

ФОТОННАЯ СУПЕРЗВЕЗДА. СОВМЕСТИМОСТЬ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ С КВАНТОВОЙ ФИЗИКОЙ

Д. А. Славнов

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва

Рассматривается физическая модель, которая основывается на гипотезе существования фотонной суперзвезды. Показывается, что в этой модели с единых позиций можно описывать гравитацию и квантовые явления.

We consider a physical model based on the hypothesis of the existence of a photon superstar. It is shown that gravity and quantum phenomena can be described from unified positions in this model.

PACS: 03.65.Ud

ВВЕДЕНИЕ

Двадцатый век породил две замечательные теории: квантовую физику и общую теорию относительности (ОТО). Однако отношения между этими физическими теориями оказались небезоблачными.

Современная стандартная квантовая теория основывается на аксиомах, математически четко сформулированных фон Нейманом [1]. Базовым понятием в подходе фон Неймана является гильбертово пространство.

С помощью элементов гильбертова пространства успешно описываются средние значения и вероятностные распределения наблюдаемых величин в совокупности квантовых частиц. Однако для описания отдельной квантовой частицы метод фон Неймана оказался непригодным. Чтобы исправить положение, сам фон Нейман прибегает к нефизическому «внутреннему Я».

В настоящей работе для преодоления подобных несуразиц предлагается использовать алгебраический метод [2–6]. Как это можно сделать, описано в статье [7]. Недостатком статьи [7] является огромный объем. Без очень большой мотивации мало у кого хватит терпения изучить эту статью.

Настоящая работа призвана создать такую мотивацию. Она по размеру гораздо меньше статьи [7]. Вместе с этим основные результаты статьи [7] будут в ней изложены. Основной задачей настоящей работы

является согласованное описание ОТО с квантовой физикой. Существуют многочисленные «доказательства» того, что ОТО очень плохо стыкуется с квантовой физикой.

Наиболее рельефно несогласованность математических аппаратов ОТО и квантовой физики проявляется в основном уравнении ОТО. Это уравнение связывает кривизну четырехмерного пространства-времени R с тензором энергии-импульса (4-импульса) материи. Кривизна пространства R является одним из основных понятий ОТО и описывается в терминах C -числовых функций. С другой стороны, тензор 4-импульса материи является важным понятием в квантовой теории и описывается с помощью q -числовых функций. Это указывает на то, что без модернизации ОТО и квантовой теории обойтись не удастся.

В качестве основного направления гармонизации обычно выбирается квантование гравитационного поля. В частности, построение так называемой супергравитации. Однако эта схема предполагает существование суперпартнеров обычных частиц. Ничего похожего экспериментально не обнаружено.

В настоящей работе предлагается пойти другим путем, а именно предположить, что мы живем в фотонной суперзвезде. То есть исходным пунктом дальнейшего изложения будет аксиома существования фотонной суперзвезды. Что такое фотонная суперзвезда, будет рассказано в основной части этой работы.

1. ФОТОННАЯ СУПЕРЗВЕЗДА

В последние годы интенсивно развивается космология. Благодаря развитию новых технологий больших успехов достигла наблюдательная астрономия. В частности, были установлены следующие факты: видимая часть Вселенной расширяется, причем расширение идет с ускорением. Крупномасштабно Вселенная изотропна, однородна и ее кривизна близка к нулю. Во Вселенной практически нет антивещества.

Анализ экспериментальных данных позволяет достаточно подробно восстановить развитие Вселенной после Большого взрыва, который произошел примерно 13,5 млрд лет тому назад. О периоде до Большого взрыва никаких экспериментальных данных нет. Это, вроде бы, открывает большой простор для моделей развития Вселенной в этот период.

Поэтому прежде чем строить модель Вселенной, желательно договориться о правилах при таком построении. Прежде всего модель не должна противоречить ни одному достаточно твердо установленному факту. Только после этого надо думать о том, чтобы в ней воспроизводилось возможно большее количество экспериментально установленных фактов. Конечно, от модели нельзя требовать, чтобы она воспроизводила все факты. Но она не должна запрещать воспроизведение подобных фактов.

Начнем с построения цепочки объектов, которые можно рассматривать как промежуточные между протоном и Вселенной. Допустимым вариантом такой цепочки является следующий: ядра химических элементов, трансурановые элементы, планеты (в частности, Земля), звезды (в частности, Солнце), галактики, метагалактики, наша Вселенная, Суперзвезда.

Построение цепочки предполагает, что между звеньями есть какие-то общие свойства.

В первую очередь обсудим начало цепочки: протон и тритон. Разница во внутреннем строении протона и тритона небольшая — это разное содержание кварков в коре. Но своим внешним свойством тритон существенно отличается от протона. В то время как протон стабилен, тритон испытывает распад. Иными словами, в нем происходит микровзрыв.

Двигаясь далее по звеньям выбранной цепочки, мы будем сталкиваться как со стабильными, так и нестабильными элементами. Стабильность и нестабильность зависят от того, каково адронное содержание в рассматриваемом элементе. Здесь существенную роль играет сильное взаимодействие.

Пока в своем рассмотрении мы находимся на микроуровне, мы будем сталкиваться с микровзрывами. Переходя далее на уровень планет и звезд, мы будем сталкиваться со взрывами астрономического масштаба.

Все это указывает на то, что Большой взрыв следует рассматривать не как уникальное, а как рядовое явление. Особо обратим внимание на то, что среди взрывов в элементах цепочки нет ни одного, при котором из ничего рождалось нечто. Это позволяет считать, что такого быть не может.

В свою очередь, это позволяет предположить, что до Большого взрыва Вселенная была глобально, практически, такой же, как непосредственно после взрыва. Именно, до взрыва Вселенная была глобально изотропна, однородна, в ней почти не было античастиц. Наблюдения показывают, что такой сценарий взрыва реализуется во всех звеньях цепочки.

Обычно говорится, что самым распространенным элементом в космическом пространстве является водород. Однако с точки зрения физики элементарных частиц протоны принципиально мало чем отличаются от фотонов, а последних значительно больше. Так, по оценочным данным (см. [8]) в 1 см^3 космического пространства содержится порядка 2×10^{-7} барионов и 500 фотонов. При этом имеются в виду фотоны, которые могут быть зарегистрированы. Фотонов, с учетом тормозных, гораздо больше.

В пространстве фотоны распределены более или менее равномерно, но, конечно, возможны флуктуации, в том числе и очень большие.

Со времени Большого взрыва прошло относительно мало времени. Однако если всемирная история началась не с Большого взрыва, а имела бесконечно долгую предысторию, то вполне вероятно очень большая флуктуация. Благодаря флуктуации плотности в некоторой области

могли возникнуть условия для начала формирования черной дыры. В этом случае, по примеру образования звезд из пылевого облака могла образоваться суперзвезда, состоящая из фотонов и барионной материи (кварков и лептонов), но их будет гораздо меньше. Можно ожидать, что барионов и антибарионов будет примерно одинаковое количество. Но, конечно, абсолютное равенство практически невозможно.

По примеру наблюдаемых звезд образовавшаяся суперзвезда может быть стабильной, а может быть нестабильной. Пока будем считать, что период стабильности был достаточно большим. Благодаря многочисленным хаотическим перерассеяниям за время равновесия суперзвезда должна приобрести сферическую симметрию (в собственной системе координат) и вращение вокруг своей оси.

Этим вращением можно объяснить то, что мы, находящиеся где-то внутри суперзвезды, не испытываем огромной силы тяжести. Эта сила уравнивается отталкивающей силой, возникшей в результате вращения (эффект невесомости).

По современным представлениям большая часть массы Вселенной сосредоточена в темной материи и темной энергии. Но из чего состоят эти объекты, в настоящее время не установлено. В современной физике хорошо известны объекты, обладающие подходящими свойствами. Таковыми объектами являются мягкие и супермягкие фотоны.

Теперь вернемся к началу выстроенной цепочки. Наличие нерегистрируемых мягких фотонов необходимо для непротиворечивого описания хорошо изученного процесса упругого рассеяния электрона на протоне. При вычислении в рамках теории возмущений поперечного сечения этого процесса появляются инфракрасные расходимости. При учете процесса испускания (супер)мягких фотонов инфракрасные расходимости компенсируются (см., например, [9]). С ростом порядка теории возмущения число учитываемых тормозных фотонов следует увеличивать. При каждом акте рассеяния часть энергии рассеивающихся частиц тратится на рождение тормозных фотонов. В обычных условиях процессы такого типа являются доминирующими. Они вполне согласуются со вторым началом термодинамики.

Конкретные значения требуемых частот могут зависеть от рассматриваемой задачи. В качестве верхней границы можно принять $\omega = 10^{-3}$ Гц (условная нижняя граница наблюдаемых радиочастот).

В каждом конкретном процессе тормозных фотонов образуется очень много, а уносят они очень небольшую порцию энергии. Поэтому следует ожидать, что они должны хорошо описываться классической электродинамикой. Но в классической электродинамике энергия переносится электромагнитными волнами. Всякая волна является относительно устойчивым и упорядоченным объектом. Поэтому если мы хотим описывать этот ансамбль в рамках квантовой теории, то следует считать, что они находятся в когерентном состоянии.

В настоящее время теория квантовых когерентных состояний хорошо разработана (см. работы Глаубера [10, 11]). В формализме Глаубера векторный потенциал электромагнитного поля $\hat{\mathbf{A}}$ представляется оператором в гильбертовом пространстве, который раскладывается по функциям мод \mathbf{u}_k :

$$\hat{\mathbf{A}}(\mathbf{r}t) = \sum_k \sqrt{\frac{\hbar}{2\omega_k}} [b_k^- \mathbf{u}_k(\mathbf{r}) e^{-i\omega_k t} + b_k^+ \mathbf{u}_k^*(\mathbf{r}) e^{+i\omega_k t}].$$

Здесь индекс k — это мультииндекс, определенный как проекциями волнового вектора \mathbf{k} , так и поляризации волны \mathbf{u}_k . Для упрощения расчетов будем считать, что система занимает большой, но конечный объем. Функции $\hat{\mathbf{u}}_k$ являются решениями волнового уравнения

$$\nabla^2 \mathbf{u}_k + \omega_k^2 \mathbf{u}_k = 0$$

с соответствующими граничными условиями. Они образуют полный ортонормированный набор и удовлетворяют требованию поперечности.

Квантово-механические свойства $\hat{\mathbf{A}}$ полностью фиксируются, постулируя, что операторы b_k^\pm удовлетворяют каноническим перестановочным соотношениям

$$[b_k^-, b_{k'}^+] = \delta_{kk'}, \quad [b_k^\pm, b_{k'}^\pm] = 0.$$

После этого каждую моду можно рассматривать отдельно.

Состояние электромагнитного поля в формализме Глаубера описывается в терминах когерентных состояний $|\beta_k\rangle$, которые удовлетворяют соотношению

$$b_k^- |\beta_k\rangle = \beta_k |\beta_k\rangle,$$

где β_k — комплексное число $\beta_k = |\beta_k| \exp(i\Phi_k)$.

Состояние $|\beta_k\rangle$ можно рассматривать как вектор гильбертова пространства, представляющий маркированную волну, для которой $|\beta_k|$ — параметр, характеризующий энергию волны, а Φ_k — параметр, характеризующий положения маркера, фиксирующего фазу волны.

Простым наглядным примером маркированной волны является волна на поверхности воды, в которой плавает поплавок. Этот поплавок можно рассматривать как маркер, отмечающий в каждый момент времени фазу волны. Характерным свойством поплавка является то, что он движется когерентно волне.

Возвращаясь к рассмотренному процессу рассеяния электрона на ядре, сопровождающегося излучением мягких фотонов, можно заметить очень большое сходство с этим примером. Особенно если мы будем считать, что электрон и мягкие тормозные фотоны рождаются в едином физическом процессе, такое предположение выглядит совершенно естественным.

Если введенный вектор \mathbf{k} связать с импульсом электрона ($\mathbf{k}\hbar$ — импульс электрона), то в маркированной волне легко узнать волну

де Бройля. Надо сказать, что сам де Бройль не утверждал, что квантовая частица является волной. Он утверждал (см., например, [12]), что с частицей связана волна с частотой ω_k . Кстати, такое утверждение физически гораздо более естественно, чем утверждение, что электрон одновременно является и волной, и частицей.

2. АЛГЕБРАИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Исходный постулат выглядит следующим образом.

Постулат 1. Наблюдаемые физической системы являются эрмитовыми элементами некоторой C^* -алгебры \mathfrak{A} .

О свойствах C^* -алгебры см. [13]. Основным таким свойством является то, что любая C^* -алгебра имеет точное представление в соответствующем гильбертовом пространстве.

У нас наблюдаемые обозначаются латинскими буквами с «крышечкой», например, \hat{B} . Значение этой наблюдаемой обозначается той же буквой B , но без «крышечки». Предполагается, что выбрана определенная система единиц и все наблюдаемые можно считать безразмерными. Множество наблюдаемых, локализованных в области \mathcal{O} , обозначаются $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$. В алгебраическом подходе точки области \mathcal{O} в качестве наблюдаемых не рассматриваются.

В общем случае измерение может сильно повлиять на исследуемую систему. Поэтому следует различать воспроизводимые и невозпроизводимые измерения наблюдаемой. Для воспроизводимых измерений повторное измерение дает тот же результат, что и предыдущее.

Что такое физическая система интуитивно понятно. Однако нам будет удобнее перейти на формальный уровень и под термином «физическая система» подразумевать совокупность двух множеств: \mathcal{O} (область локализации системы в пространстве \mathfrak{M}) и $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$ (множество ее наблюдаемых). Это позволит естественно переходить от физической системы к ее физической подсистеме: $\mathcal{O}, \mathfrak{A}_+(\mathcal{O}) \rightarrow \mathfrak{A}_+(\mathcal{O}')$, где $\mathcal{O}' \subset \mathcal{O}$ и $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O}') \subset \mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$. При этом мы не будем предполагать, что системы изолированы друг от друга. Системы и подсистемы могут быть открытыми.

Измерения двух наблюдаемых \hat{B} и \hat{C} одной физической системы назовем совместными, если в последовательности измерений: сначала наблюдаемой \hat{B} , затем наблюдаемой \hat{C} , потом опять наблюдаемой \hat{B} и, наконец, наблюдаемой \hat{C} , измерения каждой из наблюдаемых будут воспроизводимыми. Наблюдаемые \hat{B} и \hat{C} назовем совместимыми, если их можно измерить совместным образом.

Постулат 1 пригоден как для квантовой, так и для классической системы. Но для классической системы C^* -алгебра коммутативна, а для квантовой системы — некоммутативна.

У классической системы все наблюдаемые совместимы, а у квантовой системы есть как совместимые, так и несовместимые наблюдаемые.

Постулат 2. Множество совместимых между собой наблюдаемых является действительной ассоциативной коммутативной алгеброй. И наоборот, если наблюдаемые принадлежат некоторой действительной ассоциативной коммутативной алгебре, то они совместимы.

Каждая C^* -алгебра имеет коммутативные подалгебры. Соответственно, можно считать, что каждая квантовая система имеет классические подсистемы. Если C^* -алгебра некоммутативна, то она имеет бесконечно много максимальных подалгебр Ω_ξ .

Индекс ξ отличает одну такую подалгебру от другой.

Каждому состоянию классической системы соответствует гомоморфное отображение алгебры наблюдаемых в множество действительных чисел. Для коммутативной C^* -алгебры такое отображение

$$\hat{B} \rightarrow B_\xi = \varphi_\xi(\hat{B}), \text{ если } \hat{B} \in \Omega_\xi,$$

называется характером алгебры.

Таким образом, мы можем считать, что состояние классической системы задается характером ее алгебры. По сравнению с традиционным способом определения состояния классической системы с помощью точки в фазовом пространстве такой способ имеет целый ряд преимуществ. Во-первых, он пригоден для открытых систем. Во-вторых, он не предполагает существования уравнения движения. В-третьих, он не требует, чтобы каждая наблюдаемая системы (подсистемы) имела канонически сопряженную.

Такое определение состояния системы можно обобщить и на случай квантовой системы. Для нее каждая наблюдаемая \hat{B} , принадлежащая множеству \mathfrak{A}_+ , одновременно принадлежит некоторой максимальной коммутативной алгебре Ω_ξ . Поэтому при каждом конкретном измерении наблюдаемой $\hat{B} \in \Omega_\xi$ мы можем считать, что имеем дело не с квантовой системой, а с классической подсистемой. Конечно, такая система будет открытой, но это не является препятствием для описания ее состояния с помощью характера подалгебры Ω_ξ .

Таким образом, для предсказания результата измерения наблюдаемой, принадлежащей \mathfrak{A}_+ , нам достаточно знать вид функционалов $\varphi_\xi(\cdot)$ для всех значений индекса ξ . Обозначим такую совокупность функционалов символом $\varphi = [\varphi_\xi]$ и назовем ее элементарным состоянием.

Постулат 3. Результат каждого индивидуального эксперимента по измерению наблюдаемой физической системы определяется элементарным состоянием этой системы.

Для квантовой системы элементарное состояние играет роль, аналогичную той, какую для классической системы играет точка в фазовом пространстве.

Постулат 3 не противоречит тому факту, что для квантовой системы в общем случае можно предсказать только вероятность результата измерения. Дело в том, что в этом случае нельзя однозначно определить элементарное состояние, так как для такого определения обязательно потребуются несовместимые измерения, в результате которых измерения одних наблюдаемых неконтролируемым образом искажают значения других наблюдаемых.

Кроме того, одна и та же наблюдаемая может одновременно принадлежать нескольким подалгебрам Ω_ξ . Поэтому не определено однозначно, при каком значении ξ функционал $\varphi_\xi(\cdot)$ будет описывать результат наблюдения \widehat{B} . Этот вопрос не возникает, если потребовать, чтобы выполнялось равенство

$$\varphi_\xi(\widehat{B}) = \varphi_{\xi'}(\widehat{B}), \text{ если } \widehat{B} \in \Omega_\xi \cap \Omega_{\xi'}, \varphi_\xi(\cdot) \in \varphi, \varphi_{\xi'}(\cdot) \in \varphi. \quad (1)$$

Однако если потребовать, чтобы всегда выполнялось это равенство, то нельзя доказать, что соответствующее элементарное состояние существует. Если же не требовать обязательного выполнения равенства (1), то такое доказательство провести можно (см. [14]).

Отказ от требования (1) можно оправдать следующим рассуждением. Сведения о значении наблюдаемой мы получаем из показаний измерительного прибора, а это показание может зависеть не только от состояния исследуемой системы, но и от состояния прибора.

Простейший классический пример — это измерение скорости. Различным образом движущиеся приборы для одной и той же исследуемой системы зафиксируют различные значения скорости. В подобных случаях обычно говорится, что значения многих наблюдаемых могут зависеть от выбранной системы координат.

Физически выбор системы координат — это выбор определенной совокупности измерительных приборов. В общем случае приборы могут отличаться друг от друга не только своими пространственно-временными характеристиками. Можно показать (см. [14]), что в квантовом случае благодаря наличию несовместимых измерений калибровка приборов не позволяет добиться выполнения условия (1) для всех квантовых наблюдаемых. Однако для некоторых наблюдаемых условие (1) может выполняться. Будем говорить, что элементарное состояние стабильно на наблюдаемой \widehat{B} , если условие (1) выполняется для всех Ω_ξ и $\Omega_{\xi'}$, которые содержат наблюдаемую \widehat{B} .

Таким образом, в общем случае значения наблюдаемой нельзя считать объективной характеристикой исследуемой системы. Оно может зависеть от характеристик измерительного прибора. С другой стороны,

ничто не мешает считать такой характеристикой (физической реальностью) элементарное состояние.

Вместе с тем надо иметь в виду, что с помощью совместимых измерений из набора $\varphi = [\varphi_\xi]$ функционалов $\varphi_\xi(\cdot)$ мы в состоянии определить только один функционал, например, $\varphi_\eta(\cdot)$. В связи с этим удобно ввести класс φ_η -эквивалентных элементарных состояний. Обозначим этот класс $\{\varphi\}_\eta$. Членами этого класса являются элементарные состояния $\varphi[\varphi_\xi]$, у которых для $\xi = \eta$ функционал φ_ξ один и тот же, а при $\xi \neq \eta$ для разных членов класса функционалы φ_ξ независимы.

Поэтому с помощью совместимых измерений мы можем только установить, что имеем дело с одним из элементарных состояний из определенного класса эквивалентности, а не конкретно, но не более того. Иными словами, мы можем выделить класс эквивалентности, а не конкретное элементарное состояние.

Если мы имеем дело с классом эквивалентности $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$, в котором элементарные состояния стабильны на наблюдаемых $\widehat{B} \in \Omega_\eta$, то при измерении этих наблюдаемых мы будем получать определенные значения, вне зависимости от того, с каким из элементарных состояний столкнемся в эксперименте. Для других наблюдаемых ничего определенного сказать нельзя, так как для разных элементарных состояний из этого класса значения наблюдаемых могут быть разными. Именно таким свойством обладает квантовое состояние, фиксируемое собственными значениями наблюдаемых $\widehat{B} \in \Omega_\eta$. Поэтому такой класс эквивалентности мы можем отождествить с соответствующим квантовым состоянием Ψ_{φ_ξ} , т. е. $\Psi_{\varphi_\eta} \equiv \{\varphi\}_{\varphi_\eta}$.

Если элементарное состояние можно считать объективным атрибутом отдельной физической системы, то квантовое состояние (класс эквивалентности элементарных состояний) следует считать атрибутом ансамбля физических систем. Такой ансамбль будем называть квантовым. В принципе, класс эквивалентности элементарных состояний можно сопоставить и отдельной физической системе. Для этого достаточно считать, что отдельное элементарное состояние является атрибутом этой системы в фиксированный момент времени, а разным моментам времени сопоставить разные элементарные состояния.

В этом случае время будет играть роль, отличную от той, которую оно играет в ньютоновской механике. В последнее время маркирует последовательность состояний, которую проходит изучаемая система в ходе своей эволюции. Причем в этой последовательности четко прослеживается стрела времени: причина всегда предшествует следствию. В упомянутом в предыдущем абзаце квантовом состоянии время маркирует различные элементарные состояния, составляющие квантовый ансамбль. Все вероятностные характеристики этого ансамбля могут зависеть от вида этого ансамбля, но не могут зависеть от последовательности, в которой расположены маркеры отдельных элементов ансамбля. Этим объясня-

ется, почему, в отличие от уравнений Ньютона, уравнения, описывающие динамику квантовых систем, инвариантны относительно отражения времени.

Концепция элементарного состояния позволяет вернуть классическую (колмогоровскую) теорию вероятности в лоно квантовой физики. Напомним, что в основе колмогоровской теории вероятности (см., например, [15, 16]) лежит так называемое вероятностное пространство $[\Omega, \mathcal{F}, \mathcal{P}]$. Здесь Ω — множество элементарных событий. Элементарные события должны быть взаимоисключающими, и в каждом испытании должно реализоваться одно и только одно элементарное событие. В нашем случае в качестве такого элементарного события может выступать элементарное состояние. В стандартном математическом аппарате квантовой механики претендента на эту роль нет.

Помимо элементарных событий вводится еще понятие случайного события, или просто события. Каждое событие F — это некоторое подмножество множества Ω . Считается, что произошло событие F , если произошло одно из элементарных событий, принадлежащих F . Предполагается, что в испытании можно установить, произошло событие или нет. В квантовом случае это требует, чтобы исследуемые события можно было различить с помощью совместимых измерений.

Второй компонент вероятностного пространства — это так называемая σ -алгебра \mathcal{F} . Элементарными для σ -алгебры являются события F , включая все множество Ω и пустое множество. Опять-таки в квантовом случае в σ -алгебру должны входить события, различаемые совместимыми измерениями. Поэтому каждую допустимую σ -алгебру можно проиндексировать символом ξ , которым индексируются алгебры совместимых наблюдаемых. Множество, оснащенное σ -алгеброй, называется измеримым. Выбор определенной σ -алгебры \mathcal{F}_ξ физически соответствует выбору определенной совокупности измерительных приборов, которые могут производить измерения.

Третьим компонентом вероятностного пространства является мера \mathcal{P} . Она каждому событию $F \in \mathcal{F}$ ставит в соответствие число $P(F)$ такое, что: а) $0 \leq P(F) \leq 1$ для всех $F \in \mathcal{F}$, $P(\Omega) = 1$; б) $P\left(\sum_j F_j\right) = \sum_j P(F_j)$ для любой совокупности непересекающихся подмножеств $F_j \in \mathcal{F}$.

Если колмогоровская теория вероятностей допустима в квантовой физике, то среднее значений наблюдаемой $\hat{B} \in \Omega_\eta$ по классу эквивалентности $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ можно задать стандартной формулой теории вероятностей

$$\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{B}) = \int_{\varphi \in \Psi_\eta} P_{\hat{B}}(d\varphi) \varphi_\xi(\hat{B}), \quad (2)$$

где $P_{\hat{B}}(d\varphi) = P(\varphi : \varphi_\xi(\hat{B}) \in (B + dB) - P(\varphi : \varphi_\xi(\hat{B}) \in B)$ — вероятностная мера на классе $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$.

Чтобы формула (2) исполняла роль квантового среднего, нужно потребовать справедливости следующего постулата.

Постулат 4. Вероятность распределения на классе эквивалентности $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ такова, что правая часть равенства (2) не зависит от ξ и задает линейный функционал $\Psi_{\varphi_\eta}(\widehat{B})$ на алгебре \mathfrak{A} .

Как показано в [14], такие функционалы существуют. Указанными в постулате четырьмя свойствами обладают функционалы, которые удовлетворяют соотношению

$$\Psi_{\varphi_\eta}(\widehat{B})\widetilde{P}_{\varphi_\eta} = \widetilde{P}_{\varphi_\eta}\widetilde{B}\widetilde{P}_{\varphi_\eta}, \quad (3)$$

где $\widetilde{P}_{\varphi_\eta}$ — некоторый одномерный проектор в гильбертовом пространстве, в котором реализуется точное представление алгебры, а \widetilde{B} — оператор в этом представлении, соответствующий \widehat{B} . Наоборот, функционал, удовлетворяющий соотношению (3), удовлетворяет постулату 4.

Процедурой, которая реализует представление C^* -алгебры, является так называемая каноническая конструкция (см. [4, 17]) Гельфанда–Наймарка–Сигала (ГНС). Вкратце, она состоит в следующем. Пусть имеется некоторая алгебра \mathfrak{A} и линейный положительный нормированный функционал Ψ на этой алгебре. В нашем случае таким функционалом может служить функционал Ψ_φ , задаваемый формулой (2). Будем считать два элемента: \widehat{B} и \widehat{B}' алгебры \mathfrak{A} эквивалентными, если для любого $\widehat{W} \in \mathfrak{A}$ справедливо равенство $\Psi(\widehat{W}^*(\widehat{B} - \widehat{B}')) = 0$. Символ $*$ означает эрмитовское сопряжение в алгебре C^* . Обозначим через $\Phi(\widehat{B})$ класс эквивалентности элемента \widehat{B} и рассмотрим множество $\mathfrak{A}(\Psi)$ — множество всех классов эквивалентности в \mathfrak{A} . Превратим множество $\mathfrak{A}(\Psi)$ в линейное пространство, определив в нем линейные операции формулой

$$b\Phi(\widehat{B}) + c\Phi(\widehat{C}) = \Phi(b\widehat{B} + c\widehat{C}),$$

а скалярное произведение —

$$(\Phi(\widehat{B}), \Phi(\widehat{C})) = \Psi(\widehat{B}^*\widehat{C}). \quad (4)$$

Это скалярное произведение порождает в $\mathfrak{A}(\Psi)$ норму. Пополнение по этой норме превращает $\mathfrak{A}(\Psi)$ в гильбертово пространство. Каждый элемент \widehat{B} алгебры \mathfrak{A} однозначно представляется в этом пространстве линейным оператором \widetilde{B} , действующим по правилу

$$\widetilde{B}\Phi(\widehat{C}) = \Phi(\widehat{B}\widehat{C}). \quad (5)$$

Конструкция ГНС позволяет построить представление любой C^* -алгебры. Рассмотрим ГНС-конструкцию, в которой в качестве функционала, порождающего представление, фигурирует $\Psi_{\varphi_\eta}(\widehat{B})$. Пусть $\Phi(\widehat{I})$ —

класс эквивалентности единичного элемента \hat{I} , тогда согласно формулам (4) и (5) имеем

$$(\Phi(\hat{I}), \tilde{B}(\Phi(I))) = \Psi(\hat{B}).$$

Это не что иное, как правило Борна. Таким образом, конструкция ГНС позволяет воспроизвести стандартный математический аппарат квантовой механики.

На этот факт можно посмотреть с другой точки зрения. Правило Борна отражает экспериментальную ситуацию в квантовых процессах. При взаимодействии квантовых систем с классическими приборами, осуществляющими воспроизводимые измерения квантовых наблюдаемых, квантовая система автоматически переходит в соответствующее квантовое состояние, в котором распределение значений квантовых наблюдаемых подчиняется правилу Борна.

Здесь ситуация очень похожа на ту, которая имеет место в термодинамике. Нулевое начало термодинамики гласит: «Для каждой термодинамической системы существует состояние термодинамического равновесия, которого она при фиксированных внешних условиях с течением времени самопроизвольно достигает». Достаточно заменить определение «термодинамический» на «квантовый» и слова «фиксированные внешние условия» на «воспроизводимые измерения квантовых наблюдаемых».

Это означает, что квантовые состояния обладают некоторым выделенным свойством — квантовой равновесностью, можно сказать, устойчивостью. Поэтому мы можем считать, что постулат 4 отражает свойство устойчивости ансамблей, соответствующих классам эквивалентности. Иначе можно сказать, что среднее значение наблюдаемой \hat{B} , которая удовлетворяет соотношению (3), соответствует устойчивому квантовому распределению.

Наличие у квантовых систем несовместимых наблюдаемых существенным образом влияет на процедуру описания динамики таких систем. Динамика классической системы в идеальном случае может быть описана уравнениями Ньютона.

Для квантовых систем ситуация усложняется. Даже в идеальном случае нельзя установить полный набор граничных (начальных) условий, так как любой набор измерительных приборов может зафиксировать только совокупность совместимых наблюдаемых. Поэтому вопрос устойчивости движения становится принципиально важным. В преломлении к алгебраическому подходу это означает, что нужно использовать не ньютоновскую механику, а гамильтонов формализм. В этом формализме гамильтониан и действие играют центральную роль. Это означает, что эти величины должны входить в алгебру наблюдаемых.

3. ФОТОННЫЙ БОЗЕ-КОНДЕНСАТ

Согласно принятой сейчас Стандартной модели, протон состоит из валентных и морских кварков, взаимодействующих между собой через глюоны. Мы не будем различать валентные и морские кварки и объединим их в общую группу. Эти кварки не виртуальные, но говорить об их массе надо с очень большой осторожностью, так как они участвуют в сильном взаимодействии, а понятие массы строго определено только для свободных частиц.

Кварки являются фермионами и не могут образовать сколь нужной плотности. Для фотонов такое ограничение отсутствует. Фотоны, в принципе, могут образовать структуру любой плотности. В частности, они могут образовать бозе-конденсат.

Учитывая эти факты, можно предположить вполне правдоподобную планетарную модель протона. Планетарную — не в смысле Резерфорда, а в смысле структуры отдельной планеты. Протон, подобно планете, состоит из нескольких сферических слоев, плотность которых, в согласии с законом Архимеда, уменьшается при движении от центра к периферии.

В центре протона находится ядро, в котором сосредоточена основная масса протона. Ядро имеет вид бозе-конденсата темного поля (темной материи и темной энергии). Потом идет мантия, состоящая из взвеси кварков и глюонов в море фотонов, на самой периферии располагается атмосфера, состоящая из темного поля, но с плотностью меньше плотности коры.

Многочисленно предпринимались безрезультатные попытки пронаблюдать бозе-конденсат фотонов. Наконец, одна из них увенчалась успехом (см. [19, 20]).

Чтобы облегчить локализацию микрополости, авторы эксперимента использовали в качестве стенок полости немного изогнутые зеркала. Из-за конечного искривления стен полости фотоны концентрируются в геометрическом центре полости. Фотоны между собой взаимодействуют очень слабо. Поэтому, чтобы получить термодинамически уравновешенный ансамбль фотонов, авторы заполнили полость жидкой органической краской. Равновесие было получено за счет баланса между процессами поглощения и переизлучения фотонов молекулами краски. Для увеличения количества фотонов в полости использовалась лазерная подкачка. При достижении некоторой критической плотности в ансамбле фотонов происходил фазовый переход в состояние бозе-конденсата. Этот переход наблюдался визуально: размытое фотонное «облако» преобразовывалось в яркое узкое пятно. То есть отличительной особенностью этого фазового перехода явилось резкое изменение отражательных свойств множества фотонов, сосредоточенных в центре полости.

В дальнейшем нас будет интересовать случай, когда рассматриваемая микрополость заполнена очень большим количеством очень мягких

фотонов. В этом случае легко установить физическую причину такого фазового перехода.

При очень высокой концентрации мягких фотонов может пойти процесс, изображенный на рис. 1.

Внутри полости фотоны будут взаимодействовать между собой. Пусть ω — характерная частота фотонов и $\omega \ll m$, где m — масса электрона. Тогда прямое вычисление сечения рассеяния фотона на фотоне дает

$$\sigma = 0,031\alpha^2 r_e^2 \left(\frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^6, \quad (6)$$

где α — постоянная тонкой структуры; c — скорость в вакууме, а r_e — так называемый классический радиус электрона $r_e = 2,8 \times 10^{-13}$ см (см. [18]).

Благодаря множителю $(\hbar\omega/mc^2)^6$ в формуле (6), если в полость попадает фотон с частотой, большей ω , процесс, изображенный на рис. 1, станет еще более вероятным. В этом процессе опять рождаются фотоны с частотой, большей ω . То есть мы получаем вероятностный процесс с положительной обратной связью, что характерно для фазового перехода.

Конечно, при $(\omega/m) \ll 1$ сечение, задаваемое формулой (6), будет очень мало, но при очень большой концентрации фотонов описанный процесс может привести к развитию цепной реакции, следствием которой будет излучение, наблюдаемое в эксперименте с фотонным бозе-конденсатом. Это излучение назовем «конденсатным».

Для начала цепной реакции нужно, чтобы начальное возмущение было достаточно сильным. Это объясняет, почему в наблюдаемом случае

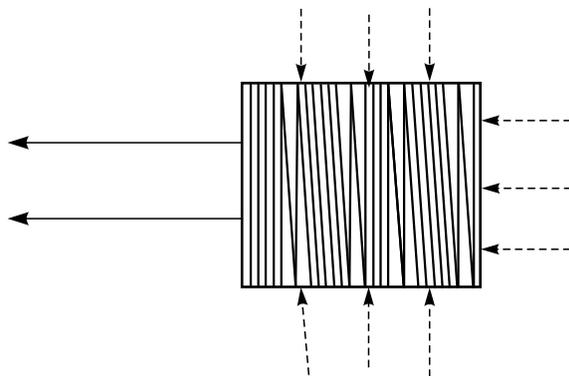


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, описывающие процесс концентрации энергии. Сплошные стрелки — электроны, штриховые — фотоны. В изображенном процессе происходит столкновение большого числа мягких фотонов и рождается некоторое количество (показаны сплошными стрелками), среди которых имеются достаточно энергичные

потребовалась термализация ансамбля фотонов. В таком ансамбле появляются фотоны достаточно высокой энергии.

Детали описанного фазового перехода в данный момент нас не интересуют. Поэтому ограничимся самым общим утверждением. Данный переход идет с соблюдением закона сохранения энергии. Иными словами, для этого перехода справедливо первое начало термодинамики. Со вторым началом термодинамики этот переход не согласуется, так как в нем идет не диссипация энергии, а ее концентрация.

Но второе начало термодинамики не следует из фундаментальных законов физики. Оно является заключением, сделанным на основании наблюдения физических систем с не очень высокой концентрацией материи. Экспериментальных данных при очень высокой концентрации материи до настоящего времени просто не было.

Теперь вернемся к нашей планетарной модели протона. Нетрудно заметить, что в этой модели структура протона очень похожа на структуру полости в эксперименте, описанном в работах [19, 20]. Там полость ограничена искривленными зеркалами, которые предназначены для концентрации фотонов в центре полости. В протоне в качестве сферического зеркала могут выступать кварки, которые сосредоточены в коре. Зеркало не очень совершенное, так как рассеяние происходит не только в сторону центра протона, но и к периферии. И в эксперименте с бозе-конденсатом зеркало также не было совершенным. Поэтому потребовалась лазерная фотонная подпитка.

В протоне такую подпитку реализует сильное гравитационное поле, благодаря которому фотоны, находящиеся в мантии и коре, концентрируются в области около ядра протона. Гравитационное поле также действует на кварки. Но они являются фермионами, и их концентрация в ограниченной полости не может быть слишком высокой. Кроме того, кварки имеют электрический заряд. Поэтому благодаря электромагнитному взаимодействию они достаточно сильно взаимодействуют с конденсационным излучением, которое будет их отгонять от центра. В результате кварки и сильно взаимодействующие с ними глюоны не могут сконцентрироваться в районе ядра протона, а сформируют кору. Таким образом, гравитация концентрирует в центре именно фотоны, плотность которых может сделаться предельно высокой. Иными словами, в районе ядра создаются предпосылки для возникновения черной микродыры.

Таким образом, в случае ядра протона мы как раз имеем дело с очень высокой концентрацией. Соответственно, справедливость второго начала термодинамики в данном случае становится неясной. В протоне после отражения в кварковом зеркале фотон может потерять энергию, а может и приобрести. То есть зеркало осуществляет термализацию фотонов, находящихся в мантии, и исполняет роль молекул краски.

Иными словами, все механизмы, которые упомянуты в работах [19, 20], действуют в протоне. Поэтому следует ожидать, что результат будет такой же. То есть ядро протона будет являться источ-

ником конденсационного излучения. Интенсивность этого излучения будет тем больше, чем больше фотонов поступает в ядро протона из окружающей среды. В этом случае мы получаем вероятностный процесс с отрицательной обратной связью. Такие процессы приводят к устойчивому равновесию.

Одновременно с этим конденсационное излучение позволяет избежать большой неприятности в физической интерпретации рассматриваемых процессов. Вместо исчезновения материи в так называемой сингулярной точке (в черной микродыре) мы будем иметь дело с преобразованием формы энергии материи. Энергия переходит из менее концентрированной формы в более концентрированную.

Надо сказать, что само понятие «сингулярная точка» не является физическим, это математическое понятие вполне можно заменить физическим — «фотонный бозе-конденсат».

Теперь попытаемся сделать некоторые оценки. Будем рассматривать протон как маленькую Вселенную и воспользуемся уравнениями Фридмана с Λ -членом (см., например, [21]):

$$\frac{1}{2} \left(\frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{4\pi G}{3} (\rho + \rho_\Lambda) - \frac{kc^2}{2a^2}, \quad (7)$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} = -\frac{4\pi G}{3} \left(\rho + \frac{3P}{c^2} - 2\rho_\Lambda \right). \quad (8)$$

Здесь a — размерный масштабный фактор (в нашем случае — расстояние от центра ядра протона); G — гравитационная константа; ρ и P — плотность и давление наблюдаемой материи; c — скорость света; k — параметр кривизны (в нашем случае $k = 1$); ρ_Λ — Λ -член. Последний мы не будем связывать с нулевыми колебаниями вакуума, а свяжем с выталкивающей силой Архимеда и будем считать, что ρ_Λ — это плотность темного поля. Дело в том, что в рассматриваемой системе, помимо наблюдаемой материи, имеются фотоны темного поля. Они приборами не регистрируются, но могут воздействовать на наблюдаемую материю согласно закону Архимеда.

Будем интересоваться, при каких значениях параметров, характеризующих изучаемую систему, она может находиться в равновесии. Это значит, нам нужно найти такие значения этих параметров, при которых уравнения (7) и (8) допускают решение $\ddot{a} = 0$ и $\dot{a} = 0$. Так как нам требуется только динамическое равновесие, то достаточно, чтобы такое решение существовало для значений параметров, усредненных по малой области в пространстве \mathcal{M} .

Сначала рассмотрим область ядра и мантии протона. В этой области $3P = \rho c^2$. Поэтому в области равновесия должно выполняться

$$\rho = \rho_\Lambda = \frac{3c^2}{16\pi G a^2}, \quad (9)$$

$$M_a = \frac{4\pi}{3} a^3 (\rho + \rho_\Lambda) = M \frac{a}{R_G}, \quad (10)$$

где M — масса протона; M_a — масса центральной области протона радиуса a ; $R_G = 2,5 \cdot 10^{-52}$ см — так называемый гравитационный радиус протона ($R_G = 2GM/c^2$). Наиболее естественная физическая интерпретация соотношения (10) следующая. Область радиуса a — ядро протона, эта область динамически равновесна, излишнюю массу, поступающую в нее благодаря гравитации, она сбрасывает в виде конденсационного излучения. Для параметров справедливо $M_a \sim M (M_a < M)$, $a \sim R_G$.

Теперь рассмотрим область коры протона. В этой области, помимо фотонов, имеются заряженные частицы кварк-глюонной материи. Опять будем использовать уравнения (7) и (8). Но так как имеющиеся экспериментальные данные, относящиеся к этой области, касаются распределения электрического заряда в ней, то в качестве плотности наблюдаемых ρ в этой области будем рассматривать плотность кварк-глюонной материи. Темные фотоны, а также фотоны конденсационного излучения учтем в Λ -члене. Так как в этой области электромагнитное взаимодействие гораздо сильнее гравитационного, то внешнее воздействие на наблюдаемую кварк-глюонную материю будет определяться не выталкивающей силой Архимеда, а электромагнитным взаимодействием с конденсационным излучением.

Пусть в (8) давление связано с плотностью соотношением $P = b\rho c^2$. Так как мы будем оценивать величины только по порядку, точное значение коэффициента b несущественно, достаточно, чтобы он был не очень большим. Для простоты положим $b = 0$. Тогда из уравнения (8) следует, что \ddot{a} будет обращаться в ноль при $\rho = 2\rho_\Lambda$. Подставляя это значение в уравнение (7) и полагая \dot{a} равным нулю, получим условие динамического равновесия в этой области.

Эксперимент показывает, что электрический заряд протона сосредоточен в узком сферическом слое радиусом $1 \cdot 10^{-13}$ см. Подставляя этот радиус в качестве значения a в формулу (7), получаем для плотности кварк-глюонной материи в протоне

$$\rho = \frac{c^2}{8\pi G a^2} = 6 \cdot 10^{-52} \text{ г/см}^3. \quad (11)$$

Эту плотность можно сравнить с плотностью электрона. Если предположить, что электрон имеет такую же плотность, то его радиус должен бы по порядку равняться 10^{-27} см. Это не противоречит современным экспериментальным данным. Верхняя граница для радиуса электрона — 10^{-20} см.

Стабильность протона в вакууме является экспериментально установленным фактом. В предложенной модели эта стабильность трактуется как динамическое равновесие физической системы, моделирующей протон. Ключевую роль в предложенной модели играют мягкие и супермягкие нерегистрируемые фотоны и их гравитационное и электромагнитное

взаимодействие. В этой модели протон обладает свойствами черной дыры, в которой идут два противоположно направленных процесса. Первый процесс — это концентрация супермягких фотонов в центральном ядре, она обеспечивается гравитацией. В свою очередь, эта концентрация увеличивает вероятность процесса, в котором часть мягких фотонов замещается более энергичными частицами (конденсационным излучением).

Конкуренция этих двух процессов идет по всей толще протона, включая и границу протона, где мягкие фотоны протона контактируют с мягкими фотонами окружающего вакуума. Вакуум в рассматриваемой модели — это не пустое пространство, а пространство, заполненное мягкими и супермягкими нерегистрируемыми фотонами. Эти фотоны не виртуальные, а вполне реальные, только их энергия ниже порога чувствительности используемых измерительных приборов. При достаточно большой исходной плотности супермягких фотонов в центре ядра такая конструкция обязательно должна иметь точку динамического равновесия. Значением этой точки равновесия определяется масса протона. К сожалению, независимо найти точку равновесия мы не можем, так как это значение определяется деталями сильного взаимодействия кварков. Но сам факт существования точки равновесия от этих деталей не зависит.

Бросается в глаза, что предложенная конструкция протона очень похожа на конструкцию системы, помещенной в термостат. В данном случае роль термостата играет «фотонный вакуум», состоящий из фотонов темной материи и темной энергии.

Пока в своем рассмотрении эволюции Вселенной мы ограничились рассмотрением «послевзрывного» периода. Для этого периода можно использовать стандартный сценарий. При переходе к «довзрывному» периоду будем избегать предположения о существовании загадочного инфлатона. Вместо этого можно сделать следующие предположения.

Во-первых, то, что период перед взрывом был не очень коротким, а очень длительным.

Во-вторых, никакой сингулярности не было.

В-третьих, Вселенная была очень маленькой частью коры очень большой суперзвезды.

В-четвертых, фундаментальные законы физики были такими же, как сейчас.

После развала на осколки в нулевом приближении общая структура Вселенной осталась прежней. Однако в первом приближении структура может измениться. Следует ожидать некоторого нарушения изотропности. Вселенная распадется на множество мини-вселенных, структуру которых можно будет увидеть с Земли.

Для тех осколков (мини-вселенных), которые не ушли за горизонт видимости, появляется возможность наблюдения их внутренней структуры. Следует ожидать таких результатов. Если в кварк-глюонной коре осколка имеется достаточно мощный источник излучения, то его можно зарегистрировать с Земли. С другой стороны, если для осколка частота

конденсационного излучения достаточно низкая, то мантия осколка и его ядро будут выглядеть как темное пятно. Современные астрономические наблюдения рисуют именно такую ячеистую картину.

Вместе с тем представляет интерес и ситуация, в которой частота конденсационного излучения достаточно велика. В этом случае это излучение можно будет наблюдать с Земли. Вполне подходящими претендентами на роль таких объектов могут быть квазары.

Теперь, повторяя технику разд. 3, можно прийти к уравнениям (7) и (8).

Сначала рассмотрим нулевое приближение. В этом приближении Вселенная стабильна. Поэтому следует считать, что $\dot{a} = \ddot{a} = 0$. Будем также считать, что $P = 0$. Тогда, решая уравнения (7) и (8), находим

$$\rho_{\Lambda} = 0,5\rho, \quad a^2 = c^2/4\pi G\rho.$$

Считая, что $\rho \sim 10^{-30}$ г/см³, для среднего радиуса получаем $a \sim 10^{28}$ см.

Первое приближение учитывает, что \dot{a} и \ddot{a} отличны от 0. В этом случае уравнения (7) и (8) удобно переписать в виде

$$\frac{c^2}{a^2} = 4\pi G\rho + \frac{\ddot{a}}{a} - \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2, \quad (12)$$

$$2\rho_{\Lambda} = \rho + \frac{\ddot{a}}{a} \frac{3}{4\pi G}. \quad (13)$$

Если мы отбросим физически бессмысленное решение $a < 0$, то при заданных ρ, \dot{a}, \ddot{a} уравнения (12) и (13) будут однозначно определять a и ρ_{Λ} . Существующие экспериментальные данные не фиксируют \dot{a} и \ddot{a} однозначно. Но они, по крайней мере, не противоречат утверждению, что физически разумные решения у уравнений (12) и (13) имеются.

Конечно, Вселенная не является просто увеличенной копией протона. В частности, о протоне известно, что он практически стабилен. Наоборот, о Вселенной известно, что она стабильна только в нулевом приближении, а в следующих приближениях нестабильна.

Для протона известна масса, гравитационный радиус, зарядовый радиус. Для Вселенной все эти величины являются свободными параметрами. Наглядно можно представить нашу Вселенную в виде протуберанца, который развивается в суперзвезде.

4. МОДЕЛЬ ПРОЦЕССА ИЗМЕРЕНИЯ

В квантовом случае элементарное состояние $\varphi = [\varphi_{\xi}]$ индивидуальной физической системы — это совокупность функционалов $\varphi_{\xi}(\cdot)$, каждый из которых является характером максимальной действительной коммутативной подалгебры Ω_{ξ} алгебры \mathfrak{A} . Множество $\Xi(\xi \in \Xi)$ таких подалгебр имеет мощность континуума. Таким образом, элементарное состояние — это функциональнозначное поле над множеством Ξ .

Для задания φ необходимо и достаточно задать φ_ξ для каждого $\xi \in \Xi$. В свою очередь, для задания φ_ξ достаточно задать значения φ_ξ на каждой образующей подалгебры Ω_ξ . Можно считать, что каждой образующей подалгебры Ω_ξ соответствует компонента этого функциональнозначного поля φ . Значение функционала φ_ξ на образующей может рассматриваться как значение компоненты поля φ в точке ξ . Таким образом, φ — это действительное c -числовое многокомпонентное поле над множеством Ξ .

Соответственно, даже квантовая система, которую принято рассматривать как систему с конечным числом степеней свободы (например, гармонический осциллятор), в квантовом случае является полевой системой, т. е. системой с бесконечным числом степеней свободы. Отсюда следует, что в элементарном состоянии любой квантовой системы, в принципе, может быть зашифрован бесконечный объем информации. Однако для реального использования этот бесконечный объем недоступен. Дело в том, что для того чтобы информация была для нас полезной, мы должны иметь возможность ее контролировать с помощью классических приборов. Однако классические приборы не могут отличить одно элементарное состояние от другого, они различают только классы эквивалентности, которые соответствуют квантовым состояниям.

Элементарное состояние всякой физической системы является полем и над пространством \mathcal{M} . Дело в том, что системы, которые в квантовой механике традиционно рассматриваются как точечные, в действительности являются распределенными в пространстве \mathcal{M} .

Таким образом, элементарное состояние φ любой квантовой системы описывается действительным c -числовым полем над множеством Ξ и пространством \mathcal{M} . Это поле имеет все признаки реального классического поля. Если мы принимаем классическую парадигму, то допустимо считать, что существует некоторое материальное поле, математическим образом которого является φ .

Однако зависимость этого материального поля от ξ никакой совокупностью измерительных приборов не может быть найдена. Поэтому назовем это поле скрытым. Примером скрытого поля является поле темных фотонов.

Предположение о материальном существовании скрытого поля может помочь решить одну из проблем квантовой теории — проблему корпускулярно-волнового дуализма. Здесь для этого понятия будет использоваться термин «корпускулярно-полевой дуализм». Полевые свойства квантовой системы естественным образом связываются со скрытым полем, т. е. с элементарным состоянием системы, в то время как корпускулярные свойства — с наблюдаемыми системами, точнее, с локальными наблюдаемыми.

Корпускулярные свойства квантовой системы означают следующее. У физической системы имеются локальные наблюдаемые, т. е. наблюдаемые, ассоциированные с ограниченной областью в пространстве \mathcal{M} .

Эти наблюдаемые, точнее, их комплексные комбинации, образуют алгебру локальных наблюдаемых. Существуют устойчивые наборы значений локальных наблюдаемых, которые мы трактуем как квантовые частицы определенного типа: электроны, протоны, ядра, атомы и т. п.

Измерительные приборы воспринимают эти наблюдаемые как неделимое целое. В этом проявляются корпускулярные свойства квантовых систем. Реакция измерительного прибора определяется элементарным состоянием системы (скрытым полем). В свою очередь, структура (значение) скрытого поля определяется спектрами соответствующих наблюдаемых. Отметим, что точка спектра — это неделимая сущность. Таким образом, в квантовой системе корпускулярные и полевые свойства оказываются тесным образом переплетенными.

В стандартном подходе к квантовой механике квантовое состояние физической системы также ассоциируется с s -числовым полем — волновой функцией. Однако волновая функция комплексна. Поэтому она не может непосредственно соответствовать материальному полю. В предлагаемой трактовке волновая функция связана только с вероятностью, причем довольно опосредованно. А именно средние значения наблюдаемых *могут быть представлены* (а не являются) в виде математических ожиданий линейных операторов некоторого гильбертова пространства. В свою очередь, векторы этого гильбертова пространства *могут быть представлены* в виде волновой функции.

Скрытое поле может рассматриваться в качестве материального носителя информации о физическом состоянии квантового объекта. Чтобы являться таким носителем, оно должно быть согласованным (когерентным) с ассоциированным квантовым объектом. Это позволяет на основе скрытого поля построить вполне правдоподобную модель процесса измерения. Напомним, что на отсутствие такой модели обычно списывают многие нестыковки, которые существуют в стандартном подходе.

Опишем подобную модель. Измерительный прибор состоит из анализатора и детектора. Иногда эти составляющие измерительного прибора могут быть совмещены. Анализатор — это устройство с одним входным каналом и несколькими выходными. Если прибор предназначен для измерения наблюдаемой \hat{B} , то каждый выходной канал соответствует определенному участку спектра этой наблюдаемой, т. е. каждый выходной канал соответствует некоторому классу эквивалентности элементарных состояний.

Скрытое поле, ассоциированное с измеряемым квантовым объектом, возбуждает в анализаторе коллективные колебания, когерентные полю. Колебания могут быть очень слабыми, но в силу когерентности они взаимодействуют с квантовым объектом резонансным образом. Микроскопическое описание такого взаимодействия практически неосуществимо. Однако результат этого взаимодействия можно описать в виде некоторого граничного условия. Если квантовое состояние измеряемого объекта описывает класс эквивалентности, который соответствует одно-

му из выходных каналов, то объект однозначно попадает в этот выходной канал. Если изучаемый объект находится в квантовом состоянии, которое не соответствует ни одному из выходных каналов, то анализатор оказывается областью бифуркации для этого объекта. В этом случае резонансное взаимодействие объекта с возбужденным скрытым полем колебаниями анализатора оказывается той случайной силой, которая направляет объект в определенный канал. Именно в канал, соответствующий классу эквивалентности, к которому принадлежит элементарное состояние измеряемого объекта.

Здесь под областью локализации квантового объекта подразумевается область локализации его локальных наблюдаемых, которые могут быть зарегистрированы классическими измерительными приборами. В дальнейшем эту область локализации будем называть керном квантового объекта. Примером керна является область локализации маркированных волн, ассоциированных с изучаемым физическим объектом.

Вместе с тем квантовый объект сопровождается полем, которое, с одной стороны, не регистрируется измерительными приборами, а с другой стороны, является составной частью скрытого поля. Поэтому анализатор может стать областью ветвления скрытого поля. В каждый выходной канал анализатора попадет соответствующая часть скрытого поля.

Анализатор — это классический объект. Взаимодействие скрытого поля с классическим объектом может быть двух типов. При первом типе когерентность скрытого поля с излучающим объектом не нарушается, при втором типе — нарушается. Поскольку мы предполагаем, что скрытое поле возбуждает в анализаторе колебания, когерентные полю, то следует считать, что взаимодействие с анализатором не нарушает когерентность поля. Будем также считать, что воздействие квантового объекта на анализатор макроскопически нерегистрируемо. Подобная регистрация происходит в детекторе.

Детектор — это классическая система, находящаяся в состоянии неустойчивого равновесия. Детектор сильно взаимодействует с керном квантового объекта. В результате этого взаимодействия детектор выходит из состояния равновесия. В нем развивается катастрофический, макроскопически регистрируемый процесс. Так происходит фиксация значения наблюдаемой \hat{B} у квантового объекта. Одновременно фиксируется класс эквивалентности, к которому принадлежит элементарное состояние измеряемого объекта.

Обратное воздействие детектора на квантовый объект также сильное. В случае невозпроизводимого измерения происходит полное изменение элементарного состояния квантового объекта. При воспроизводимом измерении когерентность также нарушается, но элементарное состояние квантового объекта остается в классе эквивалентности, соответствующем выходному каналу, через который прошел керн квантового объекта. Керн квантового объекта и сопровождающее его скрытое поле перестают

быть когерентными частями скрытого поля, прошедшими через другие выходные каналы анализатора.

Если детектор стоит на выходном канале, через который kern квантового объекта не прошел, то детектор испытывает только слабое воздействие со стороны скрытого поля, прошедшего через этот канал. Катастрофический процесс в детекторе не развивается, и макроскопический эффект не регистрируется. Однако обратное воздействие детектора на скрытое поле оказывается существенным. Поле в этом канале теряет когерентность с kernом квантового объекта и частями скрытого поля, прошедшими через другие каналы.

Скрытое поле выполняет те функции, которые обычно приписывают скрытым параметрам. Однако, в отличие от ситуации со скрытыми параметрами, здесь приведен пример скрытого поля. Проблемы существования такого поля нет. Все доводы, которые обычно приводятся против скрытых параметров, в случае скрытого поля не имеют доказательной силы.

В отличие от скрытых параметров, скрытое поле частично наблюдаемо. Оно влияет на поведение kernа квантового объекта в случае, когда этот kern когерентен скрытому полю. В свою очередь, детектор классического измерительного прибора реагирует на kern. На скрытое поле, потерявшее когерентность с kernом, классический прибор никак не реагирует. Однако это не означает, что скрытое поле исчезло. Оно может проявить себя в виде темной материи или темной энергии.

Представление о том, что квантовый объект состоит из kernа и скрытого поля, позволяет дать наглядную, согласующуюся с принципами локальности и причинности интерпретацию большого количества квантовых эффектов, в которых эти принципы, вроде бы, нарушаются.

В качестве примера рассмотрим эффект Ааронова–Бома.

5. ЭФФЕКТ ААРОНОВА–БОМА

Эффект Ааронова–Бома (эффект АБ) является одним из ключевых эффектов квантовой физики. Он теснейшим образом связан с целым рядом принципиальных проблем квантовой теории. К ним относятся проблема квантовых измерений, соотношение между квантовыми величинами и их классическими аналогами, проблема локальности и причинности.

Эффект был теоретически предсказан в 1959 г. [22] и год спустя получил первое экспериментальное подтверждение [23]. Однако к этому результату было высказано много претензий.

Развернулась очень оживленная дискуссия, в которой ставилось под сомнение существование эффекта. Значительно позже, в 1986 г., группе профессора Тономуры [24] удалось окончательно экспериментально доказать, что эффект АБ действительно существует.

Уже в работе [22] из наличия эффекта предлагалось сделать вывод, что «в отличие от классической механики существует воздействие потен-

циалов на заряженную частицу, даже если в области, где она находится, все поля (и, следовательно, силы, действующие на частицу) исчезают», и поэтому «необходимо дальнейшее развитие теории». В работе было предложено два направления такого развития: во-первых, можно отказаться от условия локальности, во-вторых, можно в квантовой теории отвести потенциалам особую роль. Здесь мы сделаем упор на второй возможности.

Принципиальная схема первого реально осуществленного эксперимента изображена на рис. 2.

Эксперимент состоит в следующем. Пучок электронов с одинаковыми импульсами падает слева на бипризму $[e_1 f e_2]$. Бипризма состоит из алюминированной кварцевой нити f диаметром 1,5 мкм и двух электродов e_1 и e_2 . В тени нити f помещается тонкий соленоид бесконечной длины (в мысленном эксперименте) или длинный намагниченный стержень a диаметром 1 мкм (в реальном эксперименте). Нить и стержень перпендикулярны плоскости рисунка. В реальном эксперименте в качестве источника использовался электронный микроскоп. Но так как расстояния l_0 и l_1 много больше диаметров нити и стержня, это вносит несущественное искажение в окончательный результат.

Нить разделяет падающий поток электронов на две части. Одна проходит через щель (d_1) , другая — через щель (d_2) . На нить накладывается небольшой положительный потенциал, благодаря которому после обхода нити f и стержня a эти две части объединяются в единый поток электронов, рассеянных в бипризме. Падая на экран O , эти электроны образуют интерференционные полосы.

Вне стержня a напряженность магнитного поля равна нулю. Поэтому согласно классической электродинамике интерференционная картина на экране не должна зависеть от величины потока магнитной индукции, идущего по стержню a . С другой стороны, значение A векторного потенциала в области прохождения электронов не может везде равняться нулю, так как согласно теореме Стокса интеграл от A по любому замкнутому контуру вокруг стержня a должен равняться потоку магнитной индукции через этот контур. Наличие зависимости интерференционной картины от потока магнитной индукции и называется эффектом АБ.

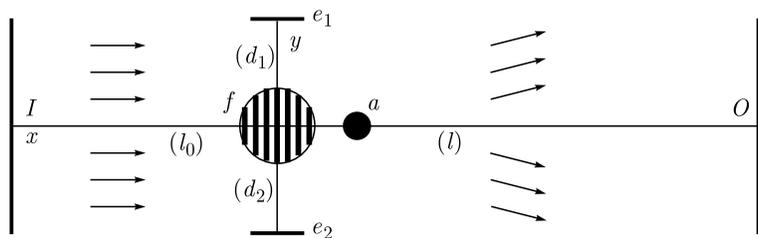


Рис. 2. Принципиальная схема эффекта АБ

При квантовом рассмотрении картина процесса существенным образом меняется. В уравнение Шредингера для электрона входит именно векторный потенциал $\hat{\mathbf{A}}$, а не напряженность магнитного поля. Поэтому векторный потенциал влияет на поведение электрона даже в том случае, когда волновая функция электрона исчезающе мала в области, где напряженность магнитного поля отлична от нуля. Это дало основание Ааронову и Бому сделать предположение об особой роли потенциалов в квантовой теории.

Эффект АБ сразу же вызвал оживленную дискуссию, предварительные итоги которой были подведены в статье Фейнберга [25]. В своей статье Фейнберг обосновывает утверждение, что эта роль не такая уж особая, что нечто подобное можно увидеть и при классическом рассмотрении. Далее мы попытаемся выявить физические причины влияния стержня на поведение рассеянных электронов.

Сначала опишем динамику в физических, интуитивно понятных терминах. Затем постараемся все это облачить в математическую форму. По предположению, рассматриваемая физическая система однородна вдоль оси, перпендикулярной плоскости рисунка. Поэтому будем считать, что все события происходят в плоскости рисунка. Рассмотрение начнем с левого края рисунка.

Источник излучает поток электронов. Как объяснялось в разд. 1, это не множество свободных электронов, а множество маркированных волн $|\beta_k\rangle$. У всех этих волн один и тот же волновой вектор k , направленный вдоль оси x . У каждой волны есть один маркер, расположенный случайным образом. В дальнейшем каждой волне мы будем сопоставлять вектор гильбертова пространства. Поэтому с самого начала будем обозначать волны теми же символами, что и соответствующие векторы гильбертова пространства.

Нить f расщепляет волну на две когерентные части: $|d_1\rangle$ и $|d_2\rangle$, которые пойдут, соответственно, в щели d_1 и d_2 . Электрон (маркер) случайным образом пойдет с одной из частей. При прохождении щелей волновые векторы волн получают случайные небольшие отклонения по направлению оси y . Кроме того, теорема Стокса утверждает, что намагниченный стержень влияет на структуру электромагнитного поля. В частности, он влияет на мягкие фотоны, образующие маркированную волну. В результате волны $|d_1\rangle$ и $|d_2\rangle$, оставаясь когерентными, приобретут разность фаз. Это может повлиять на величину отклонений волнового вектора. Благодаря положительному потенциалу на нити f после прохождения щелей волны $|d_1\rangle$ и $|d_2\rangle$ когерентно складываются. В получившейся волне волновой вектор уже не будет направлен по оси x . В результате при попадании мягких фотонов на экран O они могли бы образовать на нем интерференционную картину. Однако эти фотоны обладают слишком малой энергией, чтобы оставить регистрируемый след.

Вместе с тем в каждой маркированной волне, помимо мягких фотонов, присутствует один электрон. Этот электрон обладает достаточной

энергией, чтобы оставить след на экране в виде точки. В действительности на экран попадет не одиночная маркированная волна, а ансамбль таких волн, в каждой из которых имеется по одному электрону. Эти электроны нарисуют на экране уже видимую интерференционную картину. Эта картина должна быть видимой копией невидимой интерференционной картины, образованной мягкими фотонами одной маркированной волны.

Для электрона намагниченный стержень a находится в тени нити f . Поэтому непосредственно электрон со стержнем a не взаимодействует. С другой стороны, всякая волна, в том числе маркированная, является относительно устойчивой конструкцией. Это означает, что между множеством мягких фотонов и электроном, входящих в одну маркированную волну, взаимодействие должно быть существенным. Иными словами, через посредника электрон взаимодействует с магнитным стержнем. Если забыть о посреднике, то это взаимодействие выглядит как нелокальное. Но локальность как общий принцип теории не нарушается.

Теперь приступим к математическому расчету интерференционной картины, рисуемой электронами. В свете сказанного выше, при этом можно следить не за электронами, а за мягкими фотонами маркированных волн. Ансамбль таких волн будем описывать соответствующими векторами гильбертова пространства. В своих расчетах будем ориентироваться на соотношение (3). Здесь перепишем его в виде

$$\widehat{P}_0 \widehat{C} \widehat{P}_0 = \vartheta(\widehat{C}) \widehat{P}_0. \quad (14)$$

В разд. 2 строился функционал, описывающий квантовое среднее для случая, когда коммутативная алгебра, определяющая квантовое среднее, содержит одномерный проектор. Начнем с построения подходящего оператора проектирования \widehat{P}_0 .

В алгебраическом подходе необходимо выбрать систему единиц, чтобы все наблюдаемые стали безразмерными. Здесь в качестве единиц длины удобно выбрать ширину каждой из щелей ($|d_1| = |d_2| = d = 1$), а в качестве единицы волнового вектора — ω_k .

Щель d_1 отберет в прошедшей через нее волне мягкие фотоны, координата y которых лежит в интервале $[r, r + 1]$, где r — радиус нити f в единицах d . Поэтому состояние этой волны можно описать вектором

$$|d_1\rangle = 1 \text{ при } y \in [r, r + 1] \text{ и } |d_1\rangle = 0 \text{ в противном случае.}$$

Аналогично

$$|d_2\rangle = 1 \text{ при } -y \in [r, r + 1] \text{ и } |d_2\rangle = 0 \text{ в противном случае.}$$

В результате последующего когерентного сложения этих частей состояние волны будет описываться вектором

$$|s\rangle = 2^{(-1/2)} [|d_1\rangle + \exp(i2\pi\alpha)|d_2\rangle].$$

Здесь параметр α описывает смещение фазы волны $|d_2\rangle$ относительно фазы волны $|d_1\rangle$. Значение этого параметра согласно теореме Стокса определяется магнитным потоком через стержень a .

Основные споры между сторонниками и противниками эффекта АБ сосредоточились именно вокруг этого параметра. Дело в том, что в теореме Стокса фигурирует не напряженность электромагнитного поля, а векторный потенциал A . С другой стороны, значение A этого потенциала не определено однозначно, а зависит от выбранной калибровки. Поэтому, утверждали противники, векторный потенциал не может быть наблюдаемой величиной и не может порождать физически наблюдаемого эффекта.

В рамках используемого здесь алгебраического подхода такие рассуждения неправомочны, так как требовать определенных значений можно только от тех наблюдаемых, которые стабильны на рассматриваемых элементарных состояниях. Определенность значений не является непременным свойством наблюдаемых. Непременное свойство наблюдаемых — их принадлежность алгебре. Вполне допустимо, что какие-то наблюдаемые не являются стабильными, а их алгебраические комбинации стабильны и имеют определенные значения.

Именно такая ситуация реализуется в эффекте АБ. Вызванное векторным потенциалом изменение фаз каждой из волн $|d_1\rangle$ и $|d_2\rangle$ не имеет определенного значения, но разность фаз является стабильной наблюдаемой и имеет определенное значение. Заметим, что аналогичная ситуация характерна и для классических систем. Скорость какого-то одного классического объекта не имеет определенного значения (зависит от системы координат), а относительная скорость двух объектов имеет определенное значение (является стабильной наблюдаемой).

В формуле (14) оператор проектирования \hat{P}_0 определяет структуру ансамбля, по которому происходит усреднение наблюдаемой \hat{C} . Соответственно, в нашем случае в качестве такого проектора следует взять $|s\rangle\langle s| = \hat{P}_0$. В качестве наблюдаемой \hat{C} возьмем проектор на состояние $|k_y\rangle$, в котором проекция волнового вектора на ось y имеет определенное значение. В координатном представлении это состояние имеет вид $|k_y\rangle = \exp(iyk_y)$.

В этих обозначениях формула (14) приобретет вид $\vartheta(\hat{C})|s\rangle\langle s| = |s\rangle\langle s||k_y\rangle\langle k_y||s\rangle\langle s|$, что равносильно

$$\vartheta(\hat{C}) = |\langle s|k_y\rangle|^2. \quad (15)$$

Чтобы переписать формулу (15) в безразмерных терминах, нужно в ней сделать замену $k_y \rightarrow k_y/\omega_k = \theta$. Физически θ характеризует угол рассеяния волны мягких фотонов. Соответственно, $\vartheta(\hat{C})$ имеет смысл плот-

ности $\rho(\theta)$ числа мягких фотонов, рассеянных на угол θ . В формуле (15)

$$\langle s|k_y \rangle = \frac{1}{2} \int_r^{1+r} dy [e^{i\theta y} + e^{-i\theta y} e^{-i2\pi\alpha y}].$$

Вычисляя интеграл, формулу (15) можно переписать в виде

$$\rho(\theta) = \frac{8}{\theta^2} \cos^2 \left(r\theta + \frac{\theta}{2} + \pi\alpha \right) \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (16)$$

В реально проведенном эксперименте $r \sim 10^{-3}$. Поэтому можно положить $r = 0$. Наиболее яркой частью интерференционной картины является центральная ($\theta \sim 0$). Расположение полос в ней управляется косинусом. Видно, что при изменении магнитного потока (при изменении α) интерференционная картина смещается. Именно это смещение и является эффектом АБ.

Непосредственно формула (16) описывает интерференционную картину, которую могли бы нарисовать мягкие фотоны одной когерентной волны. Конечно, энергия этих фотонов слишком мала, чтобы оставить видимый след на регистрирующем экране. Но, как уже отмечалось, при падении на экран большого количества маркированных волн маркеры (электроны) статистически воспроизводят видимую копию этой картины.

Таким образом, мы видим, что для объяснения эффекта АБ не требуется привлекать предположение о нелокальности квантового взаимодействия. Однако такая нелокальность требуется для других целей. Именно она необходима для оправдания процедуры перенормировок (устранения ультрафиолетовых расходимостей). В этом случае в игру вступает нелокальность процедуры измерения. Любой измерительный прибор имеет конечные размеры в четырехмерном пространстве \mathcal{M} и не может уловить деталей взаимодействия на малых расстояниях. В процедуре перенормировок как раз используется возникшая в этом случае неопределенность.

6. РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНА НА ДВУХ ЩЕЛЯХ

По словам Фейнмана [26], это «... такое явление, которое невозможно, совершенно, абсолютно невозможно объяснить классическим образом. В этом явлении таится самая суть квантовой механики».

Несмотря на такое категоричное заявление Фейнмана, попытаемся это проделать классическим образом. То есть не будем использовать не очень понятную «квантовую логику», а постараемся ограничиться привычной «классической логикой».

Конечно, использование классической логики не делает рассеивающиеся электроны классическими частицами. Их квантовую сущность можно учесть, рассматривая их не как свободные частицы, а как маркеры в волнах ненаблюдаемых когерентных мягких фотонов.

Обсудим результаты, полученные ранее уже упомянутой группой Тономуры [24]. В этих опытах исследовалось рассеяние пучка электронов в бипризме, которая по своим физическим свойствам аналогична экрану с двумя щелями.

Принципиальная схема бипризмы приведена в разд. 5. Только в данном случае отсутствовал намагниченный стержень (*a*). Кроме того, интенсивность пучка была настолько мала, что одновременно в установке в среднем находилось менее одного электрона. Это позволяло пренебречь влиянием взаимодействия электронов между собой на результаты эксперимента. Кроме того, в опыте можно было фиксировать результат прохождения небольшого числа электронов.

Результаты эксперимента приведены на рис. 3, взятом из обзора [24]. Отдельные фотографии соответствуют различным временам экспозиции. На рис. *a* зарегистрированы следы от 10 электронов, на рис. *б* — от 200 электронов, на рис. *в* — от 6000 электронов, на рис. *г* — от 40 000 электронов, на рис. *д* — от 140 000 электронов.

Видно, что при регистрации небольшого числа электронов (рис. *a* и *б*) никакая интерференционная картина не просматривается. Такая картина проявляется только в случае регистрации очень большого числа электронов (рис. *г* и *д*).

Данный опыт говорит, что в отдельном электроне волновые свойства не проявляются. Они проявляются только в ансамбле электронов, сформированном специальным образом. В рассматриваемом случае все электроны имели приблизительно одинаковый импульс.

Маркированная волна состоит из огромного числа фотонов, каждый из которых несет очень маленькую порцию энергии. В такой ситуации в хорошем приближении эту волну можно рассматривать как классическую электромагнитную волну. По законам классической оптики она должна интерферировать на двух щелях.

Непосредственно сама волна мягких тормозных фотонов на регистрирующем экране никак не проявляется из-за того, что эти фотоны несут слишком мало энергии. На экране оставляет след маркер. Маркер,

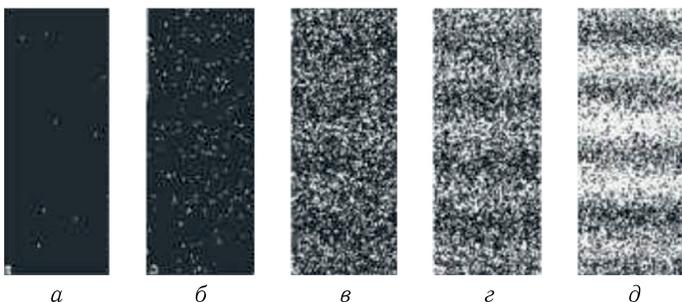


Рис. 3. Интерференционная картина при рассеянии электронов

подобно поплавку на поверхностной волне на воде, может замещать любой фотон волны. Естественно предположить, что вероятность быть замещенными у всех волновых фотонов одинакова. В этом случае, во-первых, следы от небольшого числа маркеров будут расположены беспорядочно на экране. Во-вторых, следы от большого количества маркеров на регистрирующем экране будут располагаться с плотностью, пропорциональной вероятности попадания в данное место мягких волновых фотонов. Соответственно, на регистрирующем экране возникнет интерференционная картина. Именно такой результат был получен в опытах Тономуры.

Этот результат может быть подтвержден квантово-механическим расчетом. Но новый расчет можно не проводить, а воспользоваться результатом расчета, выполненным в предыдущем разделе.

Кроме применения источника электронов очень малой интенсивности, единственным отличием используемой здесь установки от установки в эксперименте для исследования эффекта Ааронова–Бома является отсутствие намагниченного стержня. Поэтому мы можем повторить все выкладки предыдущего раздела, а в окончательном результате положить α равным нулю.

В результате для плотности числа электронов, рассеянных на угол θ , получим выражение

$$\rho(\theta) = \frac{8}{\theta^2} \cos^2 \left(r\theta + \frac{\theta}{2} \right) \sin^2 \left(\frac{\theta}{2} \right). \quad (17)$$

Непосредственно формула (17) описывает интерференционную картину, которую могли бы нарисовать мягкие фотоны одной когерентной волны. Но, как уже отмечалось, энергия этих фотонов слишком мала, чтобы оставить видимый след на регистрирующем экране. Однако при падении на экран большого количества маркированных волн маркеры (электроны) статистически воспроизводят видимую копию этой картины.

В каждом отдельном событии электрон оставлял на поглощающем экране точечный след. Это вполне соответствует приведенной нами картине рассеяния электрона, который является носителем корпускулярных свойств. Сопровождающие его мягкие фотоны, являющиеся носителями волновых свойств, имеют слишком малую энергию, чтобы оставить какой-либо след.

Таким образом, для интерпретации результата эксперимента не надо привлекать предположение о коллапсе квантового состояния, который, с точки зрения классической физики, представляется крайне неестественным и противоречащим теории относительности.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В статье [7] описана интерпретация результатов нескольких других экспериментов. Рассмотрена также проблема квантовой телепортации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Фон Нейман И.* Математические основы квантовой механики. М.: Наука, 1964.
2. *Araki H.* On the Algebra of All Local Observables // *Prog. Theor. Phys.* 1964. V. 32, No. 5. P. 844–854.
3. *Haag R., Kastler D.* An Algebraic Approach to Quantum Field Theory // *J. Math. Phys.* 1964. V. 5, No. 7. P. 848–861.
4. *Эмх Ж.* Алгебраический подход в статистической механике и квантовой теории поля. М.: Мир, 1976.
5. *Хоружий С. С.* Введение в алгебраическую квантовую теорию поля. М.: Наука, 1986.
6. *Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т.* Общие принципы квантовой теории поля. М.: Наука, 1987.
7. *Славнов Д. А.* Алгебраические и статистические методы в квантовой и гравитационной физике // *ЭЧАЯ.* 2022. Т. 53, вып. 3. С. 750–880.
8. *Weinberg S.* *Cosmology.* Oxford: Oxford Univ. Press, 2008.
9. *Пескин М., Шредер Д.* Введение в квантовую теорию поля. Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2001.
10. *Glauber R. J.* The Quantum Theory of Optical Coherence // *Phys. Rev.* 1963. V. 130. P. 2529–2539.
11. *Glauber R. J.* Coherent and Incoherent States of the Radiation Field // *Ibid.* V. 131. P. 2766–2788.
12. *де Бройль Л.* Революция в физике. М.: Атомиздат, 1965.
13. *Диксмье Ж.* C^* -алгебры и их представления. М.: Наука, 1974.
14. *Славнов Д. А.* Измерения и математический аппарат квантовой физики // *ЭЧАЯ.* 2007. Т. 38, вып. 2. С. 295–359.
15. *Колмогоров А. Н.* Основные понятия теории вероятностей. М.: Наука, 1974.
16. *Неве Ж.* Математические основы теории вероятностей. М.: Мир, 1969.
17. *Наймарк М. А.* Нормированные кольца. М.: Наука, 1968.
18. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П.* Квантовая электродинамика. М.: Наука, 1989.
19. *Klaers J., Vewinger F., Weitz M.* Thermalization of Two-Dimensional Photonic Gas in a “White-Wall” Photon Box // *Nature Phys.* 2010. V. 6. P. 512–515.
20. *Klaers J., Schmitt J., Vewinger F., Weitz M.* Bose–Einstein Condensation of Photons in an Optical Microcavity // *Nature.* 2010. V. 468. P. 545–548.
21. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975.
22. *Aharonov Y., Bohm D.* // *Phys. Rev.* 1959. V. 115. P. 485–491.
23. *Chambers R. G.* // *Phys. Rev. Lett.* 1960. V. 5, No. 1. P. 3–5.
24. *Osakabe N., Matsuda T., Kawasaki T., Endo J., Tonomura A., Yano S., Yamada H.* // *Phys. Rev. A.* 1986. V. 34. P. 815–822.
25. *Фейнберг Е. Л.* // *УФН.* 1962. Т. 78, № 1. С. 53–64.
26. *Фейнман Р.* Характер физических законов. М.: Мир, 1968.