# Незавершенность динамики частиц в микромире и каркасная концепция элементарных частиц как преодоление этой незавершенности

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**

В работе рассматривается каркасная концепция элементарных частиц. Традиционная динамика частиц формулируется в незавершенном виде, который адекватен только в непрерывной геометрии пространства-времени. Традиционные дифференциальные уравнения движения частицы не могут быть записаны в дискретной геометрии пространства-времени. В дискретной геометрии пространства-времени мировая линия заменяется мировой цепью, потому что в дискретной геометрии нет непрерывных линий. Звенья мировой цепи имеют конечную (а не бесконечно малую) длину. Мировая цепь оказывается стохастической. Статистическое описание случайных мировых цепей приводит к уравнению Шредингера, если элементарная длина геометрии пространства-времени выбрана надлежащим образом. Квантовые принципы обосновываются существованием дискретной геометрии и утрачивают роль первых физических принципов. В каркасной концепции частица описывается ее каркасом. Это несколько жестко связанных пространственно-временных точек. Каркасная концепция элементарных частиц осуществляет надлежащее описание состояния частицы, которое оказывается адекватным в дискретной геометрии пространства-времени. Динамика частиц принимает форму монистической концепции, которая полностью описывается в терминах мировой функции геометрии пространства-времени. Каркасная концепция завершает переход от нерелятивистской физики к физике релятивистской и осуществляет полную геометризацию динамики частиц.

## 1 Введение

Концепция элементарных частиц представляет собой первую стадию теории элементарных частиц. Концепция рассматривает понятия теории, логические связи между понятиями, их совместность между собой и с принципами теории относительности. Некоторые конкретные утверждения концепции (например, выбор геометрии пространства-времени) не формулируются. В результате концепция элементарных частиц не может быть проверена экспериментально, потому что она не может делать конкретных предсказаний. На следующей стадии развития теории, когда выбрана конкретная геометрия пространства-времени, теория способна делать предсказания, которые могут быть проверены экспериментально. Рассмотрение концепции элементарных частиц интересно в том отношении, что она может показать *какие понятия нельзя использовать в теории элементарных частиц*.

Сейчас, через сто лет после построения специальной теории относительности утверждение, что специальная теория относительности еще не завершена, выглядит странным и неожиданным. Однако переход от нерелятивистской физики к релятивистской касается главным образом динамических уравнений, описывающих движение частиц. Понятие состояния частицы остается нерелятивистским, и это обстоятельство приводит к многим нежелательным последствиям. В частности, понятие состояния частицы которое определяется как импульс частицы, заданный в некоторой точке пространства-времени, является понятием нерелятивистской физики. Понятие фазового пространства как множества точек, описывающих положение частицы и ее импульс, тоже является нерелятивистским понятием. Релятивистское понятие состояния частицы задается во всем пространстве-времени. Оно задается мировой линией частицы. Такое понятие состояния частицы было введено в работе [1]. В результате, игнорируя фазовое пространство и используя релятивистское понятие состояния частицы, удалось получить квантовое описание как статистическое описание классических стохастических частиц. Использование фазового пространства не позволило получить такое описание [2, 3].

В представленной работе мы последовательно игнорируем фазовое пространство и используем релятивистское понятие состояния частицы. Такой подход позволяет построить каркасную концепцию элементарных частиц, которая последовательно осуществляет описание релятивистской динамики классических частиц в дискретной геометрии пространства-времени.

В нерелятивистской физике состояние физической системы определяется как множество величин, которые задаются в некоторый момент времени. Уравнения движения определяют эти величины в любой последующий момент времени. Они описывают временную эволюцию состояния системы. Состояние и уравнения движения, описывающие временную эволюцию состояния, являются двумя существенными элементами любой нерелятивистской физической теории.

Как следует из определения, состояние системы задается в некоторый момент времени. Но в релятивистской теории одновременность относительна. Какие события одновременны, а какие - нет, зависит от выбора системы отсчета. Например, если известно состояние физической системы в системе отсчета $K$, то можно описать состояние в системе отсчета $K'$, движущейся относительно $K$ только в том случае, когда известны уравнения движения и они могут быть решены. Таким образом, в релятивистской теории состояние и уравнения движения тесно связаны. Поскольку в теории относительности нет абсолютной одновременности, представляется более последовательным определить состояние системы не в данный момент времени, а во всем пространстве-времени. В этом случае состояние будет включать в себя закон эволюции физической системы. Уравнения движения будут трактоваться как ограничения, налагаемые на допустимые состояния рассматриваемой системы.

Не все возможные состояния реализуются. Реализуются только те состояния, которые удовлетворяют некоторым уравнениям. Мы будем называть их ограничивающими уравнениями. На самом деле это те же уравнения движения, но теперь они не описывают эволюцию состояния, а являются ограничениями, выделяющими физически допустимые состояния из всех возможных виртуальных состояний.

Коротко, в нерелятивистской теории единственному разбиению описания физических явлений на состояния и уравнения движения соответствует единственное разделение пространства-времени на пространство и время. В релятивистской теории, где разбиение пространства-времени на пространство и время условно и не единственно, разбиение описания физических явлений на состояния уравнения движения тоже не единственно. Состояние физической системы, определенное во всем пространстве-времени, гораздо лучше соответствует неделимому пространству-времени.

Способ разбиения описания физической системы на состояния и уравнения движения не важен для динамики детерминированных частиц, но он важен для динамики недетерминированных частиц, когда используется статистическое описание. Любая статистика представляет собой исчисление состояний. Для статистики важно, что именно понимается под "состоянием". Вообще говоря, статистики, соответствующие различным разбиениям описания физической системы на состояния и уравнения движения приводят к разным результатам. Понятие плотности состояния является главным понятием статистического описания.

В нерелятивистской физике плотность $\rho$ состояний частицы определяется соотношением

$$dN = \rho dV \tag{1.1}$$

где плотность состояний $\rho$ есть коэффициент пропорциональности между бесконечно малым 3-объемом $dV$ и числом $dN$ частиц в этом 3-объеме. В нерелятивистском случае плотность состояний $\rho$ является либо 3-скаляром, либо временной составляющей 4-вектора. Кроме того, нерелятивистская плотность состояний $\rho$ неотрицательна. При надлежащей нормировке плотность состояний $\rho$ может интерпретироваться как плотность вероятности обнаружения частицы в некоторой точке обычного пространства.

В релятивистской физике плотность состояний $j^k$ в некоторой точке $x$ пространства-времени определяется как коэффициент пропорциональности $j^k$ между бесконечно малым 4-вектором площадки $dS_k$ и потоком $dF$ ориентированных мировых линий, пересекающих эту площадку

$$dF = j^k dS_k \tag{1.2}$$

В релятивистском случае плотность состояний является 4-вектором $j^k$, $k = 0, 1, 2, 3$. Его временная составляющая $j^0$ положительна для частиц и отрицательна для античастиц. Временная составляющая $j^0$ не может интерпретироваться как плотность вероятности, потому что $j^0$ может иметь любой знак. Если $j^0(x) = 0$, то это не означает, что число частиц в точке $x$ равно нулю. Это означает только, что число частиц и число античастиц в точке $x$ одинаково.

Вообще говоря, использование нерелятивистских терминов при описании релятивистских частиц приводит к недоразумениям. В нерелятивистской физике точечная частица $\mathcal{P}$ (точка в 3-пространстве) рассматривается как реальный физический объект, тогда как ее мировая линия $\mathcal{L}$ рассматривается как свойство точечной частицы $\mathcal{P}$ (ее история). В релятивистской физике мировая линия $\mathcal{L}$ является физическим объектом, тогда как точечная частица $\mathcal{P}$ является свойством физического объекта $\mathcal{L}$ (пересечением $\mathcal{L}$ с плоскостью $x^0 = \mathrm{const}$).

Полезно ввести специальный термин для физического объекта $\mathcal{L}$. Мы используем термин "эмлон". Это прочтение аббревиатуры "МЛ" термина мировая линия. Точка $\mathcal{P}$ пересечения эмлона с поверхностью $x^0 = \mathrm{const}$ называется сэмлоном (или эсэмлоном). Это прочтение аббревиатуры "СМЛ", что означает "сечение мировой линии". Сэмлон является коллективным понятием по отношению к понятиям частица и античастица. Частица и античастица – это два разных состояния сэмлона. В нерелятивистской физике частица и античастица обычно рассматриваются как разные физические объекты, и это обстоятельство важно в квантовой теории поля.

Вторичное квантование скалярного поля обычно производится в терминах частиц и античастиц, которые рассматриваются как независимые физические объекты. Это приводит к нестационарности вакуумного состояния, виртуальным частицам, использованию теории возмущений и другим экзотическим результатам. Вторичное квантование в терминах эмлонов (в терминах мировых линий, рассматриваемых как физические объекты) приводит к стационарному вакууму и возможности квантования без обращения к теории возмущений. [5].

Вообще говоря, в рамках релятивистской физики иногда используется нерелятивистский язык, что препятствует использованию последовательно релятивистской физики. Например, говорят: "Мировая линия частицы и мировая линия античастицы исчезают при столкновении."С последовательной релятивистской точки зрения то же самое утверждение следует сформулировать так: "Если эмлон изменяет свою направленность во временном направлении, то одна из ветвей эмлона описывает частицу, тогда как вторая описывает античастицу." За этими двумя утверждениями, описывающими одну и ту же ситуацию, стоит различный математический формализм.

В нерелятивистской физике состояние точечной частицы задается точкой в фазовом пространстве. Положение частицы и ее импульс задаются в некоторый момент времени и описывают состояние частицы. Кроме того частице приписывается масса и заряд. Такое описание точечной частицы одно и то же в нерелятивистской теории и в релятивистской.

Использование фазового пространства предполагает, что движение частицы описывается непрерывной гладкой мировой линией $x^k = x^k(\tau)$, $k = 0,1,2,3$ и $\tau$ есть параметр вдоль мировой линии. Это предполагает, что импульс $p_k$ может быть определен как предел

$$p_k(\tau) = \frac{mg_{kl}u^l(\tau)}{\sqrt{g_{js}u^j(\tau)\,u^s(\tau)}}, \qquad u^l(\tau) = \lim_{d\tau\to 0}\frac{x^l(\tau + d\tau) - x^l(\tau)}{d\tau} = \frac{dx^l(\tau)}{d\tau} \tag{1.3}$$

Если мы рассматриваем движение частицы в микромире, мы не можем быть уверены, что мировая линия является гладкой и непрерывной. Дискретная геометрия пространства-времени может нарушать гладкость мировой линии. Более того из экспериментов с микрочастицами (электронами и элементарными частицами) известно, что их движение стохастично, т.е. оно не может описываться гладкой непрерывной мировой линией. При этом не важно, объясняется ли это дискретной геометрией пространства-времени или квантовой природой микрочастиц. В этих случаях предел (1.3) не существует и нельзя вводить фазовое пространство, основанное на использовании предела (1.3).

В случае недетерминированных частиц мы вынуждены отказаться от использования предела (1.3) и определить состояние точечной частицы двумя точками $P_0$, $P_1$ в пространстве-времени. Вектор $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ есть упорядоченное множество $\{P_0, P_1\}$ из двух точек $P_0, P_1$. Вектор $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ описывает геометрический импульс частицы, а его длина $\mu = |\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|$ представляет собой геометрическую массу. Обычный 4-импульс $\mathbf{p}$ и обычная масса $m$ частицы связаны с геометрическими величинами соотношениями

$$\mathbf{p} = bc\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1, \qquad m = b\mu = b\left|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\right|, \qquad g^{kl}p_kp_l = m^2c^2 \tag{1.4}$$

где $b$ есть некоторая универсальная постоянная, а $c$ есть скорость света.

Такое обобщение понятия мировой линии следует из того, что в собственно евклидовой геометрии гладкая линия определяется как предел ломаной, когда длина звеньев ломаной стремится к нулю. Если предел (1.3) не существует, то мы вынуждены использовать ломаную вместо гладкой линии. Другими словами, мы вынуждены использовать мировую цепь вместо мировой линии. Эксперименты показывают, что движение элементарных частиц в микромире стохастично, и элементарные частицы являются недетерминированными частицами. В этом случае нельзя использовать предел (1.3), и точечная частица описывается мировой цепью $\mathcal{C}$ (вместо мировой линии).

В последовательной релятивистской теории недетерминированная точечная частица описывается мировой цепью $\mathcal{C}$ (вместо мировой линии)

$$\mathcal{C} = \bigcup_s \mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s+1} \qquad |\mathbf{P}_k\mathbf{P}_{k+1}| = |\mathbf{P}_{k+1}\mathbf{P}_{k+2}| \quad k = ... - 1, 0, 1, ... \tag{1.5}$$

Мировая цепь описывается как множество точек $\{P_s\}$. Не имеет значения, есть ли другие точки, принадлежащие цепи, между точками $P_s$ и $P_{s+1}$. Другими словами, несущественно, используется ли мировая цепь в непрерывной геометрии или в дискретной. Такое определение состояния точечной частицы может быть использовано в случае возможной дискретности геометрии пространства-времени. Кроме того, это определение не содержит ссылки на систему координат. Это определение не нуждается в существовании предела (1.3). Мировая цепь содержит звенья конечной длины. В такой ситуации нельзя вести понятие фазового пространства в том виде, в каком оно используется в нерелятивистской физике, рассматриваемой в непрерывной геометрии пространства-времени.

Если длина звена достаточно мала, то с макроскопической точки зрения ее можно считать бесконечно малой и аппроксимировать мировую цепь непрерывной мировой линией, приписав массу мировой линии в качестве внешнего параметра. В этом случае можно вернуться к случаю (1.3), и ввести понятие фазового пространства.

Если частица свободна, то смежные звенья мировой цепи эквивалентны (равны), точка $P_{s+2}$ определяется точками $P_s$, $P_{s+1}$ с помощью уравнений

$$2\left|\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s+1}\right| = \left|\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s+2}\right|, \quad \left|\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s+1}\right| = \left|\mathbf{P}_{s+1}\mathbf{P}_{s+2}\right|, \qquad s = 0, \pm1, \pm2, ... \tag{1.6}$$

В пространстве-времени Минковского уравнения (1.6) имеют единственное решение для точки $P_{s+2}$, при условии, что все звенья времениподобны.

В дискретной (физической) геометрии пространства-времени, где геометрия полностью определяется мировой функцией $\sigma(P_0, P_1) = \frac{1}{2}\left|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\right|^2$, уравнения (1.6) имеют, вообще говоря, много решений даже для времениподобных звеньев. В этом случае нельзя ввести фазовое пространство, потому что предел (1.3) не существует. Другими словами, в микромире нельзя использовать нерелятивистское понятие состояния частицы.

Правило (1.6) построения мировой цепи для свободной частицы совпадает с правилом построения прямой в собственно евклидовой геометрии с помощью одного циркуля. В дискретной (физической) геометрии пространства-времени правило (1.6) формулируется следующим образом. Смежные звенья мировой цепи эквивалентны $\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s+1}\mathrm{eqv}\mathbf{P}_{s+1}\mathbf{P}_{s+2}$.

В собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{E}}$ эквивалентность двух векторов $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1$ определяется следующим образом. Векторы $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1$ эквивалентны ($\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\mathrm{eqv}\,\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1$), если векторы $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ и $\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1$ параллельны ($\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\uparrow\uparrow\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1$) и их длины $|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|$ и $|\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1|$ равны. Математически эти два условия записываются в виде

$$(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\uparrow\uparrow\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1):\qquad(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1)=|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|\cdot|\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1|\tag{1.7}$$

$$|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|=|\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1|,\qquad|\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1|=\sqrt{2\sigma\left(P_0,P_1\right)}\tag{1.8}$$

где $(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1)$ есть скалярное произведение двух векторов. Оно определяется соотношением

$$(\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1.\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1)=\sigma\left(P_0,Q_1\right)+\sigma\left(P_1,Q_0\right)-\sigma\left(P_0,Q_0\right)-\sigma\left(P_1,Q_1\right)\tag{1.9}$$

Здесь $\sigma$ есть мировая функция собственно евклидовой геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{E}}$. Длина $|\mathbf{PQ}|$ вектора $\mathbf{PQ}$ определяется соотношением

$$|\mathbf{PQ}|=\rho\left(P,Q\right)=\sqrt{2\sigma\left(P,Q\right)}\tag{1.10}$$

Определение (1.9) не содержит ссылки ни на систему координат, ни на размерность пространства, и оно может использоваться в любой физической геометрии, т.е. геометрии полностью описываемой мировой функцией.

Используя соотношения (1.7) - (1.10), можно записать условие эквивалентности в виде

$$\begin{aligned}\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1\mathrm{eqv}\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1\quad&:\quad\sigma\left(P_0,Q_1\right)+\sigma\left(P_1,Q_0\right)-\sigma\left(P_0,Q_0\right)-\sigma\left(P_1,Q_1\right)=2\sigma\left(P_0,P_1\right)\\ \wedge\sigma\left(P_0,P_1\right)\quad&=\quad\sigma\left(Q_0,Q_1\right)\end{aligned}\tag{1.11}$$

Если $P_0=P_s,\ Q_0=P_1=P_{s+1}$ и $Q_1=P_{s+2}$, то соотношения (1.11) принимают вид

$$\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s+1}\mathrm{eqv}\mathbf{P}_{s+1}\mathbf{P}_{s+2}:\quad\sigma\left(P_s,P_{s+2}\right)=4\sigma\left(P_s,P_{s+1}\right)\wedge\sigma\left(P_s,P_{s+1}\right)=\sigma\left(P_{s+1},P_{s+2}\right)\tag{1.12}$$

который совпадает с (1.6)

Условие эквивалентности (1.11) используется в любой физической геометрии.

# 2 Статистическое описание недетерминированных частиц

В начале двадцатого века было естественно думать, что квантовые частицы являются просто недетерминированными (стохастическими) частицами, что-то вроде броуновских частиц. Были попытки получить квантовую механику как статистическое описание стохастически движущихся частиц [2, 3]. Однако, эти попытки не увенчались успехом, потому что использовалась *вероятностная концепция статистического описания.*

Статистическое описание используется в физике для описания недетерминированных частиц (или систем), когда не существует динамических уравнений, или начальные условия не определены точно. Рассматривается статистический ансамбль недетерминированных частиц, т.е. много одинаковых независимых частиц. Оказывается, что для статистического ансамбля $\mathcal{E}$ недетерминированных частиц существуют динамические уравнения, даже если динамических уравнений не существует для отдельной недетерминированной частицы, являющейся конституантой статистического ансамбля $\mathcal{E}$. Рассмотрение статистического ансамбля как динамической системы представляет собой *динамическую концепцию статистического описания* (ДКСО). Это изначальная концепция статистического описания. Использование ДКСО основано на независимости конституант статистического ансамбля. Случайные составляющие движения компенсируются из-за их независимости, тогда как регулярные составляющие движения накапливаются.

В нерелятивистской физике используется вероятностная концепция статистического описания (ВКСО). ВКСО успешно используется, например, в теории броуновского движения. В ВКСО следят за движением точки в фазовом пространстве. Эта точка представляет состояние нерелятивистской частицы, и движение точки в фазовом пространстве описывается вероятностью перехода. Попытки получения квантовой механики как результат описания в рамках ВКСО оказались неудачными, потому что ВКСО реализует нерелятивистское описание, тогда как нерелятивистская квантовая механика представляет собой релятивистское построение, и квантовую механику следует получать как релятивистское описание в рамках ДКСО.

Но почему нерелятивистская квантовая механика представляет собой релятивистскую конструкцию? Потому что стохастическая составляющая движения квантовой частицы может быть релятивистской, и нужно использовать динамическую концепцию статистического описания (ДКСО), которая не использует нерелятивистское понятие фазового пространства.

Действительно, в рамках ДСКО удалось получить квантовую механику как статистическое описание стохастически движущихся частиц [1, 4, 6, 7]. Действие для статистического ансамбля $\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\text{st}}]$ свободных недетерминированных частиц $\mathcal{S}_{\text{st}}$ записывается в виде

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\text{st}}]}[\mathbf{x},\mathbf{u}] = \int\int\limits_{V_\xi} \left\{ \frac{m}{2}\dot{\mathbf{x}}^2 + \frac{m}{2}\mathbf{u}^2 - \frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u} \right\} dt d\boldsymbol{\xi}, \qquad \dot{\mathbf{x}} \equiv \frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{2.1}$$

Независимые переменные $\boldsymbol{\xi} = \{\xi_1, \xi_2, \xi_3\}$ маркируют конституанты $\mathcal{S}_{\text{st}}$ статистического ансамбля. Зависимая переменная $\mathbf{x} = \mathbf{x}(t,\boldsymbol{\xi})$ описывает регулярную составляющую движения частицы. Переменная $\mathbf{u} = \mathbf{u}(t,\mathbf{x})$ описывает среднее значение стохастической составляющей скорости, $\hbar$ есть квантовая постоянная. Второй член в (2.1) описывает кинетическую энергию стохастической составляющей скорости. Третий член описывает взаимодействие между стохастической составляющей $\mathbf{u}(t,\mathbf{x})$ и регулярной составляющей $\dot{\mathbf{x}}(t,\boldsymbol{\xi})$ скорости. Оператор

$$\boldsymbol{\nabla} = \left\{ \frac{\partial}{\partial x^1}, \frac{\partial}{\partial x^2}, \frac{\partial}{\partial x^3} \right\} \tag{2.2}$$

определен в пространстве координат $\mathbf{x}$. Динамические уравнения для динамической системы $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ получаются в результате вариации действия (2.1) по динамическим переменным $\mathbf{x}$ и $\mathbf{u}$.

Действие для отдельной недетерминированной частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ имеет вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{S}_{\mathrm{st}}}\left[\mathbf{x},\mathbf{u}\right]=\int\int\limits_{V_\xi}\left\{\frac{m}{2}\dot{\mathbf{x}}^2+\frac{m}{2}\mathbf{u}^2-\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right\}dt,\qquad \dot{\mathbf{x}}\equiv\frac{d\mathbf{x}}{dt} \tag{2.3}$$

Это действие не является корректно определенным, потому что оператор $\boldsymbol{\nabla}$ определен на трехмерном пространстве координат $\mathbf{x}=\{x^1,x^2,x^3\}$, тогда как в функционале действия (2.3) переменная $\mathbf{x}$ используется только на одномерном множестве. Это означает, что не существует динамических уравнений для частицы $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$, и частица $\mathcal{S}_{\mathrm{st}}$ является стохастической (а не динамической) системой. Однако, функционал действия (2.1) является хорошо определенным, и динамические уравнения для статистического ансамбля $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ существуют, хотя динамических уравнений не существует для конституант статистического ансамбля.

Вариация действия (2.1) приводит к динамическим уравнениям

$$\delta\mathbf{u}:\qquad m\rho\mathbf{u}+\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\rho=0,\qquad \mathbf{u}=-\frac{\hbar}{2m}\boldsymbol{\nabla}\ln\rho \tag{2.4}$$

$$\delta\mathbf{x}:\qquad m\frac{d^2\mathbf{x}}{dt^2}=\boldsymbol{\nabla}\left(\frac{m}{2}\mathbf{u}^2-\frac{\hbar}{2}\boldsymbol{\nabla}\mathbf{u}\right) \tag{2.5}$$

где

$$\rho=\frac{\partial\left(\xi_1,\xi_2,\xi_3\right)}{\partial\left(x^1,x^2,x^3\right)}=\left(\frac{\partial\left(x^1,x^2,x^3\right)}{\partial\left(\xi_1,\xi_2,\xi_3\right)}\right)^{-1} \tag{2.6}$$

После надлежащей замены переменных динамические уравнения приводятся к уравнению [7]

$$i\hbar\partial_0\psi+\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2\psi+\frac{\hbar^2}{8m}\boldsymbol{\nabla}^2 s_\alpha\cdot\left(s_\alpha-2\sigma_\alpha\right)\psi-\frac{\hbar^2}{4m}\frac{\boldsymbol{\nabla}\rho}{\rho}\boldsymbol{\nabla}s_\alpha\sigma_\alpha\psi=0 \tag{2.7}$$

где $\psi$ есть двухкомпонентная комплексная волновая функция

$$\rho=\psi^*\psi,\qquad s_\alpha=\frac{\psi^*\sigma_\alpha\psi}{\rho},\qquad \alpha=1,2,3 \tag{2.8}$$

$\sigma_\alpha$ суть $2\times 2$ матрицы Паули

$$\sigma_1=\left(\begin{array}{cc}0&1\\1&0\end{array}\right),\qquad \sigma_2=\left(\begin{array}{cc}0&-i\\i&0\end{array}\right),\qquad \sigma_3=\left(\begin{array}{cc}1&0\\0&-1\end{array}\right), \tag{2.9}$$

Если компоненты $\psi_1$ и $\psi_2$ линейно зависимы $\psi=\left(\begin{array}{c}a\psi_1\\b\psi_1\end{array}\right)$, $a,b=$const, то $\mathbf{s}=$const. Тогда два последние члена уравнения (2.7) обращаются в нуль, и уравнение превращается в уравнение Шредингера

$$i\hbar\partial_0\psi+\frac{\hbar^2}{2m}\boldsymbol{\nabla}^2\psi=0 \tag{2.10}$$

Таким образом, уравнение Шредингера и интерпретация квантовой механики возникают из динамической системы $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$, описываемой функционалом действия (2.1). Этот факт кажется несколько неожиданным, потому что волновая функция рассматривается в квантовой механике как специфический квантовый объект, который не имеет аналогов в классической физике. На самом деле, волновая функция есть просто способ описания идеальной сплошной среды [8]. Можно описывать идеальную жидкость в терминах гидродинамических переменных: плотности $\rho$ и скорости $\mathbf{v}$. Можно описывать идеальную жидкость в терминах волновой функции. Статистический ансамбль $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ представляет собой динамическую систему типа сплошной среды. Эти два представления динамических уравнений для динамической системы $\mathcal{E}\left[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}\right]$ могут преобразовываться одно в другое.

Хорошо известно, что уравнение Шредингера может быть записано в гидродинамической форме Маделунга - Бома [9, 10]. Волновая функция $\psi$ представляется в виде

$$\psi=\sqrt{\rho}\exp\left(i\varphi/\hbar\right) \tag{2.11}$$

Подставляя (2.11) в уравнение Шредингера (2.10), получаем два вещественных уравнения для динамических переменных $\rho$ и $\varphi$. Взяв градиент от уравнения для $\varphi$ и введя обозначение

$$\mathbf{v}=-\frac{\hbar}{m}\boldsymbol{\nabla}\varphi,\qquad \operatorname{curl}\mathbf{v}=0 \tag{2.12}$$

получаем четыре уравнения гидродинамического типа

$$\frac{\partial\rho}{\partial t}+\boldsymbol{\nabla}\left(\rho\mathbf{v}\right)=0,\qquad \frac{d\mathbf{v}}{dt}\equiv\frac{\partial\mathbf{v}}{\partial t}+\left(\mathbf{v}\boldsymbol{\nabla}\right)\mathbf{v}=-\frac{1}{m}\boldsymbol{\nabla}U_{\mathrm{B}} \tag{2.13}$$

где $U_{\mathrm{B}}$ есть потенциал Бома, определяемый соотношением

$$U_{\mathrm{B}}=U\left(\rho,\boldsymbol{\nabla}\rho,\boldsymbol{\nabla}^{2}\rho\right)=\frac{\hbar^{2}}{8m\rho}\left(\frac{\left(\boldsymbol{\nabla}\rho\right)^{2}}{\rho}-2\boldsymbol{\nabla}^{2}\rho\right)=-\frac{\hbar^{2}}{2m\sqrt{\rho}}\boldsymbol{\nabla}^{2}\sqrt{\rho} \tag{2.14}$$

Гидродинамические уравнения (2.13) могут быть легко получены из уравнений (2.4), (2.5). Чтобы получить представление уравнений (2.13), (2.14) в терминах волновой функции, нужно проинтегрировать эти уравнения, потому что они получены дифференцированием уравнения Шредингера. Это интегрирование легко произвести, если выполнено условие (2.12) и поток жидкости потенциальный.

В общем случае завихренного течения интегрирование более сложно. Тем не менее, его удалось осуществить [8] и получить более сложное уравнение (2.7), где два последних члена описывают завихренность течения. Уравнение Шредингера (2.10) есть частный случай более общего уравнения (2.7).

Заметим, что уравнение (2.7) нелинейно, хотя оно инвариантно относительно преобразования

$$\psi\rightarrow\tilde{\psi}=A\psi,\qquad A=\mathrm{const} \tag{2.15}$$

которое позволяет нормировать волновую функцию на любую неотрицательную величину. Это свойство описывает независимость статистического ансамбля от числа его конституант.

Описание рождения пар получается в релятивистской версии функционала действия (2.1). Это действие имеет вид

$$\mathcal{A}_{\mathcal{E}[\mathcal{S}_{\mathrm{st}}]}\left[x,\kappa\right]=-\int\int\limits_{V_{\boldsymbol{\xi}}} mcK\sqrt{g_{ik}\dot{x}^i\dot{x}^k}\rho_0\left(\boldsymbol{\xi}\right)d\tau d\boldsymbol{\xi},\qquad \dot{\mathbf{x}}\equiv\frac{d\mathbf{x}}{d\tau} \tag{2.16}$$

$$K=\sqrt{1+\lambda^2\left(g_{kl}\kappa^k\kappa^l+\partial_k\kappa^k\right)},\qquad \lambda=\frac{\hbar}{mc} \tag{2.17}$$

где $x=\left\{x^k\right\}=\left\{x^k\left(\tau,\boldsymbol{\xi}\right)\right\}$, $k=0,1,2,3$ суть зависимые переменные. Величина $g_{kl}$ =diag$\{c^2,-1,-1,-1\}$ есть метрический тензор. Независимые переменные $\boldsymbol{\xi}=\{\xi_1,\xi_2,\xi_3\}$ маркируют частицы статистического ансамбля. Зависимые переменные $\kappa^k=\kappa^k\left(x\right)$, $k=0,1,2,3$ образуют некоторое силовое поле, связанное со стохастической составляющей 4-скорости частицы, и $\lambda$ есть комптоновская длина волны частицы. Связь поля $\kappa^k$ со средним значением $u^k\left(t,\mathbf{x}\right)=u^k\left(x\right)$ стохастической составляющей 4-скорости имеет вид

$$\kappa^k=\frac{m}{\hbar}u^k,\qquad k=0,1,2,3 \tag{2.18}$$

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 (2.16), (2.17), получаем действие (2.1) вместо (2.16).

Чтобы описать рождение пары мировая линия должна иметь возможность повернуть во времени. В точке поворота мировая линия должна быть пространственноподобной и радикал в (2.16) должен быть мнимым. Это возможно только в том случае, если одновременно мнимой станет величина (2.17). Это означает, что эффективная масса $mK$ должна быть мнимой. Величина $K$ может стать мнимой, если поле $\kappa^k$ принимает надлежащее значение. Это означает, что стохастическая составляющая движения частицы ответственна за рождение пар (поворот мировой линии во времени).

Представление квантовой механики в виде статистического описания классических недетерминированных частиц позволяет интерпретировать все соотношения квантовой механики в терминах статистического описания. Эта интерпретация отличается в некоторых пунктах от традиционной интерпретации квантовой механики.

В любом статистическом описании имеются два вида измерений, которые различаются своими свойствами. Массовое измерение (М-измерение) производится над всеми конституантами статистического ансамбля. Результат М-измерения величины $R$ представляет собой распределение величины $R$, которое может быть предсказано как результат решения динамических уравнений для статистического ансамбля.

Отдельное измерение (S-измерение) производится над одной из конституант статистического ансамбля. Результат S-измерения величины $R$ есть случайное значение величины $R$, которое не может быть, вообще говоря, предсказано теорией. В копенгагенской интерпретации квантовой механики предполагается, что волновая функция описывает отдельную частицу (а не статистический ансамбль частиц). В результате имеется только один тип измерений, который рассматривается иногда как М-измерение, а иногда как S-измерение. Поскольку М-измерение и S-измерение имеют различные свойства, то такое отождествление является источником многочисленных противоречий и парадоксов [11].

Представление квантовой механики в виде статистического описания движения недетерминированных частиц имеет два важных следствия: (1) устранение квантовых принципов как законов природы, (2) возникновение проблемы изначального стохастического движения свободных частиц.

# 3 Многовариантная геометрия пространства-времени как следствие существования недетерминированных частиц

Уменьшение числа физических принципов означает улучшение качества физической теории. Объяснение квантовых эффектов с помощью стохастичности свободного движения частиц ставит вопрос о природе стохастичности. *Движение свободных частиц определяется свойствами геометрии пространства-времени.* Свободные частицы являются детерминированными в пространстве-времени Минковского. Недетерминированное движение свободных частиц возможно только в многовариантной геометрии пространства-времени. Такие геометрии не были известны в двадцатом веке, и объяснение квантовых эффектов стохастичностью движения частиц казалось невозможным.

Многовариантная (физическая) геометрия, вообще говоря, неаксиоматизируема. Это означает, что утверждения многовариантной геометрии не могут быть выведены из аксиоматики. В двадцатом веке были известны только аксиоматизируемые геометрии. Математики, ответственные за создание и исследование геометрий, полагали, что любая геометрия должна представлять собой логическое построение. Следовательно, любая геометрия должна быть аксиоматизируемой.

Вообще-то, были математики [12, 13], которые полагали, что геометрия может быть дистантной геометрией, которая описывается расстоянием между любыми двумя точками пространства. Однако, было не ясно, как строить геометрические объекты в дистантной геометрии. Дистантная геометрия оказалась неэффективной, и при описании пространства-времени математики игнорировали дистантную геометрию так же как и метрическую геометрию, которая была частным случаем дистантной геометрии.

Ситуация кардинально изменилась, когда был придуман способ построения геометрических объектов (принцип деформации) [14]. В собственно евклидовой геометрии строится геометрический объект и описывается в терминах евклидовой функции расстояния $\rho_{\mathrm{E}}$ (или в терминах евклидовой мировой функции $\sigma_{\mathrm{E}} = \frac{1}{2}\rho_{\mathrm{E}}^2$). Заменяя евклидову функцию расстояния $\rho_{\mathrm{E}}$ функцией расстояния $\rho$ интересующей нас геометрии $\mathcal{G}$, получаем геометрический объект геометрии $\mathcal{G}$. Хотя принцип деформации в явном виде был опубликован только 2007 году, фактически он использовался с момента создания физической геометрии [15].

Поскольку формальная логика не использовалась при построении геометрических объектов физической геометрии, полученная физическая геометрия получилась, вообще говоря, многовариантной и неаксиоматизируемой. Это означает, что решая уравнения (1.11) при заданном векторе $\mathbf{P}_0\mathbf{P}_1$ и заданной точке $Q_0$, мы получаем, вообще говоря, много решений для вектора $\mathbf{Q}_0\mathbf{Q}_1$. Возможна также такая ситуация, что уравнения (1.11) не имеют решения.

Многовариантная геометрия сделала невозможным использование предела (1.3) для построения фазового пространства, и нерелятивистское понятие состояния частицы стало невозможно употреблять для описания элементарных частиц. С другой стороны, будучи причиной стохастичности движения свободных частиц, многовариантная геометрия стала интерпретироваться как причина квантовых эффектов [16]. Подчеркнем, что получение уравнения Шредингера как следствия многовариантной геометрии пространства-времени оказалось возможным только при использовании релятивистского понятия состояния частицы (1.4), (1.5). Только в этом случае свободное движение частицы зависит от массы частицы. В самом деле, описывая свободное движение частицы, уравнение Шредингера содержит массу частицы, тогда как детерминированное движение классической свободной частицы одно и то же для частицы любой массы. Длина звена (1.4) мировой цепи (1.5) существенна для стохастической составляющей движения частицы.

# 4 Каркасная концепция элементарных частиц

После работы [16] роль геометрии пространства-времени в теории элементарных частиц возросла, потому что квантовые принципы были заменены многовариантной геометрией. Стало ясно, что при построении теории элементарных частиц следует использовать только релятивистское понятие состояния частицы.

В случае, когда частица не является точечной, ее состояние следует описывать ее каркасом $\mathcal{P}_n = \{P_0, P_1, ..., P_n\}$, который представляет собой множество из $(n+1)$ точек пространства-времени, где $(n > 1)$ некоторое целое число. Эти точки жестко связаны. В случае точечной частицы ее каркас состоит из двух точек. Каркас $\mathcal{P}_n$ представляет собой естественное обобщение каркаса точечной частицы на случай составной частицы. Движение любой частицы описывается мировой цепью, состоящей из связанных каркасов [17]. $...\mathcal{P}_n^{(0)}, \mathcal{P}_n^{(1)}, ..., \mathcal{P}_n^{(s)}...$

$$\mathcal{P}_n^{(s)} = \left\{P_0^{(s)}, P_1^{(s)}, ..P_n^{(s)}\right\}, \qquad s = ...0, 1, ... \tag{4.1}$$

Смежные каркасы $\mathcal{P}_n^{(s)}, \mathcal{P}_n^{(s+1)}$ цепи связаны соотношениями $P_1^{(s)} = P_0^{(s+1)}$, $s = ...0, 1, ...$ Вектор $\mathbf{P}_0^{(s)}\mathbf{P}_1^{(s)} = \mathbf{P}_0^{(s)}\mathbf{P}_0^{(s+1)}$ является ведущим вектором, определяющим направление мировой цепи.

Динамика свободной элементарной частицы определяется соотношениями

$$\mathcal{P}_n^{(s)}\mathrm{eqv}\mathcal{P}_n^{(s+1)}: \qquad \mathbf{P}_i^{(s)}\mathbf{P}_k^{(s)}\mathrm{eqv}\mathbf{P}_i^{(s+1)}\mathbf{P}_k^{(s+1)}, \qquad i, k = 0, 1, ..n; \qquad s = ...0, 1, ... \tag{4.2}$$

которые описывают эквивалентность смежных каркасов. Эквивалентность векторов определяется соотношениями (1.11).

Таким образом, динамика свободных элементарных частиц описывается системой алгебраических уравнений (4.2). Специфика динамики зависит от структуры элементарных частиц (расположения точек внутри каркаса) и от геометрии пространства-времени. Длины $\left|\mathbf{P}_i^{(s)}\mathbf{P}_k^{(s)}\right|$ векторов $\mathbf{P}_i^{(s)}\mathbf{P}_k^{(s)}$ постоянны вдоль всей мировой цепи. Эти $n(n+1)/2$ величин могут рассматриваться как характеристики частицы. В случае точечной частицы длина $|\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s+1}|$ звена $\mathbf{P}_s\mathbf{P}_{s+1}$ представляет собой геометрическую массу частицы. В случае более сложных каркасов смысл параметров $\left|\mathbf{P}_i^{(s)}\mathbf{P}_k^{(s)}\right|$ еще предстоит определить.

*Замечание.* Мы вынуждены отказаться от определения состояния частицы как некоторых величин, заданных в некоторый момент времени, потому что некоторые векторы каркаса времениподобны и нельзя найти такую систему координат, где все точки каркаса имели бы одну и ту же временную координату. Нельзя определить состояние частицы как точки пересечения нескольких мировых линий с поверхностью $x^0 = \text{const}$, потому что геометрия пространства-времени может быть дискретной и непрерывные мировые линии не могут существовать.

Система динамических уравнений (4.2) состоит из $n(n+1)$ алгебраических уравнений для $nD$ динамических переменных, где $D$ есть размерность пространства-времени (число координат, необходимых для маркировки всех точек пространства-времени). Если $n \leq D$, то число динамических переменных меньше, чем число динамических уравнений. В этом случае может возникнуть дискриминационный механизм, который запрещает некоторые каркасы. Этот механизм позволяет объяснить дискретные параметры элементарных частиц. Если $n > D+1$, то число динамических переменных больше, чем число динамических уравнений. В этом случае может существовать много решений, и движение частицы становится многовариантным. Оба случая могут возникнуть в теории элементарных частиц.

Динамические уравнения (4.2) записаны в бескоординатном виде, и этот факт является достоинством динамических уравнений (4.2), поскольку он избавляет от необходимости рассматривать преобразования координат. Динамические уравнения (4.2) являются алгебраическими (а не дифференциальными), и это тоже достоинство концепции, потому что алгебраические уравнения могут использоваться даже в дискретной геометрии пространства-времени.

Была сделана первая (нетривиальная) попытка использования релятивистского понятия состояния частицы. Рассматривалась структура дираковской частицы (фермиона) [18]. Оказалось, что каркас дираковской частицы состоит из $n$ точек ($n \geq 3$). Мировая цепь представляет собой пространственноподобную винтовую линию с времениподобной осью. Пространственноподобные мировые линии не возможны в геометрии пространства-времени Минковского.

Дираковская частица рассматривается в геометрии пространства-времени, описываемой мировой функцией $\sigma_\mathrm{d}$

$$\sigma_\mathrm{d} = \sigma_\mathrm{M} + \lambda_0^2 \begin{cases} \operatorname{sgn}(\sigma_\mathrm{M}) & \text{если} \quad |\sigma_\mathrm{M}| > \sigma_0 > 0 \\ f(\sigma_\mathrm{M}) & \text{если} \quad |\sigma_\mathrm{M}| < \sigma_0 \end{cases} \qquad \lambda_0^2 = \frac{\hbar}{2bc} \tag{4.3}$$

где $\sigma_\mathrm{M}$ есть мировая функция пространства-времени Минковского, $b$ есть некоторая универсальная постоянная и $\sigma_0$ есть некоторая постоянная. Функция $f$ есть монотонная неубывающая функция обладающая свойствами $f(-\sigma_0) = -1$, $f(\sigma_0) = 1$.

Геометрия пространства-времени, описываемая мировой функцией (4.3) является однородной и изотропной. Часть мировой функции, соответствующая $|\sigma_\mathrm{M}| > \sigma_0$, отвечает за квантовые эффекты точечной частицы (уравнение Шредингера [16]). Часть мировой функции (4.3), соответствующая $|\sigma_\mathrm{M}| < \sigma_0$, отвечает за структуру частицы с каркасом, состоящим более, чем из двух точек. Если $|f(\sigma_\mathrm{M})| < |\sigma_\mathrm{M}/\sigma_0|$, то пространственноподобная мировая цепь может иметь форму винтовой линии с времениподобной осью.

Исследован случай, когда

$$f(\sigma_\mathrm{M}) = \left(\frac{\sigma_\mathrm{M}}{\sigma_0}\right)^3 \tag{4.4}$$

Такой выбор мировой функции не претендует на описание реального пространства-времени. Это только простая модель, которая правильно описывает квантовые эффекты, связанные с точечной частицей, и пытается исследовать, может ли пространственноподобная мировая цепь иметь форму винтовой линии с времениподобной осью. В соответствии с квазиклассическим приближением уравнения Дирака [19, 20, 21] мировая линия *свободной классической* дираковской частицы имеет форму винтовой линии. Такая форма мировой линии объясняет существование спина. Было интересно, возможно ли получить спин дираковской частицы в каркасной концепции элементарных частиц.

Рассмотрение в [18] подтвердило предположение о форме мировой цепи дираковской частицы (фермиона) в виде винтовой линии. Каркас фермиона должен содержать более двух точек. Кроме того, были получены некоторые ограничения на расположение точек каркаса. Это означает, что каркасная концепция содержит дискриминационный механизм, ответственный за дискретные значения параметров элементарных частиц. Такой дискриминационный механизм отсутствует в традиционном подходе, основанном на использовании квантовых принципов. Полученные результаты являются предварительными, потому что на мировую функцию было наложено простое условие (4.4). Тем не менее эти результаты показывают, что каркасная концепция позволяет исследовать структуру элементарных частиц. Традиционный подход, основанный на использовании квантовых принципов, позволяет приписывать элементарным частицам только такие феноменологические свойства как спин, цвет, аромат и т.д., не выясняя, какое отношение имеют эти свойства к структуре элементарной частицы. Квантовый подход позволяет только классифицировать элементарные частицы по их феноменологическим свойствам и предсказывать реакции между ними на основе этой классификации.

Такое положение напоминает ситуацию с исследованием химических элементов. Периодическая система химических элементов является феноменологическим построением. Она является атрибутом химии. Устройство атомов химических элементов исследуется физикой (квантовой механикой). Периодическая система химических элементов была открыта раньше, чем началось исследование структуры атомов. Однако, периодическая система не помогла нам создать квантовую механику и исследовать устройство атомов. Периодическая система и квантовая механика являются атрибутами разных наук. Точно так же каркасная концепция и традиционный феноменологический подход к исследованию элементарных частиц, основанный на квантовой теории, представляют собой атрибуты разных наук, изучающих разные стороны элементарных частиц.

# 5 О законах сохранения

Законы сохранения энергии-импульса и момента количества движения выполняются только в однородной и изотропной геометрии пространства-времени. Реальная геометрия пространства-времени $\mathcal{G}_{\mathrm{r}}$, где все элементарные частицы движутся свободно, не является, вообще говоря, однородной и изотропной. Чтобы получить законы сохранения, мы можем рассмотреть фиктивную геометрию пространства-времени $\mathcal{G}_{\mathrm{f}}$, которая однородна и изотропна. Например, мы можем предположить, что геометрия $\mathcal{G}_{\mathrm{f}}$ пространства-времени является геометрией Минковского $\mathcal{G}_{\mathrm{M}}$. Опишем движение частицы пространственно-временной геометрии Минковского. Движение частицы, которое является свободным в геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{r}}$ перестает быть свободным в фиктивной геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{M}}$. Появляются некоторые силовые поля. Эти силовые поля появляются как результат рассогласования $d$ между мировыми функциями $\sigma_{\mathrm{r}}$ и $\sigma_{\mathrm{M}}$

$$d\left(P,Q\right)=\sigma_{\mathrm{r}}\left(P,Q\right)-\sigma_{\mathrm{M}}\left(P,Q\right) \tag{5.1}$$

Переписывая динамические уравнения (4.2) в терминах мировой функции $\sigma_{\mathrm{M}}$, получаем

$$\left(\mathbf{P}_i^{(s)}\mathbf{P}_k^{(s)}.\mathbf{P}_i^{(s+1)}\mathbf{P}_k^{(s+1)}\right)_{\mathrm{M}}=\left|\mathbf{P}_i^{(s)}\mathbf{P}_k^{(s)}\right|_{\mathrm{M}}^2-F\left(P_i^{(s)},P_k^{(s)},P_i^{(s+1)},P_k^{(s+1)}\right) \tag{5.2}$$

$$\left|\mathbf{P}_i^{(s)}\mathbf{P}_k^{(s)}\right|_{\mathrm{M}}^2=\left|\mathbf{P}_i^{(s+1)}\mathbf{P}_k^{(s+1)}\right|_{\mathrm{M}}^2-2d\left(P_i^{(s)},P_k^{(s)}\right)+2d\left(P_i^{(s+1)},P_k^{(s+1)}\right) \tag{5.3}$$

где

$$\begin{aligned}&F\left(P_i^{(s)},P_k^{(s)},P_i^{(s+1)},P_k^{(s+1)}\right)\\ =\;&d\left(P_i^{(s)},P_k^{(s+1)}\right)+d\left(P_k^{(s)},P_i^{(s+1)}\right)-d\left(P_i^{(s)},P_i^{(s+1)}\right)-d\left(P_k^{(s)},P_k^{(s+1)}\right)\\ &-2d\left(P_i^{(s)},P_k^{(s)}\right)\end{aligned} \tag{5.4}$$

В соотношениях (5.2) - (5.4) индексы $i,k=0,1,...n$ и $s$ принимает все целые значения. Индекс "M" означает, что скалярные произведения рассчитываются в геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{M}}$ Минковского. Величины $F\left(P_i^{(s)},P_k^{(s)},P_i^{(s+1)},P_k^{(s+1)}\right)$ описывают некоторые силовые поля, которые появляются в геометрии Минковского благодаря рассогласованию $d$. Силовые поля $F$ обладают энергией-импульсом и моментом количества движения, которые обеспечивают законы сохранения пространственно-временной геометрии Минковского.

Вообще говоря, принимая во внимание силовые поля $F$, можно исследовать динамику частиц пространственно-временной геометрии Минковского. Однако структура силовых полей $F$ более сложна (функция от четырех точек), чем структура мировой функции $\sigma_{\mathrm{r}}$ (функция от двух точек). Представляется более разумным исследовать свободное движение частиц в реальной (сложной) геометрии, чем исследовать неизвестные силовые поля в простой пространственно-временной геометрии $\mathcal{G}_{\mathrm{M}}$.

# 6 Заключение

Таким образом, в двадцатом веке переход от нерелятивистской физики к физике релятивистской производился только в динамических уравнениях, но не в понятии состояния частицы. В нерелятивистской физике частица описывается как точка в фазовом пространстве. Построение фазового пространства основано на непрерывности геометрии пространства-времени (Ньютона или Минковского). Существование изначально недетерминированных частиц (элементарных частиц) возможно, если только геометрия пространства-времени многовариантна. В многовариантной геометрии нельзя построить фазовое пространство, потому что предел (1.3), определяющий импульс частицы, не существует в многовариантной геометрии пространства-времени. Мы вынуждены описывать состояние частицы, не используя пределы типа (1.3).

Релятивистское понятие состояния частицы осуществляется с помощью каркаса частицы. Число точек каркаса зависит от структуры элементарной частицы. В простейшем случае точечной частицы ее каркас состоит из двух точек. Важно что каркас описывает все характеристики частицы, включая ее массу, заряд, импульс и другие характеристики, если только они имеются (спин, цвет и т.д.). В результате получается *монистическая концепция*, где все фундаментальные физические явления (включая электромагнитные и гравитационные взаимодействия) описываются в терминах точек пространства событий и мировых функций между ними.

Динамические уравнения являются алгебраическими уравнениями, формулируемыми в бескоординатном виде. Эти уравнения проще и универсальнее, чем уравнения, используемые в традиционной теории элементарных частиц.

Традиционная теория элементарных частиц, использующая нерелятивистское понятие состояния частицы, вырождается в феноменологическую концепцию, которая систематизирует элементарные частицы и их реакции. Однако претензии традиционного подхода на определение устройства элементарных частиц не основательны из-за непоследовательности в использовании релятивистских понятий.

Физическая теория является релятивистской, если пространство событий (пространство-время) описывается с помощью одной и только одной геометрической структуры – мировой функции $\sigma$. Если геометрических структур больше, например, дополнительно задано пространственное расстояние $S$, то физическая теория, построенная на такой двухструктурной геометрии пространства событий, не будет релятивистской. На основе мировой функции $\sigma$ и пространственного расстояния $S$ можно построить производную геометрическую структуру – временной интервал $T$. После этого можно описывать геометрию пространства событий на основе двух структур: пространственного расстояния $S$ и временного интервала $T$, рассматривая их как независимые и игнорируя мировую функцию $\sigma$. Такая двухструктурная геометрия представляет собой ньютоновскую концепцию пространства событий.

Такая формулировка различия между ньютоновской и релятивистской концепциями пространства событий не содержит ссылки на способ преобразования динамических уравнений, записанных в инерциальных системах координат. Это выгодно отличает инвариантную (бескоординатную) формулировку теории относительности от формулировки со ссылкой на закон преобразования динамических уравнений. Как мы видели, формулировка со ссылкой только на закон преобразования динамических уравнений и игнорирование релятивистского понятия состояния при формулировке теории относительности может приводить к непоследовательной концепции.

Следует различать между концепцией и теорией. Концепция рассматривает связи между различными понятиями теории. Например, каркасная концепция элементарных частиц рассматривает свойства таких понятий как каркас и бескоординатные уравнения движения. Каркасная концепция может быть использована для любого выбора мировой функции и каркаса частицы. Каркасная концепция элементарных частиц превращается в теорию элементарных частиц, когда и если определена мировая функция для пространства-времени и установлено соответствие между конкретными элементарными частицами и их каркасами. Можно экспериментально проверять теорию элементарных частиц. Но экспериментальная проверка каркасной концепции не возможна. Ее можно оценивать с точки зрения ее простоты и логичности, но не с точки зрения применимости для описания реального мира. Экспериментальная проверка концепции бессмысленна. Можно проверять экспериментально только теорию, построенную на основе концепции. Экспериментальная проверка концепции выглядит как экспериментальная проверка бинома Ньютона.

## Список литературы


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

[2] J. E.Moyal, *Proc. Cambr. Phil. Soc.,* **45**, 99, (1949). Русс. пер. в сб. *Вопросы причинности в квантовой механике.* ред. Я. П. Терлецкого и А. А. Гусева).

[3] I.Fényes, *Zs. f. Phys.*, **132**, 81, (1952). (Русс. пер. в сб. *Вопросы причинности в квантовой механике.* ред. Я. П. Терлецкого и А. А. Гусева).

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

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

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

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

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

[9] E. Madelung, *Z.Phys.* **40,** *322, (1926).*

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

[11] Yu. A. Rylov, Incompatibility of the Copenhagen interpretation with quantum formalism and its reasons. *Concepts of Physics* **5**, *iss.2, 323-328, (2008).* ISSN1897-2357 See also *e-print /physics/0604111*

[12] K. Menger, Untersuchen über allgemeine Metrik, *Mathematische Annalen,* **100**, 75-113, (1928)

[13] L. M. Blumenthal, *Theory and Applications of Distance Geometry*, Oxford, Clarendon Press, 1953.

[14] Yu. A. Rylov, Non-Euclidean method of the generalized geometry construction and its application to space-time geometry. in *Pure and Applied Differential geometry pp.238-246.* eds. Franki Dillen and Ignace Van de Woestyne. Shaker Verlag, Aachen, 2007. (see also *e-print math/0702552.*)

[15] 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*).

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

[17] Yu. A. Rylov, Generalization of relativistic particle dynamics on the case of non-Riemannian space-time geometry. *Concepts of Physics* **6**, iss.*4, 605, (2009).* ISSN1897-2357. (see also *e-print 0811.4562*).

[18] Yu. A. Rylov, Geometrical dynamics: spin as a result of rotation with superluminal speed *e-print 0801.1913.*

[19] Yu.A. Rylov, Dirac equation in terms of hydrodynamic variables. *Advances in Applied Clifford Algebras,* **5**, *pp 1-40, (1995))* (see also *e-print 1101.5868*)

[20] Yu. A. Rylov, Is the Dirac particle composite? *e-print physics /0410045*

[21] Yu. A. Rylov, Is the Dirac particle completely relativistic? *e-print /physics /0412032.*