О стратегии построения релятивистской квантовой теории

Ю.А. Рылов

Институт проблем механики, РАН
119526, Москва, Пр. Вернадского, 101-1
email: rylov@ipmnet.ru
Web site: $http://rsfq1.physics.sunysb.edu/\tilde{}rylov/yrylov.htm$
or mirror Web site:
$http://gasdyn-ipm.ipmnet.ru/\tilde{}rylov/yrylov.htm$

Аннотация

Рассматриваются и оцениваются две разные стратегии построения релятивистской квантовой теории. Одна стратегия – это традиционная стратегия, основанная на применении формализма квантовой механики к релятивистским системам. Этот подход не может решить проблему рождения пар. Кажущийся успех квантовой теории поля (КТП) при решении этой проблемы обусловлен непоследовательностью КТП, проявляющейся в несовместности динамических уравнений с перестановочными соотношениями. (Непоследовательная теория "может решить" практически любую проблему, в том числе и проблему рождения пар). Вторая стратегия основана на применении фундаментальных принципов классической динамики и статистического описания к релятивистским динамическим системам. Она кажется более надежной, потому что эта стратегия не использует квантовых принципов, и это снимает основную проблему КТП (объединение нерелятивистских принципов квантовой теории с принципами теории относительности).

1 Введение

Для нерелятивистских физических явлений микромира традиционная квантовая теория прекрасно проверена. Квантовая теория основана на нерелятивистских квантовых принципах. Ее применение к релятивистским явлениям микромира сталкивается с проблемой объединения нерелятивистских квантовых принципов с принципами теории относительности. Многие исследователи полагают, что такое объединение осуществлено в квантовой теории поля (КТП).

К сожалению, это не так, и главная трудность состоит в том, что мы не используем надлежащим образом принципы теории относительности. Записывая динамические уравнения в релятивистски ковариантном виде, мы полагаем, что все требования теории относительности приняты во внимание.

К сожалению, это не так. Релятивистская инвариантность динамических уравнений является необходимым условием правильного применения принципов теории относительности. Однако, она не является достаточной. Кроме этого нужно использовать релятивистское понятие состояния рассматриваемых физических объектов. Например, описывая частицу в нерелятивистской механике, мы рассматриваем точечную частицу в трехмерном пространстве как физический объект, чье состояние описывается координатой частицы $\mathbf{x}$ и ее импульсом $\mathbf{p}$. Мировая линия частицы рассматривается как атрибут частицы (ее история), а не как физический объект. Сам термин "мировая линия частицы" подразумевает, что "частица" является объектом, а "мировая линия" – атрибутом этого объекта. Однако, в релятивистской механике мировая линия частицы $\mathcal{L}$ рассматривается как физический объект, а не как атрибут физического объекта. В этом случае точечная частица является пересечением $\mathcal{L}\cap\mathcal{T}_C$ мировой линии $\mathcal{L}$ с гиперплоскостью $\mathcal{T}_C$: $t=C=$const.

Гиперплоскость $\mathcal{T}_C$ не является инвариантной в том смысле, что множество $\mathcal{S}_T$ гиперплоскостей $\mathcal{T}_C$ не является инвариантным при преобразованиях Лоренца. Если имеется несколько мировых линий $\mathcal{L}_1$, $\mathcal{L}_2$, ... $\mathcal{L}_n$, то их пересечения $\mathcal{L}_k\cap\mathcal{T}_C$ с гиперплоскостью $\mathcal{T}_C$ образуют множество $\mathcal{S}_C$ частиц $\mathcal{P}_k=\mathcal{L}_k\cap\mathcal{T}_C$ в некоторой системе координат K. Множество $\mathcal{S}_C$ частиц $\mathcal{P}_k$ зависит от выбора системы координат K. В системе координат K', движущейся относительно системы координат K, получаем другое множество $\mathcal{S}'_{C'}$ частиц $\mathcal{P}'_k=\mathcal{L}_k\cap\mathcal{T}'_{C'}$, взятых в некоторый момент времени $t'=C'=$const. Если имеется только одна мировая линия $\mathcal{L}_1$, то можно таким образом выбрать постоянную C', что $\mathcal{P}_1=\mathcal{L}_1\cap\mathcal{T}_C$ совпадет с $\mathcal{P}'_1=\mathcal{L}_1\cap\mathcal{T}'_{C'}$. Однако, если мировых линий много совпадение множеств $\mathcal{S}_C$ и $\mathcal{S}'_{C'}$ становится невозможным при любом выборе постоянной C'. Другими словами, частица не является инвариантным объектом, и она не может рассматриваться как физический объект в релятивистской механике. В случае одной мировой линии можно компенсировать неинвариантный характер частицы надлежащим выбором постоянной C'. однако, при статистическом описании, где имеется много мировых линий, такая компенсация невозможна.

В нерелятивистской механике имеется абсолютная одновременность, и множество $\mathcal{S}_C$ гиперплоскостей $\mathcal{T}_C$: $t=$const одно и то же во всех инерциальных системах координат. В этом случае пересечения мировых линий $\mathcal{L}_1$, $\mathcal{L}_2$, ... $\mathcal{L}_n$ с гиперплоскостью $\mathcal{T}_C$ образуют одно и то же множество событий во всех системах координат. Тогда частицы являются инвариантными объектами и могут рассматриваться как физические объекты. Строго говоря, мировые линии следует рассматривать как физические объекты и в нерелятивистской физике, поскольку нерелятивистская физика является частным случаем релятивистской. Однако, в этом случае рассмотрение частицы как физического объекта также возможно, и это рассмотрение проще и эффективнее, поскольку точечная частица более простой объект, чем мировая линия.

Приведенные выше утверждения не являются новыми. Например, В.А. Фок в своей книге [1]подчеркивал, что понятие состояния различно в релятивистской и в нерелятивистской механике. Исследователи, как правило, не возражают против таких утверждений, но на практике их не применяют.

Нерелятивистская квантовая теория была построена построена и проверена во многих экспериментах. Она является исходной точкой для построения релятивистской квантовой теории. В этой работе мы пытаемся исследовать разные стратегии построения релятивистской квантовой теории для того, чтобы выбрать правильную стратегию. Однако, сначала мы рассмотрим взаимоотношение между фундаментальной физической теорией и усеченной физической теорией.

Схема этого взаимоотношения показана на рисунке. Фундаментальная теория представляет собой логическую структуру. Фундаментальные принципы теории расположены внизу. Экспериментальные данные, которые должны быть объяснены теорией показаны вверху. Между ними расположен ряд логических следствий фундаментальных принципов. Возможно такое положение, когда для некоторых условий можно получить список логических следствий, расположенных вблизи экспериментальных данных. Возможна такая ситуация, когда некоторый круг экспериментальных данных и физических явлений может быть объяснен и рассчитан на основе этого списка логических следствий без ссылки на фундаментальные принципы. В этом случае список следствий фундаментальных принципов может рассматриваться как независимая физическая теория. Мы будем называть такую теорию усеченной, 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, которая верна только для квазистатических тепловых явлений. Термодинамика аксиоматическая теория. Она не может быть применена к нестационарным тепловым явлениям. В этом случае следует использовать кинетическую теорию, которая является более фундаментальной теорией, поскольку ее можно применять как к квазистатическим, так и к нестационарным тепловым явлениям. Кроме того, при некоторых условиях термодинамика может быть получена из кинетической теории как частный случай.

Усеченная теория обладает рядом свойств, которые обеспечивают ее широкое применение.

1. Усеченная теория проще, чем фундаментальная, потому что часть логических рассуждений и математических расчетов фундаментальной теории используются в усеченной теории в готовом виде. Кроме того усеченная теория находится вблизи экспериментальных данных, и для применения усеченной теории не нужны длинные логические рассуждения.

2. Усеченная теория представляет собой список предписаний, и она не явля-

ется логической структурой в той же мере, как фундаментальная теория. Усеченная теория является аксиоматической. Она содержит больше аксиом, чем фундаментальная теория, поскольку логические следствия фундаментальной теории проявляются в усеченной теории как фундаментальные принципы (аксиомы).

3. Будучи более простой, усеченная теория появляется прежде фундаментальной теории. Это обстоятельство является причиной конфликтов между сторонниками фундаментальной теории и усеченной теории, потому что вторые рассматривают усеченную теорию как фундаментальную. Такая ситуация имела место, например, при становлении статистической физики, когда сторонники аксиоматической термодинамики выступали против работ Гиббса и Больтцмана. Та же ситуация имела место при становлении учения Коперника-Галилея-Ньютона, когда сторонники доктрины Птолемея выступали против доктрины Коперника-Галилея-Ньютона. Они ссылались на то, что нет необходимости вводить доктрину Коперника, поскольку доктрина Птолемея проста и привычна. Только открытие Ньютоном всемирного закона тяготения и рассмотрение небесных явлений, которые не могли быть описаны в рамках доктрины Птолемея, положили конец соперничеству двух доктрин.

4. При построении усеченной теории прежде фундаментальной обычно используется метод проб и ошибок. Другими словами, усеченная теория угадывается, а не строится логическим путем.

Главный недостаток усеченной теории заключается в невозможности ее расширения на более широкий круг физических явлений. Например, пусть усеченная теория объясняет нерелятивистские физические явления. Это означает, что основные положения усеченной теории получаются как следствия фундаментальных принципов и нерелятивистского характера рассматриваемых явлений. Чтобы распространить усеченную теорию на релятивистские явления, нужно разделить, что в принципах усеченной теории является следствием фундаментальных принципов, а что обусловлено нерелятивистским характером рассматриваемых явлений. Успешное разделение этих двух факторов означает, по существу, осознание усеченности теории и построение фундаментальной теории. Если фундаментальная теория построена, то распространение теории на релятивистские явления получается простым применением фундаментальных принципов к релятивистским явлениям. Полученная теория будет правильно описывать релятивистские явления. Она может существенно отличаться от усеченной теории, применимой к описанию нерелятивистских явлений.

Традиционная нерелятивистская квантовая теория является усеченной теорией, применимой только для описания нерелятивистских явлений. Она имеет все формальные признаки усеченной теории (длинный список аксиом, близость к экспериментальным данным). Обычно усеченный характер нерелятивистской квантовой теории подвергается сомнению исследователями, работающими в области квантовой теории. Главная проблема релятивистской квантовой теории обычно формулируется как проблема объединения нерелятивистских квантовых принципов с принципами теории относительности.

Традиционно нерелятивистская квантовая теория рассматривается как фундаментальная теория. Релятивистскую квантовую теорию пытаются построить, не разбираясь в том, что в нерелятивистской квантовой теории обусловлено фундаментальными принципами, а что обусловлено ее нерелятивистским характером. Предполагается, что линейность является главным свойством теории, и ее пытаются сохранить. Однако, анализ показывает, что линейность квантовой теории является некоторым искусственным обстоятельством [2], которое существенно упрощает описание кввантовых явлений, но не отражает существа этих явлений. Традиционный подход к построению релятивистской квантовой теории показан на схеме прерывистой линией. Если следовать этой линии, то построение правильной релятивистской теории окажется столь же трудным, как открытие закона всемирного тяготения на основе доктрины Птолемея, потому что в этом случае можно использовать только метод проб и ошибок. Кроме того, даже успешно построив такую теорию, будет трудно выбрать ее правильную версию, потому что она не имеет логического обоснования. Другими словами, кажется, что традиционный подход к построению релятивистской квантовой теории (изобретение новых гипотез, и подгонка) ведет в тупик, хотя нельзя исключить тот случай, что подход окажется успешным (ведь метод проб и ошибок оказался успешным при построении нерелятивистской квантовой механики).

Альтернативный путь построения релятивистской теории физических явлений в микромире показан на рисунке сплошной линией. Он предполагает получение фундаментальных принципов и их последовательное применение к релятивистским физическим явлениям. Устранение квантовых принципов является характерным для этого подхода. Это устранение сопровождается снятием проблемы объединения нерелятивистских квантовых принципов с принципами теории относительности. Одновременно развиваются динамические методы исследования квантовых систем, когда квантовые системы исследуются просто как динамические системы. Эти методы не используют квантовых принципов. Они используются для исследования как релятивистских так и нерелятивистских квантовых систем. Характерным свойством этого подхода является использование логических построений. Изобретение новых гипотез и подгонка под эксперимент (метод проб и ошибок) не используются.

Обычно считается, что квантовые системы содержат такой неклассический объект как волновая функция. Квантовые принципы представляют собой список предписаний, как работать с волновыми функциями. На самом деле, волновая функция на является специфическим квантовым объектом. Волновая функция представляет собой комплексный гидродинамический потенциал. Любая идеальная жидкость может быть описана в терминах гидродинамических потенциалов (потенциалов Клебша [3, 4]). В частности, она может быть описана в терминах волновой функции [5]. Предписания для работы с описанием в терминах волновой функции следуют прямо из определения волновой функции и из предписаний для работы с динамическими системами гидродинамического типа. Квантовые системы – это такие динамические системы гидродинамического типа, для которых динамические уравнения линейны, если они записаны в терминах волновой функции. Статистический ансамбль $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ стохастических частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ является динамической системой гидродинамического типа. При некоторых условиях динамические уравнения для статистического ансамбля $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ становятся линейными, если они записаны в терминах волновой функции. В этом случае статистический ансамбль $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ может рассматриваться как квантовая система в том смысле, что квантовые принципы (предписания для работы с волновой функцией) могут быть приложены к статистическому ансамблю $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$.

Таким образом, квантовые системы не являются таинственными системами, описываемыми с помощью специфического неклассического объекта (волновой функции). Квантовые системы являются частным случаем динамических систем, которые могут и должны исследоваться традиционными динамическими методами, применяемыми в динамике сплошных сред. Классические принципы динамики и принципы статистического описания являются фундаментальными принципами любой динамики и, в частности, динамики квантовых систем, рассматриваемой как динамика стохастических частиц. Другими словами, нерелятивистская квантовая теория является усеченной теорией по отношению к динамике стохастических систем, которая рассматривается как фундаментальная теория.

Переход к релятивистской квантовой механике означает, что следует применить общие принципы механики и статистического описания к статистическим ансамблям стохастических частиц, для которых регулярные составляющие скорости являются релятивистскими. (Стохастические составляющие скорости всегда являются релятивистскими, даже в том случае, когда регулярные составляющие являются нерелятивистскими). Такое статистическое описание может быть осуществлено в терминах волновой функции. Однако, мы не можем утверждать заранее, что динамические уравнения будут линейными, потому что в релятивистском случае имеется такое явление как рождение частиц, которое отсутствует в классической релятивистской механике и в нерелятивистской квантовой теории.

На первый взгляд, прямой путь перехода от нерелятивистской квантовой теории к релятивистской кажется более привлекательным, потому что он проще и не требует обнаружения фундаментальных понятий. Кроме того, кажется, что это единственный путь, если мы верим, что нерелятивистская квантовая теория является фундаментальной теорией, (а не усеченной). К сожалению, следуя квантовым принципам и этим путем, мы оказываемся в тупике. Это вынуждает нас поставить вопрос, является ли нерелятивистская квантовая теория фундаментальной теорией (а не усеченной).

Мы будем называть путь, показанный на схеме прерывистой линией, прямым путем (прямым подходом). Путь показанный сплошной линией будем называть логическим путем (логическим подходом). Главной целью работы является исследование этих двух подходов и исследовательских стратегий, связанных с ними. Логический путь представляется более адекватным, но в то же самое время он кажется более трудным. Есть два разных метода представления нашего исследования (1) описание проблем прямого подхода с точки зрения логического, (2) описание тех проблем прямого подхода, которые приводят к отказу от прямого подхода в пользу логического. В этой работе мы предпочитаем использовать второй вариант.

2 Трудности применения квантовых принципов к релятивистским явлениям

Рождение частиц является физическим явлением, которое характерно для релятивистской квантовой физики. Это явление не имеет классического аналога, потому что оно отсутствует в классической релятивистской физике. Это явление отсутствует и в нерелятивистской квантовой физике. При классическом описании рождение частиц представляет собой поворот мировой линии во временно́м направлении. В соответствии с этой концепцией частицы рождаются парами частица – античастица. В классической физике нет силовых полей, которые могли бы рождать или уничтожать такие пары. Мировая линия описывает рождение пары, Если мировая линия описывает рождение пары, то некоторый отрезок мировой линии должен быть пространственноподобным. На этом отрезке мы имеем

$$g_{ik}\frac{dx^i}{d\tau}\frac{dx^k}{d\tau} < 0 \tag{2.1}$$

где g_{ik} есть метрический тензор и $x^k = x^k(\tau)$ есть уравнение мировой линии $\mathcal{L}$. С другой стороны, действие для свободной классической частицы имеет вид

$$\mathcal{A}[x] = -\int mc\sqrt{g_{ik}\frac{dx^i}{d\tau}\frac{dx^k}{d\tau}}d\tau \tag{2.2}$$

Соотношения (2.1) и (2.2) несовместимы. Они становятся совместными, если существует такое силовое поле, которое изменяет массу частицы. Например, если вместо действия (2.2) рассмотреть действие

$$\mathcal{A}[x] = \int L(x,\dot{x})\,d\tau, \qquad L = -m_{\text{eff}}c\sqrt{g_{ik}\frac{dx^i}{d\tau}\frac{dx^k}{d\tau}}, \qquad m_{\text{eff}} = m\sqrt{1+f} \tag{2.3}$$

где m_{eff} есть эффективная масса, и $f = f(x)$ есть некоторое внешнее силовое поле, которое может изменить эффективную массу частицы m_{eff}. Если $f < -1$, то эффективная масса становится мнимой, условие (2.1) выполняется в области, где $f < -1$, и запрет на рождение пар или их аннигиляцию нарушается.

Далее, рассматривая мировую линию как физический объект, мы будем употреблять специальный термин МЛ (аббревиатура термина "мировая линия").

Аббревиатуру МЛ мы будем прочитывать как "эмлон". Исследование эмлона, меняющего свое направление во времени и описывающего рождение или уничтожение пар показывает [6, 7], что некоторые отрезки эмлона описывают частицу, тогда как другие отрезки эмлона описывают античастицу. Частица и античастица имеют противоположный знак электрического заряда. Энергия $E = \int T^{00} d\mathbf{x}$ частицы и античастицы всегда положительны. Временны́е составляющие $p_0 = \partial L / \partial \dot{x}^0$, $\dot{x}^k \equiv dx^k/d\tau$ канонического импульса p_k частицы и античастицы имеют противоположный знак, если мировая линия (МЛ) рассматривается отдельный физический объект (отдельная динамическая система). Они могут иметь один знак и совпадать с $-E$, если различные отрезки эмлона ассоциируются с различными динамическими системами (частицами и античастицами).

Описание процесса аннигиляции как эволюции двух различных динамических систем (частицы и античастицы), которые перестают существовать после столкновения, несовместимо с традиционным формализмом классической релятивистской динамики, где динамические системы не могут исчезать. Однако, описание этого процесса как эволюции некоторого точечного объекта СМЛ, движущегося вдоль мировой линии в направлении возрастания параметра τ, возможно с точки зрения традиционного формализма релятивистской физики. Объект СМЛ является сокращением термина "сечение мировой линии". Мы будем также употреблять термин "эсэмлон" как прочтение аббревиатуры СМЛ. Эсэмлон есть понятие коллективное по отношению к понятиям частица и античастица. В процессе эволюции эсэмлон может менять свое состояние (частицы и античастица). Такой подход совместим с релятивистской кинематикой.

Исследование [6] показывает, что энергия E и временна́я составляющая канонического импульса $-p_0$ суть различные величины, которые могут совпадать, если только нет рождения пар. При наличии рождения пар равенство $E = -p_0$ для всей мировой линии также возможно, когда вся мировая линия разрезана на отрезки, соответствующие частицам и античастицам, и каждый отрезок рассматривается как отдельная динамическая система.

Обычно считается, что теория возмущений и расходимости являются главными проблемами КТП. На самом деле, это только вершина айсберга. Главная проблема состоит в определении перестановочных соотношений. Мы продемонстрируем это на примере динамического уравнения

$$(\partial_i \partial^i + m^2)\varphi = \lambda \varphi^* \varphi \varphi \tag{2.4}$$

Здесь φ является комплексным скалярным полем и φ^* является эрмитово сопряженным полем, λ является постоянной самодействия. Существуют две различные схемы вторичного квантования: (1) PA-схема, где частица и античастица рассматриваются как различные физические объекты и (2) WL-схема, где мировая линия (МЛ) рассматривается как физический объект. Частица и античастица являются двумя различными состояниями объекта эсэмлона. Эти две схемы различаются своими перестановочными соотношениями, накладываемыми на операторы φ и φ^* (см. детали в [8]).

В PA-схеме имеется неопределенное число объектов (частиц и античастиц), которые могут рождаться и уничтожаться. Коммутаторы $[\varphi(x), \varphi(x')]_-$ и $[\varphi(x), \varphi^*(x')]_-$ обращаются в нуль

$$[\varphi(x), \varphi(x')]_- = 0, \qquad [\varphi(x), \varphi^*(x')] = 0, \qquad |x - x'|^2 < 0 \tag{2.5}$$

если интервал между точками x и x' пространственноподобен. PA-схема пытается описать полную картину движения частиц и их столкновений. Это очень сложная картина. Она может быть описана только в терминах теории возмущений, потому что число физических объектов (объектов квантования) не сохраняется. Перестановочные соотношения, которые используются в PA-схеме *несовместны с динамическими уравнениями.* В результате PA-схема вторичного квантования оказывается непоследовательной.

В WL-схеме вторичного квантования число объектов квантования (эмлонов) сохраняется, и всю проблему можно разделить на части, одноэмлонную, двухэмлонную и т.д. Каждая из частей может рассматриваться и решается независимо. Постановка задачи напоминает постановку задачи в нерелятивистской квантовой механике, где число частиц сохраняется. В результате вся проблема может быть разделена на одночастичную проблему, двухчастичную проблему и т.д., и каждая проблема может быть решена независимо. В соответствии с таким делением всей проблемы на несколько более простых задач, проблема вторичного квантования в WL-схеме приводится к нескольким более простым проблемам. В результате она может быть сформулирована без теории возмущений (см детали в [8]). Перестановочные соотношения в WL-схеме не удовлетворяют условиям (2.5). Это обстоятельство связано с тем фактом, что объекты квантования (эмлоны) являются протяженными объектами. Если имеется рождение частиц, мировые линии пространственноподобны в том смысле, что они могут содержать точки x и x', разделенные пространственноподобным интервалом. Имеются такие динамические переменные в x и в x', лежащие на одной и той же мировой линии, для которых коммутатор не обращается в нуль, и это причина для нарушения условий (2.5) в WL-схеме квантования. Перестановочные соотношения в WL-схеме совместны с динамическими уравнениями. кроме того, одновременные перестановочные соотношения зависят от постоянной самодействия λ. WL-схема вторичного квантования последовательна и совместна с динамическими уравнениями. Они могут быть решены при помощи непертурбативных методов. Однако, рождение пар отсутствует в WL-схеме, даже если постоянная самодействия $\lambda \neq 0$ [8].

Считается, что в PA-схеме имеется рождение пар. Однако, PA-схема непоследовательна, и рождение пар является следствием этой непоследовательности. [8]. Таким образом, ни PA-схема, ни WL-схема не описывают эффект рождения пар. Это связано с тем, что самодействие вида (2.4), так же как и другие степенные взаимодействия не порождают рождения пар. Чтобы порождать пары, нужно взаимодействие особого типа [7].

Сторонники PA-схемы утверждают, что в WL-схеме нарушен принцип причинности, потому что условия (2.5) не выполняются. Это не так, потому что принцип причинности имеет вид (2.5) только для точечных объектов. Для протяженных объектов (пространственноподобных эмлонов) принцип причинности имеет другой вид [8]. Условие (2.5) утверждает просто, что динамические переменные разных динамических систем коммутируют. Однако, в случае пространственноподобных мировых линий точки x и x', разделенные пространственноподобным интервалом, могут принадлежать к одной и той же динамической системе. В этом случае условие (2.5) должно нарушаться. Однако, независимо от того правы или нет сторонники PA-схемы, динамическое уравнение (2.4) не описывает рождения пар. Появление рождения пар [9, 10, 11, 12] является результатом несовместности перестановочных соотношений с динамическим уравнением и использованием несовершенной теории возмущений.

Традиционно перестановочные соотношения рассматриваются как разновидность начальных условий для динамических уравнений. В результате не видят необходимости проверки совместности перестановочных соотношений с динамическими уравнениями. На самом деле, аналогия между перестановочными соотношениями и начальными условиями неверна. Перестановочные соотношения представляют собой дополнительные ограничения, налагаемые на динамические переменные. *Совместность дополнительных ограничений с динамическими уравнениями должна быть проверена.* Зависимость одновременных перестановочных соотношений от постоянной самодействия λ в WL-схеме, где такая совместность имеет место, подтверждает необходимость такой проверки.

Таким образом, прямое применение формализма квантовой механики к релятивистским динамическим системам приводит к невозможности описания рождения частиц. Это означает, что нам следует понять существо формализма квантовой механики и пересмотреть его вид в соответствии с пересмотренным пониманием квантовой механики.

3 Линейность квантовой механики

Чтобы показать, что линейность формализма квантовой механики не является существенным свойством, присущим фундаментальной теории, рассмотрим шредингеровскую частицу, которая представляет собой динамическую систему $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$, описываемую действием

$$\mathcal{S}_{\mathrm{S}}: \qquad \mathcal{A}_{\mathrm{S}}[\psi] = \int \left\{ \frac{i\hbar}{2} \left(\psi^* \partial_0 \psi - \partial_0 \psi^* \cdot \psi \right) - \frac{\hbar^2}{2m} \nabla \psi^* \nabla \psi \right\} d^4 x \tag{3.1}$$

где $\psi = \psi(t, \mathbf{x})$ представляет собой комплексную волновую функцию. Смысл волновой функции (т.е. связь между частицей и волновой функцией) описывается соотношениями

$$\langle F(\mathbf{x}, \mathbf{p}) \rangle = B \int \mathrm{Re} \left\{ \psi^* F(\mathbf{x}, \hat{\mathbf{p}}) \psi \right\} d\mathbf{x}, \qquad \hat{\mathbf{p}} = -i\hbar \nabla, \qquad B = \left(\int \psi^* \psi d\mathbf{x} \right)^{-1} \tag{3.2}$$

которые определяют среднее значение $\langle F(\mathbf{x},\mathbf{p})\rangle$ любой функции $F(\mathbf{x},\mathbf{p})$ положения $\mathbf{x}$ и импульса $\mathbf{p}$. Мы будем называть соотношение (3.2) вместе с ограничениями, налагаемыми на его применение, принципами квантовой механики, потому что фон Нейманн показал, что все положения квантовой механики могут быть получены из соотношений подобного типа. Таким образом, действие (3.1) описывает формализм квантовой механики, тогда как соотношения (3.2) образуют основу для традиционной интерпретации квантовой механики.

Динамическое уравнение

$$i\hbar\partial_0\psi = -\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2\psi, \tag{3.3}$$

порожденное действием (3.1), линейно, и считается, что эта линейность вместе с линейными операторами, описывающими все наблюдаемые величины, является свойством, присущим квантовой механике.

Предполагается, что квантовая постоянная $\hbar$ описывает квантовые свойства в том смысле, что, положив $\hbar = 0$ в квантовом описании, мы должны получить классическое описание. Однако, положив $\hbar = 0$ в действии (3.1), мы не получим никакого описания. Все члены в действии содержат $\hbar$, и кажется, что описание с помощью действия (3.1) является квантовым от начала до конца. На самом деле, главная часть описания динамической системы $\mathcal{S}_S$ является классической, а квантовое описание составляет только часть общего описания. Другими словами, описание в терминах действия (3.1) является искусственным описанием.

Чтобы показать это, преобразуем волновую функцию ψ, изменив ее фазу

$$\psi \to \Psi_b: \quad \psi = |\Psi_b| \exp\left(\frac{b}{\hbar}\log\frac{\Psi_b}{|\Psi_b|}\right) \quad b = \text{const} \neq 0 \tag{3.4}$$

Подставляя (3.4) в действие (3.1), получаем

$$\mathcal{A}_{\mathrm{S}}[\Psi_b] = \int \left\{ \frac{ib}{2}\left(\Psi_b^*\partial_0\Psi_b - \partial_0\Psi_b^*\cdot\Psi_b\right) - \frac{b^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}\Psi_b^*\boldsymbol{\nabla}\Psi_b \right.$$
$$\left. + \frac{b^2}{2m}\left(\boldsymbol{\nabla}|\Psi_b|\right)^2 - \frac{\hbar^2}{2m}\left(\boldsymbol{\nabla}|\Psi_b|\right)^2 \right\} dt\,d\mathbf{x} \tag{3.5}$$

Замена переменных приводит к замене $\hbar \to b$ и к появлению двух нелинейных членов, компенсирующих друг друга, если $b = \hbar$. Замена переменных не изменяет динамической системы $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$, хотя динамическое уравнение становится нелинейным, если $b^2 \neq \hbar^2$

$$ib\partial_0\Psi_b = -\frac{b^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2\Psi_b - \frac{\hbar^2 - b^2}{8m}\left(\frac{(\boldsymbol{\nabla}\rho)^2}{\rho^2} + 2\boldsymbol{\nabla}\frac{\boldsymbol{\nabla}\rho}{\rho}\right)\Psi_b, \tag{3.6}$$

Однако, описание в терминах Ψ_b оказывается естественным в том смысле, что, положив $\hbar = 0$ в действии (3.5), получаем для него выражение

$$\mathcal{A}_{\mathrm{Scl}}[\Psi_b] = \int \left\{ \frac{ib}{2}\left(\Psi_b^*\partial_0\Psi_b - \partial_0\Psi_b^*\cdot\Psi_b\right) - \frac{b^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}\Psi_b^*\boldsymbol{\nabla}\Psi + \frac{b^2}{2m}\left(\boldsymbol{\nabla}|\Psi_b|\right)^2 \right\} dt\,d\mathbf{x} \tag{3.7}$$

которое реализует классическое описание. Оно описывает статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_\mathrm{d}]$ свободных классических (детерминированных) частиц $\mathcal{S}_\mathrm{d}$. Действие $\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_\mathrm{d}]}$ для статистического ансамбля может быть представлено в виде

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_\mathrm{d}]}[\mathbf{x}] = \int \frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^2 dt d\boldsymbol{\xi} \tag{3.8}$$

где $\mathbf{x} = \mathbf{x}(t, \boldsymbol{\xi})$ есть 3-векторная функция независимых переменных $t, \boldsymbol{\xi} = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$. Переменные (лагранжевы координаты) $\boldsymbol{\xi}$ маркируют частицы $\mathcal{S}_\mathrm{d}$ статистического ансамбля $\mathcal{E}[\mathcal{S}_\mathrm{d}]$. Статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_\mathrm{d}]$ представляет собой динамическую систему гидродинамического типа Можно показать, что динамическая система, описываемая действием $\mathcal{A}_\mathrm{Scl}[\Psi_b]$ (3.7) представляет собой частный случай (потенциальное течение) динамической системы $\mathcal{E}[\mathcal{S}_\mathrm{d}]$ [5].

Связь между уравнением Шредингера и гидродинамическим описанием известна давно [14, 15]. Однако, связь между описанием в терминах волновой функции и гидродинамическим описанием была односторонней. Можно было перейти от уравнения Шредингера к гидродинамическим уравнениям, но нельзя было перейти от гидродинамических уравнений к описанию в терминах волновой функции, потому что *нужно интегрировать* гидродинамические уравнения. В самом деле, уравнение Шредингера представляет собой два вещественных уравнения первого порядка для плотности ρ и фазы φ, тогда как система гидродинамических уравнений состоит из четырех уравнений первого порядка для плотности ρ и для скорости $\mathbf{v}$. Чтобы получить четыре гидродинамических уравнения, нужно взять градиент от уравнения для фазы φ и ввести скорость $\mathbf{v} = m^{-1}\boldsymbol{\nabla}\varphi$. Наоборот, чтобы перейти от гидродинамического описания к описанию в терминах волновой функции, нужно интегрировать гидродинамические уравнения. В общем виде это интегрирование было неизвестно долгое время.

Замена переменных, ведущая от действия $\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_\mathrm{d}]}[\mathbf{x}]$ к действию $\mathcal{A}_\mathrm{Scl}[\Psi_b]$ содержит интегрирование (см. [5] или математические приложения к работам [16, 17]). Постоянная b в действии $\mathcal{A}_\mathrm{Scl}[\Psi_b]$ является произвольной постоянной интегрирования (калибровочной постоянной). Произвольные функции интегрирования "спрятаны" внутри волновой функции Ψ_b. Таким образом, классическим пределом шредингеровской частицы (3.5) при $\hbar \to 0$ является статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_\mathrm{d}]$, а не индивидуальная частица $\mathcal{S}_\mathrm{d}$. Это означает, что *волновая функция описывает статистический ансамбль частиц, а не отдельную частицу*, и копенгагенская интерпретация, где волновая функция описывает отдельную частицу, *несовместима* с формализмом квантовой механики.

Динамическая система $\mathcal{S}_\mathrm{S}$ описывается действием (3.5) равно как и действием (3.1). Интерпретация (3.2) волновой функции ψ также может быть переписана с помощью преобразования (3.4) как интерпретация волновой функции Ψ_b. В действии (3.5) только один член содержит квантовую постоянную $\hbar$, и этот член ответственен за квантовые эффекты. Линейность уравнения Шредингера (3.3) следует рассматривать как результат специального выбора произвольной постоянной $b = \hbar$.

Такой выбор оправдан, потому что он преобразует естественное динамическое уравнение (3.6) в линейное динамическое уравнение (3.3), которое очень удобно для решения и для исследования динамической системы $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$. Однако, динамическое уравнение (3.3) остается искусственным в том смысле, что линейность достигается с помощью специального выбора постоянной интегрирования, и линейность динамического уравнения не является тем существенным свойством, которое может быть использовано для обобщения нерелятивистской квантовой теории на релятивистский случай.

Тот факт, что классическое приближение $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$ шредингеровской частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$ представляет собой статистический ансамбль $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}\right]$ свободных классических (детерминированных) частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ наводит на мысль, что шредингеровская частица $\mathcal{S}_{\mathrm{S}}$ тоже представляет собой статистический ансамбль $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$, но это – ансамбль свободных стохастических частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$. Эта мысль представляет собой старую добрую идею, предлагавшуюся многими авторами, например, [18]. Однако, математическая реализация этой идеи встретила *трудности, обусловленные неправильным применением принципов теории относительности.*

4 Статистическое описание релятивистских частиц

Всякое статистическое описание есть описание *физических объектов*. Как мы упоминали выше, в нерелятивистском случае физическими объектами являются точки в трехмерном пространстве. В релятивистском случае физическими объектами являются протяженные объекты: эмлоны. Статистическое описание нерелятивистских частиц отличается от статистического описания релятивистских частиц в том смысле, что плотность состояний ρ при нерелятивистском описании определяется соотношением

$$dN = \rho dV \tag{4.1}$$

где dN есть число частиц в бесконечно малом 3-объеме dV. В релятивистском случае плотность состояний j^k описывется соотношением

$$dN = j^k dS_k \tag{4.2}$$

где dN есть поток мировых линий через бесконечно малую площадку dS_k. Из соотношений (4.1), (4.2) следует, что в нерелятивистском случае можно ввести понятие плотности вероятности состояния на основе неотрицательной величины ρ, тогда как в релятивистском случае это невозможно, потому что нельзя построить плотность вероятности на основе 4-вектора j^k.

Статистическое описание представляет собой описание статистического ансамбля, который является динамической системой, состоящей из многих одинаковых независимых систем. Эти системы могут быть динамическими или стохастическими. Однако, статистический ансамбль всегда является динамической системой. Это означает, что существуют динамические уравнения, описывающие эволюцию состояния статистического ансамбля. Исследование статистического ансамбля как динамической системы, позволяет исследовать средние характеристики стохастических систем, составляющих этот ансамбль. Кроме того, в нерелятивистском случае статистический ансамбль представляет собой инструмент для вычисления различных средних величин и распределений, потому что в этом случае состояние ансамбля может быть интерпретировано как плотность вероятности того, что состояние системы находится в некоторой заданной точке фазового пространства.

Статистический ансамбль обычно используется в статистической физике, где производится статистическое описание детерминированных систем. Главное свойство статистического ансамбля (*быть динамической системой*) воспринимается как некая тривиальность и статистический ансамбль рассматривается обычно как инструмент для вычисления средних значений различных функций состояния. Совершенно понятно, что когда пытаются применить такое понятие статистического ансамбля для описания релятивистских стохастических частиц, то из этого ничего не получается, потому что вероятностная концепция статистического ансамбля (статистический ансамбль как инструмент для вычисления средних) здесь неприменима. В то же время проблема построения *динамической системы* (статистического ансамбля) из стохастических систем в статистической физике просто не ставится.

На примере свободных нерелятивистских частиц мы покажем как можно построить статистический ансамбль без ссылки на теорию вероятностей. Действие $\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{d}}}$ для свободной детерминированной частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ имеет вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{d}}}[\mathbf{x}] = \int \frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^2 dt \tag{4.3}$$

где $\mathbf{x} = \mathbf{x}(t)$.

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

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]}[\mathbf{x}] = \int \frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^2 dt d\boldsymbol{\xi} \tag{4.4}$$

где $\mathbf{x} = \mathbf{x}(t, \boldsymbol{\xi})$ есть 3-векторная функция независимых переменных $t, \boldsymbol{\xi} = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$. Переменные (лагранжевы координаты) $\boldsymbol{\xi}$ маркируют частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ статистического ансамбля $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]$. Статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]$ представляет собой динамическую систему гидродинамического типа.

Статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]$ свободных *стохастических* частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ есть динамическая система, описываемая действием

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}[\mathbf{x}, \mathbf{u}_{\mathrm{df}}] = \int \left\{\frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^2 + \frac{m}{2}\mathbf{u}_{\mathrm{df}}^2 - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}_{\mathrm{df}}\right\} dt d\boldsymbol{\xi} \tag{4.5}$$

где $\mathbf{u}_{\mathrm{df}} = \mathbf{u}_{\mathrm{df}}(t, \mathbf{x})$ представляет собой диффузионную скорость, описывающую среднее значение стохастической составляющей скорости, тогда как $\frac{d\mathbf{x}}{dt}(t, \boldsymbol{\xi})$

описывает регулярную составляющую скорости, и $\mathbf{x} = \mathbf{x}(t, \boldsymbol{\xi})$ есть 3-векторная функция независимых переменных $t, \boldsymbol{\xi} = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$. Переменные $\boldsymbol{\xi}$ маркируют частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$, составляющие 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 $\mathbf{x}$. Заметим, что переход от статистического ансамбля (4.4) к статистическому ансамблю (4.5) чисто динамический. Понятие вероятности не используется. Характер стохастичности определяется видом двух последних членов в действии (4.5). Например, если заменить $\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v}_{\mathrm{df}}$ в (4.5) некоторой функцией $f(\boldsymbol{\nabla}\mathbf{v}_{\mathrm{df}})$, то получится другой вид стохастичности, который не совпадает с квантовой стохастичностью.

Действие для отдельной стохастической частицы получается из действия (4.5), если опустить интегрирование по $\boldsymbol{\xi}$. Получаем действие

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{st}}}[\mathbf{x}, \mathbf{u}_{\mathrm{df}}] = \int \left\{ \frac{m}{2} \left(\frac{d\mathbf{x}}{dt} \right)^2 + \frac{m}{2} \mathbf{u}_{\mathrm{df}}^2 - \frac{\hbar}{2} \boldsymbol{\nabla} \mathbf{u}_{\mathrm{df}} \right\} dt \tag{4.6}$$

где $\mathbf{x} = \mathbf{x}(t)$, $\quad \mathbf{u}_{\mathrm{df}} = \mathbf{u}_{\mathrm{df}}(t, \mathbf{x})$. Однако, действие (4.6) имеет только символический смысл, поскольку оператор $\boldsymbol{\nabla}$ определен в некоторой окрестности точки $\mathbf{x}$, а не в самой точке $\mathbf{x}$. Это означает, что действие (4.6) не определяет динамических уравнений для частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$, и частица оказывается стохастической, хотя динамические уравнения существуют для статистического ансамбля таких частиц. Они определяются действием (4.5). Таким образом, частицы, описываемые действием (4.5), являются стохастическими, потому что динамических уравнений для отдельной частицы не существует. В том случае, когда квантовая постоянная $\hbar = 0$, действия (4.6) и (4.3) совпадают,потому что в этом случае $\mathbf{u}_{\mathrm{df}} = 0$, как это следует из (4.6).

Вариация действия (4.5) по переменной $\mathbf{u}_{\mathrm{df}}$ приводит к уравнению

$$\mathbf{u}_{\mathrm{df}} = -\frac{\hbar}{2m} \boldsymbol{\nabla} \ln \rho, \tag{4.7}$$

где плотность частиц ρ определяется соотношением

$$\rho = \left[\frac{\partial (x^1, x^2, x^3)}{\partial (\xi_1, \xi_2, \xi_3)} \right]^{-1} = \frac{\partial (\xi_1, \xi_2, \xi_3)}{\partial (x^1, x^2, x^3)} \tag{4.8}$$

Соотношение (4.7) представляет собой выражение для средней скорости диффузии в теории броуновского движения.

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

$$m \frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = -\boldsymbol{\nabla} U(\rho, \boldsymbol{\nabla}\rho), \qquad U(\rho, \boldsymbol{\nabla}\rho) = \frac{\hbar^2}{8m} \left(\frac{(\boldsymbol{\nabla}\rho)^2}{\rho^2} - 2\frac{\boldsymbol{\nabla}^2 \rho}{\rho} \right) \tag{4.9}$$

С помощью надлежащей замены переменных эти уравнения могут быть приведены к уравнению Шредингера [5].

Однако, здесь имеется серьезная математическая проблема. Дело в том, что гидродинамические уравнения надо проинтегрировать, для того чтобы их можно было записать в терминах волновой функции. Тот факт, что уравнение Шредингера можно записать в гидродинамическом виде, хорошо известен [14, 15]. Однако, обратный переход от гидродинамических уравнений к записи в терминах волновой функции был неизвестен вплоть до конца XX века [5], и необходимость интегрирования гидродинамических уравнений была причиной этого.

Получение уравнения Шредингера в качестве частного случая динамических уравнений, описывающих статистический ансамбль случайных частиц (4.5), показывает, что волновая функция есть просто метод описания гидродинамических уравнений, а не специфический квантовый объект, чьи свойства определяются квантовыми принципами. При такой интерпретации волновой функции квантовые принципы оказываются излишними, потому что они необходимы только для объяснения, что такое волновая функция и как она связана со свойствами частицы. Вся остальная информация содержится в динамических уравнениях. Оказывается, что квантовая частица является разновидностью стохастической частицы, и все ее проявления легко интерпретируются в терминах статистического ансамбля стохастических частиц (4.5).

Идея того, что квантовая частица является просто стохастической частицей, совершенно естественна. Она известна очень давно [18]. Однако, математически эта идея долго не была реализована из-за рассмотренных выше проблем (неправильная концепция статистического ансамбля релятивистских частиц и необходимость интегрирования гидродинамических уравнений).

Таким образом, мы видим на примере шредингеровской частицы, что квантовые системы являются особым сортом динамических систем, которые могут быть получены из статистического ансамбля классических динамических систем с помощью замены параметров P динамической системы эффективным значением P_{eff} этих параметров. В частности, свободная незаряженная частица описывается единственным параметром: ее массой.

Статистический ансамбль свободных классических релятивистских частиц описывается действием

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\text{d}}]}[x] = -\int mc\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}d\tau d\boldsymbol{\xi}, \qquad \dot{x}^k \equiv \frac{dx^k}{d\tau} \tag{4.10}$$

где $x^k = x^k(\tau, \boldsymbol{\xi})$. Чтобы получить квантовое описание, мы должны рассмотреть статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\text{st}}]$ свободных стохастических релятивистских частиц $\mathcal{S}_{\text{st}}$, который представляет собой динамическую систему, описываемую действием

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\text{st}}]}[x, u] = -\int m_{\text{eff}}c\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}d\tau d\boldsymbol{\xi}, \qquad \dot{x}^k \equiv \frac{dx^k}{d\tau} \tag{4.11}$$

где $x^k = x^k(\tau, \boldsymbol{\xi})$, $u^k = u^k(x)$, $k = 0, 1, 2, 3$. Здесь эффективная масса получается из массы m детерминированной (классической) частицы с помощью замены

$$m^2 \to m_{\text{eff}}^2 = m^2 \left(1 + g_{ik}\frac{u^i u^k}{c^2} + \frac{\hbar}{mc^2}\partial_k u^k\right) \tag{4.12}$$

где $u^k = u^k(x)$ есть среднее значение стохастической составляющей 4-скорости. Используя соотношение

$$\kappa^k = \frac{m}{\hbar} u^k, \tag{4.13}$$

удобно ввести 4-скорость $\kappa = \{\kappa^0, \boldsymbol{\kappa}\}$, с величиной $\boldsymbol{\kappa}$, имеющей размерность длины. Действие (4.11) принимает вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\text{st}}]}[x, \kappa] = -\int mcK\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}d\tau d\boldsymbol{\xi}, \qquad K = \sqrt{1 + \lambda^2\left(g_{ik}\kappa^i\kappa^k + \partial_k\kappa^k\right)} \tag{4.14}$$

где $\lambda = \frac{\hbar}{mc}$ есть комптоновская длина волны и метрический тензор $g_{ik} = \text{diag}\{c^2, -1, -1, -1\}$. В нерелятивистском приближении действие (4.14) превращается в действие (4.5), которое принимает вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\text{st}}}[\mathbf{x}, \mathbf{u}] = \int \left\{-mc^2 + \frac{m}{2}\left(\frac{d\mathbf{x}}{dt}\right)^2 + \frac{m}{2}\mathbf{u}^2 - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right\} dt d\boldsymbol{\xi} \tag{4.15}$$

Получая (4.15), мы выбирали параметр $\tau = t = x^0$, приняли во внимание соотношение (4.13) и пренебрегли $\partial_0\kappa^0$ по сравнению с $\boldsymbol{\nabla}\boldsymbol{\kappa}$.

В общем случае (4.14) κ-поле κ^k может быть также представлено в виде градиента как и в случае (4.7)

$$\kappa^k = g^{kl}\partial_l\kappa \tag{4.16}$$

Здесь κ есть скалярное поле такого вида, что e^κ удовлетворяет неоднородному волновому уравнению.

Используя надлежащую замену переменных, можно ввести волновую функцию, удовлетворяющую уравнению Клейна-Гордона. При такой замене переменных κ-поле оказывается спрятанным в волновую функцию и его замечательные свойства оказываются скрытыми. Так же как диффузионная скорость $\mathbf{u}_{\text{df}}$ в (4.6) κ-поле κ^k описывает среднее значение стохастической составляющей скорости частицы. В нерелятивистском случае (4.6) 3-скорость $\mathbf{u}_{\text{df}}$ однозначно определяется ее источником (плотностью ρ частиц). Однако, поле κ является релятивистским полем, которое может отрываться от источника и существовать отдельно от источника. Кроме того, κ-поле может изменять эффективную массу частицы, как это можно видеть из выражения (4.14) для действия. В частности, если

$$\lambda^2\left(g_{ik}\kappa^i\kappa^k + \partial_k\kappa^k\right) < -1, \qquad K^2 < 0 \tag{4.17}$$

масса становится мнимой. В этом случае средняя мировая линия частицы пространственноподобна, и рождение пар становится возможным. Другими словами, κ-поле может рождать пары [7].

Свойство рождения пар является ключевым свойством квантовой релятивистской физики. Классические поля (электромагнитное и гравитационное) этим свойством не обладают. Как мы видели во втором разделе, вторичное квантование в рамках традиционной КТП имеет проблемы с описанием рождения пар. Здесь же имеется надежда, что надлежащее статистическое описание нескольких релятивистских стохастических частиц может породить эффект рождения пар. Например, может быть, две, сталкивающиеся релятивистские частицы могут рождать пары с помощью их общего κ-поля. Мы надеемся, что подобная программа может оказаться успешной, если будет разработан надлежащий формализм для работы со статистическим ансамблем. Сегодня имеется развитый формализм для статистического описания стохастических систем, состоящих из одного эмлона. Формализм для статистического описания стохастических систем, состоящих из нескольких эмлонов, пока не разработан в достаточной степени.

5 Эпистемологические вопросы квантовой теории

Построение релятивистской квантовой теории представляет собой трудную задачу. Однако, решение этой проблемы зависит не только от трудности самой проблемы. Оно зависит также от применяемых методов исследования, от квалификации исследователей, от способности исследователей логически мыслить и от других факторов. В этом разделе мы попытаемся проанализировать характер возникающих трудностей. Разделим их на две части: объективные трудности и субъективные. Объективные трудности мы уже обсудили. Далее мы попытаемся обсудить субъективные трудности и ошибки, обнаружение и исправление которых трудно из-за их субъективного характера.

На наш взгляд, главной (субъективной) трудностью является недостаток логики (примат метода проб и ошибок над логикой) при традиционном методе построении релятивистской квантовой теории. Этот недостаток логики проявляется, в частности, в игнорировании требований, налагаемых принципами теории относительности. Рассмотрим кратко историю вопроса. В начале XX века были попытки построить нерелятивистскую квантовую механику как статистическое описание стохастических частиц. При этом статистическое описание мыслилось как вероятностное описание. Несовместимость вероятностного описания с принципами теории относительности не была известна, потому что игнорировалось то обстоятельство, что физическим объектом является мировая линия (а не частица). Из-за этой ошибки построить статистическую концепцию квантовой механики оказалось невозможным. Восторжествовал метод проб и ошибок, с помощью которого удалось построить аксиоматическую концепцию квантовой механики. После этого метод проб и ошибок сделался основным исследовательским методом квантовой механики. Метод проб и ошибок одержал победу и стал доминирующим, потому что он был нечувствителен к ошибкам в фундаментальных принципах физики, тогда как классический метод исследования, восходящий к Ньютону, был основан на логике и не мог приводить к правильным результатам, если в фундаментальных принципах физики были ошибки, или эти принципы неправильно применяли.

Если в первой половине XX века еще были классики физики конца XIX века, которые знали и использовали классический логический метод исследования, то во второй половине XX века таких исследователей не осталось. Метод проб и ошибок стал доминирующим, потому что он, во-первых, хорошо зарекомендовал себя при построении нерелятивистской квантовой теории, а во-вторых, классический логический метод был забыт, поскольку новые поколения исследователей микромира воспитывались на методе проб и ошибок, который воспринимался как единственно возможный метод исследования. Каждый честолюбивый физик-теоретик мечтал придумать такую гипотезу (пусть даже экзотическую), которая разом объяснила бы спектр масс элементарных частиц и разрешила другие проблемы релятивистской квантовой теории. Развитие физики микромира превратилось в конкуренцию таких гипотез (экзотических или не очень).

То, что правильное использование принципов теории относительности (правильное использование того факта, что мировая линия является физическим объектом) может быть очень важным с практической точки зрения, стало ясно автору данной работы после исследования свойств мировой линии [6]. Из этой работы следовали два важных вывода: (1) можно построить квантовую механику как статистическую теорию, если использовать релятивистское понятие состояния и не пользоваться теорией вероятности [22, 23, 24], (2) можно отказаться от теории возмущений при вторичном квантовании, если учесть сохранение физических объектов (мировых линий) [25]. Работа [6] была доложена на семинаре теоретического отдела физического института им. Лебедева. Отношение к работе было скептическим, поскольку результаты были необычны и получены без всяких дополнительных предположений (что было непривычно). Кроме того никто не верил, что возможно классическое описание мировой линии, делающей зигзаг во времени. В дальнейшем расчеты были проверены и сомнения сняты.

Автор избегал использовать метод проб и ошибок, и ему было ясно, что первый и второй выводы несовместимы. Он склонялся к мысли, что квантовая механика представляет собой статистическое описание случайных мировых линий, и квантовые принципы должны быть следствием этого описания. Однако, в то время интегрирование гидродинамических уравнений не было известно, и с математической точки зрения статистическое описание не могло рассматриваться как исходная точка квантового описания. Второй вывод действительно позволял разделить проблему вторичного квантования на части и точно решить проблему для одной и двух мировых линий, не используя теории возмущений.

Автор ожидал, что дальнейшее развитие вторичного квантования с помощью нового метода неминуемо заведет в тупик, если при этом не использовать подгонки. С его точки зрения это служило бы доказательством ошибочности развития квантовой теории в этом направлении (вторичного квантования).

Никакие дополнительные предположения не использовались, чтобы избежать обвинения в использовании ошибочных гипотез, приводящих к странному результату (отсутствие рождения пар). В частности, не использовалась теория возмущений и не использовалось обрезание взаимодействия (самодействия) при времени стремящемуся к бесконечности. (Эти гипотезы почти всегда используются). При этих условиях отсутствие рождения пар, означало, что *сама стратегия использования вторичного квантования является ошибочной*, поскольку релятивистская квантовая теория поля, где отсутствует рождение пар, не может быть правильной. Когда соответствующая работа была послана в печать, то она была отклонена на основании отзыва рецензента, который писал: "Работу не следует публиковать, потому что сам автор утверждает что в предложенном им способе квантования отсутствует рождение пар". (Работа не была опубликована и сейчас ее можно найти только на сайте [26])

Перед нами образец логики, основанной на методе проб и ошибок, который не признает научных работ с отрицательным результатом. Рецензент не допускает существования других методов исследования кроме метода проб и ошибок (подгонки). Действительно, поскольку в методе проб и ошибок все используемые гипотезы случайны, то испытания, приведшие к отрицательному результату не представляют никакого интереса. При логическом методе исследования отрицательный результат означает неправильность исходных посылок (разумеется, если нет ошибок в проведенном исследовании). К сожалению, подход рецензента является типичным, и большинство исследователей владеют только методом проб и ошибок и не могут себе представить ничего другого. За прошедшие годы автор имел возможность обсуждать вопрос о правильности постановки задачи вторичного квантования со своими коллегами, занимающимися квантовой теорией поля. Некоторые из них соглашались с тем, что возможно перестановочные соотношения несовместны с динамическим уравнениями, но тут же говорили, что это ровным счетом ничего не значит, потому что квантовая теория поля хорошо согласуется с экспериментом. То обстоятельство, что экспериментальные данные объясняются с помощью непоследовательной теории не вызывало у них возражений. Такой подход представляет собой издержки господствующего метода проб и ошибок. По нашему мнению, он является главным препятствием на пути построения релятивистской квантовой теории. (*Ошибки в теории можно найти и исправить, а для изменения менталитета научного сообщества нужно время, иногда довольно длительное*).

Мы видели, нерелятивистская квантовая теория может быть представлена как статистическое описание стохастических частиц, если мы правильно применяем принципы теории относительности и используем *динамическую концепцию* статистического описания. Фактически нерелятивистская квантовая теория развивалась главным образом с помощью метода проб и ошибок. Появление квантовых принципов было результатом применения этого метода. Метод проб и ошибок является эффективным методом исследования отдельных физических явлений неизвестной природы, потому что он позволяет открывать новые понятия, которые адекватны рассматриваемому явлению. Однако, метод проб и ошибок непригоден для построения фундаментальной теории, потому что фундаментальная теория является логической структурой, которая систематизирует наши знания. Систематизация требует длинных логических построений, потому что она основана на нескольких фундаментальных положениях. Систематизация так же как и фундаментальная теория очень чувствительны к возможным ошибкам в логических рассуждениях и математических расчетах. Любые ошибки следует анализировать и устранять.

Напротив, метод проб и ошибок нечувствителен к ошибкам. Он многозначен. Обычно перед получением правильного результата предлагается и проверяется много различных гипотез. Только одна из гипотез может быть правильной. Поскольку гипотезы выдвигаются случайно, бессмысленно анализировать ошибочные гипотезы. Такой анализ ничего не дает, потому что гипотезы не связаны между собой и с полученным правильным результатом.

Мы используем логические рассуждения, основанные на фундаментальных принципах и получаем неправильный результат. Это означает, что или мы делаем ошибку, или фундаментальные принципы неверны. Таким образом, при использовании логического подхода нам следует отыскивать и анализировать ошибки. Это полезно для исправления наших рассуждений. При инженерном подходе к построению фундаментальной теории, когда используется метод проб и ошибок, обнаружение и анализ возможных ошибок бесполезны, Более того, возможны такие случаи, когда полученный результат оказывается неправильным, хотя он согласуется с экспериментальными данными. Проиллюстрируем это на примере, имеющем отношение к построению релятивистской квантовой теории.

Мы рассмотрим проблему, является ли дираковская частица $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ точечной, или она имеет внутреннюю структуру. Дираковская частица $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ – это динамическая система, описываемая действием вида

$$\mathcal{S}_{\mathrm{D}}: \qquad \mathcal{A}_{\mathrm{D}}[\bar{\psi},\psi]=c^2\int(-mc\bar{\psi}\psi+\frac{i}{2}\hbar\bar{\psi}\gamma^l\partial_l\psi-\frac{i}{2}\hbar\partial_l\bar{\psi}\gamma^l\psi-\frac{e}{c}A_l\bar{\psi}\gamma^l\psi)d^4x \quad (5.1)$$

где m и e означают соответственно массу и заряд дираковской частицы, а c есть скорость света. Здесь ψ есть четырехкомпонентная комплексная волновая функция, ψ^* есть эрмитово сопряженная волновая функция, а $\bar{\psi}=\psi^*\gamma^0$ есть сопряженная волновая функция. Величины γ^i, $i=0,1,2,3$ суть 4×4 комплексные постоянные матрицы, удовлетворяющие соотношению

$$\gamma^l\gamma^k+\gamma^k\gamma^l=2g^{kl}I, \qquad k,l=0,1,2,3. \quad (5.2)$$

где I есть 4×4 единичная матрица и $g^{kl}=$diag$(c^{-2},-1,-1,-1)$ есть метрический тензор. Величины A_k, $k=0,1,2,3$ представляют собой электромагнитные потенциалы. Действие (5.1) порождает динамическое уравнение для динамической системы $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$, известное как уравнение Дирака

$$\gamma^l \left(-i\hbar\partial_l + \frac{e}{c}A_l\right)\psi + mc\psi = 0 \tag{5.3}$$

и выражения для физических величин: 4-тока j^k частиц и тензора энергии-импульса T_l^k

$$j^k = c^2\bar{\psi}\gamma^k\psi, \qquad T_l^k = \frac{ic^2}{2}\left(\bar{\psi}\gamma^k\partial_l\psi - \partial_l\bar{\psi}\cdot\gamma^k\psi\right) \tag{5.4}$$

Если дираковская частица $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ не является точечной и имеет внутреннюю структуру, описываемую дополнительными степенями свободы, эта структура должна присутствовать также и в нерелятивистском приближении. Традиционно считается, что частица Паули $\mathcal{S}_{\mathrm{P}}$ является нерелятивистским приближением дираковской частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ (смотри, например, [19]).

В том частном случае, когда $A_0 = 0$, частица Паули является динамической системой $\mathcal{S}_{\mathrm{P}}$, описываемой динамическим уравнением

$$i\hbar\partial_0\psi_1 = \left(\frac{\pi_\mu\pi_\mu}{2m} + \frac{ie\hbar}{2mc}\varepsilon_{\nu\mu\alpha}\partial_\nu A_\mu\sigma_\alpha\right)\psi_1, \qquad \pi_\alpha \equiv i\hbar\partial_\alpha - \frac{e}{c}A_\alpha, \qquad \alpha = 1,2,3 \tag{5.5}$$

где ψ_1 есть двухкомпонентная волновая функция, $\varepsilon_{\mu\nu\alpha}$ есть псевдотензор Леви-Чивита, и $\boldsymbol{\sigma} = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$ представляют собой 2×2 матрицы Паули.

Частица Паули $\mathcal{S}_{\mathrm{P}}$ является точечной частицей, не имеющей внутренней структуры. Этот факт согласуется с экспериментальными данными. Следовательно, если частица Паули $\mathcal{S}_{\mathrm{P}}$ является нерелятивистским приближением дираковской частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$, то дираковская частица тоже точечная и не имеет внутренней структуры. Уравнение Паули (5.5) имеет более низкий порядок (четыре вещественных уравнения первого порядка), чем уравнение Дирака (5.3) (восемь вещественных уравнений первого порядка). Это означает, что при переходе от уравнения Дирака к уравнению Паули порядок системы динамических уравнений понижается, и теряются некоторые степени свободы.

Уравнение (5.5) получается из уравнения (5.3) как предел $c \to \infty$. Некоторые временны́е производные ∂_0 в уравнении Дирака (5.3) имеют малые коэффициенты порядка c^{-1} и c^{-2}. Этими членами пренебрегают и порядок системы динамических уравнений понижается. Однако, члены, которыми пренебрегли являются величинами с малым параметром перед старшей производной. Такими членами пренебрегать нельзя, потому что при очень высоких частотах (порядка $\Omega = mc^2/\hbar$) эти члены становятся величинами того же порядка, что и оставшиеся члены. Пренебрегая этими членами, мы пренебрегаем высокочастотными степенями свободы.

На самом деле, состояния дираковской частицы, являющиеся линейной суперпозицией обычных низкочастотных состояний с высокочастотными состояниями, являются нестабильными, потому что в этом случае, 4-ток $j^k = c^2\bar{\psi}\gamma^k\psi$

осциллирует с частотой порядка $\Omega = mc^2/\hbar$. Дираковская частица является заряженной. В результате энергия высокочастотного возбуждения излучается в виде электромагнитных волн, и дираковская частица оказывается в состоянии, где 4-ток $j^k = c^2\bar{\psi}\gamma^k\psi$ постоянен. Таким образом, с экспериментальной точки зрения дополнительные высокочастотные степени свободы не существуют, потому что они ненаблюдаемы.

Можно ли получить эти степени свободы из теоретического анализа дираковской частицы? Да, это возможно сделать при тщательном анализе в рамках традиционной квантовой механики [20]. Однако, они не были обнаружены. Мы не уверены, была ли известна в первой половине XX века теория дифференциальных уравнений с малым параметром при старшей производной, но во второй половине XX века она определенно была известна. Тем не менее необходимый анализ не был произведен, и дираковская частица рассматривалась как точечная частица.

Верно то, что высокочастотные степени свободы ненаблюдаемы при низких энергиях, и они не дают вклада в описание дираковской частицы в нерелятивистском случае. Можно принять, что эти степени свободы отсутствуют в нерелятивистском случае, и это допущение согласуется с экспериментальными данными. Однако, при высокоэнергичных столкновениях дираковских частиц эти степени свободы могут возбуждаться и давать существенный вклад в описание процесса высокоэнергичных столкновений..

Почему внутренние степени свободы не были обнаружены теоретически? Потому что исследователи использовали метод проб и ошибок, где единственным критерием правильности теории является согласие с экспериментом. Логические рассмотрения и ошибки исследования не имеют никакого значения, пока они не нарушают согласия с экспериментом. Если принять во внимание, что нерелятивистская квантовая теория была создана с помощью метода проб и ошибок и три поколения исследователей воспитывались на примере применения этого метода, то можно сообразить, что внутренние степени свободы дираковской частицы не могли быть открыты до проведения высокоэнергичных экспериментов с дираковским частицами.

Внутренние степени свободы дираковской частицы были обнаружены при исследовании дираковской частицы динамическими методами [16], которые используют логический подход к исследованию. Динамические методы внимательны к логике и ошибкам исследования. Они не ориентируются на метод проб и ошибок и на согласие с экспериментом.

Кроме того, исследование уравнения Дирака динамическими методами показало [17], что описание внутренних степеней свободы оказывается нерелятивистским. Это означает, что все уравнение Дирака (5.1) является нерелятивистским, хотя оно записано в релятивистски ковариантном виде. Нерелятивистский характер уравнения Дирака математически означает, что множество всех решений уравнения Дирака не является, вообще говоря, инвариантным относительно преобразований Пуанкаре.

С точки зрения исследователей, которые верят только в экспериментальную проверку (а не в логические рассуждения) при традиционном подходе уравнение Дирака является релятивистским, потому что только внутренние степени свободы описываются нерелятивистски, но эти степени свободы игнорируются при традиционном подходе. Публикация работ [16, 17] в рецензируемом журнале оказалась невозможной, потому что рецензент заявил, что он не может поверить в то, что уравнение Дирака является нерелятивистским. Этого заявления оказалось достаточно для отклонения работ. Мы думаем, что мнение рецензента отражает точку зрения среднестатистического исследователя, и это мнение ошибочно.

Проблема релятивистской инвариантности уравнения Дирака детально обсуждается в [17]. Здесь мы не будем входить в детали. Сошлемся только на теорему, сформулированную Андерсоном [21]. Эта теорема утверждает, что *группа симметрии динамических уравнений, записанных в релятивстски ковариантном виде, совпадает с группой симметрии абсолютных объектов.* Абсолютные объекты – это величины, которые одни и те же для всех решений динамических уравнений. В уравнении Дирака (5.3) величины A_k и матрицы γ^k являются абсолютными объектами. Положим для простоты $A_k = 0$. Тогда группа симметрии 4-вектора $A_k = 0$ и единичного матричного 4-вектора γ^k есть группа трансляций и группа вращений вокруг направления, определяемого единичным 4-вектором γ^k. Эта 7-параметрическая группа является подгруппой 10-параметрической группы Пуанкаре. Следовательно,уравнение Дирака не является релятивистским.

Уравнение Дирака отличается от уравнения Клейна-Гордона в том смысле, что уравнение Клейна-Гордона содержит абсолютный объект $g^{kl} =\text{diag}\{c^{-2}, -1, -1, -1\}$, группа симметрии которого есть 10-параметрическая группа Пуанкаре.

В качестве иллюстрации роли постоянного единичного вектора в релятивстски ковариантном уравнении, заметим, что динамическое уравнение для свободной нерелятивистской классической частицы

$$m\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2} = 0 \tag{5.6}$$

может быть записано в релятивистски ковариантном виде, если ввести единичный времениподобный 4-вектор $l_k \quad (l_k g^{kl} l_l = 1)$. Получаем вместо (5.6)

$$\frac{mc^2}{(l_n\dot{x}^n)}\frac{d}{d\tau}\left[\frac{\dot{x}^i}{(l_k\dot{x}^k)} - \frac{1}{2}g^{ik}l_k\frac{\dot{x}^s g_{sl}\dot{x}^l}{(l_j\dot{x}^j)^2}\right] = 0, \qquad \dot{x}^i \equiv \frac{dx^i}{d\tau}, \qquad i = 0,1,2,3 \tag{5.7}$$

В самом деле, полагая $l_k = \{c, 0, 0, 0\}$ в (5.7), получаем для $i = 1, 2, 3$ уравнения (5.6), потому что $\left(l_k\dot{x}^k\right)d\tau = cdt = cdx^0$. Для $i = 0$ получаем тождество

$$mc^2\frac{d}{cdt}\left[\frac{dt}{cdt} - \frac{1}{2c}\right] \equiv 0$$

Ньютоновское пространство событий содержит два инварианта $dt = dx^0$ и $dr = \sqrt{d\mathbf{x}^2}$, тогда как пространство-время Миновского содержит только один инвариант $ds = \sqrt{c^2dt^2 - dr^2}$. Введение постоянного 4-вектора l_k позволяет построить два инварианта dt и dr из одного инварианта ds и 4-вектора dx^k с помощью соотношений

$$cdt = l_k dx^k, \qquad dr = \sqrt{c^2dt^2 - ds^2} = \sqrt{(l_k dx^k)^2 - g_{ik}dx^i dx^k}$$

Таким образом, если динамические уравнения, записанные в релятивистски ковариантном виде, содержат постоянный времениподобный единичный вектор, следует усомниться в том, что динамические уравнения релятивистские.

6 Необходимость очередной модификации пространственно-временно́й модели

Таким образом, квантовая механика может быть обоснована как механика стохастических частиц. однако, остается неизвестным, почему движение свободных частиц является стохастическим и откуда берется квантовая постоянная. Есть два варианта ответа на эти вопросы.

1. Стохастичность движения свободной частицы объясняется свойствами пространства-времени, а квантовая постоянная является параметром, описывающим свойства пространства-времени.

2. Стохастичность движения свободной частицы объясняется особой квантовой природой частиц. Движение таких частиц отличается от движения обычных классических частиц. Существует ряд правил (квантовых принципов), определяющих движение квантовой частицы. Универсальный характер квантовой постоянной объясняется универсальностью квантовой природы всех частиц и физических объектов. Что касается пространства событий, то оно остается тем же, каким оно было у Исаака Ньютона.

Совершенно ясно, что первый вариант объяснения проще и логичнее, поскольку он предполагает *только изменение пространственно-временно́й геометрии*. Все остальное, включая принципы классической физики, остается неизменным. Главная проблема первого варианта состояла в отсутствии пространственно-временно́й геометрии с такими свойствами. Вообще, нельзя было вообразить, что такая пространственно-временна́я геометрия может существовать. В результате в начале XX века был выбран второй вариант. После большой работы был придуман ряд добавочных гипотез (квантовых принципов). Удалось объяснить все нерелятивистские квантовые явления. Однако, попытка распространить квантовую теорию на релятивистские явления привела к проблеме, которая формулируется как *объединение нерелятивистских квантовых принципов с принципами теории относительности*.

Вообще говоря, вопрос о том, почему движение микрочастиц случайно, не имеет прямого отношения к проблеме построения релятивистской квантовой теории. Он важен только в том отношении, что объяснение стохастичности свойствами пространства-времени создает единую картину мира, где властвуют добрые старые классические принципы, и слегка изменены только свойства пространства-времени. Ясно, что объяснение квантовых свойств небольшой коррекцией свойств пространства-времени более привлекательно, чем замена принципов классической физики таинственными квантовыми принципами, несовместимыми с принципами теории относительности.

Кроме того коррекция пространственно-временны́х свойств очень проста. Она не требует введения дополнительных экзотических свойств пространства-времени вроде стохастичности пространственно-временно́й геометрии или некоммутативности координат.

Коррекция пространственно-временны́х свойств означает замену мировой функции σ [27] пространства-времени. Она состоит из трех пунктов [28, 29, 30].

1. Доказывается, что собственно евклидова геометрия обладает свойством σ-имманентности. Это означает, что собственно евклидова геометрия полностью описывается ее мировой функцией σ_{E}, и все евклидовы предписания для построения геометрических объектов и соотношений между ними могут быть выражены в терминах и только в терминах евклидовой мировой функции σ_{E}.

2. Предполагается, что любая пространственно-временна́я геометрия $\mathcal{G}$ обладает свойством σ-имманентности. Это означает, что все предписания геометрии $\mathcal{G}$ для построения геометрических объектов и соотношений между ними могут быть получены из соответствующих евклидовых предписаний с помощью надлежащей деформации евклидовой геометрии, т.е. заменой во всех евклидовых предписаниях евклидовой мировой функции σ_{E} мировой функцией σ пространственно-временно́й геометрии $\mathcal{G}$.

3. Мировая функция σ_{d} пространственно-временно́й геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{d}}$ выбирается в виде

$$\sigma_{\mathrm{d}} = \sigma_{\mathrm{M}} + D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right), \qquad D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right) = \begin{cases} \frac{\hbar}{2bc}, & \text{если} \quad \sigma_{\mathrm{M}} > \frac{\hbar}{2bc} \\ 0, & \text{если} \quad \sigma_{\mathrm{M}} < 0 \end{cases} \tag{6.1}$$

   где σ_{M} есть мировая функция пространства Минковского, c есть скорость света и $b \leq 10^{-17}$г/см есть постоянная, описывающая связь между геометрической массой μ и обычной массой m с помощью соотношения $m = b\mu$.

В пространстве-времени с ненулевой дисторсией $D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right)$ масса частицы геометризуется [31], и движение свободных частиц становится стохастическим. Функция дисторсии $D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right)$ описывает характер квантовой стохастичности. Вид функции дисторсии $D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right)$ определен из требования, чтобы стохастичность, обусловленная дисторсией совпадала с квантовой стохастичностью, т.е. чтобы статистическое описание движения свободных стохастических частиц было эквивалентно квантовому описанию в терминах уравнения Шредингера [31].

7 Заключительные замечания

Мы рассмотрели две возможные стратегии построения релятивистской квантовой теории. Первая стратегия, основанная на применении традиционного квантового формализма к релятивистским системам, приводит либо непоследовательной концепции, либо к последовательной теории, где рождение пар не возникает для взаимодействий степенного типа.

Вторая стратегия основана на построении фундаментальной теории, которая относится к традиционной нерелятивистской квантовой теории примерно так же, как статистическая физика относится к аксиоматической термодинамике. Фундаментальная теория представляет собой традиционную релятивистскую классическую теорию в пространстве-времени, геометрия которого модифицирована таким образом, что движение свободных частиц является изначально стохастическим и масса частиц геометризована. Квантовая постоянная представляет собой параметр пространственно-временно́й геометрии. Статистическое описание стохастического движения нерелятивистских частиц оказывается эквивалентным традиционному квантовому описанию (уравнению Шредингера). Нет необходимости постулировать квантовые принципы, потому что они могут быть получены как следствия такого статистического описания нерелятивистских стохастических частиц.

Есть надежда, что простое применение статистического описания к релятивистским стохастическим системам позволит построить релятивистскую квантовую теорию. Фундаментальная теория позволяет использовать только логический метод исследований, восходящий к Исааку Ньютону, который говорил, что он не измышляет гипотез. Фундаментальная теория свободна от применения метода проб и ошибок, который является главным препятствием на пути построения релятивистской квантовой теории. Господство метода проб и ошибок в XX веке породило особую ментальность современных исследователей, когда исследователь пытается предложить новые гипотезы и угадать результат, а не получить его логическим путем из фундаментальных физических принципов. Такая ментальность является серьезным препятствием на пути построения релятитвистской теории.

Список литературы

[1] В.А.Фок, *Теория пространства, времени и тяготения.* ГИТТЛ, Москва, 1955. раздел 29.

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

[3] A. Clebsch, Über eine allgemaine Transformation der hydrodynamischen Gleichungen, *J. reine angew. Math.* **54** , 293-312, (1857).

[4] A. Clebsch, Ueber die Integration der hydrodynamischen Gleichungen, *J. reine angew. Math.* **56** , 1-10, (1859).

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

[6] Yu.A. Rylov, О связи между вектором энергии-импульса и каноническим импульсом в релятивистской механике. *ТМФ.* **2**, 333-337, (1970).

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

[8] Yu.A. Rylov, Pair production problem and canonical quantization of nonlinear scalar field in terms of world lines. (Available at http://arXiv.org/abs/hep-th/0106169).

[9] J. Glimm and A. Jaffe, *Phys. Rev.* **176** (1968) 1945.

[10] J. Glimm and A. Jaffe, *Ann. Math.* **91** (1970) 362.

[11] J. Glimm and A. Jaffe, *Acta Math.* **125** (1970) 203.

[12] J. Glimm and A. Jaffe, *J. Math. Phys.* **13** (1972) 1568.

[13] J.V. Neumann, *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik.* Berlin, Springer, 1932. chp. 4.

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

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

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

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

[18] J.E. Moyal, Quantum mechanics as a statistical theory. *Proc. Cambr. Phil. Soc.,* **45**, 99, (1949).

[19] P. A. M. Dirac, *Principles of Quantum Mechanics,* 4th ed. Oxford, 1958.

[20] Yu. A. Rylov, Dynamical methods of investigation in application to the Dirac particle. (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0507084

[21] J. L. Anderson, *Principles of relativity physics.* Academic Press, New-York, 1967, pp 75-88.

[22] Yu.A. Rylov, Quantum Mechanics as a theory of relativistic Brownian motion". *Ann. Phys.* (Leipzig). **27**, 1-11, (1971).

[23] Yu.A. Rylov, Quantum mechanics as relativistic statistics.I: The two-particle case. *Int. J. Theor. Phys.* **8**, 65-83, (1973).

[24] Yu.A. Rylov, Quantum mechanics as relativistic statistics.II: The case of two interacting particles. *Int. J. Theor. Phys.* **8**, 123-139, (1973).

[25] Yu.A. Rylov, On quantization of non-linear relativistic field without recourse to perturbation theory. *Int. J. Theor. Phys.* **6**, 181-204, (1972).

[26] Yu.A. Rylov, Canonical quantization of the scalar field in terms of world lines. (Available at http://rsfq1.physics.sunysb.edu/˜rylov/quant.htm).

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

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

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

[30] Yu. A. Rylov, Tubular geometry construction as a reason for new revision of the space-time conception. (Available at http://arXiv.org/abs/physics/0504031)

[31] Yu.A. Rylov, Non-Riemannian model of the space-time responsible for quantum effects. *Journ. Math. Phys.* **32**(8), 2092-2098, (1991).