В.Н. Барыкин

К СТРУКТУРЕ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ БЕЗ ОГРАНИЧЕНИЯ СКОРОСТИ

Минск 1991

УДК 530.12 : 530.145

Дано изложение основ модели электромагнитных явлений без ограничения скорости, центральную роль в которой играет введенная новая скалярная физическая величина. Из анализа теоретических и экспериментальных данных сделан вывод о расслоенной структуре пространства-времени, базу которого задает модель Ньютона, а слой - псевдоевклидово многообразие Минковского. Определено новое место специальной теории относительности в физике как теории кинематического типа, позволяющей предсказать корректный итог изменения инерции из-за взаимодействия поля со средой, в частности , с системой отсчета, но недостаточной для описания динамики процесса. Эти новые обстоятельства задают дополнительные степени свободы для развития физики и стимулируют решение ряда сложных проблем.

Главное - это из множества
проблем выбрать наиболее
простые, решение которых
позволит выбирать допуска-
ющие обобщения концепции...

Д. Гильберт

Введение

Хорошо известно, что ограничение на скорость передачи взаимодействия пришло в физику из электродинамики движущихся сред. Теоретического доказательства оно не имеет и базируется на постулативной основе в сочетании с моделями описания поля начала века. Использованы следующие допущения:

предложенная теория является полной ;

для описания опытных данных достаточно применять классическую теорию измерения, согласно которой отсутствует влияние прибора на параметры явления ;

скорость электромагнитного поля в вакууме не зависит от скорости источника излучения при отсутствии "светоносной среды" - эфира ;

физические явления, в отсутствие гравитации, необходимо рассматривать в псевдоевклидовом пространстве-времени Минковского ;

параметры поля, измеренные различными наблюдателями, относятся к одному классу эквивалентности и могут быть связаны посредством преобразований Лоренца.

Согласование расчетных данных в такой модели с опытом широко обсуждалось в литературе и удовлетворяет как теоретиков, так и экспериментаторов. Сама модель пространства-времени Минковского столь широко используется в физике, что одно это ее успешное применение многократно подтверждает полезность и надежность принятого варианта.

Постановка задачи: обобщить электродинамику движущихся сред таким образом, чтобы она описывала всю совокупность экспериментальных данных без ограничения на скорость передачи взаимодействия, предсказывала новые данные и была связана с теоретическими моделями современной физики.

В качестве основного направления физического исследования выбираем построение модели абелева калибровочного поля без ограничения скорости и разработку в ней механизма изменения инерции. Под механизмом инерции поля будем понимать нахождение закономерностей изменения кинематической и динамической характеристик инерции поля из-за взаимодействия со средой или с другими полями.

Данная работа направлена на обобщение специальной теории относительности. Однако такие попытки вызывают естественное недоверие. Причины его объективны :

- очень серьезные исследователи создавали эту теорию, а опыт свидетельствует, что продолжатели должны иметь столь же высокий уровень подготовки и мышления;
- специальная теория относительности резко отличалась от ньютоновской схемы и так успешно до сих пор объясняет экспериментальные факты, что кажется невозможным придумать нечто более оригинальное и столь же общее ;
- обобщение специальной теории относительности воспринимается как необоснованный отказ от основ физического мировоззрения ;
- специальная теория относительности рассматривается как последовательная, завершенная схема, соответствующая полной классической теории электромагнитных явлений, считается, что она не имеет ростковых точек для перспективного развития ;
- вопросами развития специальной теории относительности не занимается сейчас ни одна серьезная научная школа.

Кроме этого, сложился определенный стереотип мышления. Большинство теоретиков убеждено, что невозможно :

- обосновать зависимость скорости поля от скорости источника ;
- снять ограничение на скорость передачи взаимодействия ;
- обосновать некорректность или недостаточность подхода и метода А.Эйнштейна в электродинамике движущихся сред.

Перечень "неразрешимых" проблем можно легко продолжить. Все они создают достаточно высокий психологический барьер как для исследователей, так и для тех, кто оценивает такие работы.

В данной работе мы предъявляем модель электромагнитных явлений, в которой нет ограничений на скорость передачи взаимодействия. Она успешно описывает экспериментальные данные, установленные ранее, предсказывает новые физические эффекты. У нее имеется несколько новых ростковых точек, которые интересны как для теоретиков, так и для экспериментаторов. Модель существенно отличается от стандартного варианта, хотя вначале кажется, что это отличие несущественное. Модель тесно связана с современными теоретическими конструкциями: описанием калибровочных полей как связностей в главном расслоенном многообразии, полями Хиггса, моделью Калуцы-Клейна со спонтанной компактификацией, описанием гравитации калибровочным полем группы $SO(4,1)$. Модель дает новый импульс в развитии теории измерений.

1. Основная проблема и ее центральное звено

Сформулируем основную проблему: обосновать возможность и дать алгоритм описания известных экспериментальных данных в электродинамике движущихся сред без принятия ограничений на скорость передачи взаимодействия.

Понятно, что такой вариант диаметрально противоположен общепринятому стандартному подходу, предложенному А.Эйнштейном, так как предполагает вывод принципа постоянства скорости света в вакууме из некоторой более общей теории, а потому установление как границ применимости этого фундаментального принципа, так и места его в современной картине физического мира.

Понятно, что решение основной проблемы должно быть дано математическими средствами, исходя из серьезных физических аргументов и оно требует экспериментальной проверки. Естественно ожидать здесь получения новых сведений о физических процессах в электродинамике и создания новых технических устройств, использующих скорости, превышающие скорость света в вакууме.

В предлагаемой модели роль "первой скрипки" во всей "композиции" выполняет новая нормированная скалярная физическая величина

$w(x,y,z,t)$, для которой найдено аналитическое выражение

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

Здесь n - показатель преломления среды, P_0 - некоторая феноменологическая величина, для которой в оптическом диапазоне длин волн предлагается значение $P_0 \simeq 7 \cdot 10^4$.

Дифференциальные уравнения Максвелла сохраняем в неизменном виде, исходя из того, что они образуют хорошо апробированную систему общековариантных дифференциальных операторов. Тогда

$$Rot\, F_{mn} = \partial_{[k} F_{mn]} = 0\ ,\ Div\, \tilde{H}^{ik} = \partial_k \tilde{H}^{ik} = \tilde{S}^i\ ,$$

где F_{mn}, $\tilde{H}^{ik}$ - тензор и тензорная плотность веса (+1) соответственно.

Исходим из предположения, которое легко проверить, что взаимосвязи между полями и индукциями, известные нам, не исчерпывают всех возможных физических ситуаций. Они имеют вид

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

и используются в качестве главной ростковой точки предлагаемого обобщения уравнений электродинамики.

Анализ показал конструктивность варианта, когда

$$\chi^{ikmn} = 0{,}5\left(\Omega^{im}\Omega^{kn} - \Omega^{in}\Omega^{km}\right),$$

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

$$u^i = (1-w)\,u^i_{(fs)} + w\,u^i_{(m)}.$$

Для понимания сущности и структуры достигнутого продвижения необходимо и достаточно овладеть следующей информацией:

- мотивировка введения w в электродинамику ;
- нахождение места w в уравнениях поля ;
- нахождение связи w с известными величинами ;
- определение функций и роли w ;

2. Истоки обобщения

Методологически наиболее естественно введение величины w в электродинамику из анализа конкретной задачи. Рассмотрим распространение поля от первичного источника излучения, движущегося в космическом пространстве вокруг Земли со скоростью $\vec{u}_{fs}$ в глубоком вакууме. Пусть атмосфера Земли с переменной плотностью ρ моделируется локальной скоростью движения среды $\vec{u}_m$. Найдем кинематическую характеристику инерции поля $\vec{u}$, полагая, что

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

где новая величина w является "регулятором" $\vec{u}$ из-за взаимодействия со средой.

Будем считать, что в "плотной" среде $\vec{u} = \vec{u}_m$, в вакууме, при $\rho = 0$, пусть $\vec{u} = \vec{u}_{fs}$, что согласуется с исходной физической постановкой задачи.

Примем предположение: изменение $\vec{u}$ описывается уравнением релаксационного типа

$$\frac{d\vec{u}}{d\eta} = -Q_0(\vec{u} - \vec{u}_*),$$

где $\vec{u}_*$ - величина, к которой релаксирует $\vec{u}$, в данном случае $\vec{u}_* = \vec{u}_m$. Пусть выполняется условие

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

Здесь Q_0 - некоторая феноменологическая константа, которую необходимо находить из дополнительных предположений.

В качестве величины η используем ρ/ρ_0, где ρ_0 - плотность атмосферы при нормальных условиях. Ограничимся частным случаем, когда $\vec{u}_{fs}$, $\vec{u}_m$ не зависят от ρ. Получим решение

$$\vec{u} = (1 - w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m, \quad w = 1 - \exp[-Q_0\rho/\rho_0].$$

Используем зависимость показателя преломления n от плотности среды ρ в форме закона Гладстона-Дейла

$$n-1 = G_\lambda \frac{\rho}{\rho_0}$$

получим удобную зависимость

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

Из нее следует, что в вакууме при $n = 1$, $\rho = 0$ и мы имеем $w = 0$. Выберем величину P_0, исходя из условия, чтобы при нормальных условиях, когда $\rho = \rho_0$, мы получали значение $w = 1$. В оптическом диапазоне длин волн выберем

$$P_0 = 7 \cdot 10^4.$$

Из указанных соотношений следует, что при распространении излучения из вакуума к поверхности Земли происходит изменение w, $\vec{u}$:

- $\rho = 0$, $w = 0$, $\vec{u} = \vec{u}_{fs}$ в вакууме;
- $0 < \rho \leq \rho_0$, $0 < w \leq 1$, $\vec{u} = (1-w)\vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m$ в разреженном газе;
- $\rho \geqslant \rho_0$, $w = 1$, $\vec{u} = \vec{u}_m$ в "плотной" среде.

Очевидно, что необходимо дополнительное исследование по экспериментальному определению величины P_0 и установлению ее возможной зависимости от длины волны.

3. Общая взаимосвязь полей и индукций

На этом пути есть ряд препятствий. Они сейчас в основном преодолены. Ключом к ним явилось получение важной математической информации: материальные уравнения в движущейся среде, при $\vec{u} \neq 0$, определяются по аналогичным уравнениям в покоящейся среде $\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$, $\vec{B} = \mu\vec{H}$ неоднозначно, с точностью до скалярной функции $\varphi(\vec{r}, t)$ выражением /1/

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

При $\varphi = 1$ мы имеем известные уравнения Минковского, если $\vec{u} = \vec{u}_m$. При $\varphi = 0$ взаимосвязь полей и индукций форминвариантна относительно преобразований группы Галилея. В этом случае $w=0$ и роль $\vec{u}$ выполняет $\vec{u}_{fs}$.

Анализ показал конструктивность ограничения

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

В этом случае решения уравнений электродинамики дают зависимость скорости электромагнитного поля от скорости источника излучения . Общая взаимосвязь полей и индукций приобретает вид

$$\vec{D}+w\left\{\left[(1-w)\frac{\vec{u}_{fs}}{c}+w\frac{\vec{u}_m}{c}\right]\times\vec{H}\right\}=\varepsilon\vec{E}+\varepsilon\left\{\left[(1-w)\frac{\vec{u}_{fs}}{c}+w\frac{\vec{u}_m}{c}\right]\times\vec{B}\right\},$$

$$\vec{B}+w\left\{\vec{E}\times\left[(1-w)\frac{\vec{u}_{fs}}{c}+w\frac{\vec{u}_m}{c}\right]\right\}=\mu\vec{H}+\mu\left\{\vec{D}\times\left[(1-w)\frac{\vec{u}_{fs}}{c}+w\frac{\vec{u}_m}{c}\right]\right\}.$$

4. Схема описания электромагнитных явлений в $R^3\times T^1$.

Мы желаем описывать электромагнитные явления таким образом, чтобы в теории не было ограничений на скорость взаимодействия. По этой причине используем в качестве опорного пространства-времени, "помоста", на котором "разыгрываются явления" ньютоновское прост - ранство $R^3\times T^1$, так как оно свободно от ограничений на ско - рость.

Такая возможность описания математически корректна. Она обоснована в 20 - 30 годы Э.Картаном, Д.Данцигом, Ф.Коттлером. Из их анализа, конспективно изложенного в /2/, следует, что дифференциальные уравнения Максвелла для двухтензорного поля F_{mn} , $\tilde{H}^{ik}$ не зависят от четырехметрики и связности без кручения

$$\nabla_{[k}F_{mn]}=\partial_{[k}F_{mn]}=0,\quad \nabla_k\tilde{H}^{ik}=\partial_k\tilde{H}^{ik}=\tilde{S}^i.$$

По этой причине они имеют одинаковый вид как в псевдоевклидовом многообразии Минковского M^4 , так и в пространстве $R^3\times T^1$.

Использование $R^3\times T^1$ означает, с одной стороны, возврат к ньютоновским представлениям о пространстве и времени, с другой стороны, позволяет применять интуитивные физические модели для анализа электродинамических задач.

С учетом выполненного анализа приходим к системе уравнений, заданной в $R^3 \times T^1$ /3/:

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

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

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

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

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

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

Отсюда имеем уравнения для четырехпотенциала, справедливые при условии "медленного" изменения Ω_{kn}

$$\hat{L}\vec{A} = -\frac{4\pi\mu}{c}\left\{\vec{j} + \frac{\varkappa\Gamma^2}{w+\varkappa}\frac{\vec{u}}{c^2}\left(w\vec{u}\vec{j} - c^2\rho\right)\right\}, \quad \hat{L}\varphi = -\frac{4\pi\mu}{cw}\left\{c\rho + \frac{\varkappa\Gamma^2}{w+\varkappa}\frac{1}{c}\left(w\vec{u}\vec{j} - c^2\rho\right)\right\},$$

$$\hat{L} = \left(\Delta - \frac{w}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) - \frac{\varkappa\Gamma^2}{c^2}\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{u}\nabla\right)^2.$$

Дополнительно выполняется условие калибровки

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

Из дисперсионного уравнения /4/

$$c^2k^2 - w\omega^2 = \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{k}\vec{u})^2,$$

где $\Gamma^2 = (1 - wu^2/c^2)^{-1}$, следует в нерелятивистском приближении выражение для групповой скорости поля ϑ_g /5/

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

Поведение $\vec{v}_g$ согласуется с интуитивными представлениями о динамике скорости поля из-за его взаимодействия со средой: если $\rho = 0$, $w = 0$, то

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

и в вакууме имеет место сложение скорости поля со скоростью первичного источника ; если $0 < \rho \leq \rho_0$, $0 < w \leq 1$, то реализуется сложная динамика групповой скорости причем с увеличением w "исчезает" скорость $\vec{u}_{fs}$; если $\rho \geq \rho_0$, $w = 1$ то

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

получаем известную формулу частичного увлечения света средой.

К аналогичным результатам мы придем из анализа функции Грина для предложенной полной системы уравнений электродинамики /6/. Указанная схема является полной лишь в кинематическом смысле. В ее рамках невозможно, без дополнительных предположений, получить законы, определяющие динамику частоты ω и волнового вектора $\vec{K}$ - внутренних характеристик поля.

5. Учет структуры внутренних характеристик поля

Указанная схема не является замкнутой в динамическом смысле. Понимание этого факта приходит к нам, когда мы пытаемся построить теорию инерции электромагнитного поля по аналогии с механикой материальной точки. В ней роль кинематической характеристики инерции выполняет скорость движения тела, динамической характеристикой инерции является масса тела.

Нами пока найдена лишь величина $\vec{u}$, которую мы использовали как кинематическую характеристику инерции поля. Анализ показал, что в качестве динамической характеристики инерции для поля конструктивно использовать величину $\overset{*}{m} = \hbar\omega_0/c^2$. Здесь $\hbar$ -

постоянная Планка, ω_0 - частота поля, c - скорость света в вакууме. Такой выбор не очевиден заранее. Он становится ясным лишь из физического анализа полученных решений.

Соотношение для $\vec{u}$ допускает запись в форме выражения для скорости движения "центра масс" системы материальных тел, имеющих скорости $\vec{u}_{fs}$ и $\vec{u}_m$ соответственно

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

Введем величину, являющуюся аналогом "массы тяготения"

$$m_g = w\overset{*}{m} .$$

Обоснуем это, исходя из того факта, что при $w=1$ выполняется принцип эквивалентности

$$m_{in} = m_g \big|_{w=1} .$$

Принципиально новым моментом здесь является установление различия массы инерции и массы тяготения для калибровочного поля. При изменении w масса инерции меняется только за счет изменения частоты, которое обычно незначительно. "Масса тяготения" сильно зависит от w. На этой стадии видно, что на практике и в теории присутствуют как-бы два фактора инерции: один, реализующийся при фиксированном значении $w=1$, другой , реализующийся при переменном w . С формальной точки зрения эта "несимметричность" по w имеет место как в структуре дисперсионного уравнения, так и взаимосвязи полей и индукций.

Как учесть теперь в расчетной модели динамику внутренних характеристик электромагнитного поля?

6. Необходимость использования расслоенного многообразия

Она становится очевидной из общековариантной записи взаимосвязи полей и индукций. Нетрудно обнаружить такую их структуру

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

где

$$\chi^{ikmn} = 0,5(\Omega^{im}\Omega^{kn} - \Omega^{in}\Omega^{km}),$$

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

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

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

Поскольку в $R^3 \times T^1$ четырехметрики нет, то величину g^{im} следует 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

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

Мы имеем здесь основную стандартную 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 оправдал себя. 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

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

Очевидна его "внутренняя симметрия", его неизменность относительно преобразований группы ортогональных преобразований $SO(N)$. Учтем тот факт, что группа де Ситтера $SO(4,1)$ является подгруппой $SO(N)$. Выберем структуру взаимосвязи полей и индукций таким образом, чтобы $SO(4,1)$ была группой движений 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, присоединен 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 $g^{ij} = diag(1,1,1,w)$, 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 потому может быть действительно использовано как внутреннее пространство, локально изоморфное опорному. Понятно, что возможны и другие варианты. Например, целесообразно подробно проанализировать аспекты $U(1)$-калибровочной теории 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, тензор Ω^{ij} в нем ассоциирован с g^{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 четырехметрики 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 рассматриваемом 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 концепций 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 состоит в том, что в предлагаемой модели такое применение согласовано с концепцией отношения.

7. Замечание о форминвариантности уравнений

Из развиваемого подхода следует возможность новой трактовки концепции форминвариантности теории. Заметим, что для построения

Ω^{im} мы используем тензор g^{im}, однако одна из его компонент, величина g^{00}, является скаляром $U(1)$-калибровочной теории без ограничения скорости. Как понимать тогда используемый объект? Анализ показал, что удобнее всего исходить из концепции композита - нового математического объекта. Он получается из тензора g^{ij} Минковского, если к одной компоненте "приклеить" скаляр w по указанной схеме

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

Этот объект, равно как и другие возможные обобщения, интересен сам по себе. Он существенно затрудняет, особенно на первых порах, анализ ситуаций. Конечно, этот шаг труден для математика. Но он не менее труден, как осознание в физике того факта, что величина w является новой физической характеристикой. Мы явно используем здесь смешение объектов разной тензорной природы, что может найти обобщения в математике и применение при анализе разнообразных физических ситуаций.

Понятно, что только в случае форминвариантности, когда требуется неизменность компонент тензора при их преобразовании, их закон согласуется с законом преобразования скаляра w. Следовательно, требование форминвариантности, которое явилось исходным пунктом построения специальной теории относительности, означает наложение специального условия на динамику калибровочного поля. Оно способно учитывать основные свойства инерции поля и согласовано с "регулятором" w.

8. Концепция внутреннего отношения и фаза волны

Для решения задачи о распространении излучения из вакуума к поверхности Земли мы имем пока лишь дисперсионное уравнение. Чтобы получить другие локальные условия распространения поля, заданные в пространстве волновых чисел, обратимся к структуре расслоенного многообразия. Учтем, что в нем имеются такие подсистемы объектов связности

$$\Gamma^{\alpha'}_{i'} = x^{i}_{i'}\left(-y^{\alpha'}_{i} + y^{\alpha'}_{\alpha}\Gamma^{\alpha}_{i}\right),$$

$$\Gamma^{\alpha'}_{\beta'\kappa'} = y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}_{\beta'\kappa} + y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\beta}_{\beta'} x^{\kappa}_{\kappa'} \Gamma^{\alpha}_{\beta\kappa} + y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}_{\beta'\gamma'} x^{\kappa}_{\kappa'} (y^{\gamma'}_{\kappa} - y^{\gamma'}_{\gamma} \Gamma^{\gamma}_{\kappa}).$$

Здесь заданы координаты x^{κ} на базе и y^{α} на слое, а также их взаимосвязь

$$x^{\kappa'} = x^{\kappa'}(x^{\kappa}), \quad y^{\alpha'} = y^{\alpha'}(y^{\alpha}, x^{\kappa}).$$

Потребуем, чтобы компоненты $\Gamma^{\alpha'}_{\beta'\kappa'}$ определяли связность с законом преобразования

$$B'_{\kappa} = \Omega B_{\kappa} \Omega^{-1} + \Omega^{-1} \partial_{\kappa} \Omega.$$

Рассмотрим частный случай, когда

$$T^{\alpha'}_{\beta'\kappa'} = y^{\alpha'}_{\alpha} y^{\alpha}_{\beta'\gamma'} x^{\kappa}_{\kappa'} (y^{\gamma'}_{\kappa} - y^{\gamma'}_{\gamma} \Gamma^{\gamma}_{\kappa})$$

обращается в ноль из-за условия

$$y^{\gamma'}_{\kappa} - y^{\gamma'}_{\gamma} \Gamma^{\gamma}_{\kappa} = 0.$$

Это возможно при отождествлении

$$y^{\gamma}_{\kappa} = \Gamma^{\gamma}_{\kappa}.$$

Определим векторное поле

$$\theta^{\alpha} = dy^{\alpha} + \Gamma^{\alpha}_{\kappa} dx^{\kappa}.$$

Примем предположение, что "внутренняя динамика" $U(1)$ калибровочного поля реализуется при условии

$$\theta^{\alpha} = \mathrm{const}.$$

Тогда нетрудно получить соотношение

$$a\omega_{\kappa} dx^{\kappa} = \mathrm{const}.$$

Его конкретная структура становится определенной из дополнительного анализа. Конструктивным оказывается вариант наложения условия на фазу волны вида

$$\frac{\omega - \vec{K}\vec{u}_\xi}{\left(1 - w_\xi u_\xi^2/c^2\right)^{1/2}} = const.$$

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.

Отметим, что условие на фазу содержит величины, которые аналогичны используемым во взаимосвязи полей и индукций, 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

$$\vec{u}_\xi = \vec{u}_{fs} + w\vec{u}_m;$$

$$w = 1 - exp\left[-P_1(n-1)\right].$$

Физическая мотивировка введения "внутреннего отношения" w_ξ заключается в <u>необходимости сохранения</u> 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 $\vec{u}_{fs}$ <u>исчезает</u>. 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_ξ , $\vec{u}_\xi$ - к "внутренней" /7/.

Отметим, условие на фазу содержит, как и дисперсионное уравнение, члены, соответствующие фиксированному $w_\xi = 1$ и переменному w_ξ. Следовательно, в них выражена идеология дополнительности инерционных и тяготеющих свойств калибровочного поля как во внешнем, так и во внутреннем пространствах.

9. 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

$$c^2 K^2 - w\omega^2 = \Gamma^2(\varepsilon\mu - w)(\omega - \vec{K}\vec{u})^2,$$

$$\omega = \omega_0 (1 - w u_\xi^2/c^2)^{1/2} + \vec{K}\vec{u}_\xi ,$$

$$K_z = K_{z0} .$$

Найдем зависимость ω , K_x через ω_0 , K_{z0} . Назовем эту связь решением уравнений электродинамики в пространстве волновых чисел.

A/ Случай малых скоростей

Преобразуем, с точностью до $(u_{fs}/c)^2$, дисперсионное уравнение к виду

$$A K_x^2 + B K_x + P = 0 .$$

Его коэффициенты равны :

$$A = 1 - a\frac{u_{fs}^2}{c^2}, \qquad a = w + \varepsilon\mu w^2 - w^3,$$

$$B = w\frac{\omega_0}{c}\frac{u_{fs}}{c}b, \qquad b = 1 + \varepsilon\mu - w,$$

$$P = \frac{\omega_0^2}{c^2}\frac{u_{fs}^2}{c^2}q, \qquad q = w^2 - 2w^3 + w^4 + 2w^2\varepsilon\mu - w^3\varepsilon\mu.$$

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

$$\hat{\Phi} = w\left[(2-w) + (1-w)^{1/2}\right].$$

Получим нелинейную функцию от w

$$K_x = \hat{\Phi}\frac{\omega_0}{c}\frac{u_{fs}}{c}.$$

Угол аберрации, задающий отклонение луча, определится выражением

$$\operatorname{tg}\alpha = \frac{K_x}{K_z} = \frac{u_{fs}}{c}\hat{\Phi}.$$

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

$$K_x = 0, \quad K_z = -\frac{\omega_0}{c}, \quad \omega = \omega_0.$$

При распространении излучения к поверхности Земли w меняется от нуля до единицы. Соответственно непрерывно меняются K_x, ω.

При $w = 1$ имеем

$$k_x = \frac{\omega_0}{c}\frac{u_{fs}}{c}, \quad \omega = \omega_0 / \left(1 - \frac{u_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2}.$$

Эти значения получены ранее средствами 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 поля имеем взаимосвязь

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

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

$$\hbar(\omega - \omega_0) = 0{,}5\,\hbar\omega_0 u_{fs}^2/c^2.$$

Для понимания этого соотношения используем выражение для массы инерции поля

$$m_{in} = \frac{E_0}{c^2} = \frac{N\hbar\omega_0}{c^2},$$

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 $\varepsilon\mu = 1$. Учтем, что на самом деле $n = 1 + Q$. В частности, для газа при $\rho = \rho_0$ имеем $Q = G\lambda$. Поэтому

$$cK_z = n\omega_0, \quad \vec{u} = 0.$$

Система уравнений запишется в виде

$$c^2K^2 = n^2(\omega^2 - \omega_0^2), \quad \omega = \omega_0\left(1 - \frac{u_{fs}^2}{c^2}\right)^{1/2} + \frac{n}{c}u_{fs}\sqrt{\omega^2 - \omega_0^2}.$$

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

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

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 $u_{fs} = c$ получаем

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

Численный расчет системы уравнений дает следующую графическую зависимость частоты поля от скорости u_{fs}/c :

Полученный результат качественно отличается от предсказаний специальной теории относительности. Понятно, что предельное значение частоты зависит сильно от параметров среды. Ввиду важности такого вывода становится актуальным проведение экспериментов по поперечному эффекту Допплера в случае больших скоростей.

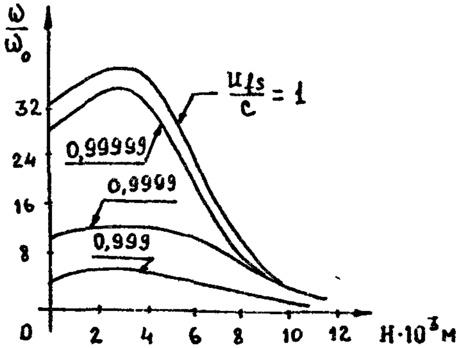


Рис. 1. Результаты численного расчета поперечного эффекта Допплера в газе для больших скоростей

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 этого, сейчас у нас имеется: концепция отношения и понимание того факта, что кинематические - внешние параметры поля неизбежно меняются согласованно с динамическими - внутренними величинами. Закон это нелинеен по w .

Снятие ограничений на скорость распространения электромагнитного поля привело нас к снятию ограничений на скорость передачи взаимодействия. Представленный выше результат инициирует попытки технического решения задачи движения 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.

10. Электродинамика в гармонических дифференциальных формах

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 индукции

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

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

$$\nabla_k \tilde{\Lambda} = \partial_k \tilde{\Lambda} - \Gamma_k \tilde{\Lambda} = 0 ,$$

а также

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_m A_n = \nabla_m (\Omega^{kn} \nabla_k A_n) - R^{l}_{m} A_l$$

при условии калибровки

$$\Omega^{kn} \nabla_k A_n = 0$$

получим

$$\Omega^{kn} \nabla_k \nabla_n A_m + R^{l}_{m} A_l = -S_m .$$

Используем стандартное обозначение $\nabla^n = \Omega^{kn} \nabla_k$. 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} - тензор Кронекера. Тогда для свободного электромагнитного поля имеем уравнения на собственные значения для четырехпотенциала

$$(\nabla^{i}\nabla_{i} + K)A_{m} = 0, \quad \nabla^{i}A_{i} = 0.$$

Они достаточно хорошо исследованы математически, их решения являются сферическими функциями.

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 фотонов как физических объектов, имеющих пространственно-временную структуру. Решение этой задачи даст импульс в рассмотрении проблем диффракции и интерференции 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 /8/.

11. Новая идеология в теории систем отсчета

Во всех случаях, с которыми мы имеем дело на практике, измерительное устройство, его принято называть системой отсчета, представляет собой специальным образом устроенную физическую среду. По этой причине измерение сопровождается реальным влиянием прибора на параметры поля. В частности, происходит изменение его кинематической и динамической характеристик инерции. В соответствии с механизмом динамики инерции, установленной нами, при этом будет происходить переход относительной скорости источника излучения в частоту поля.

Роль нового, вторичного источника излучения выполняет [illegible] мерительное устройство. Учет отношения поля к детектору излучения становится необходимым элементом анализа измеренных значений. Покажем, что концепция отношения позволяет согласовать принцип постоянства скорости света в вакууме с ньютоновскими представлениями о пространстве и времени.

В специальной теории относительности покоящийся и движущийся наблюдатели в состоянии одновременно и в одной и той же точке измерить скорость света. В вакууме, согласно принципу постоянства скорости света, будут получены одинаковые значения, независимые от состояния движения источников излучения.

В реальной ситуации акты измерения разделены в пространстве и во времени. Как первый, так и второй наблюдатели влияют на параметры поля, в том числе и на скорость его распространения. Особенно сложной является ситуация, когда измерения проводятся повторно, одно следует за другим.

Специальная теория относительности абстрагируется от реального процесса измерения и решает задачу сравнения его результатов без учета воздействия системы отсчета на параметры явления. Понятно, что такой подход логически допустим и значительно упрощает задачу. Для получения результатов, согласующихся с опытными данными, в таком варианте необходимо представление об относительности одновременности как отражении физической реальности в свойствах времени.

В рамках концепции отношения ситуация выглядит иначе. Детализируем реальную схему измерения. Она изображена на рис.2.

Пусть событие последовательно проходит сначала первую систему отсчета - СО1, а затем вторую - СО2. На отрезках $[a, b]$ и $[c, d]$ соответствующих систем отсчета, в пределах которых происходит изменение инерции свободного электромагнитного поля, меняется отношение события к

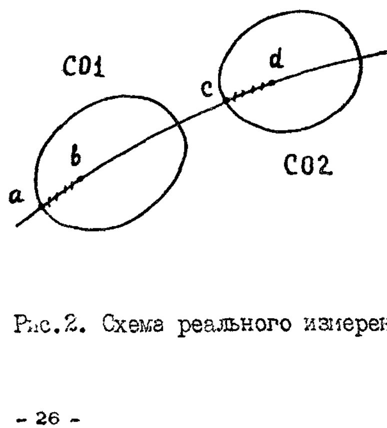


Рис.2. Схема реального измерения

системам отсчета. Обычно измеренные значения соответствуют величинам, которые фиксируются прибором, когда достигается предельное значение отношения

$$w_1 = w_2 = 1 .$$

В этом случае, если измерения скорости света проводятся в вакууме, мы вправе дать новую формулировку и интерпретацию принципа постоянства скорости света: значения скорости света в вакууме, измеренные различными инерциальными наблюдателями на конечной стадии перехода события в соответсвующую систему отсчета, равны между собой.

В новой формулировке принцип постоянства скорости света относится лишь к заключительной стадии перехода события в систему отсчета. Взаимосвязь параметров для других ситуаций не укладывается в рамки преобразований Лоренца.

Физическим параметром, задающим условия изменения инерции поля при его взаимодействии с системой отсчета, является отношение

$$w_d = 1 - exp\left[- P_0 (n_d - 1) \right] ,$$

где n_d - показатель преломления среды, из которой изготовлено измерительное устройство.

Предложенный алгоритм может быть применен также для анализа влияния гравитационного поля на инерцию электромагнитного. Будем рассматривать гравитационное поле как некоторую среду, являющуюся аналогом эфира. Будем считать, что эта "среда" имеет скорость, равную скорости движения центра масс гравитационной системы. Ее роль может выполнять, например, Солнечная Система. Обозначим ее скорость величиной $\vec{u}_s$. Пусть излучение идет к Солнечной Системе от источника, имеющего скорость $\vec{u}_{fso}$ по отношению к ней.

Примем за основу анализа изменения инерции поля в этом случае исходное релаксационное уравнение, в котором роль параметра релаксации выполняет безразмерное расстояние l/l_0 , пройденное полем электромагнитным в поле гравитационном. Тогда имеем отношение электромагнитного поля к гравитационному в виде

$$w_g = 1 - exp\left[- Q\, l/l_0 \right] .$$

Для кинематической характеристики инерции поля получим выражение

$$\vec{u}_\eta = (1-w_g)\,\vec{u}_{fso} + w_g \vec{u}_s \,.$$

Оно играет роль скорости источника излучения $\vec{u}_{fs}$ при анализе взаимодействия электромагнитного поля с атмосферой Земли. Общее выражение для кинематической характеристики инерции в этом случае таково

$$\vec{u} = (1-w)\left[(1-w_g)\,\vec{u}_{fso} + w_g \vec{u}_s\right] + w\vec{u}_m \,.$$

Понятно, что динамика поля имеет сложный характер и для этого есть объективные причины.

Отметим, что обычно на опыте сравниваются только измеренные величины, которые не исчерпывают всю совокупность физических величин.

12. Три стороны инерции 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 обнаруженной возможности описания динамики инерции уравнением релаксационного типа. Нетрудно видеть, что оно может быть переписано в форме третьего закона динамики Ньютона. Для изменения энергии объекта, описываемого таким образом, используя полученную информацию об изменении частоты, а потому и массы, имеем дифференциальное равенство вида

$$dE = dm \cdot v^2 + m\vec{v}\,d\vec{v},$$

где m - масса инерции поля, $\vec{v}$ - скорость поля.

Пусть выполняются условия

$$m = (\alpha - \varphi)\overset{*}{m}, \quad dm\vec{v} = (\beta + \varphi)\overset{*}{m}\,d\vec{v}.$$

Здесь $\overset{*}{m} = \hbar\omega_0 / c^2$ - начальная масса инерции фотона. Тогда

$$dE = (\alpha + \beta)\overset{*}{m}\,\vec{v}\,d\vec{v}.$$

Величина φ введена как внутренняя скалярная характеристика процесса поглощения фотона средой, α, β - некоторые вспомогательные характеристики. Примем диапазон изменения скорости $|v| = c/n \div 0$. Тогда

$$E = \int_{c/n}^{0} dE = \hbar\omega_0 .$$

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, которые мы имеем по второму механизму изменения инерции , при движении поля в среде она становится вторичным источником излучения. Пусть при этом фотон приобретает энергию

$$E_{кин} = 0{,}5\,\frac{\hbar\omega_0}{c^2}\,u_m^2 .$$

Часть ее уйдет на увеличение 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.

13. 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 двух подходов , имеющее тематическую направленность.

Тема	Стандартный вариант	Новый вариант
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

Тема	Стандартный вариант	Новый вариант
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 $\mathfrak{W}$
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 $R^3 \times T^1$

Тема	Стандартный вариант	Новый вариант
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	отсутствует	играет 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

Тема	Стандартный вариант	Новый вариант
Относительная длина и относительное время	заменяют абсолютные величи- 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 модели
Частота электромагнитного поля в поперечном эффекте Доплера	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 покоящейся среде	однозначно и согласуется с преобразованиями Лоренца	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.

14. Новая возможность обобщения электродинамики

Из проведенного динамического анализа явлений Доплера и аберрации следует, что дисперсионное уравнение для частоты ω и волнового вектора $\vec{k}$

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

должно быть дополнено линейным условием распространения поля в пространстве волновых чисел

$$(\omega - \vec{k}\vec{u}_{\xi})\Gamma_{\xi} = const .$$

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.

Укажем уравнения поля в расслоенном пространстве-времени, которые позволяют провести указанный синтез. Примем допущение, что как во внешнем, базовом, так и во внутреннем, слоевом пространствах выполняются уравнения электродинамики для четырехпотенциалов A_m, B_α соответственно. Тогда определены дифференциальные 1-формы

$$\overset{(1)}{\omega}(A_m), \quad \overset{(1)}{\omega}(B_\alpha)$$

и уравнения Лапласа

$$(d\delta + \delta d)\overset{(1)}{\omega}(A_m) = 0, \quad (d\delta + \delta d)\overset{(1)}{\omega}(B_\alpha) = 0.$$

В координатном представлении система уравнений для поля A_m,

$$\Omega^{kn}\nabla_k\nabla_n A_m + R_m^p A_p = 0,$$

$$\Omega^{kn}\nabla_k A_n = 0,$$

$$\Omega^{kn} = \mu^{-1/2}\left[g^{kn} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)u^k u^n\right],$$

$$g^{\kappa n} = \mathrm{diag}(1,1,1,w), \quad u^{\kappa} = dx^{\kappa}/dg,$$

$$u^{\kappa} = u^{\kappa}_{(fs)}(1-w) + u^{\kappa}_{(m)} w,$$

$$w = 1 - \exp[-\rho_0(n-1)]$$

дополнена уравнениями для B_{α}

$$\varphi^{\alpha\beta}\nabla_{\alpha}\nabla_{\beta}B_{\gamma} + R^{\delta}_{\gamma}B_{\delta} = 0,$$

$$\varphi^{\alpha\beta} = \frac{a}{w_{\xi}} u^{\alpha}_{\xi} u^{\beta}_{\xi}, \quad u^{\alpha}_{\xi} = \frac{dx^{\alpha}}{dg_{\xi}},$$

$$g^{\alpha\beta} = \mathrm{diag}(1,1,1,w_{\xi}),$$

$$u^{\alpha}_{\xi} = u^{\alpha}_{fs} + w_{\xi} u^{\alpha}_{m},$$

$$w_{\xi} = 1 - \exp[-\rho_{\xi}(n-1)].$$

Определенная степень свободы в таком варианте обусловлена выбором сечения расслоенного многообразия, когда

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

Полная система имеет частные решения

$$A_m = A_{m0}\exp\{i(\omega t - \vec{K}\vec{r})\}, \quad B_m = B_{m0}\exp\{i(\omega t - \vec{K}\vec{r}_{\xi})\},$$

которые в случае "медленного" изменения $\Omega^{\kappa n}$, $\varphi^{\alpha\beta}$ задают уравнения для ω, $\vec{K}$, соответствующие эффекту Допплера и аберрации.

Предложенное обобщение позволяет предположить, что даже в линейной, локальной электродинамике имеются еще обширные, неисследованные области. Следовательно, стандартная теория не только неполна, так как в ней отсутствовала важная характеристика - отношение, но и не завершена, так как в ней имеется много важных ростковых точек.

15. Несколько замечаний о законах сохранения

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

$$\frac{\partial \tilde{T}_i^{\,k}}{\partial x^k} - \frac{1}{2}\Omega^{ps}\frac{\partial \Omega_{sk}}{\partial x^i}\tilde{T}_p^{\,k} = \tilde{R}_i ,$$

где

$$\tilde{T}_i^{\,k} = -\tilde{H}^{kp}F_{ip} + \frac{1}{4}\tilde{H}^{ps}F_{ps}\delta_i^k .$$

представляется недостаточным для анализа совокупности вопросов по законам сохранения энергии-импульса. В самом деле, тензор $\tilde{T}_i^{\,k}$ 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

$$\frac{\partial \tilde{P}_\sigma^{\,\nu}}{\partial x^\nu} - \frac{1}{2}\varphi^{\tau\mu}\frac{\partial \varphi_{\mu\nu}}{\partial x^\sigma}\tilde{P}_\tau^{\,\nu} = \tilde{q}_\sigma$$

с "внутренним тензором энергии-импульса" $\tilde{P}_\tau^{\,\nu}$.

Динамика полной энергии и полного импульса зависит от совокупности дополнительных данных, в частности, от выбора сечения расслоенного многообразия. 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}, $\varphi_{\tau\mu}$ описывают "инерционные эффекты", обусловленные взаимодействием электромагнитного поля со средой как во внешнем, так и во внутреннем пространстве. Аналогично учитывается взаимодействие гравитационного поля, задаваемого тензором на опорном многообразии.

Указанные уравнения получаются из структуры расслоенного восьмимерного многообразия, в котором четыре координаты x^K являются внешними и четыре координаты y^α - внутренними. Обозначим

$$M, N \ldots = 1, 2 \ldots 8 .$$

Тогда имеем лагранжиан

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{MN} H^{MN} + a_{MN} \left(H^{MN} - \chi^{MNQR} F_{QR} \right) +$$

$$+ b_{MNQR} \left(\chi^{MNQR} - 0{,}5 \left(\Omega^{MQ} \Omega^{NR} - \Omega^{MR} \Omega^{NQ} \right) \right).$$

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 двух четырехмерных пространств, мы приходим к указанной схеме.

Рассмотрим ее частный случай, когда $\tilde{R}_\alpha = 0$. Пусть

$$\Omega^{\tau\sigma} \frac{\partial \Omega_{\sigma\rho}}{\partial x^\alpha} \tilde{P}^\rho_\tau = 0 .$$

Тогда вклад внутренней энергии во внешнюю отсутствует. Такая стадия, как мы понимаем, реализуется при w_ξ, $w = 1$. В этом случае переход кинетической энергии поля в потенциальную завершен и для описания его конечной стадии достаточно использовать уравнения "внешнего пространства", не проводя явного разделения собственной и несобственной энергии поля. При переменных w_ξ, w такой подход недостаточен.

Мы приходим здесь 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 расслоенной структуры пространства-времени и базирующейся на ней расслоенности самого явления. Актуален также учет топологии.

16. К практике сверхсветовых движений

В данном пункте представлены аргументы и прогнозы по обнаружению движений со скоростью, большей скорости света в вакууме. Их практическое применение обещает быть плодотворным и разнообразным.

Вариант 1. Пусть физический объект, имеющий массу инерции m, характеризуется отношением $w < 1$ к окружающей среде. Он имеет массу тяготения $m_g = wm$. Исходя из структуры локального интервала событий, используем лагранжиан вида

$$\mathcal{L} = -mc^2\left(a - \frac{v^2}{c^2}\right)^{1/2} - \Phi(x).$$

Здесь величина $a = w^{-1}$, v -скорость объекта, $\Phi(x)$ - потенциал внешних сил. Из уравнений Лагранжа-Эйлера имеем уравнения динамики

$$\frac{d}{dt}\left(\frac{m\vec{v}}{\sqrt{a - \frac{v^2}{c^2}}}\right) + 0{,}5\frac{mc^2}{\sqrt{a - \frac{v^2}{c^2}}}\operatorname{grad} a - \operatorname{grad}\Phi = 0.$$

Они пригодны для описания движений со скоростью $v > c$, так как $a > 1$. Заметим, что при компенсации членов, содержащих градиенты величин a, Φ, скорость объекта постоянна.

Такими уравнениями могут описываться, например, "внешние части" пространственно-временной структуры фотона. Концепция сверхсветовых скоростей представляется конструктивной для создания структурных моделей электрона, нейтрино, гравитона и других "элементарных частиц".

Вариант 2. Проанализируем возможность экспериментального определения сверхсветовых скоростей в электродинамике. Используем полученное выражение для групповой скорости электромагнитного поля

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

Тогда в вакууме $w = 0$ и скорость поля зависит от скорости источника по закону

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

В опыте типа Физо, когда средой является разреженный газ, движущийся со скоростью $\vec{u}_m$, имеем

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

Данное выражение имеет максимум при $w = 0{,}5$. В этом случае в лабораторных условиях получаем скорость $\vec{v}_g$, превышающую скорость света в вакууме.

Вариант 3. Из поперечного эффекта Доплера следует, что при относительном движении источника и среды, равном скорости света в вакууме, частота поля конечна. Этот вывод принципиально отличается от результата стандартной теории. Его эмпирическая проверка может стать преддверием создания устройств, в которых материальные объекты движутся со сверхсветовой скоростью. По нашей идеологии для этого необходимо обеспечить режим, в котором тело имеет отношение $w < 1$ к окружению. По-видимому, предварительно тело должно быть приведено в особое состояние.

Вариант 4. Сейчас общепринята точка зрения, что скорость гравитационного поля равна скорости электромагнитного поля. Многочисленные опыты по ее обнаружению к успеху не привели. Рассмотрим вариант сверхсветовой интерпретации. Заметим, что в теории гравитации скорость входит в комплекс

$$\xi = \frac{\gamma}{c_0^2} .$$

Представим $\gamma = \sigma^2 \cdot \varkappa$. Тогда имеем

$$\xi = \frac{\varkappa}{c_g^2} .$$

Величину $c_g = c_0/\sigma$ будем рассматривать как скорость гравитационного поля. Определение значения σ важно как с экспериментальной, так и с теоретической точек зрения.

Вариант 5. В теориях типа Калуца-Клейна, в механизме спонтанной компактификации, в теориях суперструн, в калибровочной теории гравитации обычно принимают "специальные меры" для исключения сверхсветовых скоростей. Согласно развиваемому подходу необходимости в этом нет. Более того, эти скорости следует рассматривать как реальность.

17. О фундаментальной роли связей в электродинамике

Уже одно то обстоятельство, что посредством взаимосвязи полей и индукций удается получить решение уравнений электродинамики, дающей зависимость скорости поля от скорости источника излучения, свидетельствует о важности и фундаментальности материальных уравнений. 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 и движения реальной среды.

В электродинамических процессах, однако, как и в жизни, многое зависит от связей. Они задают условия, в которых распространяется поле, существенно влияют на его параметры, реально управляют динамикой. Дифференциальные уравнения Максвелла и алгебраические связи между полями и индукциями взаимно согласованы и одинаково важны для анализа 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 полученные нами соотношения. Он имеет вид

$$\mathcal{L} = -\frac{1}{4} F_{mn} H^{mn} + a_{mn}\left(H^{mn} - \chi^{mnkl} F_{kl}\right) +$$

$$+ a_{mnkl}\left(\chi^{mnkl} - 0{,}5\left(\Omega^{mk}\Omega^{nl} - \Omega^{ml}\Omega^{nk}\right)\right) +$$

$$+ b_{mn}\left(\Omega^{mn} - \frac{1}{\sqrt{\mu}}\left[g^{mn} + \left(\frac{\varepsilon\mu}{w} - 1\right)u^m u^n\right]\right) +$$

$$+ b_p\left(u^p - (1-w)u^p_{(fs)} + w u^p_{(m)}\right) + b\left(w - \exp[-P_0(n-1)]\right).$$

Структура, роль и место множителей Лагранжа a_{mn}, a_{mnkl}, b_{mn}, b_p, b являются предметом самостоятельного анализа.

Его решение, когда $d\eta \sim d(n-1)$, $\overline{u}_* = \overline{u}_m$, $\overline{u}|_{\eta=0} = \overline{u}_{fs}$. задает постулированную гипотетическую взаимосвязь.

Для кинематического описания изменения инерции поля этого достаточно. Анализ динамики инерции показал необходимость введения внутреннего отношения w_ξ. Посредством его регулируется изменение частоты поля. При использовании для него единого релаксационного уравнения при условиях $\overline{u}_* = \overline{u}_{fs} + \overline{u}_m$, $\overline{u}|_{\eta=0} = \overline{u}_{fs}$ имеем /7/

$$\overline{u}_\xi = \overline{u}_{fs} + w_\xi \overline{u}_m, \quad w_\xi = 1 - \exp[-P_1(n-1)].$$

Полученные соотношения дополнительны и только совместно описывают в полном объеме динамику изменения инерции поля при его взаимодействии со средой.

Аналогично могут быть описаны эффекты инерции поля при его взаимодействии с измерительным устройством - детектором, а также с гравитационным полем. Поэтому нужны еще две пары отношений $(w_d, w_{d\xi})$ и $(w_g, w_{g\xi})$.

Главная математическая тонкость, которую следует принять во внимание, заключается в отмеченной выше "композитной" структуре отношений, а также нелинейном их применении в структуре теории.

Общая схема введения отношения в теорию калибровочных полей выглядит сейчас так. Нужно определить группу внутренней симметрии теории и выбрать взаимосвязь полей и индукций, согласованную с ней. Многообразие G/H, где H - группа изотропии, задает внутреннее пространство состояний для калибровочного поля. Скалярное поле φ, заданное в нем, определяет отношение. Как уравнения поля, так и связи между ними могут нелинейно зависеть от системы отношений, динамически регулирующих инерцию поля.

Так как уравнение релаксационного типа есть частный случай динамических уравнений для материальной точки, его можно записать в виде

$$\frac{d^2x^j}{dp^2} + B^j_{rq}\frac{dx^r}{dp}\cdot\frac{dx^q}{dp} = 0.$$

Величина B^j_{rq} имеет кручение /7/. Ее можно также рассматривать как характеристику неголономности репера для системы отсчета.

Заметим, что концеп я отношения естественно ведет к структуре расслоенного пространства-времени - новой основы для всей физики.

Новая физическая величина w вошла в математику из анализа проблемы инерции. Посредством ее образуются композиты, соединяющие в себе черты различных математических величин, например, "странный" синтез тензора g^{kn} и тензора w в виде $g^{kn}=diag(1,1,1,1\cdot w)$.

Скаляр w "приклеен" к одной канонически свободной компоненте тензора g^{kn}, образуя скалярный композит. Очевидное усложнение даст векторные и тензорные композиты.

Нетрудно видеть, что аналогично посредством скаляра w реализуется контракция алгебр /I/, каноническая свобода которых обеспечивается их изоморфизмом. Часть структурных постоянных C^{i}_{jk} "склеена" со скаляром w и потому зависит от координат и времени.

Указанное свойство допускает обобщение на случай других групп. Выдвинем гипотезу: механизм изменения инерции произвольного калибровочного поля базируется на тензорных полях контракции группы G, содержащей $SO(4,1)$.

Его конкретная реализация для однопараметрического абелева $U(1)$ - калибровочного поля задается скаляром. В общем случае неабелева многопараметрического поля понадобятся векторные и тензорные композиты.

Для абелева $U(1)$ - калибровочного поля уравнения его динамики "нечувствительны" к четырехметрике и связности, что позволяет ограничить анализ рассмотрением достаточно сложной взаимосвязи полей и индукций, нелинейно зависящей от w. В случае произвольного калибровочного поля учет полей контракции может существенно влиять на структуру всей теории. Потребность в проведении подробного анализа открывающихся здесь возможностей и перспектив сейчас достаточно очевидна. $U(1)$-калибровочная теория дает импульс в решении проблемы инерции.

В рассмотренном нами случае связность согласована с четырехметрикой, поскольку

$$\nabla_m \Omega_{kn}=0.$$

Этого достаточно для кинематического замыкания теории. В общем случае, по-видимому, контракция алгебр реализуется через самостоятельные композитные четырехметрики и связности. С учетом потребности динамического замыкания теории нужны две совокупности величин.

18. Сущность новой модели

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.

Первоначально величина w играла роль формального математического средства, косредством которого удалось единообразно описать семейство взаимосвязей между полями и индукциями $\vec{D}(\vec{E},\vec{B},w)$, $\vec{H}(\vec{E},\vec{B},w)$ в диапазоне их форминвариантности от группы Галилея с $w=0$ до группы Лорентца с $w=1$. Физическое содержание w неясно, в теорию сна входит линейно /1/.

Следующий шаг имел также математическую основу. Обнаружилось, что обобщение содержится в канонической структуре метрики псевдоевклидова многообразия $g^{ij}=diag(1,1,1,A(\vec{\tau},t))$. Позднее стало ясно, что он имеет самостоятельное значение и характеризует условия, в которых распространяется поле /6/.

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 /3/

$$\vec{u}=(1-w)\vec{u}_{fs}+w\vec{u}_m, \quad w=1-exp[-P_0(n-1)].$$

Здесь P_0 - феноменологическая константа.

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 /5/

$$\frac{d\vec{u}}{dn}=-Q_0(\vec{u}-\vec{u}_*).$$

Остановлюсь коротко на ростковой точке теории, обусловленной потребностью 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

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

Наличие связи между ними $y^\alpha = y^\alpha(x^k)$ задает "следы" внутреннего пространства на опорном $Q^4(y^\alpha, x^k)|_{y^\alpha(x^k)} = M(x^k)$, образуя модель формально риманова пространства.

Анализ показал, что для описания изменения динамических характеристик инерции поля необходимы уравнения, заданные во внутреннем пространстве. Тонкость состоит в том, что внутренние степени свободы являются <u>скрытыми</u>. Рассмотрим, например, вариант, когда поля

$$B_{mn}(x) = B_{\alpha\beta}(y,x)\,|_{y=y(x)}.$$

заданы уравнениями

$$\partial_{[k}B_{mn]}=0, \quad \partial_k \tilde{B}^{ik}=0.$$

Тогда сумма полей

$$Q_{mn}=F_{mn}+B_{mn}, \quad \tilde{Q}^{ik}=\tilde{H}^{ik}+\tilde{B}^{ik}$$

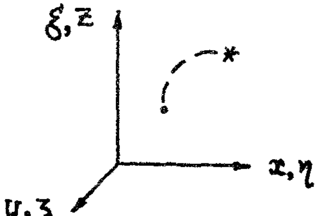
в варианте

$$\partial_{[k}Q_{mn]}=0, \quad \partial_k \tilde{Q}^{ik}=\tilde{s}^{i}$$

задает уравнения Максвелла для F_{mn} , $\tilde{H}^{ik}$. В этом случае они "скрывают" следы внутренних полей на опорном многообразии.

При таком рассмотрении глубины еще нет. Чтобы ее достичь, необходима гипотеза о 8-мерной пространственной-временной структуре физического мира: каждый физический объект имеет внешнюю и внутреннюю четырехмерные пространственно-временные части.

В силу этого предложения динамика объекта определяется соединением и взаимной 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 этой основе к теоретическому обоснованию религии и углубленному физическому анализу живых объектов, в частности, их парапсихологических свойств и характеристик. Более тесным становится теперь рассмотрение единства живой и неживой материи. Для удобства наглядных представлений о 8-мерии используем систему двух четырехмерных точек, размеченных поразному и соединенных между собой.



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.

Заключение

В данной работе дано изложение основ модели электромагнитных явлений без ограничения скорости. Главное внимание уделено не расчету, а представлению новой идеологии. Ее суть можно свести к основным положениям:

ограничение на скорость передачи взаимодействия в электродинамике не является необходимым ;

стандартная теория электромагнитных явлений неполна, так как не учитывает отношение поля к своему окружению ;

пространство-время есть расслоенное многообразие, базу которого задает модель Ньютона, а слой - псевдоевклидово многообразие, локально изоморфное пространству Минковского.

Динамика изменения представлений о пространстве-времени в физике выглядит сейчас так: абсолютная модель Ньютона сменилась на относительную модель Эйнштейна, тезис развился в антитезис..., а теперь обеспечен синтез двух подходов в конструкции расслоенного многообразия. Посредством его реализовано интуитивно ясное дополнение "видимой" и "невидимой" частей явления.

Модель стимулирует проведение исследований по расслоенной структуре живых объектов. Только единое описание внешней и внутренней четырехмерной частей приближает нас к реальности.

Мы понимаем сейчас, что фотон, электрон и другие "элементарные частицы" могут быть описаны лишь в расслоенном пространстве-времени. Для успеха такой программы представляется целесообразным сосредоточение экспериментальных усилий на утверждение, конкретизацию и практическое применение новой модели. У нее имеется много ростковых точек и увлекательных перспектив.

Электродинамика "подсказала" нам, что "внешнее" и "внутреннее" пространства эквивалентны и взаимно дополнительны . Они согласованно задают полную кинематику и динамику явления.

К обобщению физики мы приходим, расширяя пространство-время от четырехмерного к восьмимерному и полагая, что уравнения для "видимого" и "невидимого" движений идентичны.Разнообразие конструкций и вариантов здесь очевидно. Готовы ли мы к такому шагу? Сможем ли двигаться вперед, не навредив себе? Ведь расслоенность мира означает также расслоенность логики и этики.

Литература

1. Барыкин В.Н. Связь пространственно-временных симметрий и условий измерения в электродинамике. - Минск, 1985. - 43с. (Препринт/ ИТМО АН БССР, № 4) .
2. Барыкин В.Н. К нелинейной электродинамике сред. - Минск, 1989. - 49 с. (Препринт / ИТМО АН БССР, № 16) .
3. Барыкин В.Н. К электродинамике движущегося разреженного газа. - Минск, 1988. - 55 с. (Препринт/ ИТМО АН БССР, № 16) .
4. Барыкин В.Н. // Теоретико-групповые методы в физике. -М.:Наука, 1986. -С.461-466.
5. Барыкин В.Н. // Изв.вузов. Физика. - 1990. - №10. - С.26.
6. Барыкин В.Н. // Изв.вузов. Физика. - 1989. - №9. - С.57.
7. Барыкин В.Н. К механизму изменения инерции абелева калибровочного поля без ограничения скорости. - Минск, 1991. - 40с. (Препринт/ ИТМО АН БССР, № 13) .
8. Барыкин В.Н. Некоторые аспекты электродинамики движущихся сред. - Минск, 1987. - 35с. (Препринт/ ИТМО АН БССР, № 21) .

С о д е р ж а н и е

Виктор Николаевич БАРЫКИН,
кандидат физико-математических наук,
старший научный сотрудник Института тепло- и массообмена им. А. В.Лыкова АН БССР.

Институт тепло- и массообмена им. А. В. Лыкова
АН БССР. 220728, ГСП, Минск, ул. П. Бровки, 15

НПО "Жилкоммунтехника"
зак. № 1991 г.