Современное развитие идей А. Эйнштейна о пространстве-времени и броуновском движении

Ю.А. Рылов

Институт проблем механики, РАН
119526, Москва, Пр. Вернадского, 101-1
email: rylov@ipmnet.ru
Web site: *http://rsfq1.physics.sunysb.edu/~rylov/yrylov.htm*
or mirror Web site: *http://195.208.200.111/~rylov/yrylov.htm*

Аннотация

Развитие современной теории физических процессов в микромире рассматривается как результат развития идей А. Эйнштейна о возможности модификации пространства событий и возможности стохастического (броуновского) движения свободных частиц. Рассматривается модификация геометрии пространства-времени, основанная на новой концепции геометрии. В этой концепции любая геометрия получается как результат деформации собственно евклидовой геометрии. В рамках этой концепции возможна такая геометрия пространства-времени, где движение свободной частицы оказывается стохастическим, хотя сама геометрия пространства-времени остается детерминированной. Интенсивность стохастичности зависит от массы частицы. Она мала для частиц большой массы, но существенна для частиц малой массы. Геометрия пространства-времени может быть выбрана таким образом, что статистическое описание случайных мировых линий частиц эквивалентно квантовому описанию (уравнению Шредингера). При таком выборе пространства-времени мировая функция содержит квантовую постоянную, и универсальный характер квантовой постоянной является следствием того факта, что все физические явления происходят в пространстве-времени, чьи свойства зависят от величины квантовой постоянной. Стохастическое движение частиц может рассматриваться как разновидность релятивистского броуновского движения, свойства которого обусловлены свойствами пространственно-временно́й геометрии. Квантовые принципы при таком описании не используются. Они могут быть получены как следствие статистического описания нерелятивистских стохастических частиц. Нерелятивистские квантовые принципы нельзя использовать для описания релятивистских явлений. Они должны быть модифицированы, и эту модификацию следует получать из статистического описания релятивистских стохастических частиц.

1 Введение

Работы А. Эйнштейна [1, 2] о модификации модели пространства событий и движении броуновских частиц касались самых актуальных физических проблем начала XX века. Предложенный А. Эйнштейном отказ абсолютной одновременности породил модификацию пространства событий, состоящую в том, что пространство событий, рассматриваемое Ньютоном как прямое произведение времени и трехмерного пространства было заменено на единое пространство событий (пространство-время) с общей геометрией. В этой работе [1] была впервые сформулирована идея о возможности и необходимости модификации пространства событий. Эта идея, известная также как пересмотр наших представлений о пространстве-времени, тесно связана с генеральным направлением развития теоретической физики – нарастающей геометризацией физики и возрастающей ролью структуры пространства-времени в объяснении физических явлений. Первая модификация структуры пространства событий, произведенная Эйнштейном и построение пространственно-временно́й геометрии, осуществленное Минковским, положили начало дальнейшим модификациям пространства-времени. В начале XX века Эйнштейном была произведена вторая модификация пространства-времени, допускающая искривление пространства-времени, порожденное находящимся в нем веществом. Вторая модификация, известная как общая теория относительности, была связана с допущением, что пространство-время может описываться римановой геометрией.

В начале XX века было обнаружено, что свободные частицы малой массы движутся стохастично. Движение свободных частиц зависит только от свойств пространства-времени, и нужна была третья модификация пространственно-временно́й геометрии. Нужна была такая геометрия пространства-времени, где движение свободных частиц является изначально стохастическим, а масса частицы геометризована. В рамках римановой геометрии, которая в начале XX века использовалась для описания геометрии пространства-времени, такая геометрия невозможна.

Третья модификация геометрии пространства-времени, произведенная в конце XX века, была порождена появлением не-римановой геометрии (Т-геометрии), обладающей тем ранее неизвестным свойством, что в пространстве-времени с такой геометрией движение свободных частиц является изначально стохастическим (случайным), и эта стохостичность не имеет никакой другой причины, кроме свойств пространства-времени. Кроме того пространство-время с Т-геометрией содержит "элементарную длину", определяемую квантовой постоянной, и степень стохастичности движения частицы зависит от массы частицы (от отношения элементарной длины к геометрической массе частицы). Использование Т-геометрии в качестве геометрии пространства-времени позволяет отказаться от идеи о таинственной квантовой природе материи и объяснить квантовые явления как естественные проявления свойств пространства-времени.

Идея Эйнштейна о возможности описания случайного движения частицы без построения модели явления, порождающего случайность, была выдвинута в работе [2]. В ней рассматривалась броуновское движение, т.е. такое случайное движение частицы, которое было диссипативным и нерелятивистским. При дальнейшем развитии теории движения стохастических частиц обнаружилось, что индивидуальная квантовая частица является стохастической и в известном смысле броуновской. Однако, "броуновское движение" квантовой частицы является *недиссипативным и релятивистским.* Случайная составляющая движения квантовой частицы является релятивистской всегда. Она является релятивистской даже в том случае, когда регулярная составляющая движения частицы является нерелятивистской. Это обстоятельство является исключительно важным, потому что статистическое описание случайного релятивистского движения частиц принципиально отличается от нерелятивистского.

В этом месте мы сталкиваемся с важностью правильного понимания сущности теории относительности и применения этого понимания при построении статистического описания. Обычно считается, что для учета особенностей теории относительности при описании физического явления достаточно, чтобы динамические уравнения, описывающие это явление, могли быть записаны в релятивистски ковариантном виде. Это условие действительно является необходимым для правильного релятивистского описания, однако, оно не является достаточным. Например, при описании движения свободной частицы важно не только правильно записать динамические уравнения. Нужно еще правильно указать то, что является состоянием частицы. Это было хорошо известно классикам теории относительности [3]. В нерелятивистской теории состояние нескольких частиц описывается их координатами и импульсами, т.е. точкой в фазовом пространстве, причем значения координат и импульсов берутся в один и тот же момент времени, общий для всех частиц. Это означает, что физическим объектом является частица, т.е. точка в трехмерном пространстве. В релятивистской теории мы не можем описывать состояние нескольких частиц точкой в фазовом пространстве, т.е. координатами и импульсами частиц, взятыми в один момент времени, поскольку не существует абсолютной одновременности. Координаты и импульсы нескольких частиц, взятые в один момент времени в различных системах координат будут соответствовать различным наборам событий. В случае детерминированных частиц координаты и импульсы частиц, взятые в один момент времени в инерциальной системе координат, можно пересчитать к движущейся инерциальной системе координат, если частицы детерминированные и известны уравнения движения каждой из частиц. Однако, этого нельзя сделать в случае стохастических частиц, для которых не существует уравнений движения. По этой причине состояние релятивистской частицы описывается мировой линией. Физическим объектом, подлежащим статистическому описанию является мировая линия.

2 Статистическое описание релятивистских частиц

Статистическое описание является описанием физических объектов. В нерелятивистском случае физическими объектами являются точки трехмерного пространства, а в релятивистском – протяженные объекты: мировые линии. Статистическое описание нерелятивистских частиц отличается от статистического описания релятивистских частиц в том отношении, что плотность состояний ρ в нерелятивистском описании определяется соотношением

$$dN = \rho dV \tag{2.1}$$

тогда как в релятивистском случае плотность состояний j^k описывается соотношением

$$dN = j^k dS_k \tag{2.2}$$

где dN есть поток мировых линий через бесконечно малую площадку dS_k. Из соотношений (2.1) и (2.2) следует, что в нерелятивистском случае можно ввести понятие плотности вероятности состояния на основе неотрицательной величины ρ, тогда как в релятивистском случае этого сделать нельзя, потому что построить плотность вероятности на основе 4-вектора j^k нельзя.

Статистическое описание представляет собой описание статистического ансамбля, т.е. динамической системы, состоящей из многих одинаковых независимых систем. Эти системы могут быть динамическими или стохастическими. Однако, статистический ансамбль в любом случае представляет собой динамическую систему, для которой существуют динамические уравнения, описывающие эволюцию состояния ансамбля. Изучение статистического ансамбля, как динамической системы, позволяет изучать средние характеристики стохастических систем, составляющих статистический ансамбль. Кроме того в нерелятивистском случае статистический ансамбль представляет инструмент для вычисления различных средних величин и распределений, потому что в этом случае состояние ансамбля может быть интерпретировано как плотность вероятности нахождения состояния системы в данной точке фазового пространства.

В статистической физике, где обычно используется статистический ансамбль, производится статистическое описание нерелятивистских детерминированных систем. При этом главное свойство статистического ансамбля (*быть динамической системой*) воспринимается как некая тривиальность, и статистический ансамбль обычно рассматривается как инструмент для вычисления средних значений различных функций состояния. Когда пытаются применить такое представление о статистическом ансамбле к описанию релятивистских стохастических частиц, то естественно ничего не получается, потому что вероятностное описание (статистический ансамбль как инструмент для вычисления средних) здесь неприменимо, а о том, как построить динамическую систему (статистический ансамбль) из стохастических систем просто не задумываются.

Продемонстрируем на примере свободных нерелятивистских частиц, как строится статистический ансамбль. Действие $\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\rm d}}$ для свободной детерминированной частицы $\mathcal{S}_{\rm d}$ имеет вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\rm d}}\left[\mathbf{x}\right]=\int\frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^{2}dt \tag{2.3}$$

Для статистического ансамбля $\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\rm d}]}$ свободных детерминированных частиц получаем действие

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\rm d}]}\left[\mathbf{x}\right]=\int\frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^{2}dt d\boldsymbol{\xi} \tag{2.4}$$

где $\mathbf{x}=\mathbf{x}\left(t,\boldsymbol{\xi}\right)$ есть 3-векторная функция независимых переменных $t,\boldsymbol{\xi}=\{\xi_{1,}\xi_{2},\xi_{3}\}$. Переменные (лагранжевы координаты) $\boldsymbol{\xi}$ маркируют частицы $\mathcal{S}_{\rm d}$ статистического ансамбля $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\rm d}\right]$. Статистический ансамбль $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\rm d}\right]$ является динамической системой гидродинамического типа.

Статистический ансамбль $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\rm st}\right]$ свободных *стохастических* частиц $\mathcal{S}_{\rm st}$ является динамической системой, описываемой действием

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\rm st}]}\left[\mathbf{x},\mathbf{u}_{\rm df}\right]=\int\left\{\frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^{2}+\frac{m}{2}\mathbf{u}_{\rm df}^{2}-\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}_{\rm df}\right\}dt d\boldsymbol{\xi} \tag{2.5}$$

где $\mathbf{u}_{\rm df}=\mathbf{u}_{\rm df}\left(t,\mathbf{x}\right)$ диффузионная скорость, описывающая среднее значение случайной составляющей скорости, тогда как $\frac{d\mathbf{x}}{dt}\left(t,\boldsymbol{\xi}\right)$ описывает регулярную составляющую скорости частицы, и $\mathbf{x}=\mathbf{x}\left(t,\boldsymbol{\xi}\right)$ является 3-векторной функцией независимых переменных $t,\boldsymbol{\xi}=\{\xi_{1,}\xi_{2},\xi_{3}\}$. Переменные $\boldsymbol{\xi}$ маркируют частицы $\mathcal{S}_{\rm st}$, образующие статистический ансамбль. Оператор

$$\boldsymbol{\nabla}=\left\{\frac{\partial}{\partial x^{1}},\frac{\partial}{\partial x^{2}},\frac{\partial}{\partial x^{2}}\right\}$$

определен в пространстве координат $\mathbf{x}$.

Действие для отдельной стохастической частицы получается из действия (2.5) отбрасыванием интегрирования по $\boldsymbol{\xi}$. Однако, получившееся действие

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\rm st}}\left[\mathbf{x},\mathbf{u}_{\rm df}\right]=\int\left\{\frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^{2}+\frac{m}{2}\mathbf{u}_{\rm df}^{2}-\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}_{\rm df}\right\}dt \tag{2.6}$$

имеет лишь символический смысл, поскольку оператор $\boldsymbol{\nabla}$ определен в некоторой окрестности точки $\mathbf{x}$, а не в самой точке $\mathbf{x}$. Это означает, что действие (2.6) не определяет динамических уравнений для частицы $\mathcal{S}_{\rm st}$ и частица оказывается стохастической, хотя динамические уравнения для ансамбля таких частиц существуют и определяются действием (2.5). Таким образом, частицы описываемые действием (2.5) являются стохастическими, поскольку не существует динамических уравнений для отдельной частицы. Для случая, когда квантовая постоянная $\hbar = 0$, действия (2.6) и (2.3) совпадают, поскольку в этом случае из (2.6) следует, что $\mathbf{u}_{\mathrm{df}} = 0$.

Вариация действия (2.5) по переменной $\mathbf{u}_{\mathrm{df}}$ приводит к уравнению

$$\mathbf{u}_{\mathrm{df}} = -\frac{\hbar}{2m}\boldsymbol{\nabla}\ln\rho, \tag{2.7}$$

где плотность частиц ρ задается соотношением

$$\rho = \left[\frac{\partial\left(x^1, x^2, x^3\right)}{\partial\left(\xi_1, \xi_2, \xi_3\right)}\right]^{-1} = \frac{\partial\left(\xi_1, \xi_2, \xi_3\right)}{\partial\left(x^1, x^2, x^3\right)} \tag{2.8}$$

Соотношение (2.7) представляет собой выражение для средней диффузионной скорости в теории броуновского движения.

Исключая $\mathbf{u}_{\mathrm{df}}$ из динамического уравнения для $\mathbf{x}$, получаем динамические уравнения гидродинамического типа

$$m\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = -\boldsymbol{\nabla}U\left(\rho, \boldsymbol{\nabla}\rho\right), \qquad U\left(\rho, \boldsymbol{\nabla}\rho\right) = \frac{\hbar^2}{8m}\left(\frac{\left(\boldsymbol{\nabla}\rho\right)^2}{\rho^2} - 2\frac{\boldsymbol{\nabla}^2\rho}{\rho}\right) \tag{2.9}$$

С помощью надлежащей замены переменных эти уравнения могут быть сведены к уравнению Шредингера [4].

Здесь, однако, имеется серьезная математическая проблема, состоящая в том, что гидродинамические уравнения нужно интегрировать, для того чтобы описать их в терминах волновой функции. Уравнение Шредингера представляет собой два вещественных уравнения. Чтобы получить из него четыре вещественных гидродинамических уравнения, нужно взять градиент от одного из уравнений и ввести надлежащие обозначения. Обратный переход от гидродинамических уравнений к записи их в терминах волновой функции требует интегрирования. В результате этого интегрирования возникают три произвольные функции, из которых строится двухкомпонентная волновая функция [4]. То, что уравнение Шредингера можно записать в гидродинамической форме хорошо известно [5, 6]. Однако, обратный переход от гидродинамических уравнений к волновой функции не был известен вплоть до конца XX века [4], и причиной этого была необходимость интегрирования гидродинамических уравнений.

Получение уравнения Шредингера как частного случая динамических уравнений, описывающих статистический ансамбль случайных частиц (2.5), показывает, что волновая функция является просто способом описания гидродинамических уравнений, а не специфическим квантовым объектом, свойства, которого определяются квантовыми принципами. При такой интерпретации волновой функции квантовые принципы оказываются излишними, потому что их роль заключается в разъяснении, что такое волновая функция и как она связана со свойствами частицы. Вся остальная информация заключена в динамических уравнениях. Оказалось, что квантовая частица является разновидностью стохастической частицы и все ее проявления легко интерпретируются в терминах статистического ансамбля случайных частиц (2.5).

Сама по себе идея того, что квантовая частица является просто стохастической частицей, является очень естественной. Она давно известна [7]. Однако, математическое оформление этой идеи не могло реализоваться в течение долгого времени из-за рассмотренных выше двух "подводных камней" (неправильное представление о статистическом ансамбле релятивистских частиц и необходимость интегрирования гидродинамических уравнений).

3 Необходимость очередной модификации модели пространства-времени

Таким образом, квантовая механика может быть обоснована как механика стохастических частиц. Однако, при этом остается неизвестным, почему движение свободных частиц является стохастическим и откуда берется квантовая постоянная. При ответе на эти вопросы возможны два варианта:

1. Стохастичность движения свободных частиц объясняется свойствами пространства-времени, а квантовая постоянная является параметром, описывающим его свойства.

2. Стохастичность движения свободных частиц объясняется особой квантовой природой частиц. Поведение такой частицы отличается от поведения обычной классической частицы. Существует набор правил (квантовых принципов), регламентирующих движение квантовой частицы. Универсальный характер квантовой постоянной объясняется универсальностью квантовой природы всех частиц и других физических объектов. Что касается пространства событий, то оно остается таким же, каким оно было у Ньютона.

Совершенно ясно, что первый вариант объяснения стохастичности является более простым и логичным, поскольку он предполагает *только изменение геометрии* пространства-времени. Все остальное, включая принципы классической физики, остается неизменным. Главной трудностью первого варианта было то, что пространственно-временна́я геометрия с такими свойствами была неизвестна. Более того, вообще, было трудно представить себе, что подобная геометрия может существовать. В результате в начале XX века был избран второй вариант. Пришлось изрядно потрудиться, однако, набор дополнительных предположений (квантовых принципов) был придуман. Удалось объяснить все нерелятивистские квантовые явления. Однако, при попытке распространения квантовой механики на релятивистские явления возникла проблема *объединения нерелятивистских квантовых принципов с принципами теории относительности.*

Выбор подходящей геометрии пространства-времени оказался возможным лишь после того, как была изменена концепция геометрии, формирующая представление о том, какие (обобщенные) геометрии возможны, вообще. Новая концепция геометрии оказалась исключительно простой. Любая обобщенная геометрия представляет собой некоторую модификацию собственно евклидовой геометрии. Традиционно при построении обобщенной геометрии повторялись рассуждения Евклида, только при этом использовались другие аксиомы и дополнительно производилась деформация пространства. В новой концепции предлагалось получать обобщенные геометрии простой деформацией евклидова пространства.

Всякая геометрия представляет собой совокупность всех геометрических объектов и всех соотношений между ними. В собственно евклидовой геометрии были разработаны алгоритмы построения геометрических объектов и соотношений между ними. Кроме того были разработаны принципы построения этих алгоритмов и доказана непротиворечивость аксиом [8], лежащих в основе этих принципов. Все это позволяет рассматривать собственно евклидову геометрию как уже построенную геометрию. Традиционно для получения обобщенной геометрии использовалась модификация евклидовых алгоритмов построения геометрии. В новой концепции геометрии модификация евклидовых алгоритмов существенно упрощалась. Она сводилась к тому, что изменялся только операнд евклидова алгоритма, а сам алгоритм оставался одним и тем же для всех обобщенных геометрий.

Для того чтобы, такое представление евклидовых алгоритмов было возможно, нужно было выбрать в качестве операнда величину, которая бы полностью определяла обобщенную геометрию и, в частности, собственно евклидову геометрию. Такой величиной является мировая функция $\sigma = \frac{1}{2}\rho^2$, где величина ρ представляет собой расстояние между двумя точками пространства [9]. То обстоятельство, что расстояние (или мировая функция) представляет собой важную геометрическую величину было известно давно. Но то, что мировая функция представляет собой *величину, полностью определяющую геометрию*, стало известно лишь в конце XX века [10, 11]. Было доказано, что собственно евклидова геометрия полностью определяется ее мировой функцией σ_{E}, удовлетворяющей ряду условий, сформулированных в терминах σ_{E}. Это означает, что алгоритм построения любого утверждения $\mathcal{S}$ собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{E}}$ может быть представлен в виде $S(\sigma_{\mathrm{E}})$, где S является евклидовым алгоритмом построения утверждения $\mathcal{S}$. Тогда аналогичное утверждение $\mathcal{S}$ в обобщенной геометрии $\mathcal{G}$ описывается тем же самым алгоритмом $S(\sigma)$, но с другим операндом σ, который является мировой функцией геометрии $\mathcal{G}$.

Поскольку алгоритмы построения всех утверждений евклидовой геометрии предполагаются известными, то способ построения обобщенной геометрии оказывается очень простым. Этим способом можно построить любую σ-имманентную геометрию, т.е. геометрию, полностью определяемую мировой функцией σ. Класс таких геометрий очень широк. Он существенно мощнее класса римановых геометрий, используемых обычно для описания свойств пространства-времени. Мы будем называть σ-имманентные геометрии физическими геометриями, поскольку именно такие геометрии удобны для описания пространства-времени, основной характеристикой которого является интервал между двумя событиями (точками в пространстве-времени). Изменение пространственно-временно́го интервала сопровождается изменением мировой функции и означает деформацию пространства-времени.

σ-имманентная геометрия называется также трубчатой геометрией (сокращенно, Т-геометрией), потому что в такой геометрии роль прямой выполняет полая трубка. Трубка в качестве обобщения одномерной прямой есть общий случай Т-геометрии. Собственно евклидова геометрия, где трубка вырождается в одномерную прямую является очень специальным (вырожденным) случаем. Если строить обобщенную геометрию на основе деформации, не нарушающей одномерности евклидовой прямой, (а именно так строится риманова геометрия) то можно построить только вырожденную геометрию, с одномерными линиями вместо трубок. Для невырожденной Т-геометрии пространства-времени характерно стохастическое движение свободных частиц. Это связано с тем, что 4-импульс свободной частицы переносится параллельно вдоль мировой линии и одновременно является к ней касательным, т.е. определяет ее направление. Если имеется только одно направление, параллельное направлению вектора импульса в точке P, то направление вектора импульса в соседней точке P' определяется однозначно и мировая линия частицы оказывается детерминированной. Если же параллельных направлений много, то направление вектора импульса в соседней точке P' оказывается многовариантным, а сама мировая линия оказывается случайной, поскольку случайным оказывается направление касательного к ней импульса. Прямая определяется в собственно евклидовой геометрии (как и в любой Т-геометрии) как множество таких точек R, что вектор $\mathbf{P}_0\mathbf{R}$ параллелен вектору $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$, определяющему направление прямой, проходящей через точки P_0 и P_1, задающие эту прямую.

Превращение одномерной евклидовой прямой в трубку связано с тем, что в невырожденной Т-геометрии имеется много направлений (векторов), параллельных данному и непараллельных между собой. Иначе говоря, свойство параллельности в Т-геометрии является, вообще говоря, интранзитивным. В рамках римановой геометрии имеется только одна однородная изотропная геометрия пространства-времени. Это – геометрия Минковского. Множество всех однородных изотропных Т-геометрий пространства-времени описывается множеством функций одного аргумента. Такие Т-геометрии описываются мировой функцией вида

$$\sigma = \sigma_{\mathrm{M}} + D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right) \tag{3.1}$$

где σ_{M} есть мировая функция геометрии Минковского, а $D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right)$ есть функция дисторсии, которая обращается в нуль для геометрии Минковского. Движение свободных частиц в такой геометрии является, вообще говоря, стохастическим. Оно является детерминированным только в том случае, когда $D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right) = 0$ и Т-геометрия превращается в геометрию Минковского.

4 Современное состояние теории физических явлений в микромире

На рисунке представлена схема фундаментальной физической теории, которая представляет собой некоторую логическую структуру. Внизу расположены фундаментальные принципы теории, вверху – экспериментальные данные, которые должна объяснить теория. Между ними ряд логических следствий фундаментальных принципов, необходимых для объяснения экспериментальных данных. Возможна такая ситуация, когда можно для определенных условий получить список логических следствий, расположенных вблизи экспериментальных данных и обладающих тем свойством, что широкий круг физических явлений может быть объяснен и рассчитан на основании этого списка без ссылки на фундаментальные принципы. В этом случае можно рассматривать список логических следствий фундаментальных принципов как самостоятельную физическую теорию. Такую теорию мы будем называть усеченной теорией, потому что она объясняет не все физические явления, а только ограниченный круг этих явлений (например, только нерелятивистские явления). Примеры усеченных теорий известны в истории физики. Например, термодинамика является такой усеченной теорией, справедливой только для квазистатических тепловых явлений. Термодинамика является аксиоматической теорией, и она не применима для нестатических тепловых явлений. В этом случае следует применять кинетическую теорию, которая является более фундаментальной теорией, поскольку она применима как к статическим, так и к нестатическим тепловым явлениям. Кроме того термодинамика, может быть получена из кинетической теории как частный случай. Усеченная теория обладает рядом особенностей, обусловливающих ее широкое применение.

Во-первых, усеченная теория много проще фундаментальной теории за счет того, что часть логических выводов и математических расчетов фундаментальной теории используются в готовом виде. Кроме того логически она находится вблизи экспериментальных данных, и не нужны длинные логические рассуждения для их объяснения.

Во-вторых, усеченная теория представляет собой список предписаний, полученных из фундаментальной теории. Поэтому усеченная теория не является логической структурой в той мере, в какой логической структурой является фундаментальная теория. Усеченная теория является аксиоматической и содержит существенно большее число аксиом, чем фундаментальная теория, поскольку логические следствия фундаментальной теории проявляются в усеченной теории как фундаментальные принципы (аксиомы).

В-третьих, усеченная теория, будучи более простой, появляется раньше, чем фундаментальная теория, логическим следствием которой она является. Это является причиной конфликта между сторонниками фундаментальной теории и сторонниками усеченной теории, считающими усеченную теорию фундаментальной. Так было, например, при становлении статистической физики, когда сторонники аксиоматической термодинамики вели борьбу против Гиббса и Больцмана. Так было при становлении доктрины Коперника-Галилея-Ньютона, когда сторонники доктрины Птолемея отказывались признать доктрину Коперника-Галилея-Ньютона, ссылаясь на то, что нет необходимости вводить эту доктрину, поскольку доктрина Птолемея является простой и привычной. Только открытие Ньютоном закона всемирного тяготения и рассмотрение небесных явлений, которые нельзя было описать в рамках доктрины Птолемея, положило конец соперничеству двух доктрин.

Недостатком усеченной теории является невозможность ее распространения на более широкий круг физических явлений, чем тот, для которого создана усеченная теория. Пусть, например, усеченная теория объясняет нерелятивистские явления. Это означает, что основные положения усеченной теории получены как следствия фундаментальных принципов и нерелятивистского характера рассматриваемых явлений. Для распространения усеченной теории на релятивистские явления нужно выделить, что в принципах усеченной теории обусловлено фундаментальными принципами, а что обусловлено нерелятивистским характером рассматриваемых физических явлений. Успешное разделение этих двух факторов означает по существу осознание усеченности теории и создание фундаментальной теории. Если фундаментальная теории создана, то распространение теории на релятивистские явления получается простым применением фундаментальных принципов к релятивистским явлениям. При этом возникает теория, пригодная для описания релятивистских явлений. Она может существенно отличаться от усеченной теории, пригодной для описания только нерелятивистских явлений.

Традиционная нерелятивистская квантовая теория является усеченной теорией, пригодной для описания нерелятивистских явлений. Этот факт обычно подвергается сомнению со стороны исследователей, работающих в области квантовой теории. Задача построения релятивистской квантовой теории формулируется как проблема объединения нерелятивистских квантовых принципов с принципами теории относительности. Традиционно нерелятивистская квантовая теория рассматривается как фундаментальная теория, и проблему построения релятивистской квантовой теории пытаются решить, не разбираясь в том, что в нерелятивистской квантовой теории обусловлено фундаментальными принципами, а что – ее нерелятивстским характером. При этом считается, что линейность теории является ее главной квантовой чертой, и ее стараются сохранить. Однако, анализ показывает, что линейность традиционной квантовой теории является некоторым искусственным обстоятельством [12], существенно упрощающим описание квантовых явлений, но не отражающим существа этих явлений. Традиционный подход к построению релятивистской квантовой теории изображен на схеме пунктирной линией. Следуя по этому пути, угадать правильную релятивистскую теорию так же трудно, как получить ньютоновский закон всемирного тяготения из птолемеевой концепции небесной механики. Кроме того, если даже это удастся, то очень трудно будет выбрать правильную теорию из множества других вариантов теории, поскольку логического основания под такой теорией не будет. Другими словами, традиционный путь построения релятивистской квантовой теории (изобретение новых гипотез и подгонка) представляется тупиковым, хотя нельзя исключить возможность того, что он окажется успешным.

Альтернативный путь построения релятивистской теории физических явлений микромира изображен на схеме сплошной линией. Он предполагает установление фундаментальных принципов теории и последующего применения их к релятивистским физическим явлениям. Для этого пути характерен отказ от нерелятивстских квантовых принципов, что сопровождается снятием проблемы их объединения с принципами теории относительности. Одновременно разрабатываются динамические методы исследования квантовых систем, когда квантовая система исследуется просто как динамическая система. Эти методы свободны от использования квантовых принципов. Они применяются при исследовании как нерелятивистских так и релятивистских квантовых систем. Для этого подхода характерно использование логических построений. Подгонка и изобретение новых гипотез не применяются.

Применение динамических методов к исследованию клейн-гордоновской частицы позволило выделить особое релятивистское квантовое поле, ответственное за рождение частиц [13]. Это особенно важно, потому что в классической физике такие поля не известны. Применение динамических методов к исследованию дираковской частицы позволило установить, что дираковская частица имеет внутреннюю структуру [14], описываемую нерелятивистски [15]. Применение динамических методов позволило установить интерпретацию квантовых явлений, основанную на представлении о квантовой частице, как классической стохастической частице. В результате был устранен разнобой в интерпретации волновой функции и других квантовых явлений. В частности, было показано, что копенгагенская интерпретация квантовой механики, где считается, что волновая функция описывает отдельную частицу, несовместима с формализмом квантовой механики [16, 12]. Все эти результаты трудно получить традиционным методом, возможности которого ограничены использованием квантовых принципов. Полученные результаты свидетельствуют об эффективности динамических методов исследования. Таким образом, при построении релятивистской теории физических явлений микромира появляется некоторый оптимизм, порожденный установлением фундаментальных принципов и применением динамических методов исследования.

Список литературы

[1] A. Einstein, Zur Electrodynamik bewegter Körper. *Ann. d Phys.,* **17**, 891, (1905).

[2] A. Einstein, Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen. *Ann. d. Phys. (4)* **17**, 540-560, (1905).

[3] В.А Фок, Теория пространства, времени и тяготения. ГИТТЛ, Москва, 1955, стр 122.

[4] Yu.A. Rylov, Spin and wave function as attributes of ideal fluid . *Journ. Math. Phys.*, **40**, pp. 256 - 278, (1999)).

[5] E. Madelung, Quanten theorie in hydrodynamischer Form. *Z.Phys.* **40,** 322-326, (1926).

[6] D. Bohm, On interpretation of quantum mechanics on the basis of the "hidden" variable conception. *Phys.Rev.* **85,** 166, 180, (1952).

[7] J.E. Moyal, Quantum mechanics as a statistical theory. *Proc. Cambr. Phil. Soc.,* **45**, 99, (1949). (Рус. пер. в сборнике переводов "Вопросы причинности в квантовой механике" ред. Я.П. Терлецкий и А.А. Гусев, ИИЛ, Москва, 1955).

[8] D. Hilbert, *Grundlagen der Geometrie.* 7 Auflage, B.G.Teubner, Leipzig, Berlin, 1930.

[9] J.L. Synge, *Relativity: The General Theory*, North-Holland, Amsterdam, 1960.

[10] Yu.A. Rylov, Extremal properties of Synge's world function and discrete geometry. *J. Math. Phys.* **31**, 2876-2890, (1990).

[11] Yu.A. Rylov, Geometry without topology as a new conception of geometry. *Int. Jour. Mat. and Mat. Sci.*, **30**, iss. 12, 733-760, (2002),

[12] Yu.A. Rylov, Dynamical methods of investigations in application to the Schrödinger particle (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0510243)

[13] Yu.A. Rylov, Classical description of pair production (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0301020).

[14] Yu.A. Rylov, Is the Dirac particle composite? (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0410045).

[15] Yu.A. Rylov, Is the Dirac particle completely relativistic? (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0412032).

[16] Yu.A. Rylov, What object does the wave function describe? (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0405117).