Модельная концепция квантовых явлений и ее возможности

Ю.А. Рылов

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

Аннотация

Показано, что возможно построить модельную концепцию квантовых явлений (МККЯ), которая относится к аксиоматической концепции квантовых явлений (АККЯ), т.е. традиционной квантовой механике, примерно так же, как статистическая физика относится к термодинамике. Такая возможность основывается на новой концепции геометрии, позволяющей построить детерминированную пространственно-временну́ю геометрию, в которой движение свободных частиц является изначально стохастическим. Геометрию пространства-времени можно выбрать такой, что статистическое описание случайного движения частиц совпадет с квантовым описанием. Обсуждаются возможности, предоставляемые МККЯ для исследования физических явлений микромира. В рамках МККЯ методы исследования оказываются более тонкими. Например, исследование свободного уравнения Дирака в рамках МККЯ приводит к выводу, что дираковская частица – это ротатор, т.е. две частицы, вращающиеся вокруг общего центра инерции. В рамках МККЯ удается обнаружить силовое поле, ответственное за рождение пар.

Не было гвоздя – подкова пропала.
Не было подковы – лошадь захромала.
Лошадь захромала – командир убит.
Конница разбита, армия бежит.
Враг вступает в город, пленных не щадя, –
Оттого, что в кузнице не было гвоздя!
(С.Я. Маршак)

1 Введение

Изучение нового класса физических явлений иногда осуществляется в два этапа. Сначала возникает более простая аксиоматическая концепция, основанная на простых эмпирических соображениях. Затем аксиоматическая концепция заменяется более разработанной модельной теорией, где аксиомы начальной стадии получаются как свойства модели. По этой схеме развивалась теория тепловых явлений. Сначала возникла термодинамика (аксиоматическая концепция), затем – статистическая физика (модельная концепция). При этом аксиомы термодинамики (свойства теплорода) были получены как свойства хаотического движения молекул. Этот естественный процесс развития физической теории связан с другой характерной чертой человеческого познания. К сожалению, людям свойственно совершать ошибки, которые затем нужно преодолевать.

Есть два способа преодоления ошибок в физической теории:(1) компенсация ошибки и (2) исправление ошибки. Компенсация ошибки существенно более простой процесс, чем ее исправление. Для компенсации ошибки не нужно знать, в чем она состоит. Достаточно придумать некоторые дополнительные гипотезы, которые объясняли бы круг рассматриваемых явлений. К сожалению, при дальнейшем расширении круга рассматриваемых явлений приходится придумывать новые гипотезы. По мере развития теории новые гипотезы накапливаются, и теория приобретает запутанный вид. Для исправления имеющейся ошибки, нужно осознать, что ошибка есть и понять, в чем она состоит. Это существенно труднее, чем компенсировать ошибку. Однако, после исправления ошибки не нужно выдвигать новых гипотез. Теория, получившаяся после исправления ошибки оказывается существенно более качественной, чем теория, возникшая в результате ее компенсации. В доктрине Птолемея ошибка в наших представлениях о планетарной системе только компенсировалась, Коперник ее исправил. Влияние этого исправления на последующее развитие науки хорошо известно.

Современная квантовая теория представляет собой первую (аксиоматическую) стадию в развитии физики микромира. Формальные признаки этого – существование принципов квантовой механики. Возникновение следующей (модельной) стадии, где принципы квантовой механики будут следствием модели, представляется неизбежным. Модель хороша также тем, что она дает пределы применимости квантовых принципов. (Статистическая физика очертила границы применимости второго начала термодинамики.) Кроме того современная квантовая теория является компенсирующей (птолемеевой) концепцией, т.е. теорией построенной в результате компенсации некоторых застарелых ошибок. Формальным признаком этого является наличие большого числа дополнительных гипотез в теории элементарных частиц. Гипотез стало так много, что от принципов квантовой теории почти ничего не осталось, и по существу они уже не работают в теории элементарных частиц.

В чем состоят ошибки, проявляющиеся в физике микромира и почти незаметные в физике макромира? Их две: (1) неадекватная модель пространства-времени, приближенно правильная в макромире и существенно ошибочная в микромире, (2) неадекватное статистическое описание случайных релятивистских процессов.

Правильная геометрия пространства-времени представляет собой такую геометрию, где движение микрочастиц является изначально стохастическим, притом что сама по себе геометрия случайной не является (т.е. интервалы между событиями в такой геометрии являются детерминированными, а не случайными). Чтобы построить такую геометрию (Т-геометрию), нужно выйти за рамки римановой геометрии, которая является наиболее общей современной геометрией, пригодной для описания пространства-времени. Правильная геометрия абсолютного пространства-времени, являясь плоской однородной и изотропной, отличается от геометрии Минковского лишь поправкой, содержащей квантовую постоянную $\hbar$. Это поправка существенна только для малых интервалов, т.е. лишь в микромире.

Статистическое описание случайного движения частиц, порожденного пространственно-временно́й геометрией, приводит к квантовой механике (квантовая постоянная $\hbar$ появляется в теории через геометрию), подобно тому как статистическое описание случайного движения молекул приводит к термодинамике. Существенное различие между этими двумя статистическими описаниями в том, что в случае статистической физики случайная и регулярная составляющие скорости являются нерелятивистскими, тогда как в первом случае случайная составляющая скорости является релятивистской, хотя регулярная составляющая может быть нерелятвистской. В результате даже нерелятивистская квантовая механика оказывается скрыто релятивистской теорией. Есть существенное различие между релятивистским и нерелятивистским статистическими описаниями. Оно состоит в том, что нерелятивистское статистическое описание может быть вероятностным, т.е. оно может производиться в терминах теории вероятностей, тогда как *релятивистское статистическое описание в терминах теории вероятностей производиться не может.* Дело здесь не в релятивистской инвариантности соответствующих уравнений, а в том, что физические объекты, подлежащие статистическому описанию различны в релятивистской и нерелятивистской теориях.

В нерелятивистской теории физическим объектом является частица, т.е. точечный (нуль-мерный) объект в трехмерном пространстве, а мировая линия частицы в пространстве-времени есть история этого точечного объекта. Иначе говоря, частица первична, а ее мировая линия вторична. В *последовательной* релятивистской теории ситуация обратная. Физическим объектом является мировая линия, т.е. одномерная линия, тогда как частица и античастица являются производными объектами (пересечениями мировой линии с поверхностью t =const). Иначе говоря, в последовательной релятивистской теории мировая линия первична, тогда как частица и античастица вторичны. Для мировой линии, рассматриваемой как первичный физический объект, будет использоваться термин "эмлон" (это прочтение аббревиатуры МЛ). Различие в выборе первичного объекта обусловлено различным отношением к существованию абсолютной одновременности в релятивистской и нерелятивистской физике. Статистическое описание должно быть описанием первичных физических объектов. Основой такого описания является плотность объектов в пространстве (для частиц) или в пространстве-времени (для эмлонов). Плотность $\rho\left(x\right)$ частиц в точке x определяется соотношением

$$dN = \rho(x)dV \tag{1.1}$$

где dN есть число частиц в 3-объеме dV. Плотность частиц определяется как коэффициент пропорциональности межу dN и dV. Плотность $j^k(x)$ эмлонов определяется соотношением

$$dN = j^k\left(x\right)dS_k \tag{1.2}$$

где dN есть поток мировых линий (эмлонов) через трехмерную площадку dS_k в пространстве-времени в окрестности точки x. $j^k(x)$ есть коэффициент пропорциональности между dN и dS_k в окрестности точки x. Величина $\rho\left(x\right)$ является 3-скаляром и может служить основой для введения понятия плотности вероятности, тогда как 4-вектор j^k не является неотрицательной величиной и не может служить основой для введения плотности вероятности, которая обязательно неотрицательна.

Бытует представление, что термины "вероятностный" и "статистический" являются синонимами. Это заблуждение, потому что вероятностное описание есть описание, основанное на использовании теории вероятностей, тогда как статистическое описание есть описание, имеющее дело с многими одинаковыми или почти одинаковыми объектами. Такой набор многих одинаковых объектов принято называть статистическим ансамблем. Статистическое описание без использования теории вероятностей вполне возможно, для этого нужно только изучать соответствующий статистический ансамбль, не пользуясь теорией вероятности. Мы будем рассматривать статистические ансамбли динамических или стохастических систем и существенно использовать то обстоятельство, что *статистический ансамбль является динамической системой*, если даже его *элементы являются стохастическими системами*. Такой подход называется динамической концепцией статистического описания (ДКСО). Он пригоден в любом случае (релятивистском или нерелятивистском). Статистический ансамбль дискретных динамических или стохастических систем представляет собой непрерывную динамическую систему, т.е. некий флюид.

Волновая функция есть способ описания идеальной жидкости [1]. Иначе говоря, волновая функция появляется как свойство некоторой модели (а не некий фундаментальный объект, свойства которого определяются аксиоматикой). При определенных условиях потенциальное течение флюида описывается уравнением Шредингера [2, 3]. Так возникает модельная концепция квантовых явлений (МККЯ), отличающаяся в своих основаниях от традиционной квантовой механики, которую мы квалифицируем как аксиоматическую концепцию квантовых явлений (АККЯ). Модельная концепция развивается по другим законам, чем аксиоматическая. Это хорошо видно при сравнении развития термодинамики и статистической физики, которые являются соответственно аксиоматической (АКТЯ) и модельной (МКТЯ) концепциями тепловых явлений.

МККЯ является результатом модификации АККЯ, причем это – модификация нулевого порядка (М0). Мы используем следующую классификацию возможных модификаций. Модификация существующей концепции на описательном (концептуальном) уровне, когда основные понятия и методы описания видоизменяются, есть модификация нулевого порядка (М0). Модификация существующей концепции на динамическом уровне, когда видоизменяются динамические уравнения или некоторые утверждения, касающиеся динамики, есть модификация первого порядка (М1). Описательный уровень глубже, чем динамический, потому что система понятий физической теории составляет основу динамики, и любое изменение описательного уровня (М0) порождает обычно видоизменение динамики (М1) или методов описания динамики. Проверка правильности модификации обычно производится при помощи проверки предсказаний динамики. В результате проверка М0 оказывается косвенной и более трудной, чем проверка М1.

Схемы предсказаний или объяснений новых физических явлений, используемые для проверки правильности модификации теории выглядят следующим образом.

$$\text{M0}: \quad \begin{array}{c}\text{модифицированные}\\ \text{основные}\\ \text{положения}\end{array} \rightarrow \begin{array}{c}\text{новые методы}\\ \text{исследований}\end{array} \rightarrow \begin{array}{c}\text{новые}\\ \text{явления}\end{array}$$

$$\text{M1}: \quad \begin{array}{c}\text{новые}\\ \text{гипотезы}\end{array} \rightarrow \begin{array}{c}\text{новые}\\ \text{явления}\end{array}$$

Можно видеть, что проверка М0 является косвенной и не столь эффективной, как проверка М1. На практике автору новой модификации существующей теории предлагается ответить на следующий вопрос: "Есть ли такое физическое явление, которое может быть объяснено модифицированной теорией и не может быть объяснено существующей?" В случае отрицательного ответа модифицированная концепция рассматривается как бесполезная и отвергается. Этот вопрос является проверкой только для М1, потому что он не эффективен для проверки М0.

Чтобы показать это, представим себе, что этот вопрос задан Копернику, предложившему свою доктрину, которая была модификацией нулевого порядка

(M0) доктрины Птолемея. Копереник не мог бы ответить на этот вопрос положительно. Более того, в течение ста лет после появления доктрины Коперника не существовало положительного ответа на этот вопрос. Только начиная с Исаака Ньютона стало можно отвечать на этот вопрос положительно. Между тем благотворное влияние доктрины Коперника на дальнейшее развитие науки несомненно. Преимущество доктрины Коперника было простоте, ясности и последовательности, а не в формальной полезности.

Заметим, что экспериментальная проверка модификации нулевого порядка физической теории всегда была трудной проблемой, и появление M0 иногда приводило к конфликтам в научном сообществе (Коперник – Птолемей, статистическая физика – термодинамика).

2 Геометрия

Имеется два разных подхода к геометрии: математический и физический. При математическом подходе геометрия есть построение, основанное на системе аксиом о свойствах точек и прямых. Практически любая система аксиом, содержащая понятия точки и прямой, может быть названа геометрией. Известный математик Феликс Клейн [4] считал, что построение на множестве точек заслуживает названия геометрии только в том случае, если все точки имеют одинаковые свойства (однородная геометрия). Согласно Феликсу Клейну римановы геометрии не являются геометриями. Как правило, римановы геометрии неоднородны, и их точки имеют разные свойства. По Клейну их следовало называть "римановыми географиями" или "римановыми топографиями". Как называть римановы геометрии – это во многом дело вкуса и привычки. Однако, Феликс Клейн был совершенно прав в том отношении, что предлагал различать между евклидовой и римановой геометриями. Дело в том, что принцип построения евклидовой геометрии совсем иной, чем принцип построения римановой геометрии.

Риманова геометрия получается как результат деформации собственно евклидовой геометрии, когда бесконечно малый евклидов интервал ds_{E}^2 заменяется на риманов интервал $ds^2 = g_{ik}dx^i dx^k$. Такая замена представляет собой деформацию евклидова пространства. Такой подход к геометрии, когда геометрия получается как результат деформации собственно евклидовой геометрии мы будем называть физическим подходом к геометрии, а полученную геометрию будем называть физической геометрией. Физическая геометрия не имеет собственной аксиоматики. Она использует "деформированную" евклидову аксиоматику. Физическая геометрия описывает взаимное расположение событий в пространстве-времени. Оно описывается заданием расстояния между любыми двумя точками. Метрика ρ (расстояние между двумя точками) есть единственная характеристика физической геометрии. Мировая функция $\sigma = \frac{1}{2}\rho^2$ [5] более удобна для описания физической геометрии, потому что она вещественна даже для пространства-времени, где $\rho = \sqrt{2\sigma}$ может быть мнимым.

Построение любой физической геометрии определяется *принципом деформации* [6]. Он работает следующим образом. Собственно евклидова геометрия $\mathcal{G}_\mathrm{E}$ может быть описана в терминах и только в терминах мировой функции σ_E. [7, 8]. Это означает, что все геометрические объекты $\mathcal{O}_\mathrm{E}$ могут быть описаны в виде $\mathcal{O}_\mathrm{E} = \mathcal{O}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{E})$. Соотношения между геометрическими объектами описываются некоторыми соотношениями $\mathcal{R}_\mathrm{E} = \mathcal{R}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{E})$.

При деформации собственно евклидовой геометрии евклидова мировая функция σ_E заменяется некоторой другой мировой функцией σ_A во всех определениях евклидовых геометрических объектов $\mathcal{O}_\mathrm{E} = \mathcal{O}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{E})$ и во всех евклидовых соотношениях $\mathcal{R}_\mathrm{E} = \mathcal{R}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{E})$ между ними. В результате мы получим следующую замену

$$\mathcal{O}_\mathrm{E} = \mathcal{O}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{E}) \rightarrow \mathcal{O}_\mathrm{A} = \mathcal{O}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{A}), \qquad \mathcal{R}_\mathrm{E} = \mathcal{R}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{E}) \rightarrow \mathcal{R}_\mathrm{A} = \mathcal{R}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{A})$$

Множество всех геометрических объектов $\mathcal{O}_\mathrm{A}$ и всех соотношений $\mathcal{R}_\mathrm{A}$ между ними образует физическую геометрию $\mathcal{G}_\mathrm{A}$, описываемую мировой функцией σ_A. Индекс "E" в соотношениях физической геометрии $\mathcal{G}_\mathrm{A}$ означает, что аксиоматика собственно евклидовой геометрии используется для построения геометрических объектов $\mathcal{O}_\mathrm{E} = \mathcal{O}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{E})$ и соотношений между ними $\mathcal{R}_\mathrm{E} = \mathcal{R}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{E})$. Одна и та же аксиоматика используется для всех геометрических объектов $\mathcal{O}_\mathrm{A} = \mathcal{O}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{A})$ и соотношений между ними $\mathcal{R}_\mathrm{A} = \mathcal{R}_\mathrm{E}(\sigma_\mathrm{A})$ в геометрии $\mathcal{G}_\mathrm{A}$. Однако, теперь эта аксиоматика имеет другой вид из-за деформации $\sigma_\mathrm{E} \rightarrow \sigma_\mathrm{A}$. Геометрия на произвольном множестве Ω точек называется Т-геометрией (трубчатой геометрией). Т-геометрия определяется [7, 8] заданием мировой функции σ:

$$\sigma: \quad \Omega \times \Omega \rightarrow \mathbb{R}, \qquad \sigma(P,P) = 0, \qquad \forall P \in \Omega \tag{2.1}$$

Вообще говоря, никаких других ограничений не накладывается, хотя можно наложить любые дополнительные ограничения, чтобы получить специальный класс Т-геометрий. Т-геометрия симметрична, если дополнительно

$$\sigma(P,Q) = \sigma(Q,P), \qquad \forall P,Q \in \Omega \tag{2.2}$$

Последовательное использование *одного только принципа деформации* позволяет получить любую физическую геометрию (Т-геометрию), которая автоматически оказывается столь же непротиворечивой как и положенная в ее основу евклидова геометрия. Римановы геометрии образуют специальный класс Т-геометрий, выделяемый ограничением на мировую функцию

$$\sigma_\mathrm{R}(x,x') = \frac{1}{2}\left(\int\limits_{\mathcal{L}_{[xx']}} \sqrt{g_{ik}dx^i dx^k}\right)^2 \tag{2.3}$$

где σ_R есть мировая функция риманова пространства, и $\mathcal{L}_{[xx']}$ означает сегмент геодезической между точками x и x'. Риманова геометрия определяется размерностью n и $n(n+1)/2$ функциями g_{ik} одной точки x, тогда как класс всех возможных Т-геометрий является существенно более мощным, т.к. он определяется одной функцией σ двух точек x и x'.

Вообще говоря, принцип деформации позволяет получать такие геометрии, где роль прямых выполняют неодномерные поверхности (трубки). Реальная пространственно-временна́я геометрия именно такая. Однако, создатели римановой геометрии полагали, что геометрия с трубками вместо прямых невозможна. Ограничение (2.3) на римановы геометрии вводится именно для того, чтобы запретить деформации, переводящие одномерные евклидовы прямые в многомерные трубки. Однако, в неоднородной физической геометрии подавить трубчатый характер прямых полностью не удается. В римановой геометрии это удается сделать только ценой отказа от последовательного применения принципа деформации и применения дополнительных средств для построения геометрии. В результате риманова геометрия оказалась не совсем последовательным построением, что проявляется, в частности, в отсутствии абсолютного параллелизма, тогда как в любой физической геометрии, построенной в соответствии с принципом деформации имеет место абсолютный параллелизм (см. детали в [6]).

Трубчатый характер времениподобных прямых в реальном пространстве-времени связан с стохастическим характером движения свободных частиц в таком пространстве, потому что прямая (трубка) $\mathcal{T}_{P_0P_1}$, проходящая через точки P_0 и P_1 определяется соотношением

$$\mathcal{T}_{P_0P_1} = \left\{ R | \overrightarrow{P_0P_1} || \overrightarrow{P_0R} \right\}$$

согласно которому $\mathcal{T}_{P_0P_1}$ есть множество таких точек R, что векторы $\overrightarrow{P_0P_1}$ и $\overrightarrow{P_0R}$ параллельны. Трубчатый характер прямой (жирная прямая) означает, что имеется много направлений $\overrightarrow{P_0R}$, параллельных вектору $\overrightarrow{P_0P_1}$. С другой стороны в кривом пространстве-времени движение свободной частицы описывается уравнением геодезической

$$d\dot{x}^i = -\Gamma^i_{kl}\dot{x}^k dx^l, \qquad dx^l = \dot{x}^i d\tau \tag{2.4}$$

где Γ^i_{kl} есть символ Кристоффеля. Уравнение (2.4) описывает параллельный перенос вектора скорости $\dot{x}^i$ частицы вдоль направления $dx^i = \dot{x}^i d\tau$, определяемого вектором скорости $\dot{x}^i$. Если имеется много векторов, параллельных вектору скорости $\dot{x}^i$, то параллельный перенос (2.4) оказывается неоднозначным, и мировая линия частицы становится случайной.

Плоское однородное и изотропное пространство-время описывается мировой функцией [9]

$$\sigma = \sigma_{\mathrm{M}} + D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right), \qquad D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right) = \frac{\hbar}{2bc} \geq 10^{-21}\mathrm{cm}^2 \quad \text{для} \quad \sigma_{\mathrm{M}} > \frac{\hbar}{2bc} \tag{2.5}$$

где σ_{M} есть мировая функция пространства Минковского, c есть скорость света. Функция дисторсии $D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right)$ описывает характер квантовой стохастичности. В пространстве с ненулевой дисторсией $D\left(\sigma_{\mathrm{M}}\right)$ масса частицы геометризуется [9] и $b \leq 10^{-17}\mathrm{g/cm}$ есть постоянная, описывающая связь между геометрической массой μ и обычной массой m частицы с помощью соотношения $m = b\mu$. Вид функции дисторсии $D(\sigma_{\mathrm{M}})$ определяется требованием, что стохастичность, порождаемая дисторсией, есть квантовая стохастичность, т.е. статистическое описание движения свободных стохастических частиц эквивалентно квантовому описанию в терминах уравнения Шредингера [9].

3 Статистическое описание

Пусть статистический ансамбль $\mathcal{E}_{\mathrm{d}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]$ детерминированных классических частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ описывается действием $\mathcal{A}_{\mathcal{E}_{\mathrm{d}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}(P)]}$, где P суть параметры, описывающие частицу $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ (например, масса, заряд). Пусть под влиянием некоторого случайного агента детерминированная частица $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ превращается в стохастическую частицу $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$. Действие $\mathcal{A}_{\mathcal{E}_{\mathrm{st}}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}$ для статистического ансамбля $\mathcal{E}_{\mathrm{st}}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]$ приводится к действию $\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{red}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]} = \mathcal{A}_{\mathcal{E}_{\mathrm{st}}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}$ для некоторого множества $\mathcal{S}_{\mathrm{red}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]$ тождественных взаимодействующих детерминированных частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$. Действие $\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{red}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]}$ как функционал от $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ имеет вид $\mathcal{A}_{\mathcal{E}_{\mathrm{d}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}(P_{\mathrm{eff}})]}$, где параметры P_{eff} суть параметры P детерминированной частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$, усредненные по статистическому ансамблю, и это усреднение описывает взаимодействие частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ в множестве $\mathcal{S}_{\mathrm{red}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]$. Это означает, что

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}_{\mathrm{st}}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]} = \mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{red}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}(P)]} = \mathcal{A}_{\mathcal{E}_{\mathrm{d}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}(P_{\mathrm{eff}})]} \tag{3.1}$$

Другими словами, стохастичность частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ в ансамбле $\mathcal{E}_{\mathrm{st}}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]$ заменяется взаимодействием частиц $\mathcal{S}_{\mathrm{d}}$ в $\mathcal{S}_{\mathrm{red}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}]$, и это взаимодействие описывается заменой

$$P \to P_{\mathrm{eff}} \tag{3.2}$$

в действии $\mathcal{A}_{\mathcal{E}_{\mathrm{d}}[\mathcal{S}_{\mathrm{d}}(P)]}$.

Действие для статистического ансамбля свободных детерминированных частиц имеет вид

$$\mathcal{A}[x] = -\int mc\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\,d\xi_0 d\boldsymbol{\xi}, \qquad \dot{x}^i \equiv \frac{dx^i}{d\xi_0} \tag{3.3}$$

где $x = \{x^i\}$, $i = 0,1,2,3$ есть функция переменных $\xi = \{\xi_0, \boldsymbol{\xi}\} = \{\xi_i\}$, $i = 0,1,2,3$.

Для свободной частицы единственным параметром является ее масса m и замена (3.2) в нерелятивистском случае имеет вид

$$m \to m_{\mathrm{eff}} = m\left(1 - \frac{\mathbf{u}^2}{2c^2} + \frac{\hbar}{2mc^2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right) \tag{3.4}$$

где $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t,\mathbf{x})$ есть среднее значение стохастической составляющей скорости. Квантовая постоянная $\hbar$ появляется здесь как постоянная связи, описывающая взаимодействие между регулярной и стохастической составляющими движения частицы. Скорость $\mathbf{u}$ считается новой зависимой переменной и динамическое уравнение для нее находится в результате вариации действия по $\mathbf{u}$. При этом $\mathbf{u}$ предполагается малой по сравнению со скоростью света c.

В релятивистском случае замена (3.2) принимает вид

$$m^2 \to m_{\text{eff}}^2 = m^2 \left(1 + u_l u^l + \lambda \partial_l u^l\right), \qquad \lambda = \frac{\hbar}{mc} \tag{3.5}$$

где $u^l = \{u^0, \mathbf{u}\}$. Тогда действие (3.4) преобразуется к виду

$$\mathcal{A}[x, \kappa] = -\int mcK\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}d\xi_0 d\boldsymbol{\xi}, \qquad K = \sqrt{1 + \frac{\hbar^2}{m^2c^2}\left(\kappa^l\kappa_l + \partial_l\kappa^l\right)} \tag{3.6}$$

где $x = \{x^i\}$, $i = 0,1,2,3$ есть функция переменных $\xi = \{\xi_0, \boldsymbol{\xi}\} = \{\xi_i\}$, $i = 0,1,2,3$. Переменные $\kappa = \{\kappa^i\}$, $i = 0,1,2,3$ суть функции от x. Переменные κ^l связаны с переменными u^l с помощью соотношения

$$u^l = \frac{\hbar}{m}\kappa^l, \qquad l = 0,1,2,3 \tag{3.7}$$

С одной стороны действие (3.6) описывает множество частиц взаимодействующих между собой через самосогласованное векторное поле κ^l. С другой стороны, действие (3.6) описывает некоторый квантовый флюид, причем потенциальное течение этого флюида описывается одно-компонентной волновой функцией ψ, удовлетворяющей уравнению Клейна-Гордона [10, 11].

В общем случае течение флюида описывается двух-компонентной волновой функцией, удовлетворяющей уравнению [11]

$$-\hbar^2\partial_k\partial^k\psi - \left(m^2c^2 + \frac{\hbar^2}{4}\left(\partial_l s_\alpha\right)\left(\partial^l s_\alpha\right)\right)\psi = \hbar^2\frac{\partial_l\left(\rho\partial^l s_\alpha\right)}{2\rho}\left(\sigma_\alpha - s_\alpha\right)\psi \tag{3.8}$$

где 3-вектор $\mathbf{s} = \{s_1, s_2, s_3,\}$ определяется соотношениями

$$\psi = \binom{\psi_1}{\psi_2}, \qquad \psi^* = \left(\psi_1^*, \psi_2^*\right), \qquad \rho = \psi^*\psi, \qquad s_\alpha = \frac{\psi^*\sigma_\alpha\psi}{\rho}, \qquad \alpha = 1,2,3 \tag{3.9}$$

а $\boldsymbol{\sigma} = \{\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3\}$ суть матрицы Паули.

С физической точки зрения процедура квантования (3.5), когда масса m заменяется ее средним значением m_{eff}, выглядит очень естественной. В самом деле, значение массы m_{eff} зависит от состояния стохастической составляющей скорости. Стохастическая составляющая имеет бесконечное число степеней свободы, и рассмотрение влияния среднего значения u^l на регулярную составляющую скорости частицы оказывается очень сложным. Оно описывается дифференциальными уравнениями в частных производных, хотя в отсутствие этого влияния регулярное движение частицы описывается обыкновенными дифференциальными уравнениями. С физической точки зрения такая интерпретация квантования выглядит более естественной, чем традиционная интерпретация в терминах волновой функции и операторов.

Волновая функция и спин появляются здесь как способ описания идеального флюида [1], т.е. как атрибуты флюида. Иначе говоря, первичными являются статистическое описание и гидродинамическая интерпретация волновой функции и квантовых явлений. Иерархия понятий изображается следующими двумя схемами.

$$\begin{array}{ccccccc} \text{аксиомат.} & : & \text{квантовые} & \Rightarrow & \text{волновая} & \Rightarrow & \text{гидродинамич.} \\ \text{концепция} & & \text{принципы} & & \text{функция} & & \text{интерпретация} \end{array}$$

$$\begin{array}{ccccccc} \text{модельная} & : & \text{статистическое} & \Rightarrow & \text{динамика} & \Rightarrow & \text{волновая} \\ \text{концепция} & & \text{описание} & & \text{флюида} & & \text{функция} \end{array}$$

Заметим, что переход от АККЯ к МККЯ оказался возможным только после решения такой чисто математической проблемы как интегрирование полной системы динамических уравнений для идеальной жидкости.

Связь между флюидом и уравнением Шредингера известна со времени появления квантовой механики [13, 14]. В последующие годы многие авторы исследовали эту связь, известную как гидродинамическая интерпретация квантовой механики [15, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 22, 23]. Однако, в конечном счете эта интерпретация была основана на волновой функции как основном объекте динамики. Нельзя было выйти за рамки принципов квантовой механики, потому что связь между гидродинамической интерпретацией и квантовой механикой была односторонняя. Можно было получить потенциальное течение флюида из динамического уравнения для волновой функции (уравнения Шредингера), но как получить обратный переход от динамического уравнения для флюида к динамическому уравнению для волновой функции было не известно. Другими словами, мы не знали как описать завихренное течение флюида в терминах волновой функции. В терминах волновой функции мы умели описывать только потенциальное течение флюида.

Чтобы описать произвольное течение флюида в терминах волновой функции, нужно было проинтегрировать традиционные динамические уравнения для флюида (уравнения Эйлера). В самом деле, уравнение Шредингера

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t}+\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2\psi=0 \tag{3.10}$$

может быть приведено к гидродинамическим уравнениям для переменных $\rho, \mathbf{v}$, описывающим состояние флюида. Подставляя $\psi=\sqrt{\rho}\exp(i\hbar\varphi)$ в (3.10) и разделяя вещественную и мнимую части, мы получаем выражения для временны́х производных $\partial_0\rho$ и $\partial_0\varphi$. Чтобы получить выражение для временно́й производной $\partial_0\mathbf{v}$ скорости $\mathbf{v}=\frac{\hbar}{m}\boldsymbol{\nabla}\varphi$, нужно дифференцировать динамическое уравнение для $\partial_0\varphi$, образуя комбинацию $\partial_0\mathbf{v}=\boldsymbol{\nabla}\left(\frac{\hbar}{m}\partial_0\varphi\right)$. Обратный переход от гидродинамических уравнений к динамическому уравнению для волновой функции требует общего интегрирования гидродинамических уравнений. Это интегрирование достаточно просто в случае потенциального течения, но это довольно сложная математическая проблема в общем случае, когда результат интегрирования должен содержать три произвольные функции трех аргументов. Без этого интегрирования нельзя получить описания флюида в терминах волновой функции, и нельзя манипулировать динамическими уравнениями, преобразуя их от представления в терминах ρ, $\mathbf{v}$ к представлению в терминах волновой функции и обратно. Это проблема оставалась нерешенной многие годы. Она была решена в конце восьмидесятых годов XIX века, и первое применение этого интегрирования можно найти в [24]. Систематическое применение этого интегрирования к описанию квантовых явлений началось в 1995 году [2, 25].

4 Возможности МККЯ

Чтобы понять сравнительные возможности аксиоматического и модельного подходов, представим себе, что мы знаем только термодинамику, но ничего не знаем о статистической физике и молекулярном строении вещества. Возникает вопрос, можно ли в рамках аксиоматического подхода (термодинамики) понять структуру кристалла и природу его симметрии. Такая возможность представляется очень проблематичной, потому что даже в рамках модельного подхода это достаточно трудная задача. Исследователи, пытающиеся понять структуру и взаимодействие элементарных частиц в рамках аксиоматического подхода (АККЯ) находятся в положении людей, исследующих структуру кристалла методами термодинамики. Им не остается ничего другого как придумывать экзотические гипотезы и пытаться проверять их пригодность на опыте.

МККЯ как и всякая модельная концепция располагает *более тонкими и гибкими методами исследования.* Например, замена (3.5) по существу осуществляет собой процедуру квантования, т.е. переход от классического описания к квантовому. Представим, себе, что квантование (3.5) не является точным, и его нужно несколько подправить. В рамках МККЯ для этого нужно только изменить вид выражения (3.5). Как осуществить подобную модификацию в рамках АККЯ совершенно не понятно, поскольку АККЯ жестко ориентирована на линейность динамических уравнений в терминах волновой функции.

К числу этих новых методов следует отнести гидродинамическую интерпретацию, которая имеет давнюю историю [13, 14]. Однако, в рамках АККЯ гидродинамическая интерпретация вторична, как это следует из приведенных выше схем. В рамках МККЯ гидродинамическая интерпретация первична и располагает более тонкими методами исследования. Переход к квазиклассическому приближению в АККЯ осуществляется переходом к пределу $\hbar \to 0$. В МККЯ этот переход осуществляется с помощью динамической расквантизации [26], которая представляет собой релятивистскую процедуру отбрасывания составляющих $\partial_{\perp k} = \partial_k - j_k j^l \left(j_s j^s\right)^{-1} \partial_l$ производной ∂_k, поперечных к 4-вектору потока j^k. В результате этой процедуры система уравнений в частных производных превращается в систему обыкновенных дифференциальных уравнений, и непрерывная система интерпретируется в терминах динамической системы с конечным числом степеней свободы. В нерелятивистском случае динамическая расквантизация эквивалентна $\hbar \to 0$. В релятивистском случае после динамической расквантизации квантовая постоянная $\hbar$ остается в динамических уравнениях для системы с конечным числом степеней свободы. Это позволяет получить более тонкую интерпретацию.

Таким методом была исследована динамическая система $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$, описываемая уравнением Дирака [26]. Оказалось, что классический аналог дираковской частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ не является одной частицей, как это принято думать, а представляет собой ротатор, т.е. пару частиц, вращающихся вокруг общего центра инерции. Это непринужденно объясняет наличие у дираковской частицы углового и магнитного моментов. Сверх того, что уже совсем неожиданно, оказалось, что внутренние (вращательные) степени свободы динамической системы $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ описываются нерелятивистски [26, 25, 27]. При исследовании динамической системы $\mathcal{S}_{\mathrm{D}}$ никаких предположений не делалось. Она исследовалась с помощью динамических релятивистски ковариантных методов просто как динамическая система.

В качестве другого примера приведем проблему рождения пар, которая является центральной в физике высоких энергий. АККЯ не может ничего сказать ни о механизме рождения пар, ни об агентах, ответственных за этот процесс, тогда как МККЯ может сказать нечто содержательное по этому вопросу. МККЯ возлагает ответственность за рождение пар на κ-поле (3.7), описывающее стохастическую составляющую движения частицы. В МККЯ описание рождения пар осуществляется на описательном (до-динамическом уровне), тогда как в АККЯ это пытаются сделать на динамическом уровне, т.е. с помощью динамических уравнений. Представим себе, что мировая линия частицы поворачивает вспять по времени. В зависимости от ситуации этот поворот описывает либо рождение, либо аннигиляцию пары. κ-поле создает условия для такого поворота мировой линии, и рождения пар. Дело в том, что при повороте вспять по времени, мировая линия становится пространственноподобной ($m^2 < 0$) в окрестности точки поворота, Если запретить мировой линии быть пространственноподобной, то рождение пар становится невозможным. Такая возможность менять массу частицы и делать ее мнимой достаточно редкое свойство у обычных силовых полей. Например, электромагнитное поле любой напряженности не может менять массу частицы и, следовательно, рождать пары. Согласно соотношению (3.5) выражение, содержащее κ-поле, входит в эффективную массу в качестве множителя. Если это выражение отрицательно, масса становится мнимой и рождение (или аннигиляция) пары становится возможной [11]. Приведенные примеры показывают, что МККЯ и ее более тонкие методы исследования и интерпретации могут быть полезны при исследовании свойств микромира.

Таким образом, МККЯ уже начинает приносить первые плоды, но не в том смысле, что она объясняет какие-то эксперименты, которые нельзя было объяснить до этого. МККЯ может использовать более тонкие динамические методы исследования (гидродинамическая интерпретация релятивистских процессов [10, 11] динамическая квантизация и динамическая расквантизация [26]), использование которых недоступно для АККЯ.

МККЯ является существенно более гибкой концепцией, чем АККЯ, поскольку все в ней определяется геометрией пространства-времени, а множество всех возможных геометрий описывается функцией двух аргументов. Мировая функция (2.5), определяющая структуру микромира, представляет собой только первое грубое приближение. В случае необходимости выражение (2.5) может быть модифицировано так, чтобы учесть влияние распределения материи в пространстве-времени (кривизна) и существование новых метрических полей (несимметричность мировой функции) [28, 29]. Несимметричная мировая функция описывает пространство-время, где прошлое и будущее геометрически неравноправны. В рамках римановой геометрии это невозможно себе представить. Разложение симметричной мировой функции $\sigma(x,x')$ по степеням $\eta^i = x^i - x'^i$ имеет вид

$$\sigma(x,x') = \frac{1}{2} g_{ik}(x')\,\eta^i\eta^k + \frac{1}{6}\sigma_{ikl}(x')\,\eta^i\eta^k\eta^l + ... \tag{4.1}$$

где $g_{ik}(x')$ описывает гравитационное поле, а $\sigma_{ikl}(x')$ выражается через производные метрического тензора $g_{ik}(x')$. Для несимметричной мировой функции то же разложение имеет вид [28, 29]

$$\sigma(x,x') = \sigma_i(x')\,\eta^i + \frac{1}{2}\sigma_{ik}(x')\,\eta^i\eta^k + \frac{1}{6}\sigma_{ikl}(x')\,\eta^i\eta^k\eta^l + ... \tag{4.2}$$

где три коэффициента $\sigma_i(x')$, $\sigma_{ik}(x')$ и $\sigma_{ikl}(x')$ независимы, причем каждый из них связан с некоторым метрическим (геометрическим) полем. Коэффициент $\sigma_i(x')$ описывает "векторное поле", которое сильно и эффективно на малых пространственно-временны́х интервалах. Коэффициент $\sigma_{ik}(x')$ описывает поле тензора второго ранга (гравитационное поле), которое сильно и эффективно на средних пространственно-временны́х интервалах. Наконец, $\sigma_{ikl}(x')$ связано с полем тензора третьего ранга, которое сильно на больших пространственно-временны́х интервалах. Возможно, что это поле как-то связано с астрофизической проблемой темной материи, когда движение звезд и галактик не удается объяснить действием одного только гравитационного поля.

При построении МККЯ *не использовалось никаких новых гипотез.* Напротив, гибкость и тонкость методов МККЯ связаны с отбрасыванием необоснованных ограничений и исправлением ошибок в подходе к геометрии и статистическому описанию. Другими словами, МККЯ удовлетворяет критерию Ньютона: "Hypotheses non fingo." (Гипотез не измышляю). *Только выбор правильной пространственно-временно́й геометрии определяет свойства физических явлений микромира.* Этот выбор придется сделать в любом случае, но он может быть правильным, или не очень.

Список литературы

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

[2] Yu. A. Rylov, Pauli's electron as a dynamic system. *Found. Phys.* **25**, No.7.1055-1086, (1995).

[3] Yu. A. Rylov, Hamilton variational principle for statistical ensemble of deterministic systems and its application for ensemble of stochastic systems. *Rus. J. Math. Phys.*, **9**, iss. 3, 335-348, (2002), e-print: *math-ph/0011017*.

[4] F. Klein, *Vorlesungen über die Entwicklung die Mathematik im 19. Jahrhundert* teil 1, Berlin, Springer 1926. (русс. пер. Ф. Клейн *Лекции о развитии математики в XIX столетии.* М; Л. Гостехиздат. 1937).

[5] J. L. Synge, *Relativity: The General Theory*, North-Holland, Amsterdam, 1960. (русс. пер. Дж. Л. Синг, *Общая теория относительности*, ИИЛ, Москва, 1963).

[6] Yu. A. Rylov, Problem of parallelism in geometry and physics. e-print *math.GM/0210413*.

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

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

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

[10] Yu. A. Rylov, Quantum mechanics as a dynamic construction. *Found. Phys.* **28**, No.2, 245-271, (1998).

[11] Yu. A. Rylov, Classical description of pair production. e-print *physics/0301020*.

[12] Yu. A. Rylov, Dynamics of stochastic systems and peculiarities of measurements in them. E-print *physics/0210003*.

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

[14] L. de Broglie, Sur la possibilité de relier les phénomenes d'interference et de diffraction é la théorie des quanta de lumiere. *Comptes Rendus* **183**, 447-448, (1926).

[15] D. Bohm, *Phys.Rev.* **85,** 166, 180, (1952).

[16] T. Takabayasi, *Progr. Theor. Phys.*, **8**, 143, (1952).

[17] T. Takabayasi, *Progr. Theor. Phys.*, **9**, 187, (1953).

[18] L. Janosssy and M. Ziegler, *Acta Phys. Hung.*, **16**, 37, (1963).

[19] L. Janosssy and M. Ziegler, *Acta Phys. Hung.*, **16**, 345, (1964).

[20] M. Husar and M. Ziegler-Naray, *Acta Phys. Acad. Scien. Hung.*, **26**, 223, (1969).

[21] F.J. Belinfante, *A Survey of Hidden-Variables Theories*, (Pergamon, Oxford, 1973) and references therein.

[22] D. Bohm and B.J. Hiley, *Phys. Rep.* **172** (1989) 93 and references therein.

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

[24] Yu.A. Rylov, The equation for isentropic motion of inviscid fluid in terms of wave function *J. Math. Phys.* **30**, 2516-2520, (1989).

[25] Yu. A. Rylov, Dirac equation in terms of hydrodynamic variables. *Advances Appl. Clifford Algebras* **5**, No. 1, 1-40.

[26] Yu. A. Rylov, Dynamic disquantization of Dirac equation, eprint *quant-ph/0104060.*

[27] Yu. A. Rylov, Anderson's absolute objects and constant timelike vector hidden in Dirac matrices. e-print *quant-ph/0112091.*

[28] Yu. A. Rylov, The Euclidean geometry deformations and capacities of their application to microcosm space-time geometry. e-print *physics/0206017.*

[29] Yu. A. Rylov, Asymmetric nondegenerate geometry. e-print *math.MG/0205061.*