Логическая перезагрузка в статистическом описании динамики частиц

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

Логическая перезагрузка представляет собой замену одной системы базовых понятий физической концепции другой системой базовых понятий той же концепции. Логическая перезагрузка не меняет концепции. Однако обобщение концепции при различных эквивалентных системах базовых понятий приводит, вообще говоря, к разным результатам. В работе рассматриваются проблемы, связанные с неадекватностью базовых понятий в статистическом описании движения стохастических частиц.

1 Введение

Современная теоретическая физика встречает проблемы в некоторых новых областях исследования. Эти проблемы связаны с использованием неадекватных понятий. Дело в том, что понятие, адекватное в некоторой области физики, может быть неадекватным в другой области. Например, рассмотрение геометрии пространства-времени как логического построения адекватно в нашем мире [1]. Однако оно не адекватно в микромире и в мегамире, где геометрия становится неаксиоматизируемой и перестает быть логическим построением.

Другой промер. Статистическое описание динамики частиц в терминах вероятности, адекватное в нерелятивистской физике, оказывается неадекватным в релятивистской физике. Статистическое описание движения частиц становится необходимым, когда частицы движутся случайно. В этом случае рассматривают статистический ансамбль многих независимых случайно движущихся частиц.

Статистический ансамбль случайно движущихся частиц образует динамическую систему, которая описывается некоторыми динамическими уравнениями, хотя отдельная частица не образует динамической системы, и не существует динамических уравнений, описывающих движение отдельной недетерминированной частицы. Исследуя динамическую систему (статистический ансамбль) можно описать среднее движение недетерминированной частицы. Среднее движения частицы не зависит от числа частиц в статистическом ансамбле. Важно только, чтобы число частиц было достаточно велико (бесконечно). Ни динамические уравнения для статистического ансамбля, ни средние значения динамических переменных не зависят от числа частиц в статистическом ансамбле. Формально можно принять, что статистический ансамбль состоит из одной частицы. Тогда статистический ансамбль может рассматриваться как среднестатистическая частица. Поскольку такой статистический ансамбль нормирован на единицу, плотность частиц может интерпретироваться как плотность вероятности нахождения частицы. В результате получается описание недетерминированной частицы в терминах плотности вероятности. Это вероятностная концепция статистического описания (ВКСО).

Среднестатистическая частица имеет свойства довольно близкие к свойствам индивидуальной частицы, их иногда путают. Имеются два характерных различия. Индивидуальная частица имеет конечное число степеней свободы, и ее динамические уравнения являются обыкновенными дифференциальными уравнениями, тогда как среднестатистическая частица имеет бесконечное число степеней свободы, и ее динамические уравнения являются, вообще говоря, дифференциальными уравнениями в частных производных. Кроме того, индивидуальная частица не обладает альтернативными свойствами. Например, она может проходить одновременно только через одну из двух открытых щелей.

Квантовая частица, описываемая уравнением Шредингера имеет свойства среднестатистической частицы. Она описывается дифференциальными уравнениями в частных производных, и она может проходить сразу через две щели. Другими словами, квантовая частица обладает свойствами, которые характерны для статистического ансамбля.

После объяснения тепловых явлений с помощью кинетической теории газов было естественно думать, что квантовые явления могут быть тоже объяснены как некоторое случайное движение микрочастиц. Некоторые исследователи [3, 2] пытались получить квантовую механику как статистическое описание стохастически движущихся микрочастиц. Им не удалось объяснить квантовую механику как статистическое описание случайно движущихся частиц. Мойел [3] пытался свести уравнения квантовой механики к виду, который имеют динамические уравнения для стохастических процессов. Феньеш [2] пытался получить статистическое описание, используя аналогию между уравнением Шредингера и уравнением Фоккера-Планка для процессов диффузии. Оба автора использовали волновую функцию, не понимая, что она означает. Объяснение квантовых явлений едва ли возможно без понимания, что такое волновая функция. Однако, никто не знал тогда, что такое волновая функция.

Заметим, что в аналогичной ситуации Больцман не использовал понятие теплорода для описания тепловых явлений. Он объяснил теплород, как хаотическое движение молекул. Интерпретация волновой функции была получена только в конце двадцатого века [4]. Оказалось, что волновая функция представляет собой просто способ описания идеальной сплошной среды.

Тот факт, что уравнение Шредингера может быть приведено к уравнению для описания потенциального движения некоторой квантовой жидкости, был продемонстрирован Маделунгом [5]. Однако, представление гидродинамических уравнений для идеальной жидкости в терминах волновой функции требует полного интегрирования гидродинамических уравнений.

Для перехода от уравнения Шредингера к системе из четырех гидродинамических уравнений комплексное уравнение Шредингера представляется в виде двух вещественных уравнений: для амплитуды $\sqrt{\rho}$ и для фазы φ. Чтобы получить гидродинамические уравнения, достаточно взять градиент от уравнения для фазы φ. В результате получаются четыре динамических уравнения, которые превращаются в гидродинамические после введения надлежащих обозначений. Другими словами, для перехода от динамических уравнений в терминах волновой функции к гидродинамической форме этих уравнений, нужно дифференцировать эти уравнения. Наоборот, чтобы перейти от гидродинамической формы динамических уравнений к их представлению в терминах волновой функции, надо интегрировать динамические уравнения. В случае потенциального течения это интегрирование осуществляется довольно просто, тогда как в случае завихренного течения способ интегрирования стал известен только в конце двадцатого века [4].

Бом [6] использовал гидродинамическое представление уравнения Шредингера для интерпретации квантовой механики. Он исходил из волновой функции и принципов квантовой механики для интерпретации квантовой механики в гидродинамических терминах. Однако, он не мог обосновать квантовую механику на основе гидродинамики, потому что для обоснования квантовой механики он должен был исходить из понятий гидродинамики и ее уравнений для того, чтобы получить волновую функцию в гидродинамических терминах. Он не мог этого сделать, потому что в этом случае он был бы вынужден интегрировать гидродинамические уравнения в общем случае, а не только для потенциальных течений. Интегрирование гидродинамических уравнений не было известно почти в течение всего двадцатого века.

Информацию о других попытках статистического обоснования квантовой механики можно найти в книге Холланда [7]. Все авторы пытались обосновать нерелятивистские квантовые явления на основе нерелятивистского статистического описания. Это обстоятельство было главной причиной неудач. Нерелятивистская квантовая механика описывает среднее движение частиц, и это среднее движение является нерелятивистским. Однако, нерелятивистский характер среднего движения не означает, что точное движение частиц также является нерелятивистским. Стохастическая составляющая движения частицы может быть релятивистской, и эта составляющая исчезает при усреднении. Чтобы получить правильное описание, следует использовать релятивистское статистическое описание.

Нерелятивистское статистическое описание производится обычно в терминах плотности вероятности. Используется нерелятивистское понятие состояния частицы как точки в фазовом пространстве координат и импульсов. При надлежащей нормировке неотрицательная плотность частиц ρ в фазовом пространстве используется как плотность вероятности.

В релятивистской физике состояние частицы определяется ее мировой линией (а не точкой в фазовом пространстве). В результате плотность частиц в некоторой точке x пространства определяется вектором $j^k(x)$ 4-тока. Это вектор не может быть описан в терминах плотности вероятности. В результате статистическое описание релятивистских стохастических частиц отличается от нерелятивистского статистического описания. Релятивистское статистическое описание стохастически движущихся частиц представляет собой рассмотрение многих стохастических частиц (статистического ансамбля), и оно является исходным определением статистического описания. Рассмотрение статистического ансамбля стохастических частиц представляет собой рассмотрение некоторой непрерывной среды, образованной бесконечным числом стохастических частиц. Таким образом, статистический ансамбль стохастических частиц представляет собой динамическую систему, которая описывается некоторыми динамическими уравнениями, тогда как отдельная стохастическая частица не является динамической системой, и не существует динамических уравнений, описывающих отдельную стохастическую частицу.

Рассмотрение статистического ансамбля позволяет получить динамическую систему, чья эволюция может быть исследована. Разумеется, релятивистское статистическое описание в терминах статистического ансамбля и описание в терминах жидкости связаны между собой. Однако, обычно предпочитают использовать нерелятивистское статистическое описание в терминах плотности вероятности. Броуновские частицы описываются с помощью нерелятивистского статистического описания. Такой подход является правильным, потому что стохастическая составляющая движения броуновской частицы является нерелятивистской, и состояние броуновской частицы можно описывать точкой в фазовом пространстве.

Однако, применение нерелятивистского статистического описания к квантовой частице некорректно, потому что *нерелятивистская квантовая механика является на самом деле релятивистской концепцией*. Это утверждение выглядит довольно неожиданным. Но заметим, что если ничего не известно о стохастической составляющей движения частицы, то следует рассматривать общий (релятивистский) случай. Если рассматривается нерелятивистская квантовая механика как релятивистская концепция, а квантовая механика оказывается нерелятивистской концепцией, то такое рассмотрение квантовой механики как релятивистской концепции окажется правильным, потому что нерелятивистская концепция является частным случаем релятивистской концепции. Однако, если квантовую механику рассматривать как нерелятивистскую концепцию, а она окажется релятивистской, то нерелятивистское рассмотрение будет, вообще говоря, некорректным.

Таким образом, если пытаться получить статистическое обоснование квантовой механики как статистическое описание стохастически движущихся частиц, то следует использовать адекватные релятивистские понятия. Формализм нерелятивистской квантовой механики является нерелятивистским. Чтобы осуществить статистическое обоснование квантовой механики, нужно осуществить логическую перезагрузку, т.е. перейти от неадекватных (нерелятивистских) понятий к адекватным (релятивистским) понятиям. Это означает, что плотность вероятности $\rho(x)$ следует заменить "вектором вероятности" $j^k(x)$ (плотностью мировых линий). Введение 4-вектора $j^k(x)$ означает рассмотрение некоторой "квантовой жидкости". Волновая функция ψ является способом описания идеальной жидкости [4], и она появляется как результат описания "квантовой жидкости", которая описывает статистический ансамбль. В результате главное понятие квантовой механики (волновая функция) появляется как вторичное, производное понятие. Волновая функция может быть введена и интерпретирована в терминах понятий статистического ансамбля. Этот факт позволяет обосновать квантовую механику как статистическое описание случайно движущихся частиц.

Релятивистский характер нерелятивистской квантовой механики делает бессмысленным построение квантовой теории как результат объединения нерелятивистских квантовых принципов с релятивистскими принципами. Такое объединение непоследовательно, потому, что нерелятивистская квантовая механика уже является нерелятивистским приближением релятивистской концепции. Такое объединение напоминает объединение аксиоматической концепции термодинамики с модельной концепцией кинетической теории газов. Релятивистскую квантовую теорию следует получать в результате отказа от нерелятивистского приближения релятивистского статистического обоснования квантовой механики. Это означает, что традиционная концепция релятивистской квантовой теории обречена на подгонку вместо логического развития существующего релятивистского статистического описания.

Стоит заметить, что логическая перезагрузка к релятивистской концепции статистического описания не нуждается в каких бы то ни было гипотезах. Просто не используется плотность вероятности, потому что она является атрибутом нерелятивистского описания. Вообще говоря, мы используем ньютоновскую исследовательскую стратегию "Hypotheses no fingo", что означает: "Найди ошибку и исправь ее!" В кризисный период развития теоретической физики, когда в теории накопились ошибки в применении фундаментальных понятий, такая исследовательская стратегия более эффективна, чем стратегия изобретения гипотез, компенсирующих эти ошибки.

Обоснование квантовой механики как статистического описания случайно движущихся частиц поднимает вопрос о причинах этой стохастичности. Эта стохастичность не может быть подавлена понижением температуры, как это делается для подавления теплового движения молекул. Оказывается, что стохастическое движение микрочастиц может быть объяснено как результат многовариантной пространственно-временной геометрии в микромире [9]. Такая возможность возникла в результате прогресса наших знаний геометрии [10]. Эти новые возможности геометрии пространства-времени порождают программу геометризации физики [11], где все физические величины, включая массы частиц, геометризуются.

2 Статистическое описание как следствие формализма квантовой механики

Квантовая механика всегда рассматривалась как статистическая концепция. Но были разногласия относительно интерпретации волновой функции, которая является главным объектом квантовой механики. Некоторые исследователи [12, 13, 14, 15, 16] полагали, что волновая функция описывает статистический ансамбль квантовых частиц. Другие исследователи использовали так называемую копенгагенскую интерпретацию [17], где предполагается, что волновая функция описывает отдельную квантовую частицу. Все исследователи полагают, что интерпретация квантовой механики и, в частности, волновой функции не зависит от формализма квантовой механики.

Дискуссия между сторонниками статистической интерпретации и копенгагенской интерпретации продолжается с самого момента создания квантовой механики. Сейчас копенгагенская интерпретация доминирует. На основе этой интерпретации появляются другие интерпретации, например, так называемая много-мировая интерпретация.

На самом деле правильная интерпретация волновой функции может быть получена *на основе формализма квантовой механики*. Если в действии для шредингеровской частицы, описываемой уравнением Шредингера, перейти к пределу $\hbar \to 0$, то возникнет классическое описание. Если получившееся действие описывает отдельную классическую частицу, имеющую конечное число степеней свободы, то волновая функция описывает отдельную свободную квантовую частицу. Если получившееся в пределе $\hbar \to 0$ действие описывает статистический ансамбль классических частиц, который имеет бесконечное число степеней свободы, то волновая функция описывает статистический ансамбль квантовых частиц. Таким образом, проблема интерпретации волновой функции должна быть решена на основе математического формализма.

Для свободной шредингеровской частицы выражение для действия имеет следующий вид

$$\mathcal{S}_{\mathrm{q}}: \qquad \mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{q}}}[\psi,\psi^*] = \int \left\{ \frac{i\hbar}{2}\left(\psi^*\partial_0\psi - \partial_0\psi^*\cdot\psi\right) - \frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}\psi^*\boldsymbol{\nabla}\psi \right\} dt d\mathbf{x} \qquad (2.1)$$

где $\psi = \psi(t,\mathbf{x})$ есть комплексная однокомпонентная волновая функция, $\psi^* = \psi^*(t,\mathbf{x})$ есть величина, комплексно сопряженная к ψ, а m есть масса частицы. После замены переменных

$$\psi = a\exp(iS/\hbar) \qquad (2.2)$$

действие (2.1) превращается в действие

$$\mathcal{S}_{\mathrm{q}}: \qquad \mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{q}}}[a,S]=\int\left\{-a^2\partial_0 S-\frac{a^2}{2m}(\boldsymbol{\nabla}S)^2-\frac{\hbar^2}{2m}(\boldsymbol{\nabla}a)^2\right\}dtd\mathbf{x} \tag{2.3}$$

При $\hbar\rightarrow 0$ квантовая динамическая система$\mathcal{S}_{\mathrm{q}}$ превращается в классическую динамическую систему $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$, описываемую действием

$$\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}: \qquad \mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}}[a,S]=\int\left\{-a^2\partial_0 S-\frac{a^2}{2m}(\boldsymbol{\nabla}S)^2\right\}dtd\mathbf{x} \tag{2.4}$$

Эта динамическая система имеет бесконечное число степеней свободы. Динамические уравнения имеют вид

$$\delta S: \qquad \partial_0 a^2+\boldsymbol{\nabla}\left(\frac{a^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}S\right)=0 \tag{2.5}$$

$$\delta a: \qquad -a\partial_0 S-\frac{(\boldsymbol{\nabla}S)^2}{2m}=0 \tag{2.6}$$

Вводя новые переменные

$$\rho=a^2, \qquad \mathbf{v}=\frac{1}{2m}\boldsymbol{\nabla}S \tag{2.7}$$

можно представить уравнения (2.5), (2.6) как гидродинамические уравнения для потенциального течения идеальной жидкости без давления

$$\partial_0\rho+\boldsymbol{\nabla}(\rho\mathbf{v})=0, \qquad \partial_0\mathbf{v}+(\mathbf{v}\boldsymbol{\nabla})\mathbf{v}=0 \tag{2.8}$$

Динамическая система $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$ имеет бесконечное число степеней свободы. Она описывает чистый статистический ансамбль свободных классических частиц. Это означает, что действие (2.1) для динамической системы $\mathcal{S}_{\mathrm{q}}$ описывает статистический ансамбль шредингеровских частиц (а не одну частицу). В нашем рассмотрении (2.1) - (2.8) мы представили формальную схему доказательства, что волновая функция описывает чистый статистический ансамбль(а не отдельную частицу). Все тонкости этого доказательства можно найти в специальных работах [18, 19, 20].

Замечание. Статистический ансамбль $\mathcal{E}=\mathcal{E}[\mathcal{S}]$, состоящий из динамических систем $\mathcal{S}$, является по определению чистым статистическим ансамблем, состоящим из элементов $\mathcal{S}$. Если каждый элемент $\mathcal{S}$ ансамбля $\mathcal{E}[\mathcal{S}]$ является статистическим ансамблем $\mathcal{S}=\mathcal{E}_{\mathcal{S}}[\mathcal{Q}]$, состоящим из элементов $\mathcal{Q}$, тогда $\mathcal{E}[\mathcal{S}[\mathcal{Q}]]$ является чистым статистическим ансамблем, состоящим из элементов $\mathcal{S}$, и он является смешанным ансамблем, состоящим из элементов $\mathcal{Q}$. В нерелятивистском статистическом описании, которое может осуществляться в терминах плотности вероятности, чистый статистический ансамбль и смешанный статистический ансамбль не различаются между собой. В релятивистском статистическом описании чистый статистический ансамбль и смешанный статистический ансамбль, вообще говоря, различны. В квантовой механике чистый статистический ансамбль описывается волновой функцией, тогда как смешанный статистический ансамбль описывается оператором плотности.

С точки зрения статистического описания этот факт объясняется следующим образом. Статистический ансамбль $\mathcal{S}[\mathcal{Q}]$ является нерелятивистской динамической системой. Следовательно, статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}[\mathcal{Q}]]$ может описываться в терминах плотности вероятности, тогда как динамические системы $\mathcal{Q}$ являются, вообще говоря, релятивистскими. Это означает, что статистический ансамбль $\mathcal{S}[\mathcal{Q}]$ не может, вообще говоря, описываться в терминах плотности вероятности.

Из проведенного выше рассмотрения следует, что квантовые эффекты могут описываться как результат статистического описания стохастически движущихся частиц. Поскольку стохастичность движения микрочастиц может рассматриваться как свойство геометрии пространства-времени [21], то квантовые эффекты могут рассматриваться как геометрические эффекты. Кроме того, оказывается, что стохастическое движение микрочастиц является общим случаем, тогда как детерминированное движение частиц является очень специальным случаем стохастического движения частиц, когда стохастичность исчезает. В современной концепции динамики частиц детерминированное движение частицы рассматривается как основной способ движения частицы, тогда как стохастическое движение частицы приводится к детерминированному движению частицы с помощью специальной математической операции, известной как статистическое описание.

В такой ситуации, когда стохастическое движение является общим случаем движения частиц, представляется более разумным включить статистическое описание в определение движения частицы. Другими словами, статистический ансамбль частиц рассматривается как основной способ описания движения частицы. Частицы ансамбля могут быть детерминированными или стохастическими, но способ их описания будет одним и тем же. Если частицы ансамбля детерминированные, то статистический ансамбль будет обладать специальными свойствами, которые позволяют свести движение статистического ансамбля к движению отдельной частицы. Преимуществом такого подхода является существование единого метода для описания всех частиц. Переход к такому методу описания частиц [22] представляет собой логическую перезагрузку.

После такой логической перезагрузки мы будем использовать термин *физическая система*, который является собирательным понятием по отношению к понятию стохастической системы и понятию динамической системы. Движение любой физической системы описывается одним и тем же способом при помощи статистического ансамбля физических систем. Мы будем также использовать термины: *стохастическая физическая система* вместо *стохастическая система*, и *детерминированная физическая система* вместо *динамическая система.* Эти термины несколько длиннее, но они отражают тот факт, что стохастическая система и динамическая система являются двумя различными частными случаями физической системы.

3 Статистическое описание стохастических частиц

Единый метод описания динамических и стохастических систем представлен в [22]. Здесь мы представим только краткую схему этого метода применительно к свободной квантовой частице. Статистический ансамбль $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}\right]$ свободных нерелятивистских классических частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}$ описывается действием

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{cl}}]}\left[\mathbf{x}\right] = \int\int_{V_\xi} \frac{m}{2}\dot{\mathbf{x}}^2 \rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right) dt d\boldsymbol{\xi}, \qquad \dot{\mathbf{x}} \equiv \frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{3.1}$$

где $\mathbf{x} = \mathbf{x}\left(t, \boldsymbol{\xi}\right)$, $\boldsymbol{\xi} = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$ суть параметры, маркирующие частицы статистического ансамбля, и ρ_0 есть весовой множитель.

Если частицы ансамбля стохастические, то стохастичность учитывается дополнительными динамическими переменными в действии. Действие для статистического ансамбля $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ стохастических частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ записывается в виде

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}\left[\mathbf{x}, \mathbf{u}\right] = \int\int_{V_\xi} \left\{\frac{m}{2}\dot{\mathbf{x}}^2 + \frac{m}{2}\mathbf{u}^2 - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right\} \rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right) dt d\boldsymbol{\xi}, \qquad \dot{\mathbf{x}} \equiv \frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{3.2}$$

Переменная $\mathbf{x} = \mathbf{x}\left(t, \boldsymbol{\xi}\right)$ описывает регулярную составляющую движения частицы. Переменная $\mathbf{u} = \mathbf{u}\left(t, \mathbf{x}\right)$ описывает среднее значение стохастической составляющей скорости, $\hbar$ есть квантовая постоянная. Второй член в (3.2) описывает кинетическую энергию стохастической составляющей скорости. Третий член описывает взаимодействие между стохастической составляющей $\mathbf{u}\left(t, \mathbf{x}\right)$ и регулярной составляющей $\dot{\mathbf{x}}\left(t, \boldsymbol{\xi}\right)$ скорости. Оператор

$$\boldsymbol{\nabla} = \left\{\frac{\partial}{\partial x^1}, \frac{\partial}{\partial x^2}, \frac{\partial}{\partial x^3}\right\} \tag{3.3}$$

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

Описание стохастической физической системы отличается от описания детерминированной физической системы только дополнительными членами и дополнительными динамическими переменными в функции Лагранжа. Эти дополнительные динамические переменные описывают стохастичность движения частицы.

Динамические уравнения для динамической системы $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ получаются в результате варьирования действия (3.2) по динамическим переменным $\mathbf{x}$ и $\mathbf{u}$.

Чтобы получить функционал действия для $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ из действия (3.2) для $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$, следует опустить интегрирование по $\boldsymbol{\xi}$ в (3.2). Получаем

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{st}}}\left[\mathbf{x}, \mathbf{u}\right] = \int \left\{\frac{m}{2}\dot{\mathbf{x}}^2 + \frac{m}{2}\mathbf{u}^2 - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right\} dt, \qquad \dot{\mathbf{x}} \equiv \frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{3.4}$$

где $\mathbf{x} = \mathbf{x}\left(t\right)$ и $\mathbf{u} = \mathbf{u}\left(t, \mathbf{x}\right)$ суть зависимые динамические переменные. Функционал действия (3.4) не является хорошо определенным для $\hbar \neq 0$, потому что оператор $\boldsymbol{\nabla}$ определен в некоторой трехмерной окрестности точки $\mathbf{x}$, а не только в самой точке $\mathbf{x}$. Поскольку функционал действия (3.4) не является хорошо определенным, то нельзя получить динамические уравнения для $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$. По определению это означает, что частица $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ является стохастической. Полагая $\hbar = 0$ в (3.2), преобразуем действие (3.2) в действие (3.1), потому что в этом случае $\mathbf{u} = 0$ в силу динамических уравнений.

Квантовая постоянная $\hbar$ была введена в действие (3.2), для того, чтобы описание с помощью действия (3.2) было эквивалентно квантовому описанию с помощью уравнения Шредингера [9]. Если заменить член $-\hbar\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}/2$ некоторой функцией $f\left(\mathbf{u}, \boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right)$, то получится статистическое описание другой стохастической системы с другим видом стохастичности, которая не совпадает с квантовой стохастичностью. Другими словами, вид последнего члена в (3.2) описывает тип стохастичности.

Чтобы получить динамические уравнения для статистического ансамбля $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ стохастических систем $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$, нужно варьировать действие (3.2). Варьирование действия (3.2) по $\mathbf{u}$ дает

$$\begin{aligned}
\delta\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}\left[\mathbf{x}, \mathbf{u}\right] &= \int\int\limits_{V_\xi} \left\{m\mathbf{u}\delta\mathbf{u} - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\delta\mathbf{u}\right\}\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)dtd\boldsymbol{\xi} \\
&= \int\int\limits_{V_{\mathbf{x}}} \left\{m\mathbf{u}\delta\mathbf{u} - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\delta\mathbf{u}\right\}\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)\frac{\partial\left(\xi_1, \xi_2, \xi_3\right)}{\partial\left(x^1, x^2, x^3\right)}dtd\mathbf{x} \\
&= \int\int\limits_{V_{\mathbf{x}}} \delta\mathbf{u}\left\{m\mathbf{u}\rho + \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\rho\right\}dtd\mathbf{x} - \int\oint\frac{\hbar}{2}\rho\delta\mathbf{u}dtd\mathbf{S}
\end{aligned}$$

где

$$\rho = \rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)\frac{\partial\left(\xi_1, \xi_2, \xi_3\right)}{\partial\left(x^1, x^2, x^3\right)} = \rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)\left(\frac{\partial\left(x^1, x^2, x^3\right)}{\partial\left(\xi_1, \xi_2, \xi_3\right)}\right)^{-1} \tag{3.5}$$

Получаем следующее динамическое уравнение

$$\delta\mathbf{u}: \qquad m\rho\mathbf{u} + \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\rho = 0 \tag{3.6}$$

где $\rho = \rho\left(t, \mathbf{x}\right)$ определяется соотношением (3.5). Разрешая (3.6) относительно $\mathbf{u}$, получаем уравнение

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}\left(t, \mathbf{x}\right) = -\frac{\hbar}{2m}\boldsymbol{\nabla}\ln\rho, \tag{3.7}$$

которое напоминает выражение для средней скорости броуновской частицы с коэффициентом диффузии $D = \hbar/2m$.

Вариация действия (3.2) по $\mathbf{x}$ производится при фиксированном виде функции $\mathbf{u}$, но $\mathbf{u} = \mathbf{u}\left(t, \mathbf{x}\right)$, и аргумент $\mathbf{x}$ функции $\mathbf{u}$ следует проварьировать. Вариация действия (3.2) по $\mathbf{x}$ дает

$$\delta\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{st}}}\left[\mathbf{x}, \mathbf{u}\right] = \int\left\{m\dot{\mathbf{x}}\delta\dot{\mathbf{x}} + \delta\left(\frac{m}{2}\mathbf{u}^2 - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right)\right\}\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)dtd\boldsymbol{\xi}, \tag{3.8}$$

Получаем динамическое уравнение

$$\delta \mathbf{x}: \qquad -m\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}+\boldsymbol{\nabla}\left(\frac{m}{2}\mathbf{u}^2-\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right)=0 \tag{3.9}$$

Подставляя (3.7) в (3.9) и рассматривая ρ как функцию от $t, \mathbf{x}$, получаем

$$m\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}=-\boldsymbol{\nabla}U_{\mathrm{B}} \tag{3.10}$$

где d/dt означает субстанциональную производную по времени t

$$\frac{dF}{dt}\equiv\frac{\partial\left(F,\xi_1,\xi_2,\xi_3\right)}{\partial\left(t,\xi_1,\xi_2,\xi_3\right)}$$

$\boldsymbol{\nabla}$ есть градиент в пространстве координат x, и U_{B} есть так называемый потенциал Бома

$$U_{\mathrm{B}}\left(t,\mathbf{x}\right)=-\frac{m}{2}\mathbf{u}^2+\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}=U\left(\rho,\boldsymbol{\nabla}\rho,\boldsymbol{\nabla}^2\rho\right)=\frac{\hbar^2}{8m}\frac{\left(\boldsymbol{\nabla}\rho\right)^2}{\rho^2}-\frac{\hbar^2}{4m}\frac{\boldsymbol{\nabla}^2\rho}{\rho}=-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{1}{\sqrt{\rho}}\boldsymbol{\nabla}^2\sqrt{\rho} \tag{3.11}$$

Получаем

$$m\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}=\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}\left(\frac{1}{\sqrt{\rho}}\boldsymbol{\nabla}^2\sqrt{\rho}\right) \tag{3.12}$$

Однако, соотношение (3.5) определяет переменную ρ как функцию переменных $x^{\alpha,\beta}\equiv\partial x^\alpha/\partial\xi_\beta$, и нужно учесть это обстоятельство в динамическом уравнении (3.12).

Введем вспомогательную величину

$$R=R\left(x^{\mu,\nu}\right)=\frac{\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)}{\rho}=\frac{\partial\left(x^1,x^2,x^3\right)}{\partial\left(\xi_1,\xi_2,\xi_3\right)}=\det\left|\left|x^{\alpha,\beta}\right|\right|, \qquad \alpha,\beta=1,2,3 \tag{3.13}$$

которая является 3-линейной функцией от $x^{\alpha,\beta}$. Примем во внимание тождество

$$\frac{\partial x^\alpha}{\partial\xi_\beta}\frac{\partial R}{\partial x^{\alpha,\gamma}}\equiv x^{\alpha,\beta}\frac{\partial R}{\partial x^{\alpha,\gamma}}\equiv\delta_\gamma^\beta R$$

Здесь и далее имеется суммирование по повторяющимся индексам: $0-3$ для латинских индексов и $1-3$ для греческих. Свертывая это тождество с $\partial\xi_\mu/\partial x^\beta$, получаем

$$\frac{\partial\xi_\mu}{\partial x^\beta}x^{\alpha,\beta}\frac{\partial R}{\partial x^{\alpha,\gamma}}\equiv\delta_\gamma^\beta R\frac{\partial\xi_\mu}{\partial x^\beta}, \qquad \frac{\partial\xi_\mu}{\partial x^\gamma}=\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial x^{\mu,\gamma}}$$

Тогда получаем выражение для производной $\partial/\partial x^\alpha$ в терминах производных $\partial/\partial\xi_\beta$

$$\frac{\partial F}{\partial x^\alpha}=\frac{\partial\xi_\beta}{\partial x^\alpha}\frac{\partial F}{\partial\xi_\beta}=\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial x^{\alpha,\beta}}\frac{\partial F}{\partial\xi_\beta}, \tag{3.14}$$

где F есть произвольная величина. Тогда в терминах независимых переменных $t, \boldsymbol{\xi}$ (Лагранжево представление) динамические уравнения (3.12) могут быть записаны в виде

$$m\frac{d^2x^\alpha}{dt^2} = \frac{\hbar^2}{2mR}\frac{\partial R}{\partial x^{\alpha,\beta}}\frac{\partial}{\partial \xi_\beta}\left[\frac{1}{\sqrt{R}}\frac{\partial R}{\partial x^{\mu,\nu}}\frac{\partial}{\partial \xi_\nu}\left(\frac{1}{R}\frac{\partial R}{\partial x^{\mu,\sigma}}\frac{\partial}{\partial \xi_\sigma}\frac{1}{\sqrt{R}}\right)\right], \qquad \alpha = 1,2,3 \tag{3.15}$$

Средняя скорость $\mathbf{u}$ стохастической составляющей (3.7) в терминах лагранжевых переменных имеет вид

$$u^\alpha(t,\boldsymbol{\xi}) = -\frac{\hbar}{2m\rho_0(\boldsymbol{\xi})}\frac{\partial R}{\partial x^{\alpha,\beta}}\frac{\partial}{\partial \xi_\beta}\frac{\rho_0(\boldsymbol{\xi})}{R}, \qquad \alpha = 1,2,3 \tag{3.16}$$

Динамическое уравнение (3.15) содержит только производные координат $\mathbf{x}$ по t и ξ_α. Это уравнение довольно громоздко.

В эйлеровом представлении (в терминах независимых переменных $t, \mathbf{x}$) это уравнение принимает более простой вид. Чтобы получить динамические уравнения в эйлеровых динамических переменных $t, \mathbf{x}$, вернемся к динамическому уравнению (3.12), которое может быть записано в виде

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v}\boldsymbol{\nabla})\mathbf{v} = -\frac{1}{m}\boldsymbol{\nabla}U_{\mathrm{B}}, \qquad \mathbf{v} = \mathbf{v}(t,\mathbf{x}) \tag{3.17}$$

Используя соотношение (3.5), представим величину $\rho\mathbf{v}$ в виде

$$\rho\mathbf{v}(t,\mathbf{x}) = \rho_0(\boldsymbol{\xi})\frac{\partial(t,\xi_1,\xi_2,\xi_3)}{\partial(t,x^1,x^2,x^3)}\frac{\partial(\mathbf{x},\xi_1,\xi_2,\xi_3)}{\partial(t,\xi_1,\xi_2,\xi_3)} = \rho_0(\boldsymbol{\xi})\frac{\partial(\mathbf{x},\xi_1,\xi_2,\xi_3)}{\partial(t,x^1,x^2,x^3)} \tag{3.18}$$

Тогда, используя тождество

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\rho_0(\boldsymbol{\xi})\frac{\partial(\xi_1,\xi_2,\xi_3)}{\partial(x^1,x^2,x^3)}\right) + \frac{\partial}{\partial x^\alpha}\left(\rho_0(\boldsymbol{\xi})\frac{\partial(x^\alpha,\xi_1,\xi_2,\xi_3)}{\partial(t,x^1,x^2,x^3)}\right) \equiv 0 \tag{3.19}$$

получаем уравнение непрерывности для переменных $\rho = \rho(t,\mathbf{x})$ и $\mathbf{v} = \mathbf{v}(t,\mathbf{x})$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^\alpha}(\rho v^\alpha) = 0 \tag{3.20}$$

Уравнения (3.17), (3.20) вместе с (3.11) образуют динамические уравнения для статистического ансамбля стохастических частиц в эйлеровых динамических переменных.

В уравнениях отсутствует ссылка на распределение по стохастическим скоростям или какое-нибудь распределение вероятности. Влияние этого распределения на среднее движение частиц описывается видом потенциала Бома U_{B} (3.11). Ситуация напоминает случай газовой динамики, где влияние максвелловского распределения по скоростям на газовую динамику описывается внутренней энергией газа. Разумеется, такое описание не является исчерпывающим, однако оно достаточно для описания среднего движения стохастических частиц. В результате мы получаем *чисто динамическое описание* движения стохастических частиц.

4 Проблемы релятивистской квантовой теории, порожденные нерелятивистским понятием состояния

Квантовая механика является разновидностью аксиоматической концепции, тогда как статистическое обоснование квантовой механики является модельной концепцией. Ту же самую ситуацию мы имеем в теории тепловых явлений: термодинамика является аксиоматической концепцией, тогда как статистическое обоснование термодинамики (кинетическая теория газа) является модельной концепцией.

Любая модельная концепция содержит больше параметров, чем аксиоматическая концепция. Модельная концепция более детальна. Она более пригодна для модификаций, чем соответствующая аксиоматическая концепция.

Линейность квантовых динамических уравнений, записанных в терминах волновой функции, рассматривается обычно как основное свойство, порождающее использование линейных операторов в формализме квантовой механики. В релятивистской квантовой механике линейность рассматривается как очень важное свойство квантовой механики. С одной стороны, линейность дифференциальных уравнений упрощает их решение, и это свойство представляется очень важным. С другой стороны, линейность является математическим свойством теории и она не описывает какого-либо физического свойства. В классической физике линейные уравнения появляются как малое отклонение от стационарных решений. Линейность квантовой теории является одним из квантовых принципов, и она является основой для введения линейных операторов в формализм квантовой механики.

В статистическом описании квантовой механики линейность перестает быть принципом. С точки зрения статистического обоснования квантовой механики линейность является случайным свойством нерелятивистских динамических уравнений, записанных в терминах волновой функции. Это очень полезное свойство, но его едва ли можно рассматривать как принцип.

Традиционная релятивистская квантовая теория поля рассматривается обычно как результат объединения принципов теории относительности с принципами квантовой механики. Главной особенностью релятивистской квантовой теории поля является явление рождения пар, которое отсутствует в нерелятивистской квантовой механике. Механизм рождения пар не ясен. Он рассматривается как таинственный квантовый эффект, который не имеет классического аналога. С классической точки зрения эффект рождения пар представляет собой поворот мировой линии во времени. Не известны классические поля, которые могли бы осуществить этот поворот.

Тем не менее в квантовой теории поля практически любой нелинейный член в уравнении Клейна-Гордона

$$g^{ik}\partial_i\partial_k\psi + \frac{m^2c^2}{\hbar^2}\psi = 0 \tag{4.1}$$

рассматривается как источник рождения пар. Например, считается, что рождение пар описывается нелинейным уравнением Клейна-Гордона

$$g^{ik}\partial_i\partial_k\psi + \frac{m^2c^2}{\hbar^2}\psi = \lambda\psi^*\psi\psi \tag{4.2}$$

где λ есть некоторая постоянная

К сожалению, это является заблуждением, порожденным нерелятивистским понятием частицы, когда частица и античастица рассматриваются как различные физические объекты, описываемые разными динамическими системами. Этот подход математически проявляется в отождествлении энергии частицы с ее гамильтонианом [23]. Такое отождествление имеет место в нерелятивистском случае, когда нет рождения пар. Однако, в релятивистской теории частицу и античастицу следует рассматривать как различные состояния одного и того же физического объекта (мировой линии). В этом случае частица и античастица описываются одной и той же динамической системой, и отождествление энергии свободной частицы с ее гамильтонианом приводит к непоследовательности релятивистской квантовой теории.

Эта непоследовательность проявляется в нестационарности вакуумного состояния. (При вторичном квантовании уравнения Шредингера, где нет античастиц, вакуумное состояние стационарно. Это просто пустое пространство). Наряду с нестационарностью вакуумного состояния уравнение (4.2) может быть вторично проквантовано только с помощью пертурбативных методов. Применение метода вторичного квантования, где частицы и античастицы рассматриваются как разные состояния одного и того же физического объекта, приводит к стационарному вакуумному состоянию. Кроме того в этом случае пертурбативные методы рассмотрения не нужны [24]. В этом случае энергия свободной частицы отличается, вообще говоря, от ее гамильтониана. Однако, при таком методе вторичного квантования эффект рождения пар исчезает, нелинейный член в (4.2) не может быть ответственным за рождение пар. Для генерации рождения пар член, описывающий взаимодействие (самодействие), должен иметь очень специальный вид.

Однако, почему получают рождение пар при традиционном методе вторичного квантования уравнения (4.2)? В непоследовательной концепции всегда можно получить любой желаемый результат. Более конкретно. При традиционном методе вторичного квантования отдельный физический объект (мировая линия) режется на части (частицы и античастицы). После расчета их эволюции (матрица рассеяния) эти части объединяются в целые мировые линии. Процедура объединения приближенна, потому что используются методы теории приближений. В результате некоторые части целой мировой линии остаются отделенными. Эти отдельные части мировых линий имитируют рождение пар.

Обобщение обоснования нерелятивистской квантовой механики на релятивистский случай производится заменой нерелятивистского лагранжиана в (3.8) на релятивистский лагранжиан.

5 Обобщение статистического описания на случай произвольной стохастичности

Чтобы преодолеть проблемы, порожденные нерелятивистским понятием состояния частицы, когда частица и античастица рассматриваются как различные физические объекты, нужно произвести логическую перезагрузку и использовать релятивистское понятие частицы. Кроме того необходимо игнорировать линейность традиционной квантовой теории и надлежащим образом изменить характер стохастичности недетерминированных частиц, ответственной за квантовые эффекты.

Действие (3.8) для статистического ансамбля свободных нерелятивистских стохастических частиц может быть легко обобщено на случай произвольных стохастических систем. Пусть $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ есть детерминированная динамическая система, имеющая конечное число степеней свободы. Состояние системы $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ описывается обобщенными координатами $\mathbf{x}=\{x^1,x^2,...x^n\}$. Действие имеет вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{d}}}[\mathbf{x}]=\int L_{\mathrm{d}}\left(t,\mathbf{x},\dot{\mathbf{x}},P\right)dt,\qquad \dot{\mathbf{x}}\equiv\frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{5.1}$$

где $\mathbf{x}=\mathbf{x}(t)$, а P суть некоторые параметры системы (например, массы, заряды и т.п.)

Статистический ансамбль $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]$ динамических систем $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ описывается действием

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]}[\mathbf{x}]=\int\int_{V_{\boldsymbol{\xi}}}L_{\mathrm{d}}\left(t,\mathbf{x},\dot{\mathbf{x}},P\right)\rho_0(\boldsymbol{\xi})\,dtd^n\xi,\qquad \dot{\mathbf{x}}\equiv\frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{5.2}$$

где $\mathbf{x}=\mathbf{x}(t,\boldsymbol{\xi})=\{x^1(t,\boldsymbol{\xi}),x^2(t,\boldsymbol{\xi}),...x^n(t,\boldsymbol{\xi})\}$. Переменные $\boldsymbol{\xi}=\{\xi_1,\xi_2,...\xi_n\}$ маркируют элементы $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ статистического ансамбля. Величина $\rho_0(\boldsymbol{\xi})$ является весовой функцией. Число k маркировочных параметров выбрано равным числу n обобщенных координат для того, чтобы можно было перейти к независимым переменным $t,\mathbf{x}$, разрешив соотношения $\mathbf{x}=\mathbf{x}(t,\boldsymbol{\xi})$ в виде $\boldsymbol{\xi}=\boldsymbol{\xi}(t,\mathbf{x})$. Если мы не собираемся переходить к независимым переменным $t,\mathbf{x}$, то целое число $k>0$ может быть выбрано произвольным.

Если некоторый возмущающий агент влияет на детерминированную систему $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$, то она превращается в стохастическую систему $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ и действие (5.2) превращается в действие $\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}$

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}[\mathbf{x},u]=\int\int_{V_{\boldsymbol{\xi}}}L\left(t,\mathbf{x},\dot{\mathbf{x}},P_{\mathrm{eff}}(u)\right)\rho_0(\boldsymbol{\xi})\,dtd^n\xi,\qquad \dot{\mathbf{x}}\equiv\frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{5.3}$$

где $\mathbf{x}=\mathbf{x}(t,\boldsymbol{\xi})$ и $u^k=\left\{u^k(t,\mathbf{x})\right\}$, $k=0,1,...n$, суть зависимые переменные. Новые зависимые переменные u^k описывают среднее значение стохастической составляющей скорости $\dot{\mathbf{x}}$. Предполагается, что возмущающий агент изменяет значения параметров динамической системы S_{d}. Лагранжиан $L\left(t,\mathbf{x},\dot{\mathbf{x}},P_{\mathrm{eff}}(u)\right)$

для статистического ансамбля соответствующих стохастических систем $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ получается из лагранжиана $L_{\mathrm{d}}(t, \mathbf{x}, \dot{\mathbf{x}}, P)$ для статистического ансамбля динамических систем $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ с помощью замены [25]

$$P \rightarrow P_{\mathrm{eff}}(u) \tag{5.4}$$

в выражении (5.2). Переходя к описанию стохастических систем $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$, мы *не вводим вероятностных структур, и описание остается чисто динамическим.* Характер стохастичности определяется видом замены (5.4).

В случае, когда динамическая система $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ является свободной незаряженной релятивистской частицей, единственным параметром P является масса частицы m. Если возмущающим агентом является дисторсия геометрии пространства-времени, то замена (5.4) имеет вид

$$m \rightarrow m_{\mathrm{eff}} = \sqrt{m^2 + \frac{\hbar^2}{c^2}\left(g_{kl}\kappa^k\kappa^l + \partial_k\kappa^k\right)} \tag{5.5}$$

где c есть скорость света, g_{kl} =diag$\{c^2, -1, -1, -1\}$ есть метрический тензор,

$$\kappa^k = \frac{m}{\hbar}u^k, \qquad k = 0, 1, 2, 3 \tag{5.6}$$

и $u^k(t, \mathbf{x}) = u^k(x)$ есть среднее значение стохастической составляющей 4-скорости частицы. Здесь и далее осуществляется суммирование по повторяющимся индексам: $0 - 3$ для латинских индексов и $1 - 3$ для греческих.

В релятивистском случае действие для статистического ансамбля(5.3) имеет вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}[x,\kappa] = -\int\int_{V_{\boldsymbol{\xi}}} mcK\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\rho_0(\boldsymbol{\xi})\,d\tau d\boldsymbol{\xi}, \qquad \dot{\mathbf{x}} \equiv \frac{d\mathbf{x}}{d\tau} \tag{5.7}$$

$$K = \sqrt{1 + \lambda^2\left(g_{kl}\kappa^k\kappa^l + \partial_k\kappa^k\right)}, \qquad \lambda = \frac{\hbar}{mc} \tag{5.8}$$

где $x = \left\{x^k\right\} = \left\{x^k(\tau, \boldsymbol{\xi})\right\}$, $k = 0, 1, 2, 3$. Величина g_{kl} =diag$\{c^2, -1, -1, -1\}$ является метрическим тензором. Независимые переменные $\boldsymbol{\xi} = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$ маркируют частицы статистического ансамбля. Зависимые переменные $\kappa^k = \kappa^k(x)$, $k = 0, 1, 2, 3$ образуют некоторое силовое поле, связанное со стохастической составляющей 4-скорости частицы, и λ есть комптоновская длина волны частицы.

В нерелятивистском приближении можно пренебречь временной составляющей $\kappa^0 = \frac{m}{\hbar}u^0$ По сравнению с пространственной $\boldsymbol{\kappa} = \frac{m}{\hbar}\mathbf{u}$. Полагая $\tau = t = x^0$ в (5.7), (5.8) получаем вместо (5.7)

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}[\mathbf{x}, \mathbf{u}] = \int\int_{V_{\boldsymbol{\xi}}} \left\{-mc^2 + \frac{m}{2}\dot{\mathbf{x}}^2 + \frac{m}{2}\mathbf{u}^2 - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right\}\rho_0(\boldsymbol{\xi})\,dtd\boldsymbol{\xi}, \qquad \dot{\mathbf{x}} \equiv \frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{5.9}$$

Действие (5.9) совпадает с действием (3.2) за исключением первого члена, который не дает вклада в динамические уравнения.

В релятивистском случае, варьируя (5.7) по κ^i, получаем динамические уравнения

$$\frac{\delta\mathcal{A}}{\delta\kappa^i} = -\lambda^2 \frac{mcK\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)}{K} g_{ik}\kappa^k + \lambda^2\partial_i \frac{mcK\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)}{2K} = 0 \qquad (5.10)$$

Эти уравнения интегрируются в виде

$$\kappa = \frac{1}{2}\log\frac{C\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)}{K}, \qquad C = \mathrm{const} \qquad (5.11)$$

где величина κ есть потенциал для поля κ^k

$$\partial_k\kappa = g_{kl}\kappa^l, \qquad k = 0, 1, 2, 3 \qquad (5.12)$$

Динамическое уравнение (5.11) может быть переписано в виде

$$e^{2\kappa} = C\frac{\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)}{\sqrt{1 + \lambda^2 g^{ls}e^{-\kappa}\partial_k\partial^k e^{\kappa}}}, \qquad C = \mathrm{const} \qquad (5.13)$$

которое является релятивистским аналогом нерелятивистского динамического уравнения (3.7).

Фундаментальное различие между нерелятивистским описанием (3.7) и релятивистским описанием (5.13) состоит в следующем. Нерелятивистское уравнение (3.7) не содержит временной производной, и поле $\mathbf{u}$ определяется однозначно своим источником (плотностью частиц ρ). Релятивистское уравнение (5.13) содержит временные производные, и κ-поле $u^k = \hbar\kappa^k/m$ может существовать без его источника. Релятивистское κ-поле $u^k = \hbar\kappa^k/m$ может отрываться от своего источника. Кроме того, κ-поле изменяет эффективную массу частицы, как это видно из соотношений (5.5) или (5.7), (5.8). Если величина $\boldsymbol{\kappa}^2$ достаточно велика, или $\partial_k\kappa^k < 0$ и $\left|\partial_k\kappa^k\right|$ достаточно велико, то эффективная масса частицы может стать мнимой. В этом случае средняя мировая линия может повернуть во времени, и этот поворот может оказаться связанным с рождением пар, или с их аннигиляцией.

В нерелятивистском случае средняя стохастическая скорость $\mathbf{u}$ может быть исключена и заменена ее источником (плотностью частиц ρ). В релятивистском случае κ-поле имеет дополнительные степени свободы, которые не могут быть устранены с помощью замены κ-поля его источником. Такое κ-поле может перемещаться из одной области пространства-времени в другую.

Единый формализм динамики (со статистическим ансамблем как основным объектом динамики) позволяет описывать такие физические явления, которые не могут быть описаны в рамках традиционного формализма динамики, когда основным объектом является динамическая система. В частности, можно описывать эффект рождения пар, который нельзя описывать в рамках традиционной релятивистской механики. так же как в рамках нерелятивистской квантовой механики.

6 Заключительные замечания

Таким образом, очень важно развивать физическую концепцию, используя адекватные понятия. Надлежащая логическая перезагрузка, использующая адекватные физические понятия приводит к успешной физической теории. Эффективная логическая перезагрузка в развитии физики микромира содержит следующие пункты:

(1) Динамическая концепция статистического описания, где не используется понятие плотности вероятности из-за его нерелятивистского характера.

(2) Статистический ансамбль рассматривается как основной объект динамики. Это позволяет описывать единым способом движение всех частиц.

(3) Отказ от свойства линейности, которое верно только для нерелятивистской квантовой механики, но не для релятивистской.

(4) Релятивистское понятие состояния частицы, когда частица и античастица являются двумя разными состояниями одного физического объекта (мировой линии) вместо нерелятивистского понятия состояния, когда частица и античастица рассматриваются как два различных объекта (различные динамические системы).

Все эти утверждения не являются гипотезами. Они являются просто утверждениями динамики частиц, свободными от нерелятивистских ограничений.

Вообще говоря, настоящая работа посвящена концептуальным проблемам физики микромира. Мы не вникаем в детали и не пытаемся объяснить конкретные физические эксперименты, имея в виду, что физические эффекты легко могут быть рассчитаны и объяснены на основе правильных физических принципов. Однако, если не все физические принципы верны, или если мы не умеем правильно использовать физические принципы (например, используя нерелятивистские понятия вместо релятивистских), то наши умозаключения становятся некорректными. В этом случае мы вынуждены изобретать гипотезы для некоторых конкретных физических явлений, которые призваны компенсировать наши ошибки. Однако эти гипотезы могут быть непригодны для объяснения других физических явлений.

Когда изобретение гипотез становится системой научных исследований, мы получаем систему подгонок вместо эффективных научных исследований. В этом случае исследователи перестают доверять эффективному применению физических принципов. Они доверяют только эффективным гипотезам с последующей экспериментальной проверкой. Использование квантовой механики и квантовых принципов привело к такому положению, когда теоретики не работают с физическими принципами, полагаясь на счастливые гипотезы. Менталитет современных физиков-теоретиков, имеющих дело с физическими явлениями в микромире, отличается от менталитета физиков девятнадцатого века, когда физики верили, что можно открыть такие физические принципы, которые могут объяснить все физические явления. Можно обнаружить такой менталитет во многих рецензиях статей, посвященных логическим заключениям на основе хорошо известных и проверенных физических принципов. Рецензенты не пытаются найти ошибку в рассуждениях автора. Рецензенты требуют экспериментальной проверки нежелательных логических заключений автора. Такое требование оправдано, если автор использует новую гипотезу. В случае, когда автор не использует никаких гипотез, такая рецензия является проявлением подгоночного менталитета.

Позвольте мне проиллюстрировать мое утверждение конкретным примером. Я представил работу в хорошо известный физический журнал. В этой работе уравнение (4.2) квантовалось в том представлении, когда частица и античастица рассматриваются как разные состояния одного физического объекта (мировой линии). В результате соответствующие динамические уравнения решались точно (без использования теории возмущений), но при этом пары не рождались. Рецензент написал что-то вроде: "Работа не может быть опубликована, потому что сам автор утверждает, что при таком способе квантования рождение пар отсутствует."

Решение рецензента отражает подгоночный менталитет современного физического сообщества, когда важен только результат. Является ли непротиворечивой концепция, с помощью которой получен результат, и взаимодействуют ли частица и античастица, будучи разными динамическими системами, не является важным. Исследователи желают объяснить рождение пар, и они готовы объяснять это даже с помощью противоречивой концепции. Такой подход имеет печальные последствия.

Можно увидеть результаты такого подгоночного менталитета в физике микромира. Современная теория элементарных частиц является аксиоматической концепцией. Как всякая аксиоматическая концепция она не может описать устройство элементарных частиц. Она может только классифицировать элементарные частицы и предсказывать новые элементарные частицы. Например, утверждение, что протон состоит из кварков является результатом, основанным на экспериментальных данных, (но не на физических принципах). Современная теория элементарных частиц напоминает периодическую систему химических элементов, которая тоже классифицирует химические элементы и предсказывает новые химические элементы, но не может объяснить устройство атомов химических элементов. (Периодическая система химических элементов не сделала никакого вклада в теорию строения атома, хотя она была создана существенно раньше, чем начались исследования строения атома). Можно сказать, что современная теория элементарных частиц - это скорее химия, чем физика элементарных частиц [26]. Это означает, что развитие физики микромира как аксиоматической концепции не эффективно, если мы хотим понять устройство элементарных частиц, а не только их систематизацию.

Список литературы

[1] Yu. A. Rylov, Logical reloading as overcoming of crisis in geometry. *e-print 1005.2074.*

[2] I.Fenyes, *Zs. f. Physics* **132**, 81, (1952).

[3] J.E. Moyal, *Proc.Phil. Soc.* **45**, 99 (1949).

[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] P. Holland, *The Quantum Theory of Motion*, (Cambridge University Press, Cambridge, 1993) and references therein.

[8] Yu. A. Rylov, Hydrodynamical interpretation of quantum mechanics: the momentum distribution. *e-print, /physics/0402068.*

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

[10] Yu.A. Rylov, Geometry without topology as a new conception of geometry. *Int. Jour. Mat. & Mat. Sci.* **30**, iss. 12, 733-760, (2002), (see also *e-print /math.MG/0103002*).

[11] Yu. A. Rylov, Deformation principle and further geometrization of physics *e-print 0704.3003*v5.

[12] Д.И.Блохинцев, *Основы квантовой механики.* Наука, 1976.

[13] L.E. Ballentine, The statistical interpretation of quantum mechanics, *Rev. Mod. Phys.,* **72**, 358. (1970).

[14] L.E. Ballentine, *Quantum Mechanics,* World Scientific, Singapore, 1998.

[15] C. Fuchs and A. Peres, Quantum theory needs no 'Interpretation', *Phys. Today, March 2000, 70, (2000).*

[16] L.E. Ballentine, Yumin Yang and J.P. Zibin, Inadequacy of Ehrenfest's theorem to Characterize the classical regime, *Phys. Rev.* **A**, **50**, 2854-2859, (1994).

[17] W. Heisenberg, Development of the Quantum Mechanics Interpretation. in *Niels Bohr and the Development of Physics.* ed. W.Pauli , London. Pergamon Press Ltd., 1955.

[18] Yu. A. Rylov, What object does the wave function describe? *e-print physics/0405117.*

[19] Yu. A. Rylov, Dynamical methods of investigations in application to the Schroedinger particle. *Вестник РУДН сер. математика, информатика, физика*, iss. 3-4, pp. 122-129, (2007). English version *e-print physics/0510243.*

[20] Yu. A. Rylov, Incompatibility of the Copenhagen interpretation with quantum formalism and its reasons. *Concepts of Physics* **5**, iss.2, 323-328, (2008). See also *e-print physics/0604111.*

[21] Yu. A. Rylov, Multivariance as a crucial property of microcosm, *Concepts of Physics* **6**, iss.1, 89 -117, (2009). See also *e-print 0806.1716.*

[22] Yu. A. Rylov, Uniform formalism for description of dynamic and stochastic systems. *e-print physics/0603237.*

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

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

[25] Yu.A. Rylov, Dynamics of stochastic systems and pecularities of measurements in them.*e-print physics/0210003.*

[26] Yu. A. Rylov, Why does the Standard Model fail to explain the elementary particles structure? *e-print 0810.0982*