$$

Всякая внешняя дифференциальная форма, записанная посредством локальных координат, может быть представлена единственной структурой

$$\alpha = \sum_{i_1 < \ldots < i_p} a_{i_1 \ldots i_p} dx^{i_1} \Lambda \ldots \Lambda dx^{i_p} \ ,$$

где $a_{i_1 \ldots i_p} = \pm a_{j_1 \ldots j_p}$, если не все i_ξ различны:

$$a_{i_1}\dots i_p = \pm a_{j_1}\dots j_p \ ,$$

если $j_1\dots j_p$ - перестановка $i_1 \ \dots i_p$: (+) -четная, (-) - нечетная или в виде

$$\alpha = \frac{1}{p!}\sum_{i_1 \ \dots i_p} \alpha_{i_1 \ \dots i_p}\, dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_p} \ .$$

Дифференциал формы определен так

$$d\alpha = \sum_{i_1 \ \dots i_p} d\,\alpha_{i_1\dots i_p} \wedge dx^{i_1} \wedge \dots \wedge dx^{i_p} \ .$$

Если $\overline{x}^{\,1}\dots\overline{x}^{\,n}$ -какая-нибудь другая система координат, то

$$dx^i = \frac{\partial x^i}{\partial \overline{x}^{\,j}}\, d\overline{x}^{\,j}$$

и в силу перечисленных действий имеем

$$\overline{a}_{j_1\dots j_p} = a_{i_1 \ \dots i_p} \frac{\partial x^{i_1}}{\partial \overline{x}^{\,j_1}} \dots \frac{\partial x^{i_p}}{\partial \overline{x}^{\,j_p}} \ .$$

Нечетная дифференциальная форма, по определению, задана ковектором с законом преобразования

$$\overline{a}_{j_1\dots j_p} = \frac{J}{|J|}\, a_{i_1\dots i_p} \frac{\partial x^{i_1}}{\partial \overline{x}^{j_1}} \dots \frac{\partial x^{i_p}}{\partial \overline{x}^{j_p}} \ ,$$

где J - якобиан координат.

Будем считать заданным расстояние $ds^2 = g_{ij}dx^i dx^j$, не отождествляя g_{ij} с метрикой многообразия, в котором описываются явления. Такой вариант является формально римановым. Из P тензоров, имеющих вид g_{ij} , и тензора Кронекера δ^j_i можно составить тензор

$$g_{i_1\dots i_p,\, j_1\dots j_p} = g_{i_1 k_1}\dots g_{i_p k_p}\, \delta^{k_1\dots k_p}_{j_1\dots j_p} = \begin{pmatrix} g_{i_1 j_1}\dots g_{i_1 j_p} \\ \dots\ \dots\ \dots \\ g_{i_p j_1}\dots g_{i_p j_p} \end{pmatrix} \ .$$

Он имеет свойства :

- симметричен относительно двух групп индексов;
- кососимметричен по индексам каждой группы.

При p=n имеем для всех компонент выражение

$$g_{i_1\dots i_n, j_1\dots j_n} = \delta^{1\dots n}_{i_1\dots i_n}\delta^{1\dots n}_{j_1\dots j_n} g_{1\dots n,\, 1\dots n} \ .$$

Закон преобразования имеет вид

$$\bar{g}_{1\ \ n,1\ \ .n} = J^2 g_{1\ \ n,1\ \ n} ,$$

где

$$J = \frac{D(x^1 \ \ x^n)}{D(\bar{x}^{\,1} \ . \ \bar{x}^{\,n})} .$$

Определим

$$e_{1\ \ n} = + \sqrt{g_{1\ \ n,1\ \ n}} .$$

Тогда

$$\bar{e}_{1\ \ n} = |J| e_{1\ldots n} .$$

Эта формула показывает, что $e_{1\ldots n}$ представляет собой первую компоненту некоторого нечетного n -ковектора, другие компоненты которого

$$e_{i1}\ldots{}_{in} = \delta^{1\ldots n}_{i1\ldots in} e_{1\ldots n} .$$

Связанная с этим n- ковектором нечетная форма степени n

$$e_{1\ \ .n} dx^1 \Lambda \ldots \Lambda dx^n$$

называется элементом объема в V. Формой, сопряженной форме

$$\alpha = \sum_{i1<\ldots<ip} \alpha_{i1\ \ .ip}\, dx^{i1} \Lambda \ldots \Lambda dx^{ip}$$

называется

$$*\alpha = \sum_{j1\ldots jn-p} (*\alpha)_{j1\ldots jn-p}\, dx^{j1} \Lambda \ldots \Lambda dx^{jn-p} ,$$

где

$$(*\alpha)_{j1.\ .jn-p} = \sum_{i1<..<ip} e_{i1\ \ ip\, j1\ \ jn-p}\, \alpha^{i1\ \ .ip} .$$

Например

$$(*1) = e_{1\ldots n} dx^1 \Lambda \ldots \Lambda dx^n .$$

Здесь

$$a^{i_1\ i_p} = g^{i_1 k_1} \cdots g^{i_p k_p} a_{k_1 \ldots k_p} \ .$$

Свойства (*) таковы

$$*(f\alpha + g\beta) = f * \alpha + g * \beta \ ; \ **\alpha = (-1)^{pn+p}\alpha = \bar{\sigma}\,\alpha \ .$$

Здесь

$$\sigma = (-1)^{p} \ , \ \bar{\sigma} = (-1)^{pn+p} \ .$$

Обратный оператор $*^{-1} = *\bar{\sigma} = \bar{\sigma}*$.

Дифференциальная форма однородна, если она имеет определенную степень и определенную четность или тождественно равно нулю

На n - мерном многообразии всякая форма α допускает единственное представление в виде суммы 2 (n+1) однородных форм. Оператор δ, метрически сопряженный с d, выражается так

$$\delta = *^{-1} d * \sigma = \bar{\sigma} * d * \sigma \ .$$

Скалярным произведением форм α и β называется число

$$(\alpha, \beta) = \int \alpha \wedge * \beta = \alpha[*\beta] \ ,$$

если этот интеграл сходится. Скалярное произведение имеет свойства

$$(\alpha, \beta) = (\beta, \alpha) \ , \ (\alpha, \alpha) \geq 0 \ , \ (*\alpha, *\beta) = (\alpha, \beta) \ .$$

Оператор δ понижает степень формы на единицу, его квадрат, как и d , равен нулю. Если α имеет степень P, то

$$\delta\alpha = (-1)^{np+n+1} * d * \alpha \Rightarrow -* d *|_{n=2k} \ .$$

Операторы d, δ не только метрически, но и топологически сопряжены, поэтому в концептуальном определении потоков "метрика" играет важную роль.

Величина $\Delta = d\delta + \delta d$ есть оператор Лапласа на дифференцируемом многообразии. Его свойства:

- он метрически и топологически сопряжен самому себе;
- он перестановочен с *, d, δ

$$* \Delta = \Delta * \ , \ d\Delta = \Delta d = d\delta d \ , \ \delta\Delta = \Delta\delta = \delta d\delta \ .$$

Ковариантная производная по "метрике" задается выражением

$$\nabla_i \alpha_{i_1 \ldots i_p} = \frac{\partial \alpha_{i_1 \ldots i_p}}{\partial x^i} - \sum_{\nu=1}^{p} \alpha_{i_1 \ldots i_{\nu-1} a i_{\nu+1} \ldots i_p} \Gamma^{a}_{i i_\nu} \ ,$$

$$\hat{\Gamma}^q_{jl} = \frac{1}{2} g^{qk} \left(\frac{\partial g_{kj}}{\partial x^l} + \frac{\partial g_{kl}}{\partial x^j} - \frac{\partial g_{jl}}{\partial x^k} \right)$$

и имеет самостоятельный физический смысл. Используя ее, имеем

$$(\delta\alpha)_{k_1 \ldots k_p - 1} = - \nabla^i \alpha_{i k_1 \ldots k_p - 1} ,$$

где

$$\nabla^i = g^{ip} \nabla_p .$$

Используем обозначение

$$(\gamma \rfloor \alpha)_{k_1 \ldots k_p - 1} = \gamma^i \alpha_{i k_1 \ldots k_p - 1} ,$$

Тогда имеем

$$\delta(f\alpha) = - df \rfloor \alpha + f \delta \alpha .$$

Хорошо известно, что

$$\Delta f = - \nabla^i \nabla_i f ,$$

$$(\nabla \alpha)_k = - \nabla^i \nabla_i \alpha_k - R^h_k \alpha_h , \; R^h_k = R^{hi}_{ik} .$$

11.2. U(1) - калибровочная теория в среде и гармонические дифференциальные формы.

Найдем уравнения для четырехпотенциала A_m, используя на многообразии $R^3 \times T^1$ связность без кручения, согласованную с Ω_{ij}

$$\nabla_k \Omega_{ij} = 0 .$$

Из взаимосвязи полей и индукций

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

где $\tilde{\Lambda} = \det{}^{1/2} |\Omega_{ij}|$, имеем

$$\nabla_k \tilde{H}^{ik} = (\nabla_k \tilde{\Lambda}) \Omega^{im} \Omega^{kn} F_{mn} + \tilde{\Lambda} \Omega^{im} \Omega^{kn} \nabla_k F_{mn} = - \tilde{S}^i .$$

Поскольку

$$\widetilde{\nabla_k \Lambda} = \widetilde{\partial_k \Lambda} - \widetilde{\Gamma_k \Lambda} = 0 \ ,$$

а также

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_m A_n = \nabla_m \left(\Omega^{kn} \nabla_k A_n \right) - R^r_m A_r$$

при условии калибровки

$$\Omega^{kn} \nabla_k A_n = 0 \ ,$$

получим

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_n A_m + R^r_m A_r = - S_m \ .$$

Используем стандартное обозначение $\nabla^k = \Omega^{kn} \Delta_n$. Определим дифференциальную 1-форму $\alpha = A_k dx^k$. Для нее определен оператор Лапласа $\Delta = d\delta + \delta d$, а также известны уравнения для компонент этой формы, являющейся гармонической, которые совпадают с указанными выше.

Учтем, что для тензора χ^{ikmn}, имеющего свойства тензора риманова пространства постоянной кривизны

$$R^r_m = k \delta^r_m \ ,$$

где k - константа, δ^r_m - символ Кронекера. Тогда для свободного электромагнитного поля имеем уравнения на собственные значения для четырехпотенциала

$$(\nabla^i \nabla_i + k) A_m = 0 \ , \ \nabla^i A_i = 0 \ .$$

Они достаточно хорошо исследованы, их решениями являются сферическими функциями [1].

Из физических соображений следует потребность обобщения этих уравнений таким образом, чтобы они описывали пространственно-временную структуру микрополей, из которых посредством усреднения получаются макроскопические уравнения для четырехпотенциала. На этом пути представляется вероятным продвижение в вопросах построения моделей фотонов как физических объектов, имеющих пространственно-временную структуру. Решение задачи дает импульс в рассмотрении проблем интерференции и дифракции как явлений, обусловленных взаимодействием протяженных, имеющих сложную структуру физических объектов с препятствиями. Из интуитивного анализа этих явлений следует, что фотон может представлять собой некоторый объект, имеющий сложную поперечную структуру и большую протяженность в направлении движения [2].

ЛИТЕРАТУРА:

1. Higuchi A. // J.Math.Phys. - 1987.- V.28, N 7. -P. 1553-1566.
2. Барыкин В.Н. Некоторые аспекты электродинамики движущихся сред. / Препринт ИТМО АН БССР, 1987 N2. -Минск, 35 с.

ЛЕКЦИЯ 12 : Неассоциативность пространства решений в электродинамике без ограничения скорости.

12.1. Неассоциативность пространства локальных решений.
12.2. Неассоциативность - новое звено теории электромагнитных явлений.

РЕЗЮМЕ

Показано, что как преобразования координат, так и скоростей, содержащие отношение w, допускают правило неассоциативного сложения, аналогичное используемому в теории 3-тканей. Сделан вывод о том, что соединение внешних и внутренних симметрий, равно как и использование моделей пространства-времени с внутренним пространством вида G/H индуцирует приложения неассоциативной геометрии к задачам изменения инерции калибровочного поля.

12.1. Неассоциативность пространства локальных решений.

Ранее нами указаны преобразования координат, относительно которых для случая w=const система уравнений U(1) калибровочной теории остается форминвариантной. Покажем, что указанные преобразования естественно индуцируют неассоциативность физических параметров в задачах электродинамики.

Представим преобразования координат матрицей

$$g = \gamma \begin{pmatrix} 1 & v \\ \frac{vw}{c^2} & 1 \end{pmatrix}, \quad \gamma = \left(1 - w\frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2}.$$

Определим обобщенное умножение

$$g_i \otimes g_j = (g_i \cdot g_j)\,\hat{\pi}_{ij},$$

где $\hat{\pi}_{ij}$ есть операция сопоставления каждому значению w_i, w_j их полусуммы

$$w(ij) = 0.5(w_i + w_j),$$

а $g_i \cdot g_j$ есть умножение матриц. Тогда обобщенное умножение не выводит нас из класса рассматриваемых преобразований. Укажем свойства умножения:

$$(g^{-1})^{-1} = g, \quad g^{-1}gh = hg \cdot g^{-1} \neq h,$$

$$(gh)^{-1} = h^{-1}g^{-1} = g^{-1}h^{-1}, \quad (gh)g = g(hg),$$

$$(gg)g^{-1} = g^{-1}(gg) = g \ ,$$

$$(g\cdot hg)k = k(g\cdot gh) \ ,$$

$$(gh\cdot g)k = k(hg\cdot g) \ ,$$

$$(hg\cdot g)k = k(g\cdot gh) \ .$$

Правило сложения скоростей имеет вид

$$V_{ij} = \frac{V_i + V_j}{1 + V_i\frac{V_j}{c^2}w(ij)} \ .$$

Оно неассоциативно, так как

$$V_{ij,k} = \frac{V_i + V_j + V_k + \frac{V_iV_jV_k}{c^2}w(ij)}{1 + \frac{V_iV_j}{c^2}w(ij) + \frac{w(ij,k)}{c^2}V_k(V_i + V_j)} \ ,$$

$$V_{i,jk} = \frac{V_i + V_j + V_k + \frac{V_iV_jV_k}{c^2}w(jk)}{1 + \frac{V_iV_j}{c^2}w(jk) + \frac{w(i,jk)}{c^2}V_i(V_j + V_k)} \ .$$

Нетрудно убедиться, что нет дистрибутивности

$$(hk)g \neq (hg)(kg) \ , \ g(hk) \neq (gh)(gk) \ .$$

Не имеет места медиальность

$$(gh)(kp) \neq (gk)(hp) \ .$$

Не выполняются соотношения алгебры Мальцева

$$(gh)(gk) \neq ((gh)k)g + ((hk)g)g + ((kg)g)h, \quad \forall g,h,k \in A \ .$$

Мы имеем здесь новую лупу преобразований.

12.2. Неассоциативность - новое звено теории электромагнитных явлений.

Линейная конечномерная алгебра, в которой не выполняется закон ассоциативности умножения, называется неассоциативной. Ее анализ имеет самостоятельное математическое значение, так как часто она задает касательные

пространства к лупам и квазигруппам, являющимся обобщением понятия группы. Так, группа - это лупа, в которой выполняется ассоциативность умножения элементов. В монографиях В.Д.Белоусова [1] и М.А.Акивиса [2] можно найти изложение широкого спектра вопросов.

В настоящее время выяснены многие аспекты как математических конструкций, так и возможных физических приложений теории неассоциативных алгебр. Наиболее детальный анализ применений в физике изложен в [3,4]. Отметим некоторые его направления. Так, в [5] постулировано, что множество симметрий пространства Галилея-Ньютона образует лупу, которая является продолжением группы Галилея в смысле Эйленберга–Маклейна [6]. Намбу предложил обобщение классической механики,в которой появляется возможность использования неассоциативных алгебр, отличных от алгебр Ли [7]. Алгебра Мальцева как шестимерная алгебра цвета с группой автоморфизмов SU(3) использована в [8]. Была выдвинута гипотеза о роли ассоциативности в концепции фундаментальной длины [9], а также о том, что неассоциативности соответствует ненаблюдаемость [10] . Имеются также работы в квантовой теории поля и ядерной физике. Однако сейчас пока нельзя сказать, что неассоциативные алгебры, теория квазигрупп и луп стали настольным рабочим аппаратом теоретиков.

Значительное количество математических работ отражено в обзорах и монографиях. В настоящее время в этой области получено много серьезных результатов. Не будем ни в в коей мере проводить их анализ. Выделим только несколько результатов, которые будут частично использоваться в дальнейшем тексте. Прежде всего отметим, что наиболее хорошо изучены лупы с незначительным нарушением ассоциативности, в частности лупа Муфанг, подробный анализ которой с выводом обобщенных структурных уравнений для групп Ли дан в [11]. Аналитическая группа Муфанг является аффинным симметрическим пространством, группа которого порождается левыми и правыми сдвигами лупы [12] , более того, в окрестности точки аффинной связности всегда можно естественным образом ввести операцию умножения, по отношению к которой эта окрестность становится геодезической лупой [13]. Известно, что в окрестности единицы произвольной лупы можно задать тройную систему - алгебру [14]. Представляют интерес разнообразные связи : касательное пространство к лупе Муфанг есть неассоциативная алгебра Мальцева.

Самостоятельное значение имеет неассоциативная алгебра в теории пространства, названного П.К. Рашевским редуктивным. На таком пространстве задана инвариантная связность с ковариантно постоянными тензорами кривизны и кручения. Множество их описал К.Номидзу [15]. Позднее было установлено, что тройные системы Ли являются касательными алгебрами редуктивных однородных пространств [16] . Они обобщают соотношения, известные для алгебр Ли, и потому представляют физический интерес, так как расширяют возможности анализа ситуаций. Д.В. Сабининым доказана эквивалентность категории однородных пространств и луп [17].

Нам понадобится в дальнейшем общая тройная система Ли. Это касательная алгебра редуктивного однородного пространства T_1, в котором определены две операции : билинейная (x,y) и трилинейная (x,y,z). При этом выполняются соотношения

$$(x,y) = -(y,x) ,$$

$$[x,y,z] = -[y,x,z] ,$$

$$[x,y,z] + [y,z,x] + [z,x,y] + ((x,y),z) + ((y,z),x) + ((z,x),y) = 0 ,$$

$$[x,y(z,w)] = ([x,y,z],w) + (z,[x,y,z]) ,$$

$$[(x,y),z,w] + [(y,z),x,w] + [(z,x),y,w] = 0$$

Если

$$[x,y,z] = (x,(y,z)) - (y,(x,z)) + ((x,y),z) ,$$

то получаем алгебру Мальцева

Выделение внутренней и внешней симметрии уравнений электродинамики позволило нам связать риманово пространство постоянной кривизны со специальными материальными уравнениями, задающими соотношения между полями и индукциями. В этом случае инициируется расслоенное многообразие, слой в котором представляет собой однородное пространство, например G/H или $F^R(G/H,H/K)$. В обоих случаях группа движений многообразия переводит одну его точку в некоторую другую. Очевидно, что среди всех возможных движений найдется и такое, которое описывает поведение электромагнитного поля для определенных начальных и граничных условий. Понятно, что изменение параметров при движении по лучу будет регулироваться некоторой инвариантной связностью. Из физических соображений следует, что некоторые движения поля описываются на основе группы изометрий данного многообразия. Из дифференциальной геометрии известно, что изометрические движения могут быть получены посредством геодезического отражения относительно середины отрезка, соединяющего начальную и конечную точку пути. С другой стороны, как показано М.А. Акивисом [18], в пространстве аффинной связности, которым мы ограничимся, преобразование геодезической симметрии задается группой преобразований. Три связности, которыми исчерпываются, как показано Э. Картаном [19], способы параллельного переноса вектора в групповом многообразии, имеют одну систему геодезических. Элемент "a" группы связан с элементами u,v,w однопараметрическим семейством [20]

$$wa^{-1} = (va^{-1})^{\alpha}(ua^{-1})(va^{-1})^{1-\alpha} .$$

Трем способам переноса соответствуют значения параметров

$$\alpha = 0, 1, 1/2 .$$

Применительно к электродинамике, тензоры кривизны и кручения связности выразятся через структурные постоянные группы движения SO(4,1) равенствами

$$R^i_{jk} = \frac{1}{2}(1-2\alpha)C^i_{jk} ,$$

$$R^i_{jkl} = \frac{1}{2}\alpha(1-\alpha)C^i_{jm}C^m_{lk} .$$

Параметр α, равный нулю и единице, задает связность, полученную движением в виде правого и левого сдвига на группе: параметр, равный 1/2, фиксирует лупу. Так устанавливается взаимосвязь изометрических движений на группе де-Ситтера и геодезической лупы преобразований.

Запишем ассоциатор для рассматриваемого случая. Согласно [16]

$$(\xi,\eta,\zeta) = \frac{1}{2}\alpha(1-\alpha)[\xi,[\zeta,\eta]] .$$

Отсюда следует *вывод*: поведение электромагнитного поля, соответствующее изометрическому движению в римановом пространстве постоянной кривизны, описывается неассоциативной алгеброй и связностью с ненулевой кривизной.

Воспользуемся теперь условием, что алгебра группы де- Ситтера допускает редуктивное разложение. Представим ее в виде прямой суммы некоторой алгебры и билинейной формы

$$K = H \otimes B(H,H) .$$

Пусть

$$X = x + \sum_i P(a_i,b_i) , \quad Y = y + \sum_i P(u_i,v_i) ,$$

где

$$x, y, a_i, b_i, u_i, v_i \in H .$$

Определим умножение следующими равенствами [20]:

$$[x,y] = (x,y) + \frac{1}{6}h(x,y) ,$$

$$[h(x,y),z] = -[z,h(x,y)] = \frac{1}{6}[x,y,z] ,$$

$$[h(x,g),h(z,w)] = \frac{1}{6}h([x,y,u],v) + \frac{1}{6}h(u,[x,y,v]) .$$

Тогда имеем

$$[X,Y] = \left[x + \sum_i P(a_i,b_i)\,,\, y + \sum_i P(u_i,v_i)\right] .$$

Так реализуется тройная система Ли в виде подпространства алгебры Ли, так как

$$[X,Y] = -[Y,X] \;,\; [[X,Y],Z] + [[Y,Z],X] + [[Z,X],Y] = 0 .$$

Приходим к выводу, что класс физических решений выходит за рамки алгебры Ли, потому что в электродинамике движущихся сред содержатся касательные алгебры редуктивных однородных пространств, образующих слой в расслоенном пространстве-времени, а следовательно, и тройные системы Ли.

Рассмотрим простой пример, показывающий связь неассоциативности алгебр со значениями физических величин, измеренных различными наблюдателями. Используем пространственно-временные преобразования, оставляющие форминвариантной систему полевых уравнений электродинамики при фиксированном значении отношения w

$$x' = \frac{x - vt}{\left(1 - \frac{v^2}{c^2}w\right)^{1/2}} \;,\; y' = y \;,\; z' = z \;,\; t' = \frac{t - \frac{xv}{c^2}w}{\left(1 - \frac{v^2w}{c^2}\right)^{1/2}} .$$

Здесь v - скорость движения системы координат. Обычно умножение преобразований с различными значениями w выводит нас за пределы указанной реализации. Однако, если это необходимо по физическим соображениям, реализацию можно сохранить, изменив умножение элементов. Примем правило, согласно которому для двух перемножаемых элементов сначала производится замена

$$\frac{(w_i + w_j)}{2} \Rightarrow w_{ij} \;,$$

а затем стандартное умножение. Приходим при этом к такому произведению преобразований, когда не имеем места ассоциативность

$$x'''\cdot(x''\cdot x') \neq (x'''\cdot x'')\cdot x' .$$

Следовательно, учет в электродинамике внешней и внутренней симметрии, а также использование моделей многомерных пространственно-временных многообразий со слоем - однородным редуктивным пространством, задает элементы новых приложений геометрии в вопросах изменения инерции калибровочного поля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Белоусов В.Д. Основы теории квазигрупп и луп -М Наука, 1967
2. Акивис А.М. Введение в теорию 3-тканей -Калинин КГУ, 1985
3. Лыхмус Я., Соргсепп Л. Неассоциативные алгебры в физике - Тарту, 1985/ Препринт АН ЭССР Ф-25
4. Лыхмус Я., Соргсепп Л. Неассоциативные алгебры в физике - Тарту, 1985/ Препринт АН ЭССР Ф-24.
5. Whinston G.S Associative and non-associative automorphism of Newtonian Space-Time // Int.J Theor.Phys - 1972.-V 6 -P 78-89
6 Filenberg S , Maclane S Algebraic cohomology groups and loops // Duke Math J -1947 -V 14 -N2. -P 435-463
7 Nambu Y. Generalized Hamiltonian Dynamics // Phys Rev - 1973 -D7 -P 2405-2412.
8 Gunaydin M Scola Norm Sup Pisa.-1975 / Preprint 5/75
9 Jordan P. Uber das Verhaltnis der Theorie der Elementarlange zur Quantentheorie // Comm Math. Phys. -1968 -V 5.-P 279-289
10. Birkhoff G , Neumann J // Ann of Math - 1936 -V 37 -P 823
11. Паал Э.Н. Введение в муфанг-симметрию -Тарту, 1987 -60с /Препринт АН ЭССР Ф -42
12. Сабинин Л.В. О геометрии луп // Мат заметки - 1972 Т 12, N5
13. Kikkawa M. On local loops in affine manifolds // J Sci.Hiroshima Univ - 1964 -V.28. -P.199-207.
14. Акивис М.А. О локальных алгебрах // Сиб.мат.журнал -1976 -Т 17 -N2. -с.5-11.
15. Nomizy K. Invariant affine connection on homogeneous space // Amer J Math -1954. -V.76.-N1.-P.33-65
16. Sagle A. On algebras of totally geodesic Space (vie triple system) // Journal of the Sci. Hiroshima Univ.Ser.A. - 1958. -V.21.-N1.-P.107-113
17 Сабинин Л.В. К эквивалентности категорий луп и однородных пространств // ДАН СССР. -1972.- Т.205.-N3. -С. 533-536.
18. Акивис М.А. О геодезических лупах и локальных тройных системах пространства аффинной связности .// Сиб.мат.журнал. - 1978. -Т.19 -N2
19. Картан Э. Геометрия групп Ли и симметрические пространства.-М ИЛ - 1949.
20 Кобаяси Ш., Номидзу К. Основы дифференциальной геометрии -М ·Наука.-1981. -Т.2. - с. 344.

ЛЕКЦИЯ 13 : Аспекты принципа относительности, инерции и причинности.

13.1. Две стороны принципа относительности в электродинамике.
13.2. Доказательство возможности согласования сверхсветовых скоростей с принципом причинности.
13.3. Кинематика и динамика инерции.

РЕЗЮМЕ:

Показано, что подходы Галилея Г. и Эйнштейна А. к учету инерции физических систем и и наблюдателей дополнительны, что приводит к наличию у принципа относительности двух различных сторон. Отмечается возможность сохранения принципа причинности при использовании сверхсветовых скоростей. Рассмотрена проблема согласования группы симметрии пространственно-временного многообразия с группой симметрии кинематических характеристик инерции электромагнитного поля.

13.1. Две стороны принципа относительности в электродинамике.

В принципе относительности, предложенном Галилеем, речь шла о сравнении (на качественном уровне) двух различных экспериментальных ситуаций, что позволило придти к выводу о "необнаруживаемости" инерциального движения механическими опытами внутри физической лаборатории. " Прилежно наблюдайте все ... пока корабль стоит неподвижно. Заставьте теперь корабль двигаться с любой скоростью и тогда (если только движение будет равномерным и без качки в ту или другую сторону) во всех названных явлениях (речь шла о механических опытах без проведения количественных измерений· подъем струйки дыма, падение камня, полет мух и т.д.) вы не обнаружите ни малейшего изменения и ни по одному из них не сможете установить, движется ли корабль или стоит неподвижно" [1] (стр.286). Сформулируем этот вывод как принцип относительности Галилея (ПОГ). "Механический закон, обнаруженный наблюдателем, покоящимся в замкнутой (огражденной от внешних воздействий) физической лаборатории не изменится, если и наблюдатель и лаборатория (в целом) будут инерциально двигаться относительно своего первоначального положения, которое предполагается неизменным".

Причина одинаковости протекания механических опытов состоит по Галилею в следующем: " И причина согласованности всех этих явлений заключается в том, что движение корабля обще всем находящимся на нем предметам, так же как и воздуху" [1] (стр.286). Поскольку равномерное и прямолинеиное движение мы называем движением по инерции, отнесем каждому движению свою кинематическую характеристику. Тогда причина одинаковости процессов заключается в том, что все части физической системы, наблюдатель и измерительные устройства имеют одинаковую кинематическую характеристику инерции. Инерция проявляет себя аналогично запасу потенциальной энергии· если

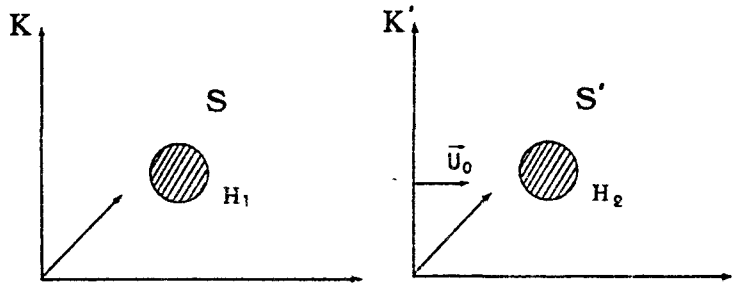


Рис. 13.1. Иллюстрация принципа относительности Галилея.

провести механические опыты на различной высоте над поверхностью Земли, то они практически не будут отличаться друг от друга.

Вторая сторона ПОГ состоит в том, что Галилей различал протекание физических явлений в инерциальных системах, если в опыте участвуют системы с различной инерцией. По Галилею, физические явления будут отличаться, если они проводятся в каюте и на палубе. На палубе воздух уже не имеет движения, общего с движением корабля и потому при исследовании падения камня, подъема струйки дыма нужно принимать во внимание изменение инерции тех частей системы, в пределах которой рассматривается проводимый опыт. Другими словами, изменение инерции проявляет себя как дополнительная сила, действующая на систему. Следовательно, в подходе Галилея не утверждается абсолютной "необнаружимости" инерциального движения, это движение проявляет себя, если выйти за пределы системы.

Заметим, также, что в подходе Галилея не было количественных измерений, поэтому вопрос о соотношении эталонов, покоящегося и инерциально движущегося , даже не был сформулирован.

Итак, согласно ПОГ, сравниваются две экспериментальные ситуации, причем измерения проводятся наблюдателями, покоящимися относительно установки, которая считается огражденной от внешних воздействий, обусловленных движением системы в целом.

Система координат K покоится относительно установки и наблюдатель H_1 в K устанавливает закон, описывающий определенный механический опыт. Система K' покоится относительно установки S' (аналогичной S в том смысле, что она дает те же расчеты, что и S, если будет помещена в K) и движется относительно K со скоростью $\vec{u}_0$. Наблюдатель H_2 в K' устанавливает закон в K'. Он оказывается для одинаковых опытов таким же, как и для наблюдателя в K. Следовательно: "Законы, по которым изменяется механическое состояние физической системы, не зависят от того, покоится или инерциально движется система в целом".

При этом вопрос об установлении закона, описывающего явление в K' по закону в K не ставится, т.к. между ними еще нет связи. О ней можно говорить в том случае, когда одна экспериментальная ситуация (одно явление) исследуется различными наблюдателями. В частности, один наблюдатель покоится относительно установки, а второй - инерциально движется относительно нее. "Расширение" принципа относительности на эту ситуацию состоит в том, что

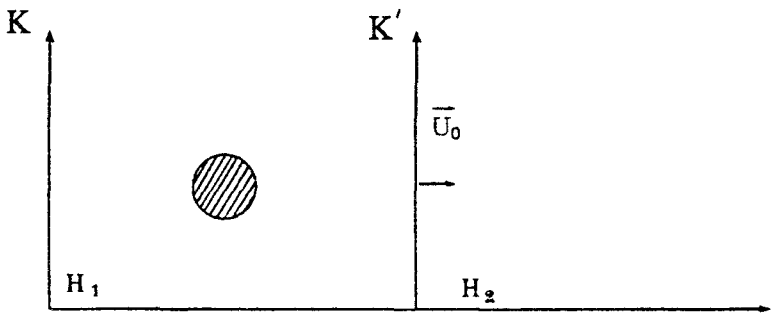


Рис 13 2 Иллюстрация принципа относительности А Эйнштейна

делается вывод об одинаковости законов, управляющих механическими явлениями как для покоящегося, так и для инерциально движущегося наблюдателя. Это уже не принцип относительности Галилея, а, скорее, принцип независимости явления от инерциального движения измерительных устройств. Другими словами:"Закон, управляющий поведением физического объекта, не зависит от того, наблюдает ли его покоящийся относительно исследуемой системы или инерциально движущийся наблюдатель". В этом суть дополнения ПОГ А.Эйнштейном. Наблюдатель в K исследует явление в системе S, покоящейся относительно K. Аналогичное исследование производит инерциально движущийся наблюдатель в K'. Одинаковыми ли законами описывается явление в K и K'? Ответ на этот вопрос дается принципом относительности А Эйнштейна. Его можно сформулировать следующим образом: "Законы, по которым изменяется механическое состояние физической системы, не зависят от того, покоится или инерциально движется наблюдатель".

При этом на первый план выдвигается вопрос о том, можно ли найти такие пространственно-временные преобразования систем координат K и K', чтобы по закону в одной системе устанавливался такой же закон в другой. Причина независимости законов от инерциального движения наблюдателей кроется, по А Эйнштейну, в структуре пространства-времени: " ... теория Лоренца не противоречит принципу относительности. Однако наше представление о времени и пространстве должно подвергнуться фундаментальным изменениям" [2], стр. 416.

С точки зрения учета инерции, ПОЭ утверждает независимость физического явления от инерции наблюдателя, другими словами, от определенных условий наблюдения. Об этой стороне принципа относительности у Галилея ничего нет.

При анализе оптических явлений А Эйнштейн отталкивался от того, что оптическими опытами "относительное движение Земли принципиально нельзя обнаружить " [2], стр. 415, т.е. опирался на ПОГ. Однако его формулировка принципа относительности относилась скорее к ситуации, описываемой ПОЭ. "Законы, по которым изменяется состояние физических систем, не зависят от

того, к какой из координатных систем, движущихся относительно друг друга равномерно и прямолинейно, эти изменения относятся" .

Применим ПОГ и ПОЭ к распространению света в вакууме. Тогда, очевидно, принципу постоянства скорости света в вакууме (ППСС) соответствуют две различные экспериментальные ситуации: а) источники покоятся относительно наблюдателей, но имеют инерциальную скорость по отношению друг к другу, закон распространения света в вакууме исследуется каждым наблюдателем; б) имеется один источник, а покоящийся и инерциально движущийся наблюдатели устанавливают закон распространения света в вакууме.

В современной электродинамике нет четкого разграничения указанных ситуаций, математический аппарат их анализа не развит. Что имеется в виду ? Во-первых, если строго следовать ПОГ, то одинаковость протекания оптических явлений в покоящейся и инерциально движущейся системе обусловлена, как и для материальных тел, инерцией электромагнитного поля, а также тем, что от ее величины протекание явлений не зависит. Поэтому характеристики инерции поля должны входить в уравнения электродинамики и проявляться во всех ситуациях, когда имеет место их изменение.Согласно принципу относительности Галилея, система, состоящая из материальных объектов и поля, сохраняет свое состояние инерциального движения до тех пор, пока нет факторов, его изменяющих. Наличие такого движения не сказывается на результатах механических и оптических опытов в системе и может быть обнаружено лишь при выходе за ее пределы. Возникает следующий вопрос :" Как выразить инерцию электромагнитного поля и ввести ее в уравнения электродинамики ?" Ответ на него необходим, если мы хотим разобраться в причинах, почему инерция не влияет на протекание процессов в физической системе.

Однако эта основная особенность ПОГ - независимость явления от инерции физической системы - до введения концепции отношения не имела в электродинамике инерциально движущихся сред явного выражения.

Во-вторых,отталкиваясь от ПОЭ, необходимо математически обосновать независимость физических явлений от условий наблюдения. Понятно, что эта независимость является характерной чертой классической теории измерений, когда исследуемое явление, экспериментальные установки, измерительные приборы макроскопичны. Однако всякую классическую полевую величину следует рассматривать как среднее по ансамблю (или по пространственно-временной области) от микроскопических величин. Известно, что для микроскопических величин применима лишь квантовомеханическая теория измерений, согласно которой получаемые значения существенно зависят от условий измерения. В рассматриваемом нами случае к одному из таких условий относится инерция наблюдателей. По этой причине необходим учет основной особенности ПОЭ - инерции наблюдателей. Как выразить ее и использовать для анализа независимости явления от движения наблюдателей ? Эта основная особенность ПОЭ также не имела в электродинамике движущихся сред явного выражения.

Заметим, что в оптике допустима еще одна экспериментальная ситуация. Луч света последовательно проходит через одну физическую лабораторию, а затем через другую, скорость которой равна скорости системы координат K'. Наблюдатели H_1 и H_2 проводят измерение параметров света. Эта ситуация не описывается ни ПОГ, ни ПОЭ и представляет собой их некоторую суперпози-

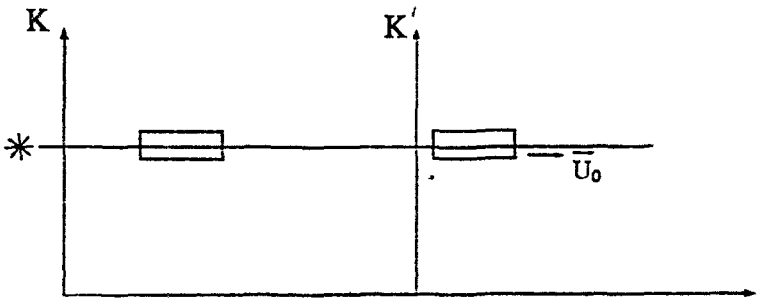


Рис. 13.3. Схема суперпозиции ПОГ и ПОЭ в оптике.

цию. В рассматриваемом случае необходимо учитывать как инерцию источников, так и инерцию наблюдателей.

С учетом проведенного анализа и сделанных замечаний рассмотрим вопрос о взаимосвязи пространственно-временных переменных для систем координат, инерциально движущихся относительно друг друга.

I. Рассмотрим ситуацию рис.3, полагая , что часы в K и K' идут одинаково, а эталоны длины абсолютны Пусть в K и K' проведены два независимых измерения, следующие друг за другом. Пусть в K за время dt луч света сместился на $d\vec{r}$. По часам в K' прошло время $dt'=dt$, а смещение равно $d\vec{r}_1'$. После проведения измерений в K пусть сразу же проводятся измерения в K', причем за время dt' луч прошел $d\vec{r}'$.

В K ему соответствует $dt=dt'$, а смещение равно $d\vec{r}_1$. Общий итог эксперимента таков :

а) В K и K' прошло одно и то же время

$$dt + dt_1 = dt'_1 + dt' \ .$$

б) В K и K' пройдено разное расстояние

$$d\vec{r} + d\vec{r}_1 \neq d\vec{r}' + d\vec{r}_1' \ .$$

в) За время dt луч в K прошел $d\vec{r}$.

г) За время dt' луч в K' прошел $d\vec{r}'$. Заметим, что в указанной ситуации постоянству хода часов в K и K' не противоречит возможное различие dt и dt', так как оно определяется экспериментальной ситуацией.

II. Рассмотрим ситуацию, соответствующую рис.1. (ПОГ). Проведем независимые опыты по измерению скорости света в вакууме в K и K' для покоящихся источников. Получим, что в K имеется совокупность "смещений" $\{dx^{\alpha}\}$ реализованных за время dt. Аналогично, в K' имеется совокупность "смещений" $\{dx^{\alpha'}\}$, реализованных за время dt'. В общем случае между ними нет связи. Возникает вопрос: можно ли найти такую взаимосвязь переменных

$\{dx^{\alpha},dt\}$, $\{dx^{\alpha'},dt'\}$ чтобы по данным опыта в K можно было бы установить данные некоторого (возможно иного, чем в K) опыта в K' ? Понятно, что и в этом случае вовсе необязательно должно быть $dt=dt'$,$d\vec{r}=d\vec{r}'$, а скорее, это исключение.

III. *Рассмотрим ситуацию, соответствующую рис.* 2 (ПОЭ) . Пусть одно и тоже смещение рассматривается в различных системах координат. Понятно, что если ситуация сводится к рис.2, сравнению могут подлежать лишь реально измеренные и рассчитанные величины (так как две физические лаборатории не могут совпадать друг с другом). Однако и для этой ситуации допустимо нахождение такой взаимосвязи пространственно-временных переменных, что по параметрам, измеренным в K, можно восстановить параметры, измеренные в K' (соответствующие либо рис.1 либо рис.2). Понятно, что в этом случае также из пространственно-временных преобразований не будет следовать ни абсолютность длины, ни абсолютность времени.

Все три ситуации имеют ту общую черту, что некоторому "смещению" $\{dx^{\alpha}\}$ за время dt в K ставится в соответствие некоторое "смещение" $\{dx^{\alpha'}\}$ за время dt' в K' (речь идет о смещении луча, поэтому взаимосвязь $\{dx^{\alpha'},dt\}=\hat{L}\{dx^{\alpha},dt\}$ не имеет отношения к взаимосвязи эталонов).

Проведенные выше рассуждения по-новому обосновывают отказ А.Эйнштейна от взаимосвязи пространственно-временных переменных с абсолютным временем $dt'\neq dt$ (его относительность одновременности). Именно относительность одновременности выступает как средство взаимосвязи ситуаций, относящихся к рис.1, рис.2 и не раскрывающих по существу рис.3. Функциональная взаимосвязь "смещении" в K и K' неявно учитывает инерцию электромагнитного поля и инерцию наблюдателеи.

Сформулируем принцип относительности, соединяющий черты ПОГ и ПОЭ "Законы, по которым изменяется состояние физическои системы, установленные как покоящимися, так и инерциально движущимися наблюдателями, не зависят от того, покоится или инерциально движется система в целом"

Итак, наш анализ уравнении электродинамики движущихся сред позволил увидеть тонкости принципа относительности, ускользнувшие от внимания ранее

Как мы знаем, материальные уравнения в движущеися среде " восстанавливаются" по уравнениям в покоящеися с точностью до скалярнои функции. Значит, в общем случае невозможно установить структуру уравнении в движущейся среде по уравнениям в покоящейся среде без рассмотрения отношения Корректный путь такой : нужно задать отношение, с учетом его значений и изменения построить пространственно-временные преобразования, содержащие скорости, ускорения. Мы приходим к выводу, что в полнои теории переход от уравнений в покоящейся среде к уравнениям в движущеися может быть выполнен на основе тензорного преобразования, учитывающего отношение Теперь очевидна ограниченность такого приема: он задает правило вывода уравнений поля, но не задает структуру тех элементов, с помощью которых это можно сделать. Его расширение имеет прямое отношение к модели расслоен ного пространства-времени с разделением пространственно-временных характеристик на пространство состояний и пространство событий и принятием концепции отношения как фундаментального свойства физического мира, без учета которого правильное описание инерции невозможно. Отношение стано-

вится фундаментальным регулятором инерции поля, конкретизирующим принцип относительности.

13.2. Доказательство возможности согласования сверхсветовых скоростей с принципом причинности.

Заключение о невозможности сверхсветовых движений впервые было сделано в виде самостоятельного вывода А Эйнштейном в 1907 году Оно основано на использовании преобразований Лоренца для связи скоростей сигналов в покоящейся и движущейся системах отсчета. Пусть φ - скорость сигнала в СК1, Ψ - скорость сигнала в СК2,с- скорость света в вакууме. Тогда при $\varphi>\Psi$ возможна ситуация, когда расстояние l проходится в СК2 за отрицательное время

$$\Delta T = l\left(1-\frac{\varphi\psi}{c^2}\right)/(\varphi-\psi)\ .$$

Отсюда делается вывод о временном предшествовании следствия причине, а потому " хотя этот результат и не содержит логического противоречия, он настолько противоречит всему нашему опыту, что невозможность предположения $v>c$ может считаться достаточно доказанной" [3].

Конечно, можно принять точку зрения, что принцип причинности, вообще говоря, не сводится к временной упорядоченности причины и следствия, и потому указанное условие очень сильное Можно стать на точку зрения Реками, Миньяни, применив принцип реинтерпретации, согласно которому направление "стрелы причинности" неинвариантно. событие, которое рассматривается как причина для одной системы отсчета, может стать следствием для другой Можно применить и другие соображения, в частности, использовать некоторые следствия ОТО, при которых дачное противоречие снимается.

Однако, все они не меняют вывода, сделанного А.Эйнштейном Покажем, что ситуация выглядит иначе, если корректно учесть начальные условия задачи При этом мы не будем рассматривать вопроса о том, законно ли применение преобразований Лоренца к сигналам, движущимся со скоростью, большей скорости света в вакууме.

Согласно постановке мысленного эксперимента, сигнал идет с постоянной скоростью $\varphi'>c$ в одном направлении и сносится средой, движущейся со скоростью v в другом направлении Пусть действительно это так и для данной ситуации, хотя, если бы он не сносился средой, то его скорость была бы конечной, что противоречит физической постановке задачи. С другой стороны, при определенном значении $\varphi'>c$ мы действительно получим $\varphi<0$. Но это обстоятельство означает, что сигнал пошел в сторону отрицательных значений OX.

Рассмотрим вопросы причинности в рамках концепции отношения. Сравним между собой смещения событий, отсчитанные в системах отсчета наблюдателеи. Согласно условиям мысленного эксперимента, сигнал $\varphi>c$ идет в среде, для которой отношение равно единице. Для другого наблюдателя отно-

шение события к измерительному устройству $w=0$. Поэтому их связь между собой должна задаваться преобразованиями Галилея. А это означает, что

$$\varphi = \varphi' - v \ .$$

При $v<c$,$\varphi'>c$ всегда $\varphi>0$ и потому будет обеспечено предшествование причины следствию.

Анализируемая А.Эйнштейном задача относится именно к такой ситуации и потому из нее не следует нарушение принципа причинности.

Сравнение сигналов $\varphi>c$ и $\varphi'>c$ при отношениях $w_1 = 1$ и $w_2 = 1$, которое задается преобразованиями Лоренца, вступает в противоречие с принципом постоянства скорости света, из которого выводятся преобразования. Указанные скорости следует анализировать в рамках схемы, не ограничивающей себя предельным значением скорости, что имеет место в электродинамике с отношением.

13.3. Кинематика и динамика инерции.

Совокупность параметров физического явления, заданных для системы инерциальных наблюдателей, образует обычно класс величин, связанных друг с другом преобразованиями группы $\overline{G}$ с параметрами, зависящими от относительной скорости, причем

$$\Psi = \overline{G}\Psi_0 \ ,$$

где Ψ- набор параметров системы, задаваемой чаще всего некоторым тензорным полем. При $\overline{g}=1$ имеем $\Psi=\Psi_0$, при других значениях $\overline{G}$ имеем весь набор "эквивалентных" значений.

При стандартном кинематическом подходе в качестве группы $\overline{G}$ принято использовать группу движений опорного пространства-времени, в котором описывается явление

$$G_{mov}(M) = \overset{\vee}{G} \ .$$

Итак, эквивалентность величин имеет двоякий кинематический смысл: по опорному многообразию и по кинематической группе, причем

$$\overline{G} = \overset{\vee}{G} \ .$$

Обратимся теперь к динамике явления. Пусть для фиксированного наблюдателя она задается оператором L по правилу

$$\hat{L}\Psi = 0 \ .$$

Потребуем, чтобы выполнялось условие

$$\hat{\overline{G}}\hat{L}\Psi = \hat{L}\hat{\overline{G}}\Psi \ .$$

В этом случае группа симметрии системы уравнений задает движение в пространстве значений физической величины.

Понятно, что симметрия должна быть достаточно широкой, чтобы не было сужения совокупности динамических решений. Понятно, что в общем случае кинематическая группа $\overline{G}$ не изоморфна группе движений опорного многообразия $\overset{\vee}{G}$ и динамической группе $\hat{G}$. Мы вправе исходить из предположения, что

$$\overline{G} \neq \overset{\vee}{G} \neq \hat{G} .$$

Только в частном случае

$$\overline{G} = \overset{\vee}{G} = \hat{G}$$

имеет место некоторая неразличимость состояний, полученных динамическим и кинематическим путем.

Если мы желаем найти физическую величину на каждой стадии динамического процесса, то в общем случае этого нельзя сделать посредством кинематической группы. С другой стороны, для нахождения связи величин по динамической группе нужны дополнительные данные о динамике процессов. Мы обязаны найти

$$\Psi'_\alpha = \hat{G}\Psi_\alpha .$$

Этот закон связан, конечно, с динамическими уравнениями, но общего правила его нахождения мы не имеем. В теории относительности постулировано

$$\Psi'_\beta = \overline{G}\Psi'_\alpha .$$

Отсюда возможен вариант

$$\Psi'_\beta = \overline{G}\hat{G}\Psi_\alpha = \overset{\vee}{G}\Psi_\alpha .$$

В частном случае, когда $\overline{G}=\overset{\vee}{G}$, $\overset{\vee}{G}=\hat{G}$ имеем тождество

$$\Psi'_\beta = \overset{\vee}{G}\overset{\vee}{G}\Psi_\alpha = \overset{\vee}{G}\Psi_\alpha .$$

Правило сопоставления величин в этом случае дает частный закон умножения. Общую динамическую ситуацию он не описывает и потому не может быть принят в качестве общего принципа физической теории.

Ниоткуда не следует также, что последовательные динамические состояния, взятые для различных наблюдателей, связаны между собой преобразованиями динамической группы, так как во внимание следует принять самостоятельный характер кинематической группы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Галилей Г. Диалог о двух главнейших системах: птомелеевой и коперниковой. -М.-Л. -1948.
2. Эйнштейн А. Собрание научных трудов.-М.:Наука, 1965.-Т.1.-с. 415-416.
3. Эйнштейн А. Собрание научных трудов. -1965.-Т.4.

ЛЕКЦИЯ 14 : Некоторые аспекты законов сохранения.

14.1. Законы сохранения в электродинамике с отношением в случае нерелятивистских скоростей.
14.2. К теории калибровочных полей в среде.
14.3. Несколько замечаний о законах сохранения в многомерном пространстве-времени применительно к электродинамике.
14.4. Три стороны инерции U(1) - калибровочного поля.

РЕЗЮМЕ

Показано, что учет отношения w приводит к дополнительным членам в законах сохранения электродинамики как во внешнем, так и во внутреннем пространстве-времени. Указан класс условий, при которых внутренняя энергия "не проявляется" во внешнем пространстве-времени. Приведены примеры, иллюстрирующие необходимость дальнейшего развития теории инерции для калибровочных полей общего вида в различных средах и для анализа законов сохранения. Определено общее направление развития теории калибровочных полей: пространственно-временное моделирование его составляющих в многомерном многообразии.

14.1. Законы сохранения в электродинамике с отношением в случае нерелятивистских скоростей.

Используем векторные уравнения электродинамики и стандартную схему вывода законов сохранения. Ограничимся приближением, когда слагаемые вида $(u/c)^2$ пренебрежимо малы . Тогда материальные уравнения перепишутся в виде

$$\vec{D} = \varepsilon\vec{E} + \frac{\varepsilon\mu - w}{c}\left[\vec{u}\times\vec{H}\right] ,$$

$$\vec{B} = \mu\vec{H} - \frac{\varepsilon\mu - w}{c}\left[\vec{u}\times\vec{H}\right] .$$

В случае переменного отношения диэлектрическая и магнитная проницаемости являются функциями координат и времени. Поэтому определены величины

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = \frac{\partial\varepsilon}{\partial t} + \vec{u}_{cp}\nabla\varepsilon = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\frac{d\rho}{dt} = \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\left(\frac{\partial\rho}{\partial t} + \vec{u}_{cp}\nabla\rho\right) =$$
$$= \frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\left(-div\rho\,\vec{u}_{cp} + \vec{u}_{cp}\nabla\rho\right) = -\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\rho\,div\vec{u}_{cp} ,$$

поскольку в силу уравнения неразрывности

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + div\,\rho\,\vec{u}_{cp} = 0 .$$

Умножим уравнение, содержащее $rot\vec{H}$, скалярно на $\vec{E}$, а уравнение, содержащее $rot\vec{E}$, скалярно на $\vec{H}$. Соответственно умножим векторное уравнение, содержащее $div\vec{D}$, на $\vec{B}$, а уравнение для $div\vec{B}$ векторно на $\vec{D}$. Получим схему

$$\left\{rot\vec{H} = \frac{4\pi}{c}\vec{j}_{ext} + \frac{1}{c}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} - \frac{1}{c}\vec{D}\frac{\partial w}{\partial t} + (\nabla w \times \vec{H})\right\}\cdot\vec{E} ,$$

$$\left\{rot\vec{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\right\}\cdot\vec{H} ,$$

$$\left\{div\vec{D} = 4\pi\rho_{ext} + \vec{D}\nabla w\right\}\times\vec{B} ,$$

$$\left\{div\vec{B} = 0\right\}\times\vec{D} .$$

Используем соотношения

$$\vec{D}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon}\vec{D}\frac{\partial\vec{D}}{\partial t} - \vec{D}\left[\frac{\vec{u}}{c}\times\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\right] + \frac{w}{\varepsilon\mu}\vec{D}\left[\frac{\vec{u}}{c}\times\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\right] -$$

$$- D^2\left\{\vec{u}_{cp}\nabla\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{\varepsilon^2}\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\rho\right)div\vec{u}_{cp}\right\} ,$$

$$\vec{B}\frac{\partial\vec{H}}{\partial t} = \frac{1}{\mu}\vec{B}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} + \vec{B}\left[\frac{\vec{u}}{c}\times\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right] - \frac{w}{\varepsilon\mu}\vec{B}\left[\frac{\vec{u}}{c}\times\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\right] -$$

$$- B^2\left\{\vec{u}_{cp}\nabla\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu^2}\left(\frac{\partial\mu}{\partial\rho}\rho\right)div\vec{u}_{cp}\right\} .$$

Введем, как обычно, величины

$$w^{\mu} = \frac{\vec{D}\vec{E} + \vec{B}\vec{H}}{8\pi}$$ - энергию электромагнитного поля, (14.1)

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi}\left[\vec{E}\times\vec{H}\right]$$ - вектор потока энергии, (14.2)

$$\vec{f}^{ex} = \rho_{ext}\vec{E} + \frac{1}{c}\left[\vec{j}_{ext}\times\vec{B}\right]$$ - силу Лоренца. (14.3)

Обозначим

$$\varphi = \frac{1}{4\pi}\left[\left(\vec{D}\vec{E}\right)\frac{\partial w}{\partial t} - c\vec{E}(\nabla w\times\vec{H})\right] ,$$

$$\vec{\Phi} = \frac{1}{4\pi}\left[\left(\vec{B}\times\left(\nabla w\times\vec{H}\right)\right) + \frac{1}{c}\left(\vec{D}\times\vec{B}\right)\frac{\partial w}{\partial t} - \vec{E}\left(\vec{D},\nabla w\right)\right] .$$

Законы сохранения запишутся выражениями

$$\frac{1}{4\pi}\left(\frac{\partial\vec{D}}{\partial t}\vec{E}+\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}\vec{H}\right)=-\vec{j}_{ext}\vec{E}-div\vec{S}+\varphi\ ,$$

$$\frac{1}{4\pi}\left\{\left(\vec{D}\times rot\vec{E}\right)+\left(\vec{B}\times rot\vec{H}\right)-\vec{E}div\vec{D}\right\}=-\vec{f}^{\,\prime\prime}-\frac{1}{4\pi c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\vec{D}\times\vec{B}\right)+\vec{\Phi}\ .$$

Для изменения энергии поля получим

$$-\frac{\partial w^{\mu}}{\partial t}=\vec{j}_{ext}\vec{E}+\vec{j}_{m}\vec{u}_{cp}+div\left\{\vec{S}-\frac{\mu}{8\pi}\left[\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\rho\right)E^2+\left(\frac{\partial\mu}{\partial\rho}\rho\right)H^2\right]\right\}-\varphi\ ,$$

где

$$\vec{j}_{m}=-\frac{E^2}{8\pi}\nabla\varepsilon-\frac{H^2}{8\pi}\nabla\mu+\frac{1}{8\pi}\nabla\left\{\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial\rho}\rho\right)E^2+\left(\frac{\partial\mu}{\partial\rho}\rho\right)H^2\right\}\ .$$

Следовательно, законы сохранения имеют добавки к стандартному случаю, обусловленные $\partial w/\partial x^{k}$. Аналогичный анализ приложим к электродинамике во внутреннем пространстве.

14.2. К теории калибровочных полей в среде.

Современная теория калибровочных полей построена аналогично электродинамике вакуума: величины определяются однотензорным полем, отсутствуют материальные уравнения для среды и комплексы, содержащие скорость источника. Формально обобщим эту теорию, используя анализ, выполненный в электродинамике сред. Введем пару

$$\left(F^{a}_{mn}\,,\,\tilde{H}^{ik}_{a}\right)\ ,$$

которую назовем спектральной компонентой калибровочного поля. Используем ковариантные производные

$$\nabla_{k}\vec{B}=\partial_{k}\vec{B}+\left[A_{k}\times\vec{B}\right]\ .$$

По аналогии с электродинамикой используем систему уравнений

$$\nabla_{[k}F^{a}_{mn]}=0\ ,\ \ \nabla_{k}\tilde{H}^{ik}_{a}=\tilde{S}^{i}_{a}\ ,$$

$$\tilde{H}^{ik}_{b}=\delta_{ba}Y_{0}\tilde{\Lambda}\,\tilde{\xi}^{ikmn}F^{a}_{mn}\ .$$

В случае, когда принята указанная связь полей и индукций, имеем спектральную аналогию с уравнениями Максвелла. В более общей ситуации компоненты полей свяжем законом

$$\widetilde{H}_b^{ik} = \kappa_{bc}^{a} \widetilde{\xi}_a^{ikmn} F_{mn}^{c} \ .$$

Необходимо отметить:

- как для указанного случая, так и для электродинамики сред было бы желательно найти обобщение вариационного формализма Лагранжа, из которого естественно следовали бы как дифференциальные уравнения, так и взаимосвязи между полями и индукциями;
- по-видимому, физические поля тензорно дополняют друг друга: так, ковариантный тензор сосуществует в паре с ковариантным;
- представляет интерес теория распространения калибровочных полей в среде с дисперсией.

14.3. Несколько замечаний о законах сохранения в многомерном пространстве-времени применительно к электродинамике.

При рассмотрении электромагнитных явлений в четырехмерном многообразии мы используем тензор Ω_{kn} для учета инерционных характеристик излучения. В предложенной модели Ω_{kn} является самостоятельной величиной, не связанной со структурой опорного пространства-времени. По этой причине известное уравнение для плотности тензора энергии-импульса

$$\frac{\partial \widetilde{T}_l^k}{\partial x^k} - \frac{1}{2}\Omega^{ps}\frac{\partial \Omega_{sk}}{\partial x^l}\widetilde{T}_p^k = \widetilde{R}_l \ ,$$

где

$$\widetilde{T}_l^k = -\widetilde{H}^{kp}F_{lp} + \frac{1}{4}\widetilde{H}^{ps}F_{ps}\delta_l^k$$

представляется недостаточным для анализа совокупности законов сохранения энергии-импульса. В самом деле, тензор $\widetilde{T}_l^k$ выражается только через поля и индукции $\vec{E}$, $\vec{B}$, $\vec{H}$, $\vec{D}$, которые содержат в себе информацию как о кинетической, так и о потенциальной энергии поля, но не допускает их разделения. Полная информация предполагает наложение условий на "внутреннюю динамику" поля. Конечно, ее следует получить из уравнений для поля B_α. В нашем обобщении имеем

$$\frac{\partial \widetilde{P}_\sigma^\nu}{\partial x^\nu} - \frac{1}{2}\varphi^{\tau\mu}\frac{\partial \rho_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma}\widetilde{P}_\tau^\nu = \widetilde{q}_\sigma$$

с "внутренним тензором энергии-импульса" $\widetilde{P}_\tau^\nu$.

Динамика полной энергии и полного импульса зависит от совокупности дополнительных данных. Указанное замечание полезно при анализе вопросов квантования электромагнитного поля. Мы обнаруживаем теперь новые степени свободы для анализа законов сохранения.

Дополнительные слагаемые, связанные с Ω_{kn} , φ_{qi} , описывают " инерционные эффекты", обусловленные взаимодействием электромагнитного поля со средой как во внешнем, так и во внутреннем пространствах. Аналогично учитывается взаимодействие гравитационного поля, задаваемого тензором на опорном многообразии.

В нашем подходе энергия, импульс и другие характеристики электромагнитного поля во внутреннем пространстве задаются аналогично соответствующим величинам во внешнем пространстве.

Указанные уравнения получаются из структуры расслоенного восьмимерного многообразия, в котором четыре координаты x^k являются внешними и четыре координаты y^k - внутренними. Обозначим

$$M\,,\,N\ldots = 1,2,\ldots,8\ .$$

Тогда имеем лагранжиан

$$L = -\frac{1}{4}F_{MN}H^{MN} + Q_{MN}\left(H^{MN} - \chi^{MNQR}F_{QR}\right) +$$

$$+ b_{MNQR}(\chi^{MNQR} - 0.5(\Omega^{MQ}\Omega^{NR} - \Omega^{MR}\Omega^{NQ}))\ .$$

Из него получим "закон сохранения"

$$\frac{\partial \tilde{T}^{Q}_{M}}{\partial x^{Q}} - \frac{1}{2}\,\Omega^{TN}\frac{\partial \Omega_{NF}}{\partial x^{M}}\tilde{T}^{F}_{T} = \tilde{R}_{M}\ .$$

Если внешние и внутренние слагаемые электромагнитного поля, равно как и тензора Ω_{NF}, допускают разложение в прямую сумму величин для двух четырехмерных пространств, мы приходим к указанной схеме.

Рассмотрим ее частный случай, когда $\tilde{R}_{\alpha}=0$. Пусть

$$\Omega^{w}\frac{\partial \Omega_{qp}}{\partial x^{k}}\tilde{P}^{p}_{i} = 0\ .$$

Тогда вклад внутренней энергии во внешнюю отсутствует. Такая ситуация, как мы понимаем, реализуется при $w_{\xi}=1$, $w=1$. В этом случае переход кинетической энергии поля в потенциальную завершен и для описания конечной стадии процесса достаточно использовать уравнения "внешнего пространства", не проводя явного разделения собственной и несобственной энергии поля. При переменных w_{ξ}, w такой подход недостаточен. Мы приходим к пониманию важного факта, что использование четырехмерного описания внешнего мира есть упрощение, означающее, что внутренняя энергия "замкнута".

В общем случае вопрос о законах сохранения нужно решать с учетом структуры пространства-времени и базирующейся на ней расслоенности самого явления. Актуален также учет топологии.

14.4. Три стороны инерции U(1) - калибровочного поля.

А) Изменение собственных, внутренних инерционных параметров.

Пусть электромагнитное поле переходит из одной покоящейся среды в другую. При этом меняется скорость поля от значения $v_1=c/n_1$ до значения $v_2=c/n_2$ и остается неизменной частота. Поле испытывает огромные ускорения, имеющие порядок 10^{20} от величины ускорения силы тяжести. Поскольку поле обладает массой инерции, следует ожидать, что границы сред являются "мощными" источниками гравитационного излучения, которое и следует изучать в устройствах указанного типа. Неизменность частоты поля приводит к изменению его длины волны от λ_1 до λ_2. Обратный переход сопровождается обратным изменением. Из аналогии описания инерции в механике и электродинамике отсюда вытекает физическое предположение, что фотон может представлять собой физический объект, который меняет свои характерные размеры, когда меняется окружение, в котором он движется.

Энергетически это выглядит так: фотон теряет свою кинетическую энергию, обусловленную собственным движением в среде, на изменение своей формы или размеров. При этом, как показывает опыт, возможно и происходит обратное изменение, т.е. процесс обратим.

Б) Изменение несобственных инерционных параметров.

Этот механизм базируется на концепции отношения. Основу его составляет необратимый переход кинетической энергии источника излучения или среды в потенциальную энергию поля задаваемую частотой. Структура его описана выше.

В) Новый механизм изменения инерции.

Он обнаруживается из механического подхода к описанию поглощения фотона средой. Будем исходить из возможности описания динамики инерции уравнением релаксационного типа. Нетрудно видеть, что оно может быть переписано в форме закона динамики Ньютона. Для изменения энергии объекта имеем дифференциальное равенство вида

$$dE = dm\cdot v^2 + m\vec{v}\cdot d\vec{v} ,$$

где m - масса инерции поля, v - скорость поля.

Пусть выполняются условия

$$m = (\alpha - \varphi)\overset{*}{m} \ , \ dm\vec{v} = (\beta + \varphi)\overset{*}{m}d\vec{v} .$$

Здесь $\overset{*}{m} = \frac{\hbar\omega_0}{c^2}$ -начальная масса инерции фотона. Тогда

$$dE = (\alpha + \beta)\overset{*}{m}\vec{v}\cdot d\vec{v} .$$

Величина φ введена как внутренняя скалярная характеристика процесса поглощения фотона средой, α , β - некоторые вспомогательные характеристики. Примем диапазон изменения скорости $|v| = \frac{c}{n} \div 0$. Тогда

$$E = \int_{\frac{c}{n}}^{0} dE = \hbar\omega_0 ,$$

если $\alpha + \beta = 2n^2$. Из опытных данных мы не знаем другой энергии, кроме той, которая проявляется в динамике.

Указанные механизмы стимулируют построение модели фотона как физического объекта, имеющего пространственно-временную структуру. Мы получаем теперь возможность новой интерпретации некоторых физических экспериментов. Рассмотрим , в частности, формулу частичного увлечения электромагнитного поля движущейся средой, полученную Френелем. Из физических соображений по второму механизму изменения инерции при движении поля в среде она становится вторичным источником излучения. Пусть при этом фотон приобретает энергию. Часть ее уйдет на изменение скорости поля, а часть - на изменение частоты. Уравнения Максвелла учитывают этот факт и потому дают формулу частичного увлечения поля средой.

Указанные примеры специально подобраны таким образом, чтобы стимулировать обсуждение и физический анализ проблем, связанных с размером фотона и динамикой его составных частей. Движение этих частей, как следует из концепции отношения, не вступает в противоречие с опытными данными и представляет собой самостоятельную область физического анализа.

ЛЕКЦИЯ 15 : Обоснование достоверности электродинамики без ограничения скорости.

Введение.
15.1. Опыт Майкельсона.
15.2. Опыт Физо.
15.3. Эффект Допплера и аберрация.
15.4. О принципе постоянства скорости света в вакууме.
15.5. Эффекты поляризации и намагниченности разреженной газовой среды.
15.6. Сравнение стандартного варианта с новым.

РЕЗЮМЕ

Показано, что новая модель полнее описывает всю совокупность известных экспериментальных данных, предсказывает новые факты: снимает ограничение на скорость передачи взаимодействия, задает конечную частоту поля в поперечном эффекте Допплера при $v \to c$. Указаны эксперименты, которые дают подтверждение новой модели: зависимость скорости поля в вакууме от скорости источника, зависимость частоты в поперечном эффекте Допплера от разреженности среды. Проведено общее сравнение теоретических конструкций, соответствующих старому и новому вариантам электромагнитной теории.

Введение.

Обнаружение новых пространственно-временных симметрий в сочетании с концепцией отношения позволили доказать, что лоренцинвариантная теория является неполной. Ее следует рассматривать как асимптотическую, соответствующую отношению, равному единице. В этом звене наш подход принципиально отличается от известного. Поскольку предлагаемая теория содержит в себе лоренцинвариантную, то все известные экспериментальные подтверждения, которые относятся к ней, пригодны, правда, иногда с существенными уточнениями физических факторов, в новом варианте. Выделим группу вопросов, рассмотрение которых направлено на обоснование достоверности новой модели.

Группа А). К ней относятся эксперименты в классической электродинамике движущихся сред: аберрация, опыт Физо, опыт Майкельсона. С ними связан парадокс долоренцовского, базирующегося на абсолютной длине и времени, объяснения этих эффектов. Состоит он в том, что для аберрации необходим неподвижный эфир, для опыта Физо - частично увлекающийся , для опыта Майкельсона - полностью увлекающийся средой. Специальная теория относительности смогла объяснить эти опыты единообразно, без привлечения гипотезы эфира, однако при изменении, и существенном, пространственно-временных представлений. В силу асимптотического характера предсказаний СТО следует выяснить, как объясняются эти эксперименты в новой теории. С аберрацией, хотя это и самостоятельное явление, неразрывно

связан эффект Допплера. Он имеет в СТО кинематическое объяснение и различие параметров поля, полученное инерциальными наблюдениями, объясняется особенностями структуры пространства-времени кинематически, на основе преобразований Лоренца. В силу достигнутого нами расширения группы пространственно-временной симметрии, а также найденного механизма динамического изменения частоты и направления волнового вектора электромагнитного поля, необходимо использовать эффект изменения частоты при взаимодействии поля со средой или детектором для создания новых установок.

Группа Б). Расчет характеристик излучения в разреженной газовой среде при различных скоростях движения источника. Это позволит обнаружить и теоретически описать возможные новые эффекты, а также предложить экспериментальные методы определения отношения. В частности, сюда относятся опыты типа Роуланда, Рентгена, Эйхенвальда и Вильсона по электризации и намагниченности разреженного газа.

Группа В). Отнесем к ней некоторые экспериментальные факты, допускающие альтернативное объяснение. В частности, ими являются обнаруженные факты сверхсветового движения источников излучения, необходимость введения виртуальных частиц и нарушение законов сохранения в квантовой электродинамике, вопросы причинности в физической теории, экспериментальное обоснование изменения времени жизни релятивистских объектов. Отдельно стоят малоразработанные вопросы о пространственно-временной структуре фотонов и электронов.

Группа Г). Эксперименты, которые необходимо выполнить, чтобы подтвердить концепцию отношения в электродинамике движущихся сред и расслоенную структуру пространства-времени.

Перечень всех возможных вопросов, представляющих интерес, не ограничивается указанными, однако они образуют, по-видимому, их основную часть.

15.1. Опыт Майкельсона.

В конце 19 века, в 1878 году, Максвелл предложил схему интерферометрического опыта, который позволил бы обнаружить движение Земли относительного эфира, если справедливы следующие предположения;

- а) свет представляет собой колебания "светоносной среды" - эфира, по аналогии со звуковыми колебаниями в физической макроскопической среде;
- б) эфир покоится относительно Солнца.

Реализация опыта заключалась в создании интерферометрической схемы, в которой один луч света распространяется перпендикулярно другому. Если свет распространяется в покоящемся эфире, то, вследствие движения установки, будет иметь место чередование полос в интерферометре, зависящее от того, как направлены его плечи по отношению к скорости Земли. Расчет сдвига [illegible] при указанных предположениях выполнить легко. Он проведен, в частности, в [1]. При повороте интерферометра на 90^0 должен наблюдаться сдвиг [illegible]. Для видимого света $\lambda \approx 5 \cdot 10^{-5} см$ при известной скорости движения [illegible] $B = v_3 / c_0 \approx 10^{-4}$ разность хода лучей порядка λ достигалась при суммарно [illegible]

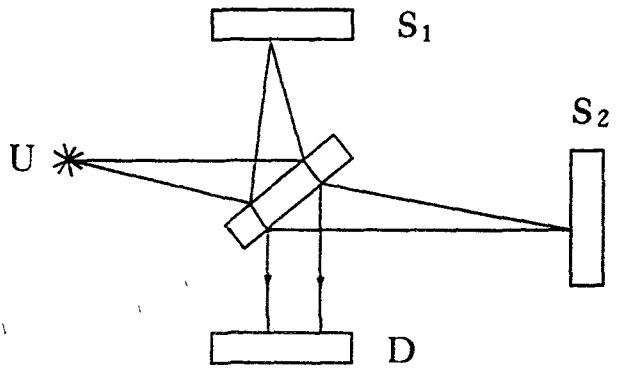


Рис. 15.1. Схема опыта Майкельсона.

плеч интерферометра порядка 50*см*. Эксперименты позволяли обнаружить эфирный ветер, скорость которого равна скорости Земли на орбите.

Опыт был выполнен впервые Майкельсоном в 1881 году [2]. Позже он неоднократно повторялся [1] , но результаты были одинаковы во всех экспериментах: поворот интерферометра не вызывает сдвига интерференционных полос. Вывод об отсутствии эфира мог бы быть на этой основе сделан лишь в том случае, если бы аналогичные опыты выполнялись, например, вдали от Земли, "чтобы исключить предполагаемую возможность полного увлечения эфира гравитационным полем Земли или его атмосферой", а также при его выполнении совокупностью других наблюдателей, находящихся в разных условиях по отношению к Солнцу. В то время такой возможности не было.

Поскольку за время измерения скорость Земли не меняется, опыт проводится фактически в инерциальной системе отсчета, и его результат можно сформулировать так: скорость света на замкнутом пути в инерциальной системе отсчета не зависит от направления его распространения.

Необходимость использования в формулировке понятия "замкнутого пути" обусловлена выдвигавшейся и достаточно обстоятельно проанализированной гипотезой, что скорость света в прямом и обратном направлениях может быть различной [3,4].

Возможно объяснение опыта Майкельсона в рамках баллистической гипотезы [5], согласно которой скорость света в вакууме постоянна и изотропна относительно источника. Однако, такой подход не является строгим, так как не учитываются свойства среды. Физическая среда, как известно, вследствие взаимодействия с излучением, становится вторичным источником излучения, своеобразным физическим эфиром. Согласно оценкам [4] , для оптического излучения достаточно слоя воздуха в несколько миллиметров, чтобы источник "забыл" свою скорость и приобрел скорость движения среды. Поэтому, если эфира нет, то баллистическая гипотеза не в состоянии объяснить опыт Майкельсона.

Проведение опыта в различных инерциальных системах отсчета, отличающихся скоростью движения, было осуществлено в 1926 году Кеннеди [6]. "За интерференционной картиной наблюдали несколько раз непрерывно от

восьми дней до месяца, с перерывом на три месяца. За это время установка сменила многие инерциальные системы отсчета. Прибор был настолько чувствительным, что можно было бы обнаружить изменение скорости на $2км/сек$ " [1].

Из выполненных опытов следует вывод, что скорость света в инерциально движущейся установке при распространении его в однородной среде изотропна. Возможность полного увлечения эфира Землей следует признать некорректной, так как, согласно явлению аберрации , он должен быть неподвижен относительно Солнца. Возможность сокращения длины плеча интерферометра, выдвинутая Лорентцом и Фитцжеральдом, не противоречит данным опыта Кеннеди и Торндайка [7].

Насколько мне известно, опыты Майкельсона проводились в атмосфере при нормальных условиях и не выполнялись в других средах. Поэтому утверждение, что скорость света в однородной среде изотропна и равна C обосновано надежно теоретически, но не следует из опыта Майкельсона.

Общепринятое объяснение опыта Майкельсона базируется в настоящее время на принципе постоянства скорости света в вакууме, введенном в физику А.Эйнштейном. Согласно преобразованиям Лорентца, его выражающим, можно дать кинематическое объяснение эффекту. Пусть в одной системе отсчета получено значение c/n, где n -показатель преломления. Тогда в другой системе имеем

$$c' = \frac{c}{n'} = \frac{\frac{c}{n} + v}{1 + \frac{v}{c}\frac{1}{n}},$$

где v - скорость относительного движения. В атмосфере при нормальных условиях $n=1$, поэтому из приведенного выражения получим постоянство скорости света, а потому и условие, что $n'=1$. Это означает, что свойства среды не зависят от скорости ее движения. Указанное соотношение справедливо для монохроматического излучения и нуждается в уточнении при учете дисперсии, а также возможного изменения свойств среды при ее движении в гравитационном поле.

Что касается роли опыта Майкельсона при создании специальной теории относительности, то, по-видимому, он не был использован на начальном этапе ее развития.

Подробный анализ данного опыта выполнен мною сознательно. Вопреки утверждениям некоторых авторов о методической целесообразности изначального использования гипотезы А.Эйнштейна об отсутствии эфира, я считаю более последовательным исходить из надежных экспериментальных данных. Опыт Майкельсона в различных модификациях дает такие данные.

Дадим объяснение опыта Майкельсона на основе учета новых пространственно-временных симметрий в электродинамике, концепции отношения и представления об инерции свободного электромагнитного поля. Учтем, что :

- При распространении излучения в газовой среде при нормальных условиях отношение электромагнитного поля к среде (в диапазоне оптических длин волн) равно единице.

- В этом случае система уравнений, описывающая распространение поля в среде задается уравнениями Максвелла совместно с взаимосвязью полей и индукций согласно соотношениям Минковского.
- По условиям опыта скорость среды относительно установки равна нулю, равна нулю также скорость источника поля, которым является входное зеркало интерферометра. По этой причине эффективная скорость $\vec{u}_{in}$, входящая в материальные уравнения, тоже равна нулю.

По указанным причинам опыт Маикельсона описывается стандартными уравнениями для распространения излучения в однородной изотропной среде. В этом случае фронт δ- образного возмущения представляет собой сферу, т.е. излучение распространяется изотропно, радиус сферы увеличивается со скоростью c/n, где n показатель преломления среды. Отсюда можно сделать выводы:

- Никакими опытами, проводимыми в инерциально движущейся системе отсчета, при покое относительно друг друга среды, установки и источника, невозможно обнаружить скорость ее движения. Фактически это означает строгую справедливость принципа относительности Галилея и закона инерции электромагнитного поля: поле сохраняет состояние своего движения относительно источника до тех пор, пока не меняются внешние обстоятельства.
- Полное объяснение опыта Маикельсона следует из решения системы уравнений электродинамики без привлечения пространственно-временных преобразований или гипотез об изменении показателя преломления вследствие относительного движения.

15.2. Опыт Физо.

Постановку опыта инициировал Френель, которого интересовал вопрос о том, как распространяется свет в движущейся среде. Опыт поставил Физо на основе указанной ниже интерферометрической схемы. Луч света от источника расщеплялся на два пучка, один из которых двигался по скорости жидкости, а второй - против скорости. По анализу интерферометрической картины делалось заключение о фазовой скорости света в движущейся плотной среде. Результат опыта : фазовая скорость света в движущейся жидкости, если не учитывать дисперсии, равна

$$v_\phi = \frac{c}{n} + v\cos\theta\left(1 - \frac{1}{n^2}\right) . \qquad (15.1)$$

Первое объяснение соотношению (15.1) дал Френель, исходя из теории эфира. Он предполагал, что эфир в телах состоит из "сгущенной" и "несгущенной" части. Увлекается средой лишь сгущенная часть. Этих предположений в сочетании с гипотезой неразрывности достаточно для вывода (15.1). Однако существование эфира не более как гипотеза, не имеющая эмпирической основы, а дополнительные предположения являются лишь рабочими версиями Поэтому такое объяснение не может считаться доказательным. Принятая в настоящее время интерпретация базируется на релятивистской кинематике. Так как

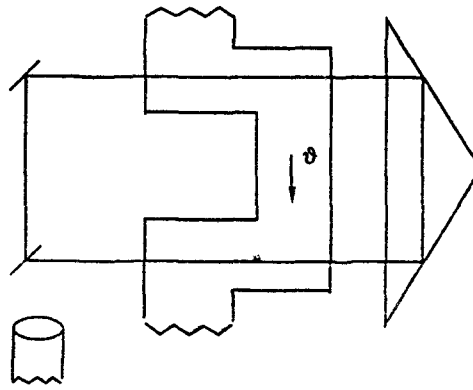


Рис. 15.2. Схема опыта Физо.

$$v = (v' + v)/(1 + \frac{v}{c^2}v') \ , \qquad (15.2)$$

где $v'=c/n$ - скорость света в покоящейся среде, v - скорость движения жидкости, то из (15.2) в пренебрежении дополнительными слагаемыми второго порядка малости по v/c имеем (15.1). Возможность такого вывода (15.1)) рассматривается как важное достоинство релятивистской теории.

Заметим, что к соотношению (15.1 мы приходим также из решения задачи о распространении излучения в инерциально движущейся среде. Тогда имеем при $w=1$ для фазовой скорости соотношение (15.1).

В случае, когда среда обладает дисперсией, соотношения усложняются. Они уже не следуют из кинематики, а получаются из дополнительных соображений. Это обстоятельство свидетельствует о недостаточности кинематического подхода. В случае больших скоростей дисперсионное уравнение для поля можно получить посредством преобразования уравнений для поля в покоящейся среде на случай ее движения, если соотношения для частот и волновых векторов берутся из условия инвариантности фазы волны.

Ситуация усложняется, если наряду со скоростью среды необходимо учитывать также скорость движения источника. Это необходимо делать в случае распространения излучения в разреженной газовой среде. Тогда $w<1$ и в материальные уравнения входит эффективная скорость

$$\vec{u}_{in} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m \ .$$

Рассмотрим опыт Физо в разреженной газовой среде. Тогда, поскольку источником являются неподвижные зеркала, имеем $\vec{u}_{ист} = 0$, а $\vec{u}_{эфф}=w\vec{u}_{ср}$. Согласно следствиям из уравнений элекродинамики в инерциально движущейся среде с $w<1$ имеем

$$v_{cp} = \frac{c}{n}\frac{\vec{k}}{k} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right)w\vec{u}_{cp} \ . \qquad (15.3)$$

Оптимальным, с точки зрения увлечения, является, как следует из (15.3), значение w=0.5. Поскольку показатель преломления разреженной газовой среды близок к единице, то

$$v_{cp}^{max} = c\vec{os} + \frac{1}{4}\vec{u}_{cp} \ .$$

Выводы:

- Объяснение опыта Физо следует как из решения уравнений электродинамики для точечного источника, так и из кинематического метода на основе преобразований Лорентца.
- При распространении излучения в движущемся разреженном газе согласно (15.3) можно получить скорость передачи взаимодействия, превышающую скорость света в вакууме.

15.3. Эффект Допплера и аберрация.

Динамическое описание поперечного эффекта Допплера в среде переменной плотности дано нами ранее. Его отличительной чертой является переход кинетической энергии поля, пропорциональной квадрату скоростью движения источника излучения $\vec{u}_{fs}$, в частоту ω. При этом в случае u_{fs}/c=1 частота имеет конечное значение. Она определяется свойствами среды, в которой идет излучение.

Рассмотрим другой случай, когда источник покоится в системе координат $\vec{u}_{fs}$=0, а излучение распространяется в среде переменной плотности, движущейся со скоростью $\vec{u}$.

Ранее из анализа закономерностей распространения излучения в разреженной инерциально движущейся среде нами получено, при условии медленного изменения на расстояниях порядка длины волны, дисперсионное уравнение для свободного электромагнитного поля

$$c^2k^2 = w\omega^2 + \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{k}\vec{u})^2 \ .$$

Здесь $\vec{k}$ - волновой вектор, ω -частота, $\vec{u}$ - эффективная скорость.

Заметим, что в покоящейся среде

$$k^2 - \varepsilon\mu\frac{\omega^2}{c^2} = 0 \ .$$

Перепишем его для фиксированного w в виде

$$-k^2+w\frac{\omega^2}{c^2}+(\varepsilon\mu-w)\frac{\omega^2}{c^2}=0\ .$$

Потребуем локальной инвариантности фазы

$$\omega\,dt-\vec{k}d\vec{r}=0\ . \tag{15.4}$$

Используя преобразования с $w\neq 0$, имеем

$$\omega=\omega'\,\Gamma\left(1+\frac{v}{c}S'x\right)\ ,\ \omega S_x=\omega'\,\Gamma\left(\frac{vw}{c^2}+S'x\right)\ ,$$

$$\omega S_y=\omega' S'_y\ ,\ \omega S_z=\omega' S'_z\ . \tag{15.5}$$

Соотношения (15.5) связывают между собой значения начальных и последующих параметров поля. При $w=1$ имеем результат, задаваемый преобразованиями Лорентца.

Сравнение обобщенного кинематического расчета с численным решением системы уравнений показало хорошее совпадение результатов. Это обстоятельство можно доказать и аналитически. Поэтому ясно, что когда необходимо сравнить между собой начальные и конечные параметры поля, получаемые в процессе их динамического изменения от(ω',k') до $(\omega^*,\vec{k}^*)$, достаточно использовать преобразования Лорентца. Однако они не являются необходимым элементом расчетной схемы, так как возможно альтернативное, динамическое описание. Они не позволяют также описать стадии переходного процесса.

В разреженной газовой среде частота зависит от $w\neq 1$. В частности, имеем для эффекта Допплера зависимость

$$\omega'_{\bullet}=\frac{\omega-\vec{k}\frac{\vec{u}}{c}}{\left(1-w\frac{u^2}{c^2}\right)^{1/2}}\ ,$$

где $\vec{u}$ - скорость движения источника излучения. В опытах [8] показано, что для разреженного газа в оптическом диапазоне длин волн при давлении $p\approx 10^{-3}$ *атм* имеет место $w=0$, что подтверждает мою теорию при значении феноменологической константы

$$P_0\approx 7\cdot 10^7\ .$$

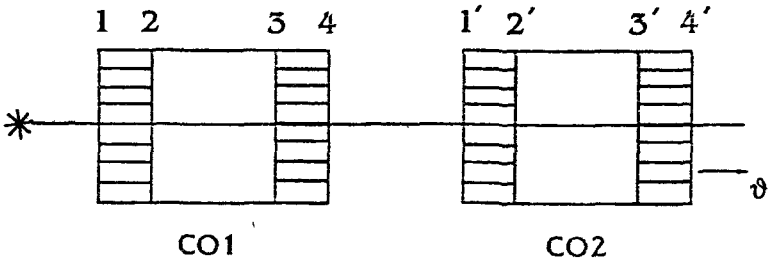


Рис. 15.3. Схема стандартного опыта по экспериментальному подтверждению принципа постоянства скорости света в вакууме.

15.4. О принципе постоянства скорости света в вакууме.

Согласно анализу, выполненному ранее, для интерпретации данных опыта нужно дополнительно исследовать условия его проведения. Рассмотрим в этой связи физические ситуации, с которыми мы имеем дело при проверке принципа постоянства скорости света.

Заметим, что:

- два различных наблюдателя могут независимо измерить скорость света только в том случае, когда их системы отсчета CO1 и CO2 разделены в пространстве и времени, и такое условие обычно выполнено;
- при измерении скорости света происходит искажение его параметров вследствие трансформации кинематической характеристики инерции поля и изменения отношения к системе отсчета.

Пусть CO1 и CO2 - две системы отсчета, представляющие собой два одинаковых цилиндра, ограниченных прозрачными стенками, внутри которых имеется глубокий вакуум. Рассмотрим прохождение излучения через CO1 и CO2, полагая, что имеется схема, позволяющая зарегистрировать время прохождения импульса на отрезках [2,3] и [2′,3′] соответственно. Пусть физические условия внутри CO1 и CO2 одинаковы. На стенках цилиндров имеем $w_d(1)=1$, $w_d(2)=1$ вследствие того, что $n \geq n_k$. Сравним результаты измерений, учитывая условия опыта. В первой системе отсчета $\vec{v}_g = c\vec{0}\frac{\vec{k}}{k}$ вследствие того , что $\vec{u}_{in}^{(1)}=0$. В другой системе отсчета $\vec{v}_g = c\vec{0}\frac{\vec{k}}{k}$ потому, что $\vec{u}_{in}^{(2)} \neq 0$ при $w_d(2)=1$ трансформируется в частоту. Мы пришли к новой интерпретации известных опытных данных. Имеем также новую формулировку принципа постоянства скорости света в вакууме: значения скорости света, измеренные различными инерциальными наблюдателями, использующими прямые методы измерений, при $w_d^{(1)} = w_d^{(2)} = 1$ равны между собой.

Критически проанализируем опыты, которые рассматриваются как подтверждение независимости скорости света от скорости его источника.

1. Наблюдение над двойными звездами свидетельствует об отсутствии искажения видимого их относительного движения, которого следует ожидать при зависимости скорости поля от скорости звезды. Однако при его интерпретации не учтены следующие обстоятельства: влияние на поле среды, окружающей звезду, а также влияние гравитационного поля двойной системы на *излучение. Если газовое облако у двойных звезд плотное, произойдет потеря* скорости источника в этой среде, что, возможно, наблюдается на опыте. Другим фактором является изменение инерционных свойств излучения под влиянием гравитационного поля двойной системы, что может реализовываться при прохождении некоторого расстояния l_a.

2. Неудовлетворительно выглядят эксперименты по обнаружению зависимости скорости света в вакууме от скорости источника, выполненные посредством интерферометров, "нацеленных" на приближающийся и удаляющийся края Солнца. Действительно, оба анализируемых луча уже вблизи Солнца испытывают необходимую трансформацию скорости и частоты, поэтому эксперимент подтверждает это обстоятельство и не позволяет провести опыты со сверхсветовыми скоростями.

3. Опыты Кантора, которые были исправлены на обнаружение скорости источника [9], проводились на очень малых оптических расстояниях, что не обеспечило их успех.

В принципе, подобная схема может быть использована.

В связи с этим предложим прямой эксперимент по обнаружению зависимости скорости света в вакууме от скорости источника. Общее соотношение, определяющее значение скорости поля имеет вид

$$\vec{v}_{гр} = \frac{c\vec{k}}{nk} + \left(1 - \frac{w}{n^2}\right)[\vec{u}_{ист}(1-w) + \vec{u}_{ср}w] \quad . \tag{15.6}$$

В вакууме $w=0, \vec{u}_{ср}=0$ (среды нет). Тогда

$$\vec{v}_{гр} = c\frac{\vec{k}}{k} + \vec{u}_{ист} \quad . \tag{15.7}$$

Опыты необходимо провести таким образом, чтобы сохранить скорость $\vec{u}_{ист}$. Единственным фактором, влияющим на нее, в отсутствие среды является измерительное устройство. Поэтому для проверки (15.7) непригодна схема, указанная на рис.3. Эффективной может оказаться схема совпадений.

Пусть в вакууме, на расстоянии L друг от друга расположены (в общем случае движущиеся одинаковыми курсами) два устройства. Пусть реализована схема, по которой от устройства 1 к устройству 2 посылаются сигналы от покоящегося и движущегося источника. Если обеспечить достаточно большую скорость источника, то разница во времени приходя будет зарегистрирована схемой совпадения. Проведение таких опытов в настоящее время возможно.

Интерес представляют опыты по радиолокации планет Солнечной системы. Согласно данным [10] , в них обнаружена зависимость скорости сигнала от скорости движения планет. Это возможно, согласно разработанной концеп-

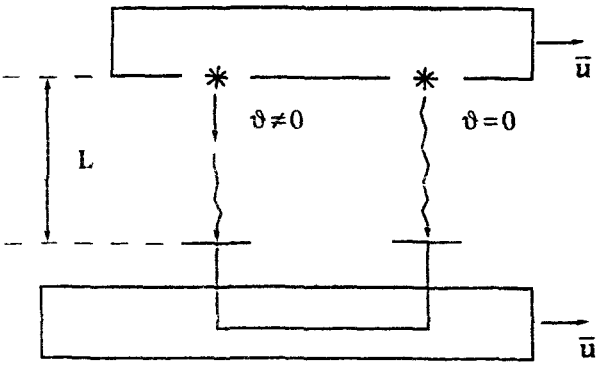


Рис 15 4 Схема совпадений для обнаружения зависимости скорости света в вакууме от скорости источника

ции, если отношение поля к среде $w<1$. Детальное проведение экспериментов позволило бы ответить на этот вопрос

В частности, представляет интерес проблема независимости угла аберрации от скорости движения излучателя $\vec{u}_{ext}$, хотя экспериментально доказано, что $\vec{u}_{ext}$ эффективно изменяет частоту поля от значения ω_{ext} у источника до ω_0 в верхних слоях атмосферы Земли Поскольку плотность космической среды мала и в ней $w=0$, предложим механизм изменения инерции поля Построим его по аналогии с моделью, применяемой для среды В качестве физического фактора воздействия на электромагнитное поле используем статическое гравитационное поле Солнечной системы, а параметра, характеризующего отклонение поля от равновесного состояния - длину l пройденного пути. Тогда имеем $w_g=1-\exp(-Q_0 l/l_0)$, где Q_0 -безразмерная феноменологическая константа Свяжем $\vec{u}_{fs}$ и $\vec{u}_{ext}$ соотношением $\vec{u}_{fs}=(1-w_g)\vec{u}_{ext}$ Согласно проведенному расчету, с ростом w_g скорость $\vec{u}_{ext}$ "исчезает", меняется частота поля Определим Q_0, полагая, что значение $w_g=1$ достигается при пройденном расстоянии l_a Выберем в качестве l_a минимальное расстояние между Землей и Юпитером, для которого экспериментально доказана независимость угла аберрации от скорости Юпитера Тогда имеем $Q_0/l_0\approx 3\,34\ 10^{-11}{}_{м}{}^{-1}$ Понятно, что предложенный механизм можно использовать также для далеких источников излучения

Учитывая взаимодействие электромагнитного поля с гравитонами, оценим их массу m_γ Пусть $l_0=\hbar/m_\gamma c$, где $\hbar$ - квантовая постоянная. Имеем $m_\gamma Q_0= 8\ 1\ 10^{-21} m_e$, где m_e - масса электрона Заметим, что предложенный механизм "торможения фотонов" позволяет найти и некоторые другие параметры гравитационного поля

Выводы

- Схемы , применяемые ранее для доказательства корректности ППСС, неудовлетворительны, так как в них не учитывается отношение электромагнитного поля к окружающей среде

- ППСС описывает частную ситуацию, возможную в электродинамике, и потому не имеет общего значения, а должен использоваться как определенное асимптотическое условие.
- В настоящее время возможно проведение опытов по обнаружению зависимости скорости света в вакууме от скорости движения источника.
- В опытах по радиолокации планет Солнечной системы можно выяснить вопрос о том, как зависит отношение электромагнитного поля к среде от ее параметров для радиодиапазона.

15.5. Эффекты поляризации и намагниченности разреженной газовой среды.

Расширение симметрийных свойств уравнений электродинамики позволяет углубить физические представления о природе и проявлениях тока конвекции и тока проводимости. Покажем это.

А) Электродинамика вакуума.

Согласно двухтензорному описанию электромагнитного поля в вакууме, движение источника со скоростью $\vec{u}$ эквивалентно наличию индуцированного заряда и тока

$$\rho = div\vec{P}\ ,\ \vec{j} = -\frac{\partial \vec{P}}{\partial t} - crot\vec{M}\ ,$$

где

$$\vec{P} = \left[\frac{\vec{u}}{c} \times \vec{B}\right]\ ,\ \vec{M} = \left[\vec{D} \times \frac{\vec{u}}{c}\right]\ . \qquad (15.8)$$

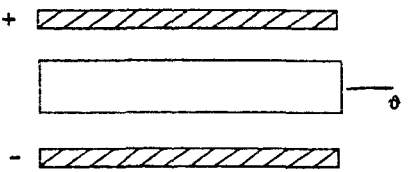
Подробности математического обоснования этого факта изложены ранее. Поэтому, наряду с конвекционным током, создаваемым зарядом, мы должны учитывать в динамике полей конвективное действие источника. Оно имеет место всегда, когда отношение поля к среде меньше единицы $w<1$. Это проявляется через использование материальных уравнений, при анализе поля $u_{эфф}$ согласно (15.8) "Поляризация" $\vec{P}$ и "намагниченность" $\vec{M}$ не связаны со свойствами среды, а являются лишь математической формой выражения конвективного движения источников. Однако физически, по свойствам взаимодействия, они проявляют себя аналогично обычно используемым величинам. Необходимо провести опыт по экспериментальному определению $\vec{P}$ и $\vec{M}$ в вакууме.

Б) Опыт Рентгена и Эйхенвальда в разреженной газовой среде.

Ими показано, что при движении диэлектрика в электрическом поле на его поверхности возникает ток, создающий магнитное поле. Теория и постановка опыта изложена в [11] и поэтому нет необходимости подробно на них останавливаться. Заметим только, что необходимое объяснение можно получить из материальных уравнений, связывающих поля и индукции.

Опыт проведен с эбонитом и поэтому $\varepsilon\mu>1$, $w=1$. Теоретическое значение индукции магнитного поля равно

Рис. 15.5. Модифицированная схема опыта Рентгена и Эйхенвальда



$$\vec{B} = \mu \vec{H} - (\varepsilon\mu - 1)\left[\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E}\right],$$

что подтверждено экспериментально. Ситуация выглядит иначе, если вместо твердого диэлектрика использовать струю разреженного газа. Тогда для газа большой плотности $\varepsilon\mu - 1 = 0$ и эффекта не будет за исключением малых добавок $\approx 10^{-4}\left[\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E}\right]$. При уменьшении плотности газа $\varepsilon\mu \Rightarrow 1$, а $w \Rightarrow 0$. Тогда

$$\vec{B} = \vec{H} - \left[\frac{\vec{v}}{c} \times \vec{E}\right],$$

что совпадает с выражением галилеевски инвариантной теории . Поэтому электродинамика разреженного газа не вступает в противоречие с опытами Рентгена и Эйхенвальда, но стимулирует проведение новых экспериментов.

В). Опыт Роуланда.

Он связан с вращением заряженного металлического диска и проверяет гипотезу, что конвективное движение заряда эквивалентно току. Предложенный вариант электродинамики разреженного газа содержит в себе указанную эквивалентность, но и большую информацию. Если провести опыт Роулонда с инерциально движущимся источником, можно динамически подтвердить реальность его инерции и наличия во взаимодействии индукционного тока, обусловленного движением источника.

Г) Опыт Вильсона.

Пусть диэлектрик движется между обкладками и пронизывается магнитным полем. На его поверхности в этом случае возникает заряд, имеющий определенную плотность

$$\rho \approx (\varepsilon\mu - 1)\frac{v}{c}H \,. \qquad (15.9)$$

Соотношение (15.9) подтверждено экспериментально и естественно следует как из классической электронной теории, так и из соображений релятивистской физики. В разреженном газе имеем

$$\rho \approx (\varepsilon\mu - w)\frac{v}{c}H \ . \qquad (15.10)$$

Выражения (15.10) обобщают (15.9) и поэтому не противоречат им. Экспериментальная проверка (15.10) не проводилась.

15.6. Сравнение стандартного варианта с новым.

При кажущейся незначительности выполненных изменений новый вариант описания инерции поля существенно отличается от общепринятого. Опыт его обсуждения привел меня к убеждению, что полезно провести сопоставление стандартного и нового подходов, имеющее тематическую направленность.

Для описания электромагнитного поля необходимо:
- однотензорное поле в вакууме и двухтензорное в среде;
- двухтензорное поле во всех ситуациях.

Зависимость скорости поля от скорости источника:
- отсутствует;
- имеет место и задается сложным законом.

Влияние измерительного устройства на поле:
- отсутствует;
- играет решающее значение при анализе инерции поля.

Динамическая характеристика инерции:
- отсутствует;
- задается массой инерции и массой тяготения.

Кинематическая характеристика инерции:
- не определена;
- зависит от скорости источника излучения, скорости среды и отношения.

Динамика изменения несобственной инерции:
- отсутствует, ее не может быть;
- задается нелинейным законом, зависящим от w.

Динамика изменения собственной инерции:
- определяется уравнениями Максвелла;
- может быть дополнена механизмом поглощения фотона.

Программа построения пространственно-временной модели фотона:
- невозможна, лишена смысла;
- становится центральной для углубленного анализа калибровочного поля.

Аналогия описания инерции поля и материальной точки:
- отсутствует;
- является глубокой.

Связь со спонтанным нарушением симметрии:
- отсутствует;
- имеет явную реализацию.

Модель пространства-времени есть:
- четырехмерное многообразие Минковского;

- расслоенное многообразие, в частности, с базой $R^3 \times T^1$.

Концепция отношения поля к среде, другим полям, к системе отсчета:
- отсутствует;
- имеет несколько модельных реализаций.

Роль группы SO(4,1) в электродинамике:
- не определена;
- играет важную роль в анализе проблемы инерции поля.

Принципы теории:
- постулируются;
- выводятся как некоторые ограничения общей теории.

Различие параметров, измеренных инерциальными наблюдателями:
- имеет кинематическую структуру;
- обусловлено их физической неэквивалентностью из-за влияния измерения на параметры поля.

Динамические уравнения инерции Ньютона:
- не используются;
- становятся центральным звеном предложенного обобщения.

"Внутреннее" отношение и "внутренняя" кинематическая характеристика инерции:
- отсутствуют;
- играют важную роль для анализа динамики частоты.

Система отсчета в основном моделируется:
- системой координат и их преобразованиями;
- физической средой и моделью взаимодействия поля с ней.

Взаимосвязь внешних и внутренних характеристик электромагнитного поля используется:
- неявно, в основном через условие инвариантности;
- явно, через анализ модели расслоенного многообразия.

Относительная длина и относительное время:
- заменяют абсолютные величины ньютоновской теории;
- дополняют абсолютные величины ньютоновской теории.

Сверхсветовые скорости:
- невозможны;
- являются реальностями физики.

Независимость скорости поля от скорости источника излучения есть:
- фундаментальный физический закон;
- ложный факт, обусловленный неполнотой общепринятой модели.

Частота электромагнитного поля в поперечном эффекте Допплера:
- может стать бесконечной;
- во всех ситуациях конечна.

В теории электромагнитного поля необходимо и достаточно использовать представления групп:
- линейные;
- нелинейные.

Взаимосвязь полей и индукций в теории поля имеет:
- вспомогательный характер;
- определяет внутреннюю симметрию задачи.

Пространство решений для уравнений электродинамики исчерпывается:

- группой преобразований,
- лупой преобразований

Взаимосвязь полей и индукций в движущейся среде устанавливается по взаимосвязи в покоящеися среде

- однозначно и согласуется с преобразованиями Лоренгца,
- неоднозначно, с точностью до скалярной функции

Указанный перечень не исчерпывает всего различия Основное назначение данной схемы заключается в том, чтобы наглядно проиллюстрировать возможность продвижения вперед в новой модели

ЛИТЕРАТУРА

1 Франкфурт У И Оптика движущихся сред и СТО / Эинштейн сб -1977 -М Наука, 1980 - С 257-325

2 Michelson A The relative motion of the Earth and the luminiferous aether //Amer J Phys - 1881 V 22 -P 120 129

3 Dart H P The evidence for and against various theories of light // Spect Lett - 1971 - V 4 - N 1,2 -P 29 38

4 Fox J Experimental evidence for the second postulate of special relativity //Amer J Phys 1962 -V 30 P 297 300

5 Эинштеин А Об инерции энергии требуемом принципом относительности // Собр научн трудов -М Наука, 1965 -Т 1 С 53-64

6 Kennedy R A refinement of the Michelson-Morley experiment / / Proc Acad Sci , USA - 1926 -V 12 -P 621-629

7 Kennedy R , Thorndike E Experimental establishment of the relativity of time // Phys Rev -1932 V 39 P 871

8 Паршин П Ф , Победоносцев Л А Исследования в области эффекта Допплера /Препринт РИ-229 Москва ЦНИИ атоминформ -1991 -18с

9 Kantor W Direct first order experiment on the propagation of light from a moving source // JOSA - 1962 V 52 P 978 984

10 Wallace B G Radar evidence that the velocity of light in space is not C // Spect Letters - 1971 -V 4 N 3 -P 79-84

11 Паули В Теория относительности М Наука, 1983 - 336с

ЛЕКЦИЯ 16 : Композиты - новые математические объекты в электродинамике.

РЕЗЮМЕ

Дано конспективное обоснование новых математических объектов, названных композитами. Их применение оказалось полезным при анализе динамического изменения инерции абелевого калибровочного поля. Указаны некоторые связи теории композитов с теорией групп когомологий, контракцией групп. Обсуждены перспективы дальнейшего использования композитов. Отмечена многомерность и многофункциональность отношений, а потому и композитов.

Будем исходить из модели электромагнитных явлений, в которой отсутствует ограничение на скорость передачи взаимодействия [1]. В ней используются новые математические конструкции:

- величина $g^{kn}=diag(1,1,1,w)$, она получается из четырехметрики псевдоевклидова многообразия $\tilde{g}{}^{kn}=diag(1,1,1,1)$ и скаляра w, "приклеенного" к временной компоненте тензора

$$g_{kn} = g^{kn} \underset{k}{\times} w = diag(1,1,1,w) \ ; \tag{16.1}$$

- четырехскорость $u^k=dx^k/dg$, где $dg^2=g_{kn}dx^k dx^n$;
- величина

$$\Omega^{kn} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left[g^{kn} + \left(\frac{\varepsilon \mu}{w} - 1 \right) u^k u^n \right] ,$$

которая соединяет в себе свойства величин, указанных выше.

Отметим, что анализ изменения инерции поля показал полезность новых конструкций типа

$$\vec{\mathbf{u}}_{in} = \vec{\mathbf{u}}_{fs} \underset{k_1}{+} \vec{\mathbf{u}}_m = (1-w)\vec{\mathbf{u}}_{fs} + w\vec{\mathbf{u}}_m \ ,$$

$$\vec{\mathbf{u}} = \vec{\mathbf{u}}_{fs} \underset{k_2}{+} \vec{\mathbf{u}}_m = \vec{\mathbf{u}}_{fs} + w\vec{\mathbf{u}}_m \ . \tag{16.2}$$

Целесообразно ввести понятие композита как величины, получаемой "смешением" различных представлений групп, в частности, посредством операций (16.2) и (16.1), задающих композитное сложение и умножение соответственно. Обозначим их следующими символами

$$\left\{ \underset{k}{\times} \ , \ \underset{k}{+} \right\} .$$

Обратим сейчас внимание на использованные нами композитные уравнения:

- им является дисперсионное алгебраическое уравнение для поля

$$k^2 - w\frac{\omega^2}{c^2} = \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{k}\vec{u}_{in})^2 \ ;$$

- дифференциалы от композита Ω^{kn} задают стандартным образом композитную связность Γ^q_{km} и потому ковариантную композитную производную ∇_k;

- при условии $\nabla_k \Omega^{ps} = 0$ мы приходим к композитному оператору Лапласа для дифференциальной 1-формы вида

$$\Omega^{kn}\nabla_k\nabla_n A_m + R^p_m A_p = 0 \ , \ \Omega^{kn}\nabla_k A_n = 0 \ ;$$

- структурные постоянные групп форминвариантности, соответствующие различным значениям отношения, также связаны композитным правилом умножения [2]

$$C^i_{jm} = \overline{C}^i_{jm} \underset{k}{\times} w \ ,$$

по которому только некоторая их часть умножается на w.

Поскольку группа Галилея получается из группы Лоренца контракцией, отношение w выступает в роли параметра контракции.

Отметим теперь связь композитных величин и операций с неассоциативностью. Действительно, использованный нами в электродинамике без ограничения скорости закон сложения скоростей является композитным: компонентам скорости u^1_ξ, u^2_ξ, u^3_ξ и отношениям w_ξ поставлено соответствие

$$w_\xi = 0.5(w_1 + w_2) \ , \ u^2_3 = \Omega_{1,2}(u^2_1 + u^2_2) , \ldots$$

С другой стороны, мы знаем, что использование такого правила приводит к неассоциативности сложения.

Чтобы несколько прояснить ситуацию, рассмотрим совокупность отношений w как мультипликативную группу $A^\sigma = A = A\{w\}$. Действительно, мы имеем скаляр w, меняющийся в диапазоне [0–1]. Их произведение не выводит величины за пределы совокупности. Тогда определена группа когомологий

$$H^0(G,A) \approx A^\sigma = \{\sigma \in A \mid ga = a \ , \ \forall g \in G\} \ .$$

Найдем, далее

$$H^1(G,A) \approx Der(G,A)/I\,der(G,A) \ .$$

По определению имеем

$$Der(G,A) = \left\{w{:}G \to A \mid w(g_1g_2)\right\} = k(g_1w(g_2) + w(g_1)) \ .$$

Поскольку $g_1w(g_2) = w(g_2)$, получаем правило сложения отношений вида

$$w_3 = k(w_2 + w_1) \ .$$

По определению

$$I\,der(G,A)=\left\{w{:}G - A \mid \exists\, a \in A \ , \ w(g)=(gw - w)k \Rightarrow k(w - w)=0 \ .\right.$$

Следовательно, группа когомологий $H^0(G,A)$ задает отношение для калибровочного поля и потому, как мы знаем из физике, она характеризует его инерцию, а группа $H^1(G,A)$ индуцирует правило сложения отношений при произведении различных элементов групп.

Рассмотрим

$$H^2(G,A) \approx 0 \to G \to X \to A \to 0 \ ,$$

эквивалентную точной последовательности. В электродинамике движущихся сред мы использовали $G = SO(3,1)$, $X = SO(4,1)$. Тогда

$$A = X/G \approx SO(4,1)/SO(3,1) \ .$$

У нас есть основания предположить, что истоки полной теории инерции в физике математически реализуются средствами теории когомологий для группы движения связей, имеющих место между калибровочными полями. Заметим, что отношение w естественно вводится в теорию из уравнения релаксационного типа на параметры группы движений

$$\frac{d\vec{u}}{d\eta} = -P_0(\vec{u} - \vec{u}_m) \ , \ \vec{u} \mid_{\eta=0} = \vec{u}_{fs} \ . \qquad (16.3)$$

Однако эти уравнения аналогичны уравнениям динамики Ньютона для механических явлений. Поэтому неисследованной областью анализа в теории групп, с точки зрения их приложений к анализу инерции калибровочных полей общего вида, является применение к параметрам групп динамических уравнений различных типов.

Поскольку структурные постоянные групп можно рассматривать как функции отношения w : $C_j^i(w)$, мы вправе рассмотреть соответствующие обобщения динамических уравнений Янга-Миллса.

Проведенные рассуждения пригодны как для внешнего, так и для внутреннего пространств. Поэтому естественно провести обобщение теории композитов на многомерие. Из общих соображений следует, что возможны композиты, соединяющие в себе свойства тензорных и спинорных представлений групп. С физической точки зрения это кажется началом перехода от черно-белого к "цветному" изображению доступных нам факторов и явлений.

Возможно, нетензорные величины, как, например, компоненты связности

$$\Gamma^{\alpha}_{i}\,,\ \Gamma^{i}_{jk}\,,\ \Gamma^{i}_{\beta\gamma}\,,\Gamma^{i}_{k\gamma},\ldots$$

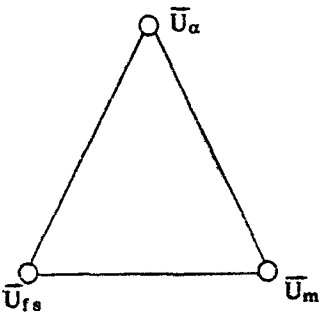
являются некоторой формой композитов и потому их функции и значения не раскрыты в полной мере.

Проведенный ранее анализ показал нам многофункциональность отношения. Отношение w есть:

- новая физическая величина;
- регулятор инерции,
- фактор неассоциативности;
- мера контракции алгебр;
- признак нелинейности представлений групп.

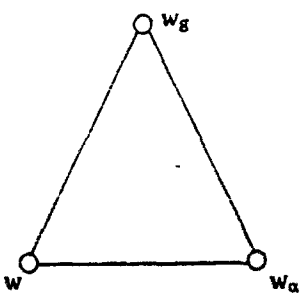
С другой стороны, отношение, а, значит, и композиты, могут быть определены по взаимодействию с разными объектами: со средой, с измерительными устройствами, с другими полями. Чтобы более наглядно представить себе соответствующие факторы, используем язык триад Гегеля:

- для полного описания инерционных эффектов для электромагнитного поля имеем триаду скоростей



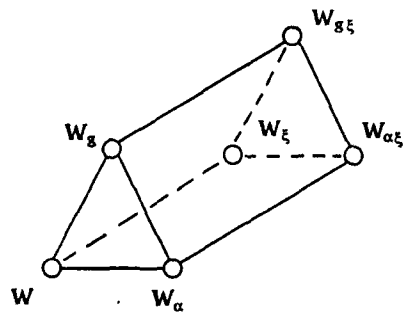
где $\vec{u}_{\alpha}$, $\vec{u}_{fs}$, $\vec{u}_{m}$ - скорости детектора, первичного источника и среды соответственно;

- для описания отношений имеем



где w, w_g, w_α - отношение поля к среде, к гравитационному полю, к детектору соответственно .

Учитывая многомерность пространства-времени в удобной форме его раздвоения на внешнюю и внутреннюю части, имеем диаграмму отношений вида



где величины с индексом ξ относятся к внутреннему пространству.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барыкин В.Н. К структуре электродинамики без ограничения скорости. -Минск, НПО "Жилкоммунтехника", 1991, 48 с.
2. Барыкин В.Н. // Изв.вузов. Физика. - 1989. -N9. -С.57.

ЛЕКЦИЯ 17 : Новые пути развития гравитации.

17.1. К единству описания электромагнетизма и гравитации.
17.2. Новый подход к концепции и структуре заряда.

РЕЗЮМЕ

Показано, что существует изоморфизм систем уравнений электродинамики и гравитации, ведущий к их тесному единству в формализме дифференциальных форм. Инициируется рассмотрение задач по определению скорости гравитационного поля, которая может быть существенно больше скорости электромагнитного поля . Выдвинута концепция заряда как многомерной пространственно-временной структуры, для которой феноменологическое его значение отождествлено с проекцией отношения объекта к внутреннему пространству. Предложены варианты дальнейшего развития теории гравитации.

17.1. К единству описания электромагнетизма и гравитации.

Будем исходить из уравнений электродинамики Максвелла без ограничения скорости. При описании инерционных эффектов композитом Ω^{kn}, структура которого установлена ранее, и определении ковариантной производной ∇_k из условия $\nabla_k \Omega^{ps}=0$ имеем

$$\Omega^{kn}\nabla_k\nabla_n A_m + R^p_m A_p = -j_m \ , \ \Omega^{kn}\nabla_k A_n = 0 \ , \qquad (17.1)$$

где A_m, j_m - четырехпотенциал и четырехток соответственно, R^p_m - композитный аналог тензора Риччи.

Представим A_m, j_m в виде

$$A_m = a\kappa^q \varphi_{qm} \ , \ j_m = b\kappa^q T_{qm} \ , \qquad (17.2)$$

где a,b - скалярные функции, κ^q - система линейно независимых векторов, задающая связь между полями (A_m,φ_{qm}), (j_m,T_{qm}). Получим

$$\Omega^{kn}\nabla_k\nabla_n\varphi_{qm} + R^p_m\varphi_{pq} = -\frac{b}{a}T_{qm} \ , \ \Omega^{kn}\nabla_k\varphi_{qm} = 0 \ . \qquad (17.3)$$

Пусть $\varphi_{qm}=\varphi_{mq}$ и $T_{qm}=T_{mq}$. Уравнения (17.3) аналогичны уравнениям релятивистской теории гравитации Логунова А. [1]. В ней гравитация описывается тензором второго ранга φ_{qm}.

Отличие наших уравнений в том, что тензорное поле может быть задано на произвольном опорном пространстве-времени, в том числе и на $R^3\times T^1$,

причем описывается оно в общем случае посредством композитов, не используя ограничений на скорость передачи взаимодействия. Если

$$\Omega^{kn}\,|_{\vec{u}=0;\,\varepsilon,\mu=1} = \gamma^{kn} = diag(1,1,1,1)\ ,$$

то

$$R^{\rho}_{m} = 0\ .$$

Тогда получаем уравнения в форме Логунова А.

$$\gamma^{kn}\nabla_k\nabla_n\varphi_{qm} = -\frac{b}{a}T_{qm}\ ,\ \gamma^{kn}\nabla_k\varphi_{qn} = 0\ .$$

Установленный изоморфизм между уравнениями Максвелла и Логунова имеет ростковые точки:

- В общем случае связь между j_m и T_{qm} не тождественна связи между A_m и φ_{qm}, поэтому $a \neq b$. Следовательно, в теорию гравитации естественным образом вводится скорость, отличная от скорости электромагнитного полч. Если a,b - функции, то скорость гравитации может иметь спектр значений. Следует ожидать, что скорость гравитации существенно превышает скорость электромагнитного поля, что стимулирует создание новых технических устройств;

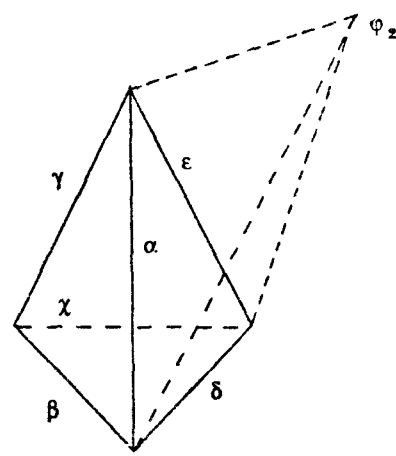
- Каждую строку элементов φ_{qm} можно рассматривать как аналог электромагнитного поля φ_q с индексом m, т.е. $(\varphi_q)_m = \varphi_{qm}$. Поскольку $\varphi_{qm} = \varphi_{mq}$, мы приходим к описанию гравитации системой четырех полей электромагнитного типа

$$(\varphi_q)1\ ,\ (\varphi_q)2\ ,\ (\varphi_q)3\ ,\ (\varphi_q)4\ .$$

Такой вариант допускает геометрическое представление. Действительно, композиту

$$\varphi_{kn} = \begin{pmatrix} \varphi_{11} & \alpha & \beta & \gamma \\ \alpha & \varphi_{22} & \delta & \varepsilon \\ \beta & \delta & \varphi_{33} & \kappa \\ \gamma & \varepsilon & \kappa & \varphi_{44} \end{pmatrix}$$

соответствует треугольная пирамида, на каждой грани которого находится свое поле;



- Уравнения электродинамики для свободного поля (17.1) есть ог-

раничения на структуру 1-формы $\overset{(1)}{\alpha} = A_k dx^k$ вида

$$\Delta\overset{(1)}{\alpha} = (d\,\delta + \delta\,d)\overset{(1)}{\alpha} = 0 \ .$$

Поскольку уравнения Логунова А. представляются системой полей, имеем

$$\Delta\overset{(1)}{\beta_i} = (d\,\delta + \delta\,d)\overset{(1)}{\beta_i} = 0 \ , \ i = 1,2,3,4 \ .$$

$$\beta_i = (B_k)_i dx^k \ .$$

На этом пути возможны очевидные обобщения:

- Рассмотрение фотонов как структурных объектов в многомерном пространстве-времени инициирует задачу соответствующего анализа для гравитонов. Математический изоморфизм уравнений электродинамики и гравитации может найти физическое выражение в единстве слагаемых, которые являются структурными составляющими обоих полей. На этом пути представляет интерес проблема перехода электрического заряда в гравитационный, и обратно;

- Возможность "свертки" полей F_{pm} в поле A_p посредством κ^m типа $A_p = F_{pm}\kappa^m$ позволяет интерпретировать электромагнитное поле A_p как связанную систему компонент гравитационного поля. Их соотношение определяется новым полем κ^m, роль и структуру которого предстоит исследовать;

- Из анализа поперечного эффекта Допплера следует необходимость использования внутренних степеней свободы в электродинамике. Полная система уравнений поля задается в многомерном пространстве-времени. По этой причине характеристики "точечного" объекта во внешнем пространстве могут быть получены из анализа его динамики во внутреннем пространстве.

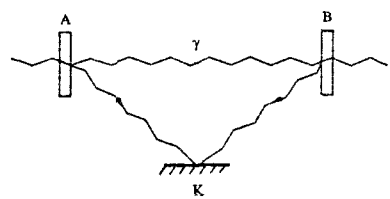
При этом возможно соединение чисто электромагнитного и гравитационного начал в едином физическом объекте.

схемы	пространство - время	
	внешнее	внутреннее
1 2	электромагнетизм	гравитация
1 1	электромагнетизм	электромагнетизм
2 2	гравитация	гравитация
2 1	гравитация	электромагнетизм

Особое внимание следует уделить обоснованию и определению скорости гравитационного поля. Сейчас общепринята точка зрения, что она равна скорости электромагнитного поля. Многочисленные опыты по ее обнаружению успеха не дали. Рассмотрим сверхсветовой вариант. Заметим, что в теории гравитации скорость входит в комплекс $\xi = \gamma / c_0^2$. Представим $\gamma = r^2 \cdot \kappa$. Тогда имеем $\xi = \kappa / C_g^2$. Величину $C_g = l_0 / \sigma$ следует рассматривать как скорость гравитационного поля. Определение σ важно как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения.

В теориях типа Калуцы-Клейна, в механизме спонтанной компактификации, в теориях суперструн, в калибровочной теории гравитации обычно принимают специальные меры для исключения сверхсветовых скоростей В предлагаемом обобщении для этого нет необходимости Мой анализ показывает, что значение скорости гравитации имеет величину 10^{14}–10^{30} от скорости электромагнитного поля в вакууме

Нужны опыты по определению скорости гравитации Рассмотрим один из вариантов Пусть электромагнитное поле переходит из одной покоящейся среды в другую При этом меняется скорость поля от значения $v_2=c/n_2$ до значения $v_1=c/n_1$ и остается неизменной его частота. Поле испытывает огромные ускорения, имеющие величины порядка 10^{20} от величины ускорения силы тяжести Поскольку поле обладает массой инерции, следует ожидать, что границы сред являются "мощными" источниками гравитационного поля, скорость которого можно изучать в устройствах указанного типа



Здесь A , B - источники гравитационного поля, его детектор - K.

Поскольку в качестве источника гравитационных волн используется электромагнитное поле, мы имеем теперь принципиальную схему моделирования гравитационного источника информации по соответствующему электромагнитному, например, в режиме азбуки Морзе.

17.2. Новый подход к концепции и структуре заряда.

Большинство современных теорий рассматривают заряд лишь как феноменологическую характеристику. Такой подход недостаточен Нужна теория, которая позволила бы раскрыть структуру заряда, рассчитать его значение. Рассмотрение внутреннего пространства-времени равноправно с внешним позволяет нам сделать некоторые предположения на этот счет. Примем постулат: заряд есть проекция движения структурного объекта во внутреннем пространстве-времени на внешнее пространство-время. Проиллюстрируем его конкретным примером. Определим четырехскорость во внутреннем пространстве

$$v^{\alpha}=\frac{d\xi^{\alpha}}{ds}\ ,\ d\tau^{\alpha}=ic_g d\tau\ ,$$

где c_g - скорость гравитационного поля. Введем четырехметрику вида

$$g\alpha\beta=diag(1,1,1,1/w^{*})\ .$$

Тогда

$$ds^2 = -\frac{c_g^2}{w^*}d\tau^2\left(w^*\frac{d\xi^2}{d\tau}\frac{1}{c_g^2} - 1\right) .$$

Пусть $d\xi^2/d\tau^2 << c_g^2$. Получим

$$v^\alpha \approx \left\{0,0,0,(w^*)^{1/2}\right\} .$$

Согласно концепции отношения величина w^* задает внутреннюю связь рассматриваемого объекта с другими.

Отождествим массу m с проекцией на внешнее пространство четвертой компоненты скорости внутреннего движения:

$$m = v^0 = (w^*)^{1/2} = A\frac{d\xi^0}{d\tau} = B\frac{d\xi^0}{dt} . \qquad (17.4)$$

Рассмотрим теперь с учетом принятого допущения выражение для импульса

$$m\vec{v} = A\frac{d\xi^0}{d\tau}\cdot\frac{dx^i}{dt} .$$

Его структура напоминает нам "смешанное" расстояние между точками в многомерном пространстве

$$m\vec{v} => dQ^2 = g_{\alpha i}(x,\xi)\frac{d\xi^\alpha}{d\tau}\frac{dx^i}{dt}(\pi . \qquad (17.5)$$

Динамике материальной точки соответствует допущение о "малости" внутренних скоростей.

Продвижение по намеченному пути позволило бы нам задать заряд количеством и типом движения его структурных составляющих во внутреннем пространстве-времени, что опосредствуется приборами в феноменологическую величину.

ЛИТЕРАТУРА

1. Логунов А.А. Лекции по теории относительности и гравитации -М. Наука, 1987.- 271с.

ЛЕКЦИЯ 18 : Начала общей теории связей.

18.1. О фундаментальной роли связей в электродинамике.
18.2. Физические аспекты реальных связей между объектами.

РЕЗЮМЕ

Из анализа структуры электродинамики сделан вывод, что материальные уравнения—связи между полями и индукциями— следует рассматривать как решения вспомогательных динамических уравнений типа А.Эйнштейна для гравитации. Определены пять уровней связей.Обсужден спектр вопросов, связанных со структурой связей, рассматриваемых аналогично структуре объектов. На интуитивном уровне определено понятие бесструктурного, неделимого многомерного "атома Демокрита" как единой составляющей физического мира. Предложено рассматривать произвольное движение и существование как близкие категории в многомерном многообразии, включающем основные измерения: пространственно-временные, зарядовые, отношения.

18.1. О фундаментальной роли связей в электродинамике.

Уже одно то обстоятельство, что посредством изменения стандартной взаимосвязи полей и индукций удается получить уравнения электродинамики, дающие зависимость скорости поля от скорости источника излучения, свидетельствует о важности и фундаментальности материальных уравнений. Однако, их недооценка продолжается и поныне. Она имеет место как на уровне лагранжиана теории, обычно задаваемого без множителей Лагранжа, инициирующих алгебраическую структуру полей и индукций, так и на уровне вторичного квантования, выполняемого для полей в вакууме. Эта "традиция" продолжается в квантовой теории поля, в которой вопросы устранения расходимостей и перенормировки решаются в отрыве от свойств движения реальной среды.

В электродинамических процессах, как и в жизни, многое зависит от связей. Они задают условия, в которых распространяется поле, существенно влияют на его параметры, конкретизируют динамику. Более последовательно принять точку зрения, что дифференциальные уравнения Максвелла и алгебраические связи между полями и индукциями одинаково важны для анализа электродинамических процессов.

Наиболее последовательным было бы построение полной теории связей, описание их математической и физической конструкции. Однако для этого пока недостаточно информации.

На данном этапе используем лишь лагранжиан теории, из которого следуют соотношения, достаточные для кинематического анализа. Во внешнем четырехмерном пространстве имеем

$$\overset{(out)}{L} = -\frac{1}{4} F_{mn}H^{mn} + a_{mn}\left(H^{mn} - \chi^{mnkl}F_{kl}\right) +$$

$$+ a_{mnkl}\left(\chi^{mnkl} - 0.5\left(\Omega^{mk}\Omega^{nl} - \Omega^{ml}\Omega^{nk}\right)\right) +$$

$$+ b_{mn}\left(\Omega^{mn} - \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[g^{mn} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)u^m u^n\right]\right) +$$

$$b_p\left(u^p - (1-w)u^p_{(fs)} - wu^p_{(m)}\right) + b\left(w - 1 + \exp[-P0(n-1)]\right) . \qquad (18.1)$$

Проведем анализ элементов лагранжиана (18.1). Он включает в себя сами поля $(\vec{E},\vec{B},\vec{H},\vec{D})$, заданные двухтензорным полем (F_{mn},H^{mn}), имеющим связь компонент друг с другом типа $H^{mn}=\chi^{mnkl}F_{kl}$. Далее идет частная расшифровка структуры χ^{mnkl}, отнесенной к риманову пространству постоянной кривизны с неопределенным тензором Ω^{kn} - связь второго класса. Конкретизация Ω^{kn} в виде $\frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[g^{kn}+\left(\frac{\varepsilon\mu}{w}-1\right)u^k u^n\right]$ устанавливает дополнительное ограничение на теорию, используя связи третьего класса. Структура слагаемых u^k, равных $(1-w)u^k_{(fs)}+wu^k_{(m)}$, получена из уравнения релаксационного типа для u^k - связи четвертого класса. И, наконец, отношение w выражено через параметры среды, устанавливая структуру связей пятого класса.

Множители Лагранжа

$$a_{mn}\ ,\ a_{mnkl}\ ,\ b_{mn}\ ,\ b_p\ ,\ b$$

объединяют воедино все возможные варианты в единую структуру, относя их к некоторому определенному уровню. Связи различных уровней имеют вид решений некоторых уравнений динамики. Так,

$$\chi^{mnkl} = 0.5\left(\Omega^{mk}\Omega^{nl} - \Omega^{ml}\Omega^{nk}\right) ,$$

- решение уравнений гравитации А.Эйнштейна, обладающее максимальной группой симметрии;

$$\Omega^{ml} = ag^{ml} + bu^m u^l ,$$

- соответствует структуре тензора массы для газовой среды;

$$u^k = (1-w)u^k_{(fs)} + wu^k_{(m)} ,$$

$$w = 1 - \exp[-P0(n-1)] ,$$

- соответствует решению релаксационных уравнений для скоростных параметров группы Лоренца.

Лагранжиан

$$L = -\frac{1}{4} F_{mn} H^{mn}$$

можно также рассматривать как свертку калибровочных уравнений Янга-Миллса на группе U(1) . Вероятно, также, что множители Лагранжа являются решениями некоторых динамических уравнений.

Динамические характеристики инерции поля, как следует из проведенного рассмотрения поперечного эффекта Допплера, получаются из согласованного рассмотрения внешнего и внутреннего пространств в электродинамике. Во внутреннем пространстве мы имеем уравнения, проекция которых на внешнее пространство может быть задана лагранжианом

$$\overset{(in)}{L} = -\frac{1}{4} F_{mn} H^{mn} + b_{mn}\left(H^{mn} - \chi^{mnkl} F_{kl}\right) +$$

$$+ b_{mnkl}\left(\chi^{mnkl} - 0.5\left(\Omega^{mk}\Omega^{nl} - \Omega^{ml}\Omega^{nk}\right)\right) +$$

$$+ r_{mn}\left(\Omega^{mn} - a\frac{1}{w\xi} u^m u^n\right) +$$

$$+ r_p\left(u^p - u^{\beta}_{(fs)} - w\xi u^{\beta}_{(m)}\right) + r(w\xi - 1 + \exp[-Q0(n-1)]) .$$

Лагранжианы $\overset{(out)}{L}$ и $\overset{(in)}{L}$ различаются только в связях четвертого и пятого класса. Общий вывод сделаем такой: лагранжиан физической теории есть соединение явно или неявно заданных динамических уравнений.

18.2. Физические аспекты реальных связей между объектами и явлениями.

При анализе физического объекта мы прежде всего исходим из возможности его представления некоторой структурой в пространстве-времени. Опыт анализа электродинамических явлений привел нас к заключению, что реальная динамика U(1) калибровочного поля понятна только в рамках 8-мерного пространства-времени, имеющего четырехмерные внешнюю и внутреннюю части. Так задается пространство событий для электромагнитного поля.

Будем исходить из постулата, имеющего опытное подтверждение в четырехмерии, что пространство состояний, используемое для описания физического объекта, имеет структуру, аналогичную пространству событий. Тогда физический объект может быть описан только многомерной пространственно-временной структурой, состоящей из внутренней и внешней частей. Обычно та и другая части состоят из конечного числа более "элементарных" объектов, которым мы приписываем точечную структуру и совокупность феноменологических параметров.

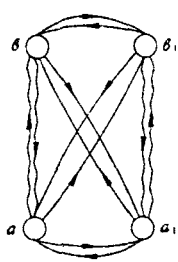
Используя многомерное пространство—время, мы получаем три типа физических связей: во-первых, тип α, во внешнем пространстве, во-вторых, тип β,

во внутреннем пространстве, в-третьих, тип γ, взаимную связь внешнего и внутреннего пространств.

Такие связи могут быть замкнуты на объекте и уходить от данного объекта к другому. Связи между связями задают структуру "нитей". Если объект воспроизводит подобных себе со своей структурой "нитей", он обладает механизмом различения своих и чужих объектов, может иметь "память".

В этом случае предположение Паули В. об одинаковости типовых физических объектов получает ранг удобной идеализации, которая не принимает во внимание детали тонкой структуры объектов.

Обратимся к связям с энергетической точки зрения. Будем рассматривать связь как жизнедеятельную и потому энергетически обеспеченную структуру. Поэтому перекачка энергии от одной части ее к другой влияет на энергетическую обеспеченность всего объекта. Целесообразно рассматривать связи, состоящие по меньшей мере из двух слагаемых: идущих от объекта и к нему. Тогда открытому концу связи соответствует некий энергетический зонд, закрытой — циркуляция энергии в одну и другую сторону. Рассмотрим теперь связь между двумя расслоенными объектами. Пусть каждый из них имеет внешнюю и внутреннюю части и связи между собой. Образуем единый объект, учитывая все возможности. Имеем диаграмму.



В ней выделены четыре типа связей: (a,b), (a_1,b_1) - связи между внешними и внутренними частями объекта; (a,a_1) - связи между внешними частями различных объектов; (b,b_1) - связи между внутренними частями различных объектов; (a_1,b),(a,b_1) - связи между внешней частью одного объекта и внутренней частью другого.

Они допускают формулировку обращения, например: (a_1,b),(a_1,b_1) - связи между внутренними и внешними частями объекта. Поэтому удобно изображать их двумя стрелками

$(a \leq\!=\!=\!\geq b)$, $(a_1 \leq\!=\!=\!\geq b_1)$ и т.д.

Энергетическое обеспечение этой системы связей задается различными по величине и направлению энергетическими потоками от одной части к другой.

Примем предположение, что структура связей аналогична структуре объектов, а потому их динамика некоторым образом дублирует динамику объектов.

Зададим для связей многомерное, многофункциональное пространство событий. Будем анализировать связи по схеме, применяемой для физических объектов и явлений. Тогда продвижение к общности, которой мы желаем, представляется в рамках постулата: связь есть обмен объектами связи.

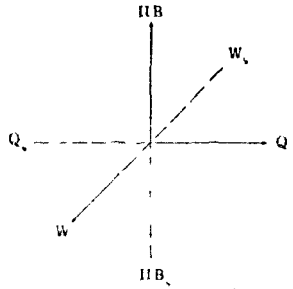
Рассмотрим с этой точки зрения связь между внешней и внутренней частями объекта. Следуя принятому постулату, единство внешних и внутренних частей есть обмен объектами связи. Поэтому кажется очевидным, что объект

связи имеет видимое и невидимое "начала"; обмен объектами связи есть уменьшение его составляющих, относящихся к внешним и внутренним частям объекта; объект связи может менять свою размерность и топологическую структуру.

При этом возможны варианты различного соединения внешнего и внутреннего пространств.

Видимая и невидимая части электромагнитного поля могут быть составляющими более сложной структуры, достаточно гибкой и высоко организованной. Поэтому доступные нам внешние и внутренние пространства могут быть только вкладами в истинную многомерную структуру мира У нас есть сейчас основания для расширения базового пространства посредством зарядового Q - пространства, которое является необходимым элементом опыта и ранее интерпретировано нами как движение, а также посредством W- пространства отношении, из которого мы пока извлекли лишь его одномерную часть - скалярное отношение

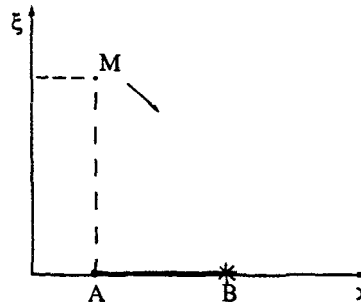
Если условиться относить величины к внешнему пространству и располагать их в области положительных значении координат, то величины, относящиеся к внутреннему пространству удобно, расположить в области отрицательных значении координат Тогда получаем указанную на рисунке базовую систему для описания объектов явлении и связеи.



Многомерные объекты приобретают некоторые черты, которые можно предсказать на интуитивном уровне бесструктурность как невозможность дальнейшего дробления на более мелкие части Нашим опытным данным доступна лишь внешняя часть информации Логически допустим вариант, что уменьшая видимую часть объекта, мы тем самым увеличиваем ее невидимую часть - объект уходит от непрерывного дробления, чтобы "сохранить себя " Такой переход может даже сопровождаться изменением размерности объекта При такой точке зрения вопрос о соотношении малого и большого приобретает новые грани и оттенки

Концепция бесструктурности в указанном смысле слова приводит к представлению о неуничтожимости объектов Исходным элементом мира становится в этом случае многомерный атом Демокрита Покажем на простом примере, как бесструктурный многомерный объект "становится" структурным при уменьшении размерности Пусть задана двухмерная плоскость с координатами (x,ξ), относящимися к внешнему и внутреннему пространствам Повернем систему координат $O\xi$ таким образом, чтобы она совпала с системой координат Ox. Тогда, если координаты A и B различны, имеем на оси Ox аналог протяженного объекта, хотя в двухмерии он размера не имел Такие примеры можно легко продолжить с выполнением как математического, так и физического анализа.

В качестве удобного приема анализа различных физических структур выдвинем предположение об унификации всего созданного развивающегося



мира: на всех уровнях мир устроен аналогично нашему, нужно только установить алгоритм аналогии.

Поэтому при анализе элементарных частиц допустимо существенное усложнение их конструкций с приближением к конструкции Человека, живых объектов и т.д.

ЛЕКЦИЯ 19 : К единству религии и науки.

19.1. Аргументы в пользу синтеза науки и религии.
19.2. Современная наука конкретизирует религию.
19.3. Библия наставляет науку.

РЕЗЮМЕ

На основе простых примеров из электродинамики без ограничения скорости и положений Библии найдены аналогии основных физических моделей и выводов с религиозными концепциями, допускающими математическое представление. Утверждается и иллюстрируется дополнительность Науки и Религии в описании структуры и деятельности Бога, Природы, Человека. Прогнозируется научное развитие Религии и одухотворение Науки как основные тенденции их дальнейшего роста и усилия влияния на Человека.

19.1. Аргументы в пользу Науки и Религии.

Сформулируем основную задачу: опираясь на Священное Писание и Естественнонаучный Опыт показать, что Религия и Наука взаимно дополняют друг друга в описании структуры мира, познания и преобразования Человека.

Несколько конкретизируем задачу:

- показать, что физика достигла сейчас уровня развития, когда ее концепции и структуры аналогичны используемым в Религии;
- записать основы христианского учения на языке диаграмм и схем , опираясь на современный опыт моделирования физических явлений;
- использовать богатейшую информацию, заложенную в Библии, для развития физики, в частности, для моделирования сложных объектов типа Человека.

Предлагаемая работа является начальной попыткой осознания религии с позиции физической науки, которая оказалась способной сейчас подняться на такую высоту обобщения опытных данных.

Охвачен только круг основных вопросов, причем таких, где научное обоснование религиозного учения, равно как и стимулирование развития науки, опираясь на Библию, выглядит простым, наглядным, доступным широкому кругу читателей и могущими иметь практическое значение как в теории, так и в обыденной жизни. Возможность реального синтеза Религии и Науки, обоснование их дополнительности становится понятным лишь тем, кто знаком со структурой электродинамики, свободной от ограничений на скорость. Поскольку эти специальные знания пока малоизвестны, я буду излагать их в доступной форме таким образом, чтобы каждый читатель смог осознать их сущность на основе интуитивного знания. Тех, кого интересуют детали, я отсылаю к специальной литературе [1].

А) Троица и расслоенная структуру пространства-времени.

В истории церкви проводилось много дискуссий о Троице–Божественной ипостаси. Мы будем исходить из Афанасьева символа веры, составленного в IY веке : "Есть один Бог в трех личностях и три личности в одном Боге, а именно

Отец, Сын и Святой Дух У всех троих одна и та же слава, одно вечное величие, они не созданы, они необъятны, вечны, всемогущи, божественны Сын родился от Отца, Дух Святой исходит от Отца и Сына, но в Троице ни одна из персон не была прежде другой и после другой, и ни одна из них не больше и не меньше другой" (Большая библейская энциклопедия) Следовательно Бог больше, чем одна личность",Быт 1 2, 6 3, Исх 35 31,Ис 6 8 'Ты веруешь, что бог един хорошо делаешь", Иак 2 19 - 20 Обратимся к словам Иисуса ' Верьте мне, что Я в Отце и Отец во мне, а если не так, то верьте мне по моим делам", Иоанн 14 11 Троичность Бога соответствует троичности человека И сказал Бог " Сотворим человека по образу нашему , Быт 1 26 Представление о Троице является краеугольным камнем христианского учения До настоящего времени в физике было недостаточно опыта, чтобы придти в своих моделях к концепции Троицы Сейчас такая возможность есть Чтобы понять это, обратимся к истории науки и опытным фактам, относящимся к теории пространства-времени Исходная, первичная модель пространства-времени была предложена И Ньютоном Абстрагируя чувственный опыт, он ввел в физику абсолютное, математическое, неизменное пространство, имеющее размерность три и аналогичное время, получив четырехмерную модель $R^3 \times T^1$ Такая возможность ничему не противоречила, так как представляла собой вариант математического отображения известных нам фактов взаимного расположения и движения тел а также наличия у них структуры По И Ньютону такое описание в едином пространстве времени возможно для всех физических объектов Возникновение концепции физического поля как самостоятельной сущности, не сводимой к механическим моделям, на первых порах, следуя Д Максвеллу, не вступало в противоречие с моделью $R^3 \times T^1$ Именно в ней были рассмотрены и описаны единым образом электромагнитные явления в покоящихся средах

Ситуация изменилась с распространением электродинамики на движущиеся среды Известные экспериментальные данные уже не удавалось объяснить с единых позиции хотя они относились к одной области - электродинамике Радикальный шаг, позволивший справиться с указанной трудностью, был сделан в большей своей части, последовательно и четко осмысленно , А Эйнштейном А Эйнштейн предложил использовать принципиально новую модель пространства времени, в которой пространственные и временные координаты соединены в рамках четырехмерного многообразия что приводит к зависимости длин и промежутков времени от скорости движения Длина и время потеряли свои абсолютные смысл Они стали относительными и описываются моделью псевдоевклидова многообразия Минковского M^4 С пространственно временной точки зрения мир остался четырехмерным, но не таким, как это предполагал И Ньютон Убеждение в четырехмерности пространства-времени А Эйнштейн сохранил в течение всей своей жизни что неоднократно подчеркивал На искривлении четырехмерного пространства-времени основана и теория гравитации А Эйнштейна Существенным недостатком многообразия M^4 было то, что его использование базировалось на введении постулата о предельном значении скорости равном скорости электромагнитного поля в вакууме Другим недостатком было отсутствие модельной возможности построения теории электромагнитного поля как системы пространственно-временных объектов Это происходит потому, что такая структурная частица как

фотон в пространстве-времени M^4 не может быть пространственно определена. За успехи в едином описании экспериментальных данных было заплачено высокой ценой: установлением ограничений на скорость и отказом от структурного, пространственно-временного описания поля. Это хорошо осознавал А.Эйнштейн. Это хорошо осознавали и другие физики и математики. Нужны были новые данные, чтобы появилась возможность единообразно описать опыт, выявить новые закономерности, но без указанных ограничений. Сейчас такой вариант имеется и именно из него вытекает возможность глубокого синтеза Религии и Науки. Центральное звено предложенного обобщения базируется на построении динамической теории инерции электромагнитного поля, включающей в единый комплекс как скорость источника излучения, так и скорость среды. Чтобы это сделать последовательно и согласно с опытом,в Физику необходимо ввести новую величину, которая названа мною отношением. Она задает, дополнительно к известным величинам, условия, в которых распространяется поле и которые являются условиями изменения инерции поля. В электродинамике для полного описания опытных данных понадобилось введение двух скалярных величин. Анализ электродинамических явлений без обращения к пространственно-временной структуре поля показал, что модель пространства-времени, адекватно фиксирующая известные экспериментальные факты и предсказывающая новые, является, по меньшей мере, 8-мерной. Больше всего по своей структуре она напоминает математическую модель расслоенного многообразия, хотя и не тождественна ему.

Базой расслоенного многообразия, ее фундаментом, видимой частью пространства-времени, может быть абсолютное ньютоновское многообразие, а слоем, который расположен над точкой базы, являющимся невидимой частью пространства-времени, может быть пространство Эйнштейна-Минковского. Такая конструкция не очень удобна для сопоставления выводов, получаемых из точных наук, с выводами, получаемыми из Религии, и потому, я предлагаю упрощенный вариант модели шестимерного пространства, приспособленный для указанной цели.

Представим себе два пространства с размерностью три, одно из которых "видимое", а второе - "невидимое". Пусть оси их координат повернуты и "приведены" к единому масштабу. Тогда 6- мерная точка будет представлена в трехмерии совокупностью трех объектов: точки - соответствующей видимой части 6-мерия, звездочки - соответствующей невидимой части 6-мерия и линии, из соединяющей, так как внешний и внутренний образ должны быть едиными. Мы получаем в этом случае схему, в рамках которой впервые достигается согласование фундаментальных концепций физики и религии: в физике - это модель пространства-времени, в религии - концепция Троицы, составляющая теоретическую основу христианского учения. По физике каждый объект обязан состоять из совокупности точек, звездочек и линий, их соединяющих. По религии и Бог, и Человек, и весь мир Триедины и представляются своей видимой частью, невидимой частью, а также их соединением. Изобразим предложенную модель 6-мерия на рисунке (смотри рис. 19.1) .

Из физической модели изначально ясно единство Троицы и неотделимость одного слагаемого от другого, что можно считать важным достоинством предложенной конструкции. Именно она в своей динамике и в вариантах описания образует исходное стержневое звено серьезного согласования выводов о струк-

туре и динамике мира, получаемых из точных наук и выводов, следующих из религии.

Б) Слово и Физический объект.

Обратимся к Библии: "Вначале было Слово, и Слово было у Бога, и Слово было Бог. Оно было вначале у Бога, Все через него начало быть, и без него ничто не начало быть, что начало быть", Иоанн 1:1-3. "И слово стало плотью и обитало с нами, полное благодати и истины, и мы видели славу его", Иоанн 1:14. Обратимся к физике. Мы знаем, что видимый мир устроен из атомов. Их число ограничено периодической системой Д.Менделеева. Мы знаем, что любой язык базируется на алфавите, системе знаков для звукового или зрительного выражения мыслей. Другими словами, в основе огромного разнообразия структур и явлений имеются опорные, базовые конструкции. Учтем теперь тот новый опыт, который приобретен нами в электродинамики без ограничения скорости. Особенно наглядно он проявляется в динамических задачах по изменению частоты. Анализ показал, что мы можем описать опытные данные, лишь соединив воедино дисперсионное уравнение для волнового вектора и частоты с дополнительными фазовыми соотношениями. Если первые следуют из внешнего, видимого пространства-времени, то вторые представляют собой ограничения на структуру внутреннего пространства-времени. В обоих случаях мы имеем потребность как в задании самого объекта, так и его движения, что выражается в необходимости соединения в целое двух "нитей", являющихся образами внешней и внутренней динамики объекта. Изобразим этот факт графически. Мы получим структуру из двух связанных "нитей", каждая из которых задает точечный шестимерный объект. Символически она задает, если абстрагироваться от различия "концов", букву Н. Аналогично можно рассмотреть и другие буквы алфавита

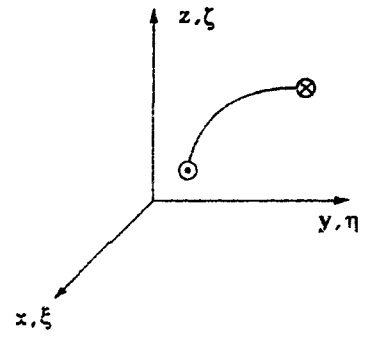
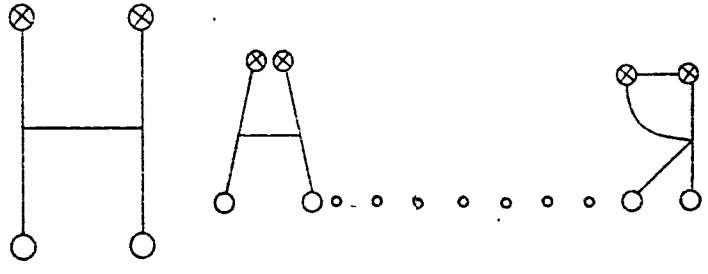


Рис. 19.1. Предлагаемая модель шестимерия.



Мы имеем здесь различные "топологически неэквивалентные" конструкции, за каждой из которых может "стоять" разновидность структуры основных

объектов, из которых устроен Мир. Мы сталкиваемся здесь с унификацией как структуры Мира, так и способа подачи информации о ней С этой точки зрения Библия содержит информацию, что Мир устроен из системы основных структурных элементов, которые задают Бога и Человека и другие объекты Если Человек разумен, то насколько же более разумен Бог, если Человек многолик, то насколько же Бог многолик, если у Человека есть видимая и невидимая части, то как сильно они развиты у Бога через Троицу!

Понятно, что другие алфавиты могут задавать уточненную структуру мира, понятно, что в настоящее время мы весьма далеки от истинного понимания обнаруженной аналогии Известно, что Слово оказывает могучее влияние на Человека По-видимому, это не случайно, так как Слово имеет видимую и невидимую части и потому оно влияет на физический объект в полном объеме, т.е. в расслоенном многообразии, что не исключает возможность передачи информации без видимой части слова, мысленной его частью Понятно, что поскольку Мир расслоен, то его структура и динамика имеют энергетику, существенно отличающуюся от привычной нам четырехмерной картины Полный объект и материален (видим) и нематериален (идеален, невидим) Его изменение , жизнь и поведение следует рассматривать лишь в таком единстве

Поэтому идеализм и материализм как философские учения дополнительны друг к другу

И потому важную роль играет осознание непрерывной, динамической связи двух различных частей мира для каждого объекта и явления Назовем эту систему связей каналами Услышал Человек доброе Слово, раскрылись его каналы внутреннего общения, он может изменить себя в лучшую сторону, воспользоваться внутренней энергетикой, помощью от других объектов Определенный набор Слов- молитва- задает Человеку связь с Богом Если Человек достаточно чист и достоин помощи, он ее получит Определенный набор Слов-заговор- приводит к психологическим и физическим изменениям в организме, является объективным и нормальным Этот способ воздействия на других и способ самовоздействия дополнителен видимому, материальному способу, например, хирургическому вмешательству Различным объектам, как живым, так и неживым, соответствует свои язык - более адекватный их структуре и функциям - как механизм ориентирования и управления

В) Крест и структура электродинамики без ограничения скорости

Крест является символом религиозной веры Наглядность его представления впитывается человеком от своего рождения и может быть задана разными аналогиями

Мы рассматриваем конкретную теорию электромагнитные явления без ограничения скорости Покажем, что из нее следует аналогия Креста как символа модели в электродинамике Для этого понадобится записать несколько формул. Пусть видимое базовое пространство имеет координаты x^k и в нем используются латинские индексы $i,j,k,$. Пусть невидимое слоевое пространство имеет координаты y^α и в нем используются греческие символы α,β Определим общековариантные производные в расслоенном пространстве-времени для внешних ξ^k и внутренних ξ^α векторов Получим

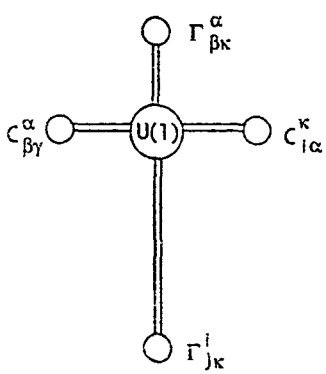
$$D\xi^k = d\xi^k + \Gamma^k_{ij}\xi^j dx^i + C^k_{i\alpha}\xi^i\Theta^\alpha ,$$

$$D\xi^{\alpha} = d\xi^{\alpha} + \Gamma^{\alpha}_{\beta k}\,\xi^{\beta} dx^{k} + C\beta\gamma^{\alpha}\xi^{\beta}\Theta^{\gamma} .$$

Здесь dx - дифференциалы координат, $\Theta^{\alpha} = dy^{\alpha} + \Gamma^{\alpha}_{k}\,dx^{k}$ - ковектор внутреннего пространства. Величины

$$\Gamma^{\alpha}_{k}, \Gamma^{k}_{ij}, \Gamma^{\alpha}_{\beta k}, C^{k}_{i\alpha}, C^{\alpha}_{\beta\gamma} .$$

задают коэффициенты связности, имеющие различные законы преобразования. Заметим теперь, что из коэффициентов связности Γ^{k}_{ij} строятся тензоры кривизны и кручения, связанные с влиянием гравитационного поля (и инерции) на электромагнитное поле. Гравитацию в бытовых условиях мы отождествляем с влиянием Земли и потому будем иметь в виду отмеченную связь. Из коэффициентов $\Gamma^{\alpha}_{\beta k}$, как показано мною, при ряде ограничений следует фазовое условие на волновой вектор и частоту, рассматриваемое как "проекция" внутренней динамики на режим внешних условий. Поэтому отождествим $\Gamma^{\alpha}_{\beta k}$ с направлением вверх от Земли. Коэффициенты $C^{k}_{i\alpha}$, $C^{\alpha}_{\beta\gamma}$ задают "боковые ветви" динамического изменения параметров поля, которые проявляют себя при $\theta^{\alpha}\neq 0$. Электромагнитное поле, как известно, есть калибровочное поле на группе U(1), поэтому обозначим его символом группы. Соединим вместе указанные элементы. Получим Крест.



С физической точки зрения мы смогли в схематическом виде изобразить структуру модели электромагнитных явлений. Как мы теперь понимаем, такую конструкцию следует рассматривать как общее звено для других физических явлений.Однако, такая общность появляется только в конструкции расслоенного многообразия и потому рациональной следует считать физическую теорию в расслоенном пространстве-времени, соединяющем в единое целое все звенья видимых и невидимых движений. Я склонен считать символ Креста не случайным, а схемой, подсказывающей нам общую структуру физического мира. Крестное же знамение является общим способом обращения к Богу и средством воздействия на себя, чтобы измениться в лучшую сторону.

Г) Многофункциональность Религии и Науки.

Библия написана иносказательно и таким образом, что каждое обращение к ней раскрывает ее глубину и она воспринимается по-разному, преломляясь

через приобретенный опыт и обстоятельства жизни. В Науке ситуация аналогична: одна и та же теория развивается и совершенствуется, в ней все время обнаруживаются новые грани.

Поэтому мы вправе говорить, во-первых, о том, что религия и наука используют многоуровневый, а потому многофункциональный Язык.

Во-вторых, из физики мы пришли к убеждению в многофункциональности используемых величин и принципов. Наглядно это видно, например, в многофункциональности отношения: это и регулятор инерции поля, как динамической, так и кинематической части, и фактор, указывающии условия, в которых распространяется поле, и показатель связи между массой инерции и тяготения, и фактор релаксационных процессов для поля, и параметр контракции алгебр, отвечающих за инерцию поля, и элемент группы когомологий, и структурная составляющая новых математических объектов - композитов

Такое положение имеет место и в других разделах физики, что позволяет нам выдвинуть Принцип Экономии Средств природа организована таким образом, что все слагаемые и факторы в ней опираются на унифицированную серию многофункциональных понятий и величин.

Многофункционален, в частности, принцип относительности. Совершенно аналогично мы обнаруживаем многофункциональность в понятиях и концепциях, относящихся к религиозной вере. Так, например, любовь есть исполнение закона Господня, это и любовь к себе, к другим, и к Богу, и Бога к нам, это и познание и совершенство, это и отсутствие страха, это и цель жизни и ее вкус, это и добро ради ближнего и дружба, и единство, это и функция тела и души

Поэтому глубинное понимание физических явлений неотделимо от осознания особой роли многофункциональности величин и процессов в мире, аналогично глубинное понимание религии ведет также к пониманию многофункциональности ее основных концепций. Многофункциональность не сводится к многомерию, она дополняет и оттеняет, скорее, связи объектов друг *с другом, а также с внешним и внутренним окружением*

В-третьих, физика без ограничения скорости использует математические объекты, которые ранее не применялись в анализе: композиты, представляющие собой вариант смешения тензорных, спинорных структур, операторов, операций. Мы также выходим за пределы стандартных представлений уже в истоках религиозной веры, когда материальный мир дополняется нематериальным, видимый - невидимым, когда связи между ними неизбежно должны быть явными и тайными, и доступными, и недоступными, облекаясь в категорию совершенства и вечной жизни. Из этих наглядных аналогий следует понимание, что сейчас физика выходит в своих моделях на уровень религии и религиозной веры: видимый мир есть часть полного, полный мир имеет триадную структуру (базу, слой, связи). Поэтому изучение мира должно опираться на полную модель и не сводится только к рациональному опыту. Впервые в Религии для тела (видимой части) и души (невидимой части) Человека найден математически непротиворечивый и физически полноценный образ.

Теперь появляется надежда, что религия и наука смогут согласованно влиять на Человека, что ускорит его развитие, совершенствование, раскрытие новых способностей, качеств, сторон.

Теперь начинается качественно новый этап развития физики, когда духовная жизнь Человека "вкладывается" в рамки математических структур и опытных данных.

Теперь Религия может систематически использовать в своем многотрудном деле развития Человека научные методы, опираясь на математику и физику, описывая то, что дано в Священном Писании, на языке моделей, формул Теперь создаются предпосылки для анализа с единых позиций различных Религий как моделей одного и того же Мира и Бога во всей их сложности и красоте. Возможность соединения усилий Науки и Религии сейчас очевидна. Нужно только согласовано двигаться так, чтобы не навредить себе на пути качественно нового изменения системы Знаний и Веры. Нужно только приложить больше усилии на пути объединения Религий и Наук, опираясь на язык, на методы и средства МИРА, УВАЖЕНИЯ, ДРУЖБЫ, ЛЮБВИ.

19.2. Современная наука конкретизирует религию.

Важно увидеть в Библии такие элементы, которые допускают физическую интерпретацию и математическое моделирование информации, содержащейся в ней Эта сложная задача позволит нам применить научные методы для более глубокого понимания сути Библии, а потому и Религии. Мы укажем только некоторые черты, позволяющие продвинуться в указанном направлении. "Бог есть дух и поклоняющиеся ему должны поклоняться в духе и истине ", Иоанн, 4 24. В триаде физических понятий, соответствующих модели расслоенного многообразия, имеется невидимая, слоевая часть, связанная с видимой, базовой Поскольку Бог-Отец невидим, мы вправе отождествлять Бога со структурои, заданнои в слое. Библия утверждает, что именно эта часть наиболее важна, она всем управляет и у Науки теперь нет оснований отрицать это. "Я есть дверь: кто воидет мною, тот спасется", Иоанн, 10.9. Эти слова Иисуса Христа, появившегося на Земле в форме Бога во плоти - видимои части Бога - означают путь, которым должен следовать Человек, осознавшии свое величие, могущество, расслоенную структуру делать дела, подобные Иисусу, следовать Библии в жизни и в мыслях, брать на себя задачу искоренения греха на Земле даже ценою этои прекраснои жизни, через страдания, через мучения

Мы можем предположить, что между Богом и Человеком была связь и до Иисуса Христа, но Человек создан свободным и это его право, как себя вести Иисус Христос дал видимыи, телесныи, наглядныи пример деистви, способствующих связи Человека с Богом.

Только в этом случае поведение Человека может быть гармоничным, он в состоянии раскрыть свои качества и свойства, только тогда он способен осознать возможность постоянства жизни для себя, а через себя - для других. Так мы приходим к концепции связи между Богом и Человеком от Бога к Человеку канал один и он тем обширнее, чем в большои степени сам Человек является Храмом Бога (по телу, по уму, по душе, по мыслям, по деиствиям) От Человека к Богу канал другои и он зависит от того, как Человек следует Библии, смиряет ли он свою гордыню, получает ли то, что просит на добрые дела Поскольку Человек расслоен, как и Бог, полная схема связей изображена на рисунке 19 2 Поясним

- а1) интуитивное знание, подсказки, команды Бога,
- а2) чувства, мысли, просьбы, направленные к Богу или его творениям,
- б1) влияние обстановки и плоти Бога на Человека;
- б2) влияние плоти Человека на плоть Бога и его творений;

- в1) влияние плоти Человека на невидимую часть мира, а потому и Бога;
- в2) влияние невидимой части Бога (чистая сфера Религии) и невидимой части его творений (сфера парапсихологии, магии) на плоть Человека;
- г1) влияние невидимой части Человека (идеи, интуиция, планы ...) на видимую часть мира и плоть Бога.
- г2) влияние видимой части мира и плоти Бога (в частности, Библии) на невидимую часть Человека, его мысли, чувства, действия;

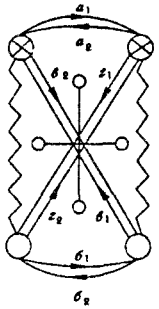
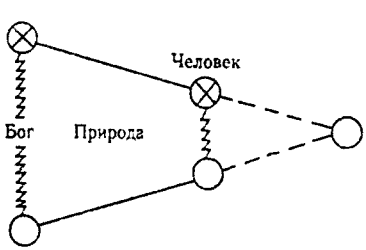


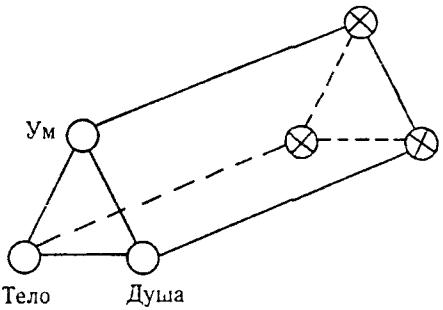
Рис. 19.2. Полная схема связей.

Указанная картина схематично изображает полную структуру взаимоотношения Бога с Человеком и Человека с Богом и она допускает математическое моделирование. На данном этапе понятно, что как структура связей, так и их "интенсивность" зависят от структуры Бога и его созданий, а также от Человека и они могут менять свои формы и динамику. В упрощенном виде схему можно представить конструкцией Креста: Человек как расслоенный объект пересекается с Богом и его творениями как расслоенными объектами.

Данная конструкция обоснована словами Библии: "Иисус отвечал им: не написано ли в законе Божьем: "Я сказал: вы - боги"", Иоанн,10:34. Здесь утверждается высокое призвание Человека быть творцом доброго на Земле, могущество Человека в управлении своей плотью и чувствами, единство "строительных материалов и конструкций" у Человека и Бога во плоти, подобие Человека Богу но не во всем мире, а на Земле. Поэтому Человека можно представить как некоторую проективную структуру, воспроизводящую черты Бога и его творений, образующих с Богом единое целое.

Я полагаю, что Природа расположена в этой схеме между Богом и Человеком, что дает новый импульс в ее структурном изучении. Стремление к Богу, развитие лучших своих качеств в направлении, указанном Богом, есть основная задача Человека на Земле. Отказ от такого пути, слепота, глухота, немота по отношению к Религии есть главная причина бед человеческих. Библия ясно указывает на триадную структуру каждого из элементов расслоенного многообразия, задающего структуру Бога, Природы, Человека. Она утверждает: "Возлюби Господа Бога твоего всем сердцем твоим, и всей душою твоей, и всем разумением твоим", Матф. 22:37. "Возлюби ближнего твоего как самого себя", Матф. 22:39. "На этих двух заповедях утверждается весь закон и пророки", Матф. 22:40. Отождествим сердце с телом, разумение с умом. Тогда поведение человека может быть схематично изображено триадой управления, заданной в расслоенном многообразии.





Библия высоко ставит истину, поэтому в Триаде выше всего мы поставили Ум, который устойчив тогда, когда опирается на надежное Тело и Душу, способные стать идеальной машиной для выполнения желаний человека

Отношение к Богу есть любовь к его созданиям, его помыслам, изложенным в Библии, его уму, которым мы непрестанно восхищаемся, изучая творения Бога Библия учит точно так относится к себе с уважением, с почтение с гордостью, с любовью Библия утверждает первенство таких отношений к ближним тебе людям, отвращаясь от еретиков, которые не желают меняться Библия устанавливает направление подчинения, его ступени, что важно в целом при конструировании взаимодействия сложных объектов во-первых, "Если заповеди мои соблюдете, пребудете в любви моей, как я соблюдал заповеди Отца Моего и пребываю в его любви", Иоанн 14 10, что означает необходимость следовать и обращаться к Иисусу, так как он наш Господин и Спаситель, а от него для достойных будет дорога к Богу, во-вторых, "Не может Человек ничего принимать на себя, если не будет дано ему с небес", Иоанн, 3 27, что означает усмирение своей непомерной гордыни в делах земных, так как они смогут стать очень весомыми, добрыми, значимыми, если буду направляться свыше, т е тщательно продумываться, взвешиваться, быть в подчинении объективным обстоятельствам, а не просто своим желаниям и воле, особенно если Человек и его действия находятся во власти Греха

Нужно понять только, что свобода действий у Нас есть, но нужна Разумная свобода, при соблюдении прав и достоинств других людей и что у каждого есть право бороться с Грехом прежде всего оружием добра Не может быть больших побед, если идти по пути зла, этот путь против Бога, а потому и против творений, им созданных. В том числе не следует быть злым по отношению к себе, нужно опереться на Бога, его творения, поверить и изменить себя "Гнев человека не творит правды Божией Всякий человек да будет скор на слышание, медленен на гнев", Иаков, 1 19-20. "Бог не искушает злом и сам не искушает никого", Иаков 1:13.

Это замечание необычайно важно, потому что нацеливает Человека искать корни, причины зла в самом себе или деятельности других людей, понимая, что в человеке борются всегда два начала (но другого пути приобрести опыт и силу нет), помня при этом, что "Похоть же, зачавши, рождает грех, а сделанный грех рождает смерть", Иаков, 1.15. Мы идем к смерти по двум путям к смерти тела и к смерти души. Смерть всегда страшна, а грех не всегда убивает тело, но всегда убивает душу. И вот наступает момент, когда жизнь при таком поведении теряет

смысл. Дело - это плоть веры, что согласуется с указанной моделью триадного устройства Души "Так и вера, если не имеет дел, мертва сама по себе", Иаков, 2 17

Ошибки неизбежны в любом деле, но нужно по-возможности исключить три типа ошибок: во-первых, от невежества, незнания (они самые распространенные); во-вторых, от непослушания, от разрыва с Богом, с Природой, им созданной (они во многом зависят от организации образа жизни); в-третьих, от гордыни, от эгоизма, свойственного человеческой природе (нужно всегда быть скромным). Наука дает количественные предсказания о явлении или о физических объектах, для Религии характерно знание без числа.

Можно подумать, что здесь проходит непреодолимый водораздел Религии и Науки Я полагаю, что на самом деле этого нет. В Религии отражено общее знание, которое мы пока просто не смогли "прочитать" на языке чисел. Эта информация очень важна, но с научной точки зрения недостаточна Но точно так Религия не может признать полезной и важной точную количественную информацию Науки, если она направлена на разрушение, на зло Я полагаю, что количественные законы в Религии могут быть построены по аналогии, возможно, с законами механики и электродинамики. Произойдет это тогда, когда в этих дисциплинах исходный опорный структурный объект будет иметь сложность, приближающуюся к сложности Человека.

Мы видим здесь основную проблему как современной Науки, так и Религии, которая переходит теперь от качественных моделей к количественным и тем самым делает важный шаг навстречу Науке Основные направления для конструирования количественных законов в Религии мне теперь представляются достаточно ясными Но этот шаг есть дело будущего. Теперь мы в состоянии только сформулировать некоторые предварительные законы:

- объекты и явления окружающего мира, сам Бог и Человек имеют расслоенную структуру, включающую видимую и невидимую части и связи их между собой с другими объектами;
- и "малый" и "большой" объекты различны в зависимости от их структуры и обстоятельств;
- два активных начала соответствующие для Человека силам Добра и Зла, образуют ось динамических процессов, происходящих в мире;
- все составляющие структурные объекты триадны в смысле наличия у них "видимой" и "невидимой" частей и связи между ними;
- при организации поведения Человека опора идет на триаду факторов: на себя, на окружающую Природу, на Бога.

19.3. Библия наставляет Науку.

Можно привести много примеров, как Библия стимулировала развитие Науки. В частности, она вызвала к жизни, наряду с практическими потребностями, построение теории движения планет вокруг Солнца. Теория поля как "невидимой" сущности имеет в ней также свою ростковую точку. Забота о чистоте помыслов и корректности поведения Человека по отношению к себе и к коллективу, составляющая основу психологии, этики, базируется так или иначе на заповедях Божьих.

Сейчас мы наблюдаем истоки прорыва физики в новое качество: теория поля становится дисциплиной, в которой поле представляется системой пространственно-временных объектов в многомерном многообразии. К такой концепции о пространственно-временной структуре мира можно было придти из Библии, если бы ранее была признана объективность и общность Знаний, в ней содержащихся. Библия раскрывает структуру такого сложного физического объекта, каким является Человек: "Родил он (Бог) нас словом истины, чтобы нам быть некоторым начатком его созданий", Иак. 1:18. Мы сложны, мы, как Боги, но только слабее и потому нужно всегда помнить об этом, знать свое место. Мы дополняем Бога, помогаем ему:

-Деятельность Человека задается направлением: "Плод же правды в мире сеется у тех, которые хранят мир", Иак. 3:18. Центральное звено динамики составляет продвижение к правде (справедливости), что в принципе достижимо, если Мир (в широком смысле) при этом не разрушается, а творится, улучшается.

-Нужно очистить себя, подготовить, понять свое место, попросить помощи. Только тогда Вы сможете делать Добро (зло зачастую делать проще, но вы за него будете наказаны). "Но вы примете силу, когда сойдет на вас Дух Святой", Деян,1:8.

- Вы имеете возможность получить право на тайну, если получите благословение свыше. "Ибо истино говорю Вам, что многие пророки и праведники желали видеть, что вы видели, и слышать, что Вы слышите и не слышали. Ваши же блаженны очи, что видят и уши ваши, что слышат", Матф. 13 : 16-17.

- Однако при этом не нужно гордиться своими деяниями, ясно осознавая: " Если угодно Господу и живы будем, то сделаем то и другое", Иоанн, 4:15.

Библия дает знания о соотношении элементов, задающих структуру объектов в модели расслоенного многообразия:

- утверждается неэквивалентность каналов, связывающих Бога и Человека и, обратно, Человека и Бога, что на физическом языке означает отсутствие равенства действия и противодействия в связях;

- отмечается корреляционный эффект изменения базовой (видимой) и слоевой (невидимой) структур: "Что свяжете на Земле, то будет связано на небе", Матф. 16:16;

- отмечается коллективный (кооперативный) эффект, когда поведение отдельного объекта зависит (в широком смысле) от поведения коллектива: "У многих же уверовавших было одно сердце и одна душа; и ничто ничего из имения своего не называл своим, но все у них было общее", Деян. 4:32;

- устанавливается основная схема развития элементов, подчеркивающая самостоятельность видимых и невидимых структур: "Рожденное от плоти есть плоть, а рожденное от Духа есть Дух", Иоанн, 3:6, а также исключительность Человека: "Должно вам родиться свыше", Иоанн, 3:7;

- устанавливается закон сохранения в форме: "Нет воли Отца вашего небесного, чтобы погиб один из малых сил", Матф. 18:14;

- устанавливается познавательная и в меньшей степени преобразующая роль Человека: "Что Бог сочетал, того человек да не разлучает", Матф. 19:16;

- устанавливается приоритет собственного роста объектов, его структур и связей: " Оставит Человек Отца и Мать и прилепится к жене своей и будут два одной плотью", Матф. 19:5, отмечая, что невидимые часть могут жить существенно поодиночке.

Завершая короткий анализ, приведу такие слова: " Если у кого из вас недостает мудрости, да попросит у Бога, дающего всем просто и без упреков и дается ему. Но да просит с верой, ни мало не сомневаясь", Иак. 1: 5-6.

Исходя из многолетних наблюдений и рассуждений я пришел к выводу, в значительной степени определяющему структуру поведения людей: раздражение и беспокойство проявляются только тогда, когда Вы грешите. Я обращаюсь к Вам, люди, пользуясь случаем: "*Отложивши всякую нечистоту и остаток злобы, в кротости примите насаждаемое слово, могущее спасти ваши души*", Иак. 1:21.

Я мечтаю о том времени, когда наука даст схемы, алгоритмы, методики для развития Религии, а Религия через Бога привнесет Святой Дух в Науку, усилит ее Духовность. Этот этап может стать началом перехода Жизни на Земле в новое Качество, на одну ступень ближе к Богу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барыкин В.Н. К структуре электродинамики без ограничения скорости. Минск,НПО "Жилкоммунтехника", 1991, 48с.

ЛЕКЦИЯ 20 : Человек в многомерном пространстве-времени.

20.1. К структуре и динамике Человека в многомерном пространстве-времени.
20.2. Освобождение от зависимости.
20.3. Новые пути и дела.

РЕЗЮМЕ

Рассмотрены некоторые аспекты описания структуры и поведения Человека в многомерном пространстве-времени. Определены задачи Человека, следующие из потребностей электродинамики без ограничения скорости.

20.1. К структуре и динамике Человека в многомерном пространстве-времени.

Среди других объектов Человек выделен. Всякая наука, прямо или косвенно, направлена на него. Всякая религия, прямо или косвенно, служит ему. Изменения в концептуальном понимании электродинамических явлений неизбежно ведут к пересмотру концепции Человека.

При нашем подходе к физике без ограничения на скорость, фотоны, электроны и другие объекты следует рассматривать в модели многомерного пространства-времени, возрождая концепцию Маха. Поэтому и Человек также является многомерным пространственно-временным объектом. Ясно, что структура и динамика его поведения зависят от ряда факторов, которые обычно не принимаются во внимание : от меры развития внешних и внутренних частей объекта, связей между ними, законов функционирования частей и связей. Развитие Человека есть изменение всех сторон его структуры и динамики, а также всевозможных связей. Связи удобно разделить на три класса: с другими людьми, с Природой, с Богом.

Определим следующим образом основную цель деятельности Человека: раскрыть себя, проявить и показать миру, использовать свои богатейшие возможности.

При таком подходе Человек рассматривается как активное звено сложных явлений и процессов. Он только условно может быть выделен из мира, его собственные силы ограничены. Жить правильно - значит целесообразно использовать все внешние и внутренние возможности и условия.

Сохранение неживой материи, наблюдаемое нами, приводит к предположению о сохранении живой материи. Религией такая возможность утверждалась всегда. Теперь к этим доводам есть основания присоединиться науке. Разрушение тела, внешней части объекта, в общем случае не противоречит возможности сохранения живого в многомерном пространстве-времени.

20.2. Освобождение от зависимости.

Повседневная жизнь Человека связана с целым рядом условностей, которые, войдя в привычку, сильно ограничивают поведение и развитие личности Человек получает зависимость, которая мучает его, но освободиться от которой достаточно сложно. Как изменить ситуацию, на что опереться и как действовать, чтобы помочь себе? Общий план известен: нужно качественно изменить себя, чтобы перейти из одного состояния в другое. Чтобы это осуществить, нужно оценить свое поведение, увидеть себя со стороны, изучить и развить свои возможности, реализовать многоплановую, многовариантную трансформацию. Ситуация существенно усложняется с принятием концепции многомерного пространства-времени. Тогда Человек имеет видимую и невидимую части и связи между ними . Этот единый объект меняется согласованно, как и его связи с Природой и Богом. Поэтому перемена задается указанными тремя слагаемыми, причем каждое из них подвластно действию различных алгоритмов, приемов, явно или косвенно полезных на практике.

Именно такое воздействие на себя физический объект индуцируется учением йогов, например, вдыхание воздуха сопровождается поглощением планы, которая является источником "жизненной энергии" у Человека Перечень таких приемов, в основе которых лежит отличная от четырехметрия структура Мира и Человека, в алгоритмическом и словесном выражении хорошо разработана и дает поразительные практические результаты Однако до сих пор она мало описана математически и не исследована посредством измерительных устройств, способных существенно дополнить возможности Человека

Освобождение от простых форм зависимости можно реализовать в более короткое время через совокупность доступных средств Я опишу здесь применяемый мною способ избавления от курительной, алкогольной зависимости Опыт включает такие звенья.

- Осознание того факта, что курение, алкоголизм не являются болезнями. Это - запрограммированность поведения, которая привела к неестественному состоянию тела и души Человека. Поскольку это так, то всегда можно самостоятельно уйти от табачных изделий и спиртного, исключив их наличие в Вашей жизни. Для Вас курительных, алкогольных изделий нет . . и нигде, никогда более не будет. Формула действий здесь проста: там, где ЭТО есть, там меня нет. Когда указанные положения становятся Вашим убеждением и Вы так действуете во всех случаях, Вы уже себе прилично помогли.

- Необходимо уменьшить или полностью разрушить тягу к курению, к пьянству. Для этого достаточно изменить свое отношение к табачным и алкогольным изделиям по двум каналам: во-первых, убедите себя, что Ваш мозг отказывается от всех курительных, алкогольных связей, в прошлом, настоящем и будущем, Вы забыли себя прошлого, Вы видите себя некурящим, непьющим в будущем, Вы реализуете полный отказ видеть, отказ прикасаться, отказ думать о табачных, алкогольных изделиях, Вы разрываете все свои курительные, алкогольные связи с собой, с друзьями, с родственниками, детьми и т.д., прерываете их навсегда, во всех ситуациях и случаях; во-вторых, убедите себя и измените поведение своего организма самовнушением, что Ваш организм

прекратил выработку веществ, вызывающих тягу к табачным, алкогольным изделиям

- Нужно заменить разорванные связи полноценными новыми, с Природой, с Богом, с другими людьми Нужно постоянно радоваться своей новой жизни как более полезной, экономной, правильной

Такие действия более успешны при применении ряда специальных приемов, например, молитв, парапсихологических обращении к Природе, к Стихиям, опоре на своего невидимого двойника Приемы бывают достаточно простыми, но имеют высокую эффективность, так как они действуют на весь многомерный объект Воздействуя на себя, Человек закладывает в сознание и потом реализует Программу нового поведения Такая работа всегда приводит к успеху, причем поведение становится устойчиво необратимым Надо помнить, конечно, что все мы - только маленькие частицы этого буйства Жизни и чем лучше и целенаправленнее мы будем использовать могучие силы вокруг нас, тем быстрее и величественнее будет результат

Рычаг, посредством которого Человек радикально может изменить свою жизнь, известен Это - воля Все в нас и вокруг нас будет таким, каким мы захотим, если будем действовать Этот великий Закон выполняется всегда Он дает нам главное правило нашего поведения действовать в соответствии с законами Природы и Бога, выполнять свою волю Нужно, чтобы Человек смог раскрыть себя, проявить все лучшее, что в нем заложен Тогда он красив и счастлив, тогда все прекрасно вокруг него Воздействие на себя следует организовать по трем каналам, меняя свое тело, ум и душу Нужно вызвать и поддержать в организме полезные физиологические и психологические процессы Нужно побольше узнать себя, разобраться в том, что и как держит Вас в зависимости, какими средствами и методами от этого лучше избавиться и как предостеречь других Нужно организовать интересные действия, радоваться своим победам и ослаблять силу поражения и неудач Хорошо помогает известный прием волевого переключения отрицательных эмоций, отрицательной энергии, в частности, боли, на устранение зависимости или болезни

Для этого обеспечиваются условия покоя и неподвижности, максимально напрягаются все мышцы тела и дается команда "Я направляю всю силу своего курительного, алкогольного желания на устранение корней курительной, алкогольной зависимости" Повторение этого приема несколько раз в течение суток позволяет придти к устойчивому отказу от зависимости Вы изменили себя СОСТОЯНИЕМ И СЛОВОМ

Эффект устранения зависимости всегда тем больше, чем лучше Вы сняли свои страхи, сомнения, сожаления

От этих факторов необходим полный отказ Вы становитесь другим уже тогда, когда Вы решили, что Вы - другой Используйте это обстоятельство как прием самовоздействия Прекратите мысленно влияние зависимости на Вас - Вы убедитесь, что так и произойдет Пусть не только Ваш совершенный двойник, но и Вы сами живут свободно Мы пришли в этот мир, чтобы раскрыть себя, проявить лучшие свои качества и черты Эта задача - главная для каждого Человека И потому следует всемерно помогать друг другу, ощущая себя членами великого, мудрого сообщества людей, руководствующегося внутренними и внешними законами, разумно устраняя причины, препятствующие развитию Одним из самых удивительных фактов является то, что поведение, физиологические процессы, сознание Человека (все сложные факторы) могут

существенно измениться под действием СЛОВА. Лучше, когда эти слова добрые, лучше, когда они образуют систему. Система слов является ключом к изменению Человека, в том числе и в случае самовоздействия. Следует отказаться от плохих слов в свой адрес, по отношению к родственникам, детям. Уже одно это поможет Вам стать добрее, а потому и сильнее. Доброе защищается Богом и Природой, а потому Вы попадаете под надежную защиту. Мы исходим из того, что Человек есть многомерный физический объект, доступный нашему наблюдению и нашему воздействию.

Будем рассматривать СЛОВА как аналог ПОЛЯ в физическом смысле этого слова. Заметим тогда, что из описания динамики поля может вовсе не следовать информация о структуре объекта, создающего это поле. Физические приборы также многомерны. По-видимому, если мы желаем глубоко разобраться в них, следует в различных вариантах обнаружить их аналогию с Человеком, устраняя искуственное разделение объектов на живые и неживые. Есть единый мир с различной структурной организациеи, которую нужно расшифровать и умело использовать.

Тайное и явное, доступное и скрытое, правильное и ложное, простое и сложное, разумное и чувственное - все это общие черты единого мира, познать которые возможно.

Опыт свидетельствует, что каждый Человек оставляет на Земле ДОБРО и ЗЛО. Они накапливаются и производят свое действие. По-видимому, только тогда, когда ДОБРА будет много, а ЗЛА - мало, не только мы, но и этот мир также изменится, начнется новый этап его развития.

20.3. Новые пути и дела.

Электродинамика без ограничения скорости и многомерное обобщение модели пространства-времени, следующее из нее, ставят перед Наукой и Человеком ряд новых задач.

Необходимо достоверно подтвердить расчетные данные о скоростях, превышающих скорость света в вакууме, создать устройства, с помощью которых можно было-бы на этой основе обеспечить обмен информацией. Необходимо использовать гравитационные источники обмена информацией для связи с обмена с другими цивилизациями в Космосе, выработать для этого соответствующий язык.

Теория предсказывает возможность связи массы инерции m_{in} с массой тяготения m_g соотношением $m_g = w\, m_{in}$. Если w=0, объект не испытывает влияния сил тяготения. Создание условий с $w \neq 1$ позволило бы глубже разобраться со структурой гравитационного поля, обеспечило бы конструкции, которые имеют новые возможности.

Многомерное описание пространственно-временной структуры физического мира, и Человека в том числе, приводит к необходимости поиска практически удобных и полезных приемов саморегулирования, самолечения, ставит на математический уровень и переводит в разряд физических задач проблемы Бессмертия Человека, единства его Души и Тела. Религия и Наука не противопоставляются , а рассматриваются как два направления деятельности, дополняющие друг друга. В качестве основной и ближайшей задачи прогнозируется научное развитие Религии и Одухотворение Человека с целью

создания полноценных предпосылок для расцвета всех тех прекрасных качеств, которые заложены в нем от рождения.

Многомерность пространства-времени приводит к представлению о многомерности концепций и математических конструкций. Так, дополнительность *идеализма и материализма, интуиции и логики, тайного и явного* рассматриваются теперь как свидетельства полноты принятого алгоритма описания объектов и явлений. Многомерность логики ведет к многомерности этики, что стимулирует новое решение проблем взаимоотношения индивидуумов. Создаются предпосылки для разрушения условной стены, разделяющей живой и неживой мир. Реальное из соотношение и влияние друг на друга может быть существенно иным, чем нам кажется из обычного четырехмерного физического опыта. Хочется верить, что новое знание, контуры которого намечены , будет использовано не во вред Человечеству.

ЛЕКЦИЯ 21 : Некоторые ростковые точки и перспективы.

21.1. Связь механизма изменения инерции поля в электродинамике с концепцией спонтанного нарушения симметрии.
21.2. Электродинамика без ограничения скорости как нелинейное представление группы де Ситтера.
21.3. К размерностной редукции в электродинамике.
21.4. Сущность новой модели и некоторые перспективы.

РЕЗЮМЕ

Показано, что существует тесная аналогия между механизмом спонтанного нарушения симметрии и обнаруженным механизмом изменения инерции электромагнитного поля. Указанный нами вариант есть нелинейное представление группы де Ситтера. Сделан вывод, что использованная четырехмерная модель может рассматриваться как следствие размерностной редукции в электродинамике, заданной в многомерном пространстве-времени. В конспективной форме изложен путь получения электродинамики без ограничения скорости. Определены две основные задачи: построить многомерные пространственно-временные модели фотонов и электронов, систематически использовать в физике композиты как смешения различных представлений групп. Отмечена многофункциональность величин и принципов в предложенном обобщении теории электромагнитных явлений.

21.1. Связь механизма изменения инерции поля в электродинамике с концепцией спонтанного нарушения симметрии.

А) Спонтанное нарушение глобальной симметрии.

Необходимо различать симметрию уравнений динамики поля и его основного или вакуумного состояния. Наиболее просто это обнаруживается на следующем примере. Пусть задан лагранжиан скалярной теории комплексного поля.

$$L = \partial_\mu \varphi^* \partial^\mu \varphi - V(\varphi^* \varphi) \ .$$

Пусть решениям уравнений поля, отвечающим наинизшей энергии, соответствует минимальное значение потенциала V и решение

$$\varphi_0 = const \neq 0 \ .$$

Выполним в лагранжиане и в решении фазовый сдвиг. При этом обнаруживается явная неинвариантность ненулевого решения, так как

$$\varphi_0' = u\varphi_0 = \exp(-i\alpha)\varphi_0 \ .$$

Лагранжиан поля, а поэтому и динамические уравнения не изменяются.

Стремление согласовать симметрии позволило Голдстоуну [1] так дополнить потенциал теории, что , наряду с массовым полем, которое было вначале, появляется еще безмассовая бесспиновая частица. Посредством унитарной калибровки она может быть устранена и поэтому часто рассматривается как фиктивная, своего рода расчетный прием, позволяющий учесть возможность бесконечного вырождения основного состояния. Замечено, что, если наинизшее состояние ненулевое, это может соответствовать наличию массы у безмассового объекта [2].

Концепцию голдстоуновского поля как гравитона впервые выдвинул Иваненко Д.Д. [3], полагая, что его индуцирует нарушение лоренцовской симметрии из-за искривления пространства-времени. Эта идея возрождена в 70-ые годы в связи с использованием нелинейных представлений групп как наиболее подходящего аппарата для описания спонтанного нарушения симметрии [4]. Позднее было показано [5], что метрическое гравитационное поле образует нелинейное представление группы $GL(4,R)$. В ряде работ, в частности в [6], гравитационное поле трактовалось как голдстоуновское на основе изоморфизма пространства псевдоримановых билинейных форм в R^4 и некоторого фактор-пространства $GL(4,R)/H$. С позицией геометрической формулировки гравитации как калибровочной теории и теориями Голдстоуна и Хиггса можно познакомиться по работе [7]. В ней указаны следующие важные факты. Во-первых, калибровочная теория на группе $GL(4,R)/H$ оказывается достаточно широкой и допускает, в частности, возможность других, отличных от метрики Минковского, метрик. Во-вторых, доказано, что необходимым и достаточным условием существования глобального расслоения является редукция структурной группы $GL(4,R)$ *касательного расслоения* $T(E)$ к группе *Лоренца* $H=SO(3,1)$. В-третьих, обосновано инвариантное разбиение четырехвеличин на пространственные и временные, базирующиеся на выделении в группе *Лоренца компактной подгруппы* $SO(3)$.

Обратимся теперь к той ситуации, которую имеем в электродинамике движущегося разреженного газа [8]. Оставим пока без внимания зависимость *отношения от координат и времени. Тогда приходим к стандартной ситуации* спонтанного нарушения глобальной симметрии. Действительно, дифференциальные уравнения не содержат отношения, по этой причине оно не входит в лагранжиан теории без множителей Лагранжа. Решения полной системы уравнений существенно зависят от w, в том числе меняется и их симметрия. Поскольку величина w может принимать непрерывный ряд значений, состояние системы следует считать бесконечно вырожденным. С другой стороны, задавая поведение электромагнитного поля в разреженном газе без учета w , мы описываем состояния с показателем преломления, который практически остается постоянным. Учет w как новой физической характеристики позволяет "снять вырождение" и, по существу добиться того, что достигается в квантовой теории поля введением бозона Голдстоуна. При этом различным фиксированным значениям отношения соответствуют различные метрики, изоморфные метрике Минковского. Так проявляет себя аналог унитарной калибровки. Отношение "включает" взаимодействие поля со средой, и потому физически оно проявляется подобно некоторому потенциалу квантовой теории. Принципи-

ально новым является здесь установление связи отношения - аналога поля Голдстоуна в электродинамике сред - с показателем преломления n.

В) Спонтанное нарушение локальной симметрии.

Физические поля, которые обычно связывают с именем Хиггса [9], согласовывают локальную симметрию уравнений поля и их основных состояний. Они нашли большое применение в физике. С их помощью оказалось возможным простыми средствами "вводить" в теорию частицы, обладающие массой. *Именно этот механизм "рождения массы" в сочетании с теорией* перенормировок и методами теории групп позволил теоретически обосновать и подтвердить экспериментально синтез теории электромагнитных и слабых взаимодействии в рамках калибровочного подхода. На основе хиггсовского механизма можно интерпретировать сверхпроводимость. В этом случае лагранжиан теории инвариантен относительно локальных фазовых сдвигов поля электрона, но основное состояние неинвариантно относительно их из-за конденсации куперовских пар электронов. Поэтому "фотон приобретает массу внутри сверхпроводника" [10]. Не вдаваясь в детали аппарата и анализ тонкостей, остановим внимание *только на одном элементе схемы Хиггса: он ведет к замене частных производ*ных в лагранжиане теории на обобщенные, ковариантные и в определенном смысле может поэтому рассматриваться как альтернативный стандартной теории *калибровочных полей, как способ минимального учета взаимодействия* исследуемого поля с некоторым внешним. Обращаясь к использованному ранее лагранжиану, в случае спонтанного нарушения локальной симметрии получим

$$L(x) = -\frac{1}{4} F^{ik} F_{ik} + D^{\mu}\varphi^{*} D_{\mu}\varphi - V(\varphi^{*},\varphi) \ ,$$

$$D^{\mu}\varphi = \left(\partial^{\mu} + ieA^{\mu}\right)\varphi \ ,$$

$$V(\varphi^{*}\varphi) = \lambda\left(\varphi^{*}\varphi - \varphi_0\right)^2 \ , \ \varphi_0 \neq 0 \ .$$

Известно, что хиггсовский механизм сохраняет перенормировку теории и позволяет получить частицы с ненулевой массой и единичным спином. Компонента спина O исключается калибровочным условием $\partial_k A^k = 0$. Обратимся теперь к электродинамике сред с учетом отношения. Анализ, выполненный в [8], показал, что изменение w, рассматриваемое для электромагнитного поля как внешний фактор, может учитываться в теории посредством производных, так что

$$\left(\partial_k + \frac{\partial w}{\partial x^k}\right)\tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^{i} \ .$$

В материальных уравнениях электродинамики таких слагаемых нет, и поэтому они в некотором смысле отличаются от дифференциальных. Используя только это обстоятельство, будем интерпретировать векторное поле $\partial w/\partial x^k$ как поле, аналогичное хиггсовскому.

21.2. Электродинамика без ограничения скорости как нелинейное представление группы де Ситтера.

В квантовой теории калибровочных полей традиционно различают физический и математический аспекты проблемы спонтанного нарушения симметрии. С физической точки зрения нарушение симметрии обусловлено неполнотой исходной модели. Чтобы устранить этот недостаток, вводятся внешние классические поля, которые взаимодействуют с исходными.

Указанные вспомогательные поля Хиггса-Голдстоуна пока не имеют однозначной физической интерпретации и экспериментального подтверждения. Однако, они полезны. В частности, на этой основе построена единая теория электромагнитных и слабых взаимодействий. В рамках аксиоматической квантовой теории причины неполноты калибровочной теории усматриваются в сложности физического вакуума. Мы не вправе рассматривать его как бесчастичное состояние с нулевыми физическими характеристиками. Нарушение симметрии названо спонтанным для выражения сложившейся физической идеологии, что возможен случайный, спонтанный переход полей Хиггса-Голдстоуна из "неравновесного" в "равновесное" стационарное состояние. Считается, что именно этот механизм обеспечивает появление массы у калибровочного поля.

Для математического моделирования спонтанного нарушения как глобальной, так и локальной симметрии, достаточно ввести соответствующие поля Голдстоуна и Хиггса как внешние. В этом случае лагранжиан L зависит от материальных, калибровочных и дополнительных σ полей с собственным лагранжианом L_σ. Понятно, что здесь существенную роль играют индивидуальные особенности конкретной системы. Другой вариант, тесно связанный с первым, базируется на построении нелинейного представления спонтанно нарушенной группы симметрии G. По подгруппе $H \in G$ строится множество функций, определенных на фактор-пространстве G/H. В пространстве представления V подгруппы H задаются тензоры и геометрические величины, используемые в модели. В частности, нелинейно зависит от σ связность главного расслоенного многообразия, в котором описываются явления.

Обратимся к рассмотренной нами задаче распространения излучения из вакуума в атмосферу Земли. Мы видим, что на всей трассе распространения показатель преломления n незначительно отличается от единицы. Мы имеем фактически вакуумную ситуацию. Однако, введенная новая характеристика

$$w = 1 - \exp[-Q_0(n-1)]$$

снимает вырождение состояний"вакуума". Физическим фактором нарушения симметрии является изменение плотности среды. Поэтому в соответствии со стандартной схемой мы вправе рассматривать w как некий аналог скалярного поля Хиггса.

В нашем случае, когда взаимосвязь полей и индукций представлена тензором четвертого ранга χ^{ikmn}, имеющим свойства риманова тензора постоянной кривизны, его симметрия задается группой де Ситтера $SO(4,1)$. Максимальной компактной подгруппой в ней является группа Лоренца $SO(3,1)$. Поэтому

определено фактор-пространство $P=SO(4,1)/SO(3,1)$, $dimP=4$. Зададим скалярное поле w в нем. Построим индуцированное представление $SO(4,1)$, используя нелинейную зависимость тензора χ^{kmn}, задающего Ω^{im} от $\varepsilon,\mu,\iota^{i},w$. Для удобства запишем векторную взаимосвязь

$$\vec{\mathbf{D}} + w\left[\vec{\beta}_{\text{in}} \times \vec{\mathbf{B}}\right] = \varepsilon\left(\vec{\mathbf{E}} + \left[\vec{\beta}_{\text{in}} \times \vec{\mathbf{B}}\right]\right) ,$$

$$\vec{\mathbf{B}} + w\left[\vec{\mathbf{E}} \times \vec{\beta}_{\text{in}}\right] = \mu\left(\vec{\mathbf{H}} + \left[\vec{\mathbf{D}} \times \vec{\beta}_{\text{in}}\right]\right) .$$

Она нелинейна по w.

Покажем, что предложенный аналог скалярного поля Хиггса позволяет дать новую интерпретацию механизму образования массы тяготения для абелева калибровочного поля. Действительно, мы ввели ранее массу инерции поля m_{in} . Она существует всегда, когда есть энергия. Заметим, что выражение для кинематической характеристики инерции допускает преобразование

$$\vec{\mathbf{u}}_{\text{in}} = (1-w)\vec{\mathbf{u}}_{\text{fs}} + w\,\vec{\mathbf{u}}_{\text{m}} = \frac{m_{in}(1-w)\vec{\mathbf{u}}_{\text{fs}} + m_{in}w\,\vec{\mathbf{u}}_{\text{m}}}{m_{in}(1-w) + m_{in}w} .$$

Назовем $m_g=wm_{in}$ массой тяготения, а величину $m_e=(1-w)m_{in}$ - характеристической массой. Тогда при отсутствии среды $w=0$ и потому $m_g=0$. И только в плотной среде выполняется принцип эквивалентности А.Эйнштейна

$$m_{in} = m_g .$$

Заметим, что использование расслоенного пространства-времени является необходимой чертой абелевой калибровочной теории. Рассмотрим стандартный лагранжиан теории

$$L = -\frac{1}{4} F_{mn}H^{mn} .$$

Он не изменяется, если тензоры F_{mn} ,H^{mn} трансформируются группой ортогональных преобразований, например $SO(N)$. При задании связи между полями посредством тензора риманова пространства постоянной положительной кривизны, группа его движений есть $SO(4,1)$. Эта подгруппа $SO(N)$ является внутренней для указанного лагранжиана и выделяет класс физических условий. С другой стороны, именно $SO(4,1)$ конструктивно описывает эффекты в калибровочной теории гравитации. Требуя единого описания инерционных и гравитационных явлений, мы вправе использовать $SO(4,1)$ как внутреннюю симметрию U(1) калибровочной теории.

По этой причине естественным образом возникает главное расслоенное многообразие со слоем - группой G. Группа "проявляет себя" в базе, роль которой играет произвольное пространство-время, в частности модель $R^3\times T^1$ или M^4, через два типа характеристик. С одной стороны, появляется "внутренняя" связность, задаваемая в базе посредством дифференциальной I-формы со значениями в алгебре Ли группы G. При модификации слоя она преобразуется

в соответствии со стандартными законами. В случае U(1) - калибровочной теории для среды динамические уравнения поля "нечувствительны" к выбору связности без кручения. По этой причине можно сосредоточить внимание только на четырехметрике, внутренним образом индуцированной группой $SO(4,1)$. Если изначально работать в многообразии $R^3 \times R^1$, в котором четырехметрики нет, то ее появление в уравнениях электродинамики должно интепретироваться как проявление "следов" внутренней метрики на опорном многообразии. Чтобы достичь наглядности, обратимся к одной иллюстрации.

Пусть мы имеем поверхность с упругим покрытием. Пусть по ней катится шар, на котором имеются выступы, рисунок. В этом случае деформация поверхности согласована с движением шара и рисунком, который находится на нем.

Аналогично можно представлять себе влияние внутренней симметрии на динамику электромагнитного поля: в соответствии с тем, какая группа симметрии реализуется, такие имеем взаимосвязи между полями и индукциями. Понятно, что четырехметрика, получаемая таким образом, присоединена к опорному многообразию и потому полученная конструкция является формально римановой. Проведенный анализ показал, что с физической точки зрения конструктивная модель получается при явном задании четырехметрики вида

$$\Omega^{kn} = \frac{1}{\sqrt{\mu}} \left[g^{kn} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1 \right) u^k u^n \right] .$$

Она является ассоциированной со слоем $B=G/H=SO(4,1)/SO(3,1)$. Действительно, $B=G/H$ является гиперболоидом, на котором локально реализуется метрика Минковского. Последняя получается и непосредственно из Ω^{kn} при условиях $\vec{u}=0, \varepsilon,\mu,w=1$. Подобный факт можно рассматривать как "подсказку", которую мы имели в начальной стадии развития электродинамики движущихся сред: нами использовалась теория, заданная в $R^3 \times T^1$, наличие четырехметрики давало возможность рассматривать ее как проявление внутренней структуры электромагнитного поля. В такой модели нужно было провести согласование экспериментальных данных с расчетом, в частности, дать объяснение, почему опыт не обнаруживает зависимости скорости поля от скорости его источника Развитие физики пошло по другому пути: был реализован переход от модели $R^3 \times T^1$ к четырехмерному псевдоевклидову пространству. Однако теперь у нас имеется достаточно аргументов и средств, чтобы построить, в частности, модель $R^3 \times T^1$ или M^4.

Главная черта, с которой неизбежно сталкиваешься при углубленном анализе проблем электродинамики движущихся сред, заключается в удивительной двойственности и дополнительности величин. Мы постоянно обнаруживаем пары характеристик и величин:

- калибровочные поля F_{mn}, H_{mn} ;
- метрики -"внешняя" $\overset{V}{g}_{ik}$ и "внутренняя" $\hat{g}_{ik}$;
- связности - "внешняя" $\overset{V}{\Gamma}_{jk}$ и "внутренняя" $\hat{\Gamma}_{jk}$;
- реперы - отсчетный и координатный;
- массы - инерции и тяготения;
- аспекты инерции - кинематический и динамический;

- "внешняя" и "внутренняя" кинематические характеристики инерции;
- отношения $w,w\xi$ - "внешнее" и "внутреннее".

Все эти обстоятельства подтверждают еще раз сложность электромагнитных явлений и необходимость , а также полезность использования моделей расслоенного многообразия, в которых база M и слой B представляют собой самостоятельные пространственно-временные многообразия. В частности, в "плотных" средах конструктивно использовать стандартное расслоение, базой которого является ньютоновское пространство $R^3\times T^1$, а слоем - псевдоевклидово пространство M^4 Эйнштейна-Минковского с метрикой $g_{ij}=diag(1,1,1,1)$.

21.3. К размерностной редукции в электродинамике.

Будем следовать работам [11-13]. Рассмотрим свободную калибровочную теорию в многомерном пространстве $M=R\times G/H$, где $R^3\times T^1$ - пространство аффинной связности, G, H - компактные группы Ли. Однородное пространство G/H назовем внутренним, R - внешним. Пусть γ_M есть метрика на M, K - калибровочная группа. Обозначим < > - скалярное произведение в алгебре Ли группы h (оно пропорционально Tr). Пусть dv_M - элемент объема пространства M, построенный на метрике γ_M. Зададим величиной λ константу связи. Имеем действие

$$S=\frac{1}{\lambda^2}\int < F\hat{\mu}\hat{\nu},\ F^{\hat{\mu}\hat{\nu}}>dv_M\ ,$$

$$F\hat{\mu}\hat{\nu}=\partial\hat{\mu}A\hat{\nu}-\partial\hat{\nu}A\hat{\mu}\ ,$$

$$\hat{\mu},\hat{\nu}=0,1,2,...3+dimG/H\ .$$

На пространстве M канонически действует группа G. Пусть калибровочные поля G - симметричны. Это означает, что для всех $g\in G$ существует $\tau_g(x)\in K$:

$$(O^*A)\hat{\mu}(x)=(O_g)^{\hat{\nu}}_{\hat{\mu}}A\hat{\nu}(O_x^{-1}x)=Ad\tau_g^{-1}(x)A\hat{\mu}(x)+\tau_g^{-1}(x)\partial\hat{\mu}\tau_g(x)\ .$$

В работах [11-13] показано, что G - симметричные калибровочные поля, если их рассматривать как инвариантные связности, можно точно описать в терминах полей, заданных на пространстве R. Это обусловлено тем, что такие поля определяют гомоморфизм стационарной подгруппы H действия на M в калибровочную группу K и находятся во взаимно однозначном соответствии с парой $A\mu.\Phi$, где $A\mu(x),\mu=1,2,3$ есть калибровочное поле на M_4 с калибровочной группой

$$C\in G=\left\{C\in K,\ c\tau(h)c^{-1}=\tau(h),\ \forall h\in H\right\}\ ,$$

т.е. централизатор $\tau(H)$ в K. Если метрика на M есть прямая сумма

$$\gamma=\gamma_{M^4}\oplus\gamma_{G/H}$$

и $\gamma_{G/H}$ - G инвариантная метрика на G/H , то можно редуцировать действие, проинтегрировав по орбите G/H. Вводя базис η в виде $\{e_k\}$, ортонормированный в смысле скалярного произведения, индуцированного метрикой $\gamma_{G/H}$, действие редуцированной теории запишется в виде

$$S^* = \frac{1}{\lambda^{12}} \int d^4x \left\{ < F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} > + 2 \sum_k < D\mu\, \Phi(e_k), D^\mu\, \Phi(e_k) > - V(\Phi) \right\} .$$

Понятно, с другой стороны, что за стандартным действием S^* для группы C "скрывается" действие свободной калибровочной теории для группы K в многомерном пространстве . Следовательно, поля $\Phi, A\mu$ и потенциал $V(\Phi)$ являются " следами" внутреннего пространства в четырехмерном пространстве-времени, с которым мы обычно имеем дело. В частном случае, когда $dimR=dimG/H$, мы приходим к моделям припаянного многообразия, которое в последние годы стало использоваться при моделировании ряда физических явлений. Их анализ и библиография имеются в работе [11].

21.4. Сущность новой модели и некоторые перспективы.

Теперь уже ясно, что длительная остановка в развитии основ теории электромагнитных явлений была обусловлена ложной концепцией полноты созданной ранее модели. В ней отсутствовала важная физическая величина - отношение, которая является "регулятором" инерции поля. По этой причине было невозможно построить динамический вариант изменения "кинетической" и "потенциальной" энергии поля, приблизить ее в должной мере к механике. Операторное, кинематическое описание экспериментальных фактов в электродинамике инициировало замену пространства $R^3 \times T^1$ на M^4 , хотя на самом деле необходимо было их соединение как "внешнего" и "внутреннего" пространств.

Коротко итоги пройденного пути представим схемой:

(i) Принципиально важным звеном предложенного обобщения электродинамики движущихся сред явилось введение в физику новой самостоятельной физической величины, названной отношением. Ее функции, грани и роль в основном сейчас выяснены. Вся совокупность полученных знаний задает концепцию отношения, которая и составляет сущность новой модели.

(ii) Первоначально величина w играла роль формального математического средства, используя которое удалось единообразно описать семейство взаимосвязей между полями и индукциями $D(E,B,w)$, $H(E,B,w)$ в диапазоне их форминвариантности от группы Галилея с $w=0$ до группы Лоренца с $w=1$. Физическое содержание w неясно, в теорию она входит линейно .

(iii) Следующий шаг имел также математическую основу. Обнаружилось, что обобщение содержится в канонической структуре метрики псевдоевклидова многообразия $g^{\mu}=diag(1,1,1,A(\vec{r},t))$. Позднее стало ясно, что она имеет самостоятельное значение и характеризует условия, в которых распространяется поле.

(iv) Конструктивный вариант физической интерпретации w был получен на пути описания инерции электромагнитного поля по аналогии с механикой.

Кинематическая характеристика инерции $\vec{u}$, роль которой в механике выполняет скорость тела, стала рассматриваться как функция от скорости первичного источника излучения $\vec{u}_{fs}$, скорости среды $\vec{u}_m$ и ее плотности ρ, выраженной через показатель преломления. Использовалась гипотеза

$$\vec{u} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\,\vec{u}_m \ , \quad w = 1 - \exp[-P_0(n-1)] \ .$$

Здесь P_0 - феноменологическая константа.

(v) Вывод указанных соотношений стал возможен при рассмотрении процесса распространения излучения из вакуума от источника со скоростью $\vec{u}_{fs}$ к поверхности Земли, окруженной атмосферой переменной плотности со скоростью $\vec{u}_m$ на основе уравнения релаксационного типа

$$\frac{d\vec{u}}{dn} = -Q_0(\vec{u} - \vec{u}_*) \ .$$

(vi) Аналогично было введено внутреннее отношение $w\xi$ и предложена связь

$$\vec{u}_\xi = \vec{u}_{fs} + w\xi\vec{u}_m \ ,$$

необходимая для описания поперечного эффекта Допплера.

(vii) Главная ростковая точка теории состоит в потребности описания физических явлений в модели расслоенного 8-мерного многообразия.

Весь опыт физики свидетельствует о наличии двух систем пространственно-временных величин: посредством одних описываются сами объекты, их размеры, конфигурация, время жизни, образовывая пространство состояний $B(1)$, посредством других описывается относительное движение объектов и их частей, образовывая пространство событий $B(2)$. Фундаментальной неявной аксиомой физики, сохраняющей свое значение до последнего времени, является связь

$$B = B(1) = B(2) \ .$$

До 1905 года такое "единое" пространство было ньютоновским.

$$B = R^3 \times T^1 = N^4 \ .$$

Специальная теория относительности заменила N^4 на псевдоевклидово многообразие Минковского M^4 при отождествлении $B(1)$ и $B(2)$

$$B(1) = B(2) = M^4 \ .$$

Основная черта предложенного мною обобщения модели электромагнитных явлений состоит в обосновании потребности разделения и функциональной дополнительности многообразий $B(1)$ и $B(2)$ как "внешнего" и "внутреннего". Конструктивен, например, вариант

$$B(1) = R^3 \times T^1 = N^4(x^k) \ , \ B(2) = Q^4(y^\alpha, x^k) \ .$$

Наличие связи между ними $y^\alpha = y^\alpha(x^k)$ задает "следы" внутреннего пространства на опорном $Q^4(y^\alpha, x^k) \mid y^\alpha(x^k) = M^4(x^k)$, образуя модель формального риманова пространства.

Говоря об общих итогах я отмечу только два обстоятельства: электродинамика без ограничения скорости, во-первых, стимулирует разработку пространственно-временных моделей, в которых внешние и внутренние пространства равноправны и дополнительны друг к другу, во-вторых, вводит новые математические величины - композиты, задающие смешения различных представлений групп.

Мне представляются сложившимися такие результаты:

- доказательство что принцип постоянства скорости света является достаточным, но не является необходимым условием в полной теории электромагнитных явлений;

- нахождение динамического механизма изменения инерции U(1) -калибровочного поля и снятие ограничений на скорость передачи взаимодействия;

- *построение модели реальной системы отсчета - физического тела, способного посредством взаимодействия изменить динамические и кинематические характеристики инерции поля;*

- обоснование конечности частоты в поперечном эффекте Допплера во всех физических ситуациях.

Сейчас в общих чертах подготовлен прорыв физики в новую область. Сейчас сняты ограничения на скорость гравитации, которая по моим оценкам многократно превосходит скорость электромагнитного поля в вакууме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goldstone J. Field Theories with "Superconductor" Solutions // Nuovo Cimento. -1961. -V.19.-N7. -P. 154-164.

2. Schwinger J. Gauge invariance and Mass //Phys.Rev. -1962.-V.128.-N5.-P.2425-2429.

3. Ivanenko D.D. Physics, Logic and History. -N.Y.-1970.-105p.

4. Ishan C., Salam A., Strathdee J. Nonlinear Realization of Space-time Symmetry and Tensor Gravity // Ann. of Phys.-1971.-V.62.-P.68-108.

5. Огиевецкий В.И., Полубаринов И.В. О спинорах в теории тяготения. //ЖЭТФ.- 1965.- Т.48. -С. 1625-1635.

6. Ne'eman Y., Sijacki D. Unified affine Gauge Theory, Finite and Infinite Gl(4,R) Spinor Field for Gravity and Strong Interaction //Ann.of Phys.-1979.-V.120.-P.292-298.

7. Иваненко Д.Д., Пронин П.И., Сарданашвили Г.А. Калибровочная теория гравитации. - 1985.-МГУ, 142с.

8. Барыкин В.Н. К электродинамике движущегося разреженного газа. -Минск, 1988.-56с. /Препринт ИТМО АН БССР, N 16.

9. Englert F., Brout R. Broken symmetry and the mass of gauge vector meson // Phys.Rev.Lett. -1964.-V.13.-N2.-P.321.

10. Хуанг К. Кварки, лептоны и калибровочные поля.-М.:Мир, 1985.
11. Drechsler W.//Fortsr.phys.-1986-V.68-N2.-p.325.
12. Пономарев В.Н., Барвинский А.О., Обухов Ю.Н. Геометрические методы и калибровочный подход к теории гравитации. -М.: Энергоатомиздат, 1984.
13. Волобуев И.П.// ТМФ. -1982. -Т.50-N2.-С. 240-250.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

В книге дано изложение модели электромагнитных явлений без ограничения скорости и некоторых практических выводов из нее. Глазное внимание уделено представлению новои идеологии Ее суть можно свести к основным положениям

- ограничение на скорость передачи взаимодействия в электродинамике не является необходимым условием, оно - достаточное условие в неполной теории, идеализированно рассматривающеи процессы изменения инерции,
- пространство-время является многомерным многообразием, имеющим "внешнюю" и "внутренние" части, дополняющие друг друга;
- новая модель ведет к синтезу науки и религии

Динамика изменения представлений о пространстве и времени сейчас выглядит так относительная модель Эйнштейча сменила абсолютную модель Ньютона, а сеичас достигнут их синтез в модели многомерного многообразия.

Модель стимулирует проведение исследований по расслоенной структуре живых объектов Только единое описание динамики внешней и внутренней четырехмерных частеи приближает нас к реальности.

Мы понимаем сейчас, что фотон, электрон и другие "элементарные частицы" могут быть описаны лишь в расслоенном многообразии. У такой программы есть много ростковых точек и увлекательных перспектив.

По-видимому, мы находимся сейчас у истоков качественного изменения физических моделеи, в том числе и Человека, двигаясь по пути изучения "внешних" и "внутренних" проявлений для каждого объекта и явления.

Разнообразие конструкции и вариантов здесь очевидно Сможем ли мы двигаться вперед, не навредив себе? Ведь многомерность пространства-времени ведет к многомерности логики и этики, к дополнительности материализма и идеализма.

Отпечатано на ротапринте АП "Белпроект".
Зак. №1. Тир. 1000 экз., 1993 , март.