

АТЕМПОРАЛЬНАЯ РЕИНТЕРПРЕТАЦИЯ КВАНТОМЕХАНИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЙ

© Фейгин О. О.

Контакт с автором: folor@bigmir.net

Рассматриваются различные методологические вопросы концептуальной реинтерпретации квантомеханических представлений на основе атемпоральной суперпозиции состояний квантовых микрообъектов. Проводится сравнительный анализ исторических аспектов возникновения квантовых парадоксов в микрочастичных системах и генезиса ввода принципа функциональной атемпоральности. Верифицируется креативность и адекватность атемпоральной квантовой хронофизики, как составляющей стандартной квантовой теории. Модифицируются тривиальные решения канонического уравнения Шредингера в хроноквантовом аспекте. Обсуждаются атемпоральные подходы к проблеме нарушения причинности в современной физической картине мира.

«Авторы, пишущие сейчас трактаты о квантовой механике, почти уже не говорят о тех основных идеях, которые ее породили. Они даже, видимо, предпочитают этот термин «квантовая механика» термину «волновая механика», который как им кажется, вызывает в представлении неточный или бесполезный физический образ. А между тем именно волновая механика и выведенные из нее волновые уравнения остаются в основе всего математического развития современных квантовых теорий; без них сейчас, может быть, и не было бы трактатов о квантовой механике»
Луи де Бройль – ИНТЕРПРЕТАЦИЯ ВОЛНОВОЙ МЕХАНИКИ.

За прошедший период с момента опубликования первых работ по атемпоральной реинтерпретации *квантовой механики* /КМ/ было высказано целый ряд замечаний, комментариев и вопросов. Прежде всего, хотелось бы отметить глубокий научный анализ различных аспектов хронофизики, проведенный д.ф.-м. н. С.И.Дорониным [1]. Также весьма интересен целый ряд вопросов по динамике атемпоральных процессов сформулированных проф. В.А.Новиковым [2]. Подводя итоги полемики по обсуждению правомерности ввода аксиоматики квантовой хронофизики можно выделить следующие вопросы:

- а). Каков изначальный генезис ввода хроноквантовых представлений?
- б). В чем суть композиционных атемпоральных парадоксов?
- в). Какая может быть роль релятивистской хроноквантовой динамики в квантовой физике при отражении окружающей материальной действительности?

Причем и профессиональные критики, и малоискушенные читатели настоятельно рекомендовали ограничиться в ответах и комментариях научно – популярным уровнем изложения.

Для прояснения алгоритма ввода и применения дискретных хронофизических принципов в КМ полезно вспомнить некоторые моменты истории. В начале XX века возник глубокий парадокс при анализе законов излучения *абсолютно черного тела* /АЧТ/ (моделью АЧТ может служить замкнутая полость с зеркальной внутренней поверхностью). Применение законов статфизики к стоячим электромагнитным волнам в АЧТ показали наличие практически неограниченного количества вариаций стоячих электромагнитных волн – $n[E(kT)] \rightarrow \infty \Rightarrow E \rightarrow \infty$. Аналитически это соответствует ситуации, возникающей при применении формулы Релея – Джинса

$$\rho(u) du = \text{const} (u^2/c^2) kT du, (1)$$

где $\rho(u)$ – спектральная плотность; u – частота; c – скорость света. Из (1) следует «ультрафиолетовая катастрофа Релея – Джинса» для интегральной плотности энергии излучения

$$U(E) = \int \rho(u) du = \text{const} (kT/c^3) \int u^2 du \rightarrow \infty; u(0... \infty). (2)$$

Вот как описывал данную феноменальную ситуацию в своей замечательной книге «Поиски истины» видный физик и блестящий популяризатор академик Аркадий Бенедиктович Мигдал: «Согласно этим законам (статистической физики – О.Ф.) каждое независимое колебание в тепловом равновесии из-за многократных излучений и поглощений стенками должно приобрести энергию kT ...

Но число возможных стоячих электромагнитных волн в ящике (АЧТ – О.Ф.) бесконечно. Действительно, стоячие волны могут образовываться в ящике, если от стенки до стенки укладывается целое число полуволн. Чем короче длина волны, тем больше возможных направлений, для которых это условие выполняется. А значит, чем короче длина волны, тем больше число возможных колебаний. Следовательно, электромагнитное поле должно забрать на себя всю тепловую энергию стенок, сколько бы тепла мы к ним ни подводили. Если бы на каждое колебание действительно приходилась энергия kT , то, сделав дырку в ящике, мы получили бы источник ни с чем не сравнимой яркости».

Здесь возникает вполне естественный вопрос о наличии вариантов атемпоральной дискретизации при разрешении основополагающих задач становления КМ. Поверхность АЧХ может содержать множество атомарных излучателей различных частот, активируемых градиентами термополя. Длинноволновые низкочастотные резонаторы (атомы или молекулы) управляются законами классической статфизики, очевидно, что энерготемпоральная дискретность для них малосущественна, а энергия функционально близка статистической температуре поверхности АЧХ. Напротив, высокочастотные коротковолновые осцилляторы будут иметь энергию, превышающую средний уровень и реализовываться, как излучатели, будут с энергетическим минимумом. Данное обстоятельство можно пояснить, исходя из соображений размерности и считая

$$f(\lambda) d\lambda = \text{const} \varphi(\lambda) V d\lambda. (3)$$

Равенство (3) означает, что количество свободных собственных колебаний некоторого объема для выделенного интервала длин волн $\{\lambda, \lambda+d\lambda\}$ пропорционально данным V и $d\lambda$. Левая часть (3) безразмерна, следовательно $[V d\lambda] = L^4$, $\Rightarrow [\varphi(\lambda)] = L^{-4} = \lambda^{-4}$. По теореме о равномерном распределении энергии kT по степеням свободы получаем плотность энергии, тривиально преобразованную в зависимость от периода электромагнитных колебаний

$$\rho(\lambda) d\lambda = \text{const}(1) kT \lambda^{-4} d\lambda; \lambda = c t; \rho(t) dt = \text{const}(2) kT t^{-4} dt. (4)$$

Здесь остается сделать лишь еще один дополнительный логический шаг, предположив, что существует некоторая фундаментальная временная эквидистанция, ограничивающая снизу период любых колебаний физической природы [5-6]. Естественно, что под данное ограничение попадают и рассматриваемые колебания электромагнитного поля в полости АЧТ, что дает в формуле (4)

$$\rho(t) = \text{const}(2) kT \sum t^{-4} \Delta(t). (5)$$

Если сравнить формулы (5) и (2) то становится ясно, что темпоральная дискретизация заменяет расходящиеся интегралы сходящимися рядами. Это позволяет не только избежать «ультрафиолетовой катастрофы Релея – Джинса» но и приводит к интересным следствиям при реинтерпретации соответствующего аппроксимационного выражения М.Планка

$$\rho(t) = \text{const}(3) (c^3 t^2)^{-1} E(0) \{ \exp[E(0) / kT] - 1 \}^{-1}; E(0) = h(e) h(t) u; \text{const}(3) h(e) h(t) (c t)^{-3} \{ \exp[h(e) h(t) / kT] - 1 \}^{-1}. (6)$$

Теперь у нас есть определенные основания для сопоставления ранее введенной минимальной физической темпоранты $t(\min)$ и хронокомпоненты планковского кванта действия $h(t)$. Для этого необходимо вспомнить, что М.Планк схематизировал излучающие материальные центры, рассматривая их как линейные гармонические осцилляторы. Обладая электрзарядом, подобные осцилляторы могли бы взаимодействовать с электромагнитным полем, находясь в выделенных состояниях, в которых их период является целым кратным некоторой наименьшей временной эквидистанции. В дальнейшем данной темпоранте масштаба «минимум миниморум» мы будем сопоставлять понятие «хроноквант», как величину $h(t)$, входящую в выражение (6).

Следующими важными этапами развития дискретно – темпоральных представлений является реинтерпретация квантового фотоэффекта, корпускулярно – волнового дуализма и орбитального квантования. Классическая теория фотоэффекта описывает поглощение или генерацию фотона (кванта электромагнитного поля) с помощью простейших уравнений, имеющих тривиальный хроноквантовый аналог

$$p = h u / c; u = 2\pi c / \lambda; p = 2\pi h(e) h(t) / \lambda. (7)$$

Из формулы (7) следует, что энергия электромагнитной волны заданной частоты изменяется порциями $h\nu$ за время $h(t)$, аналогично тому, как это происходит с атомарными излучателями в полости АЧТ. Таким образом, хронодискретность можно применить и для электромагнитных волн, рассматривая с новой точки зрения парадоксальный дуализм волн – частиц. В соответствии с принципом Луи де Бройля, описывающим корпускулярно-волновое строение материи можно заметить, что

$$t / h(t) = 2\pi h(e) / m v^2 \quad (8).$$

Из уравнения (8) можно сделать вывод, что волновая природа материи проявляется на характеристических *темпоральных эквидистанциях* сравнимых с величиной хронокванта. Данное умозаключение можно возвести в принцип *атемпорального дуализма*, считая, что форма существования материального объекта определяется уровнем его атемпоральной локализации в некотором фиктивном подпространстве атемпоральных событий.

Если распространить модель дискретных энергетических излучателей на атомарные структуры, то, следуя Н.Бору, электроны излучают фотоны только при определенных межорбитальных переходах. Период излучения при этом составляет в хроноквантовом представлении

$$t = h(e) h(t) / [E(i) - E(j)]; \quad (9)$$

где $E(i)$ и $E(j)$ – орбитальные энергетические состояния. В основном состоянии с наименьшей возможной энергией атомная система может находиться стабильно долго, т.к. период излучения будет заведомо меньшим минимального периода кратного длительности хроноквантового перехода. Так можно объяснить не только дискретизацию генерируемых порций электромагнитного излучения, но и стабильность атомов. Период такого излучения будет функционально зависить от произведения энергокванта и хронокванта, а также зарядов и масс ядра и электрона.

Следующим этапом в обобщении принципов квантовой хрономеханики, может быть их распространение на уравнение для волновой пси-функции частицы, движущейся во внешнем поле. В свободном пространстве – это уравнение для волн с постоянным периодом и с решениями, соответствующими уравнению (8). Для атомарных структур во внешнем кулоновском поле ядра, период волн изменяется от точки к точке. В случае медленно изменяющихся поля и периода, последний будет определяться формулой (8) с изменяющимся импульсом $p(r)$:

$$p(r) = \{2m[E - U(r)]\}^{0.5}; \quad (10)$$

где E и $U(r)$ – полная и потенциальная энергия. Известно, что уравнение Шредингера

$$\Delta\psi + 8\pi^2 m h^{-2} (E - U) \psi = 0 \quad (11)$$

можно получить из волнового уравнения со слагаемым $p^2\psi$ вводом импульса $p(r)$. Решения уравнения (11) определяют смысл правил квантования, как целочисленность волн де Бройля в области движения электрона. При минимуме потенциальной энергии $U \sim 0$ для линеаризованной задачи движения микрообъекта на ограниченном участке вероятностной траектории уравнение (11) переходит в

$$d^2\psi / dq^2 + \text{const } E\psi [h(e) h(t)]^2 = 0, \quad (12)$$

где q -обобщенная квазилинейная координата. Из теории гармонического анализа хорошо известно, что решениями уравнений вида (12) являются логарифмические функции типа

$$\psi = \psi(0) \sin\{\text{const } q E^{0.5} [h(e) h(t)]^{-1}\}. \quad (13)$$

Учитывая граничные условия интервала движения: $\psi=0$ при $q=q(0)$ получаем:

$$\text{const } q(0) E^{0.5} [h(e) h(t)]^{-1} = i+1. \quad (14)$$

Выражение (14) определяет условия дискретизации для нерелятивистской энергии микрообъекта в виде набора i -квантовых чисел:

$$E = \text{const } (i+1)^2 [h(e) h(t)]^2. \quad (15)$$

Таким образом, последовательное применение принципа хроноквантовой реинтерпретации основных постулатов квантовой механики приводит к своеобразной модификации тривиальных решений канонического уравнения Шредингера. Это, в свою очередь, соответствует новому принципу хроноквантования энергии, реинтерпретируемому как детерминация энергетических уровней на атемпоральной последовательности событий. Следовательно, детерминация спектральной энергии микрочастицы во временных границах выделенного хронокванта может проходить с наиболее вероятной величиной:

$$E(0) = \text{const } [h(e) h(t) q(0)^{-1}]^2. \quad (16)$$

Следует отметить, что хотя значения нулевой энергии у квантовых микрочастиц существенно зависят от характера полей сил при нуле термодинамической температуры существует фундаментальный хроноквантовый интервал с абсолютной вероятностью локализации событий, как во временном, так и в пространственном масштабе.

В свое время Вернером Гейзенбергом был предложен иной вариант квантовой теории, в основу которого он положил принцип наблюдаемости. В данном варианте квантовомеханические величины могут быть представлены как совокупности всех возможных амплитуд перехода из одного состояния квантовой системы в другие. При этом вероятность перехода пропорциональна квадрату модуля амплитуды. Именно в таком представлении каждая величина имеет матричное выражение, определяющие начальное и конечное состояние микросистемы. В дискретной темпоралогии эти функциональные параметры сопоставимы с т.н. *хрономатрицами*, соответствующими совокупности темпорант из мнимого пространства признаков событий. Для иллюстрации сказанного полезно вспомнить, что теория волновых явлений интерференции и дифракции света была разработана задолго до описания природы света с помощью электромагнитных уравнений Максвелла. Изначально считалось, что источник света испускает некие волны, а интенсивность света пропорциональна квадрату параметра, определяющего волновой характер процесса. Хронодискретизация такого абстрактного волнового процесса позволяет указать его основные атемпоральные закономерности без учета, какого - либо реального физического поля. Это полностью укладывается в современную парадигму КМ, где волновая функция частицы не связана с физическими полями, а представляет собой формальную запись результирующей вероятности наблюдательного процесса. Таким образом, волновая функция (13) дает более полное из допустимых описаний произвольной микросистемы, чем стандартное состояние в КМ.

Анализируя возможности реинтерпретации композиционных квантовомеханических парадоксов, можно, прежде всего, использовать разнообразные модификации принципа дополненности в формулировке школы Н.Бора. В классической схеме мысленного эксперимента В.Гейзенберг рассматривал неопределенность координат и импульсов совместно со временем и энергией как

$$\Delta q \sim \text{const } h(e) h(t) / p; \Delta q \Delta p \sim \text{const } h(e) h(t); \Delta E \Delta t \sim \text{const } h(e) h(t). \quad (17)$$

Хроноквантовое соотношение неопределенности является частным случаем и конкретным выражением *общего принципа атемпоральности*. В данном случае принципиальная неопределенность некоторых квантовомеханических величин есть следствие применения классической квантовой теории к описанию атемпоральных микрообъектов, хроноквантовая природа которых дополнительна к их традиционному описанию в КМ.

Предсказания КМ фундаментально вероятностны по своему генезису и неоднозначно толкуемы с точки зрения сохранения причинности. Здесь часто возникает путаница понятий в среде непрофессиональных физиков. Так, предсказания классической статфизики также вероятностны из-за сложности детерминации начального состояния и последующей эволюции многочастичных систем. В КМ неопределенность принципиально следует из дополненности квантовомеханических свойств и классического описания, как вероятностного характера законов Вселенной. Неполнота координатно-импульсного представления в КМ компенсируется заданием пси-функции в начальный и последующие

моменты. Однако, аналог лапласовского детерминизма здесь неуместен, т.к. для реальных сложных структур (например, макроскопических твердых тел) идентификация начальных волновых функций практически невозможна, как и координаты – скорости. Могут ли здесь существовать новые атемпоральные подходы к неоднократно обсуждаемой проблеме нарушения причинности в современной физической картине мира?

Итак, мы не можем проследить траектории отдельных частиц и метаморфозы пси-функции сложных квантовых объектов. Из этого следует, что причинность и в лапласовском и в боровском смысле нарушается, но в более точном атемпоральном смысле она может соблюдаться. Из максимально полно определенного атемпорального начального состояния может быть получено единственно возможное на данном хроноквантовом интервале конечное состояние. В принципе здесь меняется само смысловое содержание термина «состояние», т.к. в *релятивистской квантовой хронофизике* понятию «состояние» сопоставляется не только множество квантовомеханических параметров, но и выделенная хроноквантовая темпоранта, детерминирующая атемпоральную локализацию некоторого существенно квантового объекта в атемпоральном пространстве признаков [7].

Таким образом, не подвергая сомнению полноту классического квантовомеханического описания реальности, можно сделать допущение, что введение принципа атемпоральности в квантовую хронофизику позволит более глубоко прояснить саму природу пространственно-временной дискретности окружающего Мира.

ЛИТЕРАТУРА

1. Доронин С.И. Роль и значение квантовой теории в свете ее последних достижений. - <http://quantmagic.narod.ru/volumes/VOL112004/p1101.html>
2. Feygin O.O. Epistemological Analysis of Discrete Physical Reality. – <http://www.wbabin.net/physics/cvdt3.pdf>
3. Фейгин О.О. Принципы хроноквантовой механики. - <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7016.html>
4. Фейгин О.О. Модельная линеаризация квантовой хронодинамики. - <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7015.html>
5. Фейгин О.О. Атемпоральная физическая реальность. - <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7375.html>
6. Фейгин О.О. Релятивистские симметрии квантовой хронодинамики. - <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7434.html>
7. Фейгин О.О. Атемпорализация квантовых объектов. – <http://www.sciteclibrary.ru/rus/catalog/pages/7891.html>