

## МОДЕЛЬ АТОМА С ФОТОННЫМ БОЗЕ-КОНДЕНСАТОМ

*Д. А. Славнов* \*

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

В рамках алгебраического подхода описывается модель атома, которая является модернизацией модели Резерфорда–Бора. Особое внимание обращается на роль гравитации и бозе-конденсата супермягких фотонов. Проводится сравнение структуры атома со структурой Вселенной и бозе-конденсата с черной дырой.

In the framework of the algebraic approach, we describe model of atom which is an upgrade of Rutherford–Bohr model. We turn special attention to a role of gravitation and a Bose-condensate of the supersoft photons. The structure of atom is compared to the Universe structure, and the Bose-condensate is compared to a black hole.

PACS: 03.65.Ud

### ВВЕДЕНИЕ

Предшественницей современной модели атома является планетарная модель Резерфорда. Согласно этой модели электроны, подобно планетам, вращаются вокруг ядра, удерживаясь на орбите благодаря кулоновской силе притяжения к ядру. Модель Резерфорда очень наглядна. Однако по законам классической электродинамики, двигаясь по криволинейной орбите, электрон должен постоянно излучать энергию и очень быстро упасть на ядро. Этот недостаток модели Резерфорда удалось преодолеть Бору, который дополнил модель двумя постулатами.

Во-первых, электрон может вращаться вокруг ядра только по определенным стационарным орбитам. При этом он не излучает энергию. Во-вторых, под действием внешнего возмущения электрон может переходить с одной орбиты на другую. В этом случае он излучает или поглощает строго определенные порции энергии. В рамках такой модифицированной планетарной модели Бору удалось с хорошей точностью рассчитать допустимые энергетические уровни для атома водорода. Однако за это пришлось заплатить довольно высокую цену: модель в значительной мере потеряла наглядность, так как физически наглядного обоснования своим постулатам Бор не дал.

---

\*E-mail: slavnov@theory.sinp.msu.ru

В модели Бора электрон рассматривался как точечная частица, движущаяся по определенным орбитам. Однако такая точечность электрона и определенность орбит стали непреодолимым препятствием на пути дальнейшего развития модели атома. Поэтому на следующем этапе модификации модели было решено заменить понятие «частица» на «волновая функция», а «орбита» — на «орбиталь». На этом пути удалось достичь хорошего согласия результатов вычислений с большим количеством экспериментальных данных. Но модель практически полностью потеряла наглядность. В ней описание движения электрона заменено постулированием определенного уравнения эволюции векторов в гильбертовом пространстве. Модель из физической фактически превратилась в математическую. Это стало отличительной чертой так называемой квантовой революции.

Как уже отмечалось в статье [1], «... как всякая революция, квантовая революция имела не только положительные, но и отрицательные последствия. В физике как-то незаметно произошла подмена понятий. Под словами “дать объяснение какому-то явлению” в квантовой физике обычно подразумевается “дать математическое описание этого явления”».

В настоящей статье делается попытка вернуться к более физическому методу построения новых моделей. Именно, предлагается дать обзор различных физических явлений, попытаться найти в них общие черты. После этого экспериментально установленные закономерности в одном из сравниваемых явлений переносятся на другое явление. Одновременно с этим предлагается подбирать математический аппарат, который подходил бы к описанию сравниваемых физических явлений.

Конкретно в данной статье делается попытка сравнить строение атома со строением Вселенной. Такое сравнение может оказаться весьма полезным. Вселенную мы можем экспериментально изучать изнутри, а атом снаружи. Кроме того, мы можем экспериментально исследовать промежуточные объекты — макроскопические тела — и их изучать «сбоку». Полученные данные могут существенным образом дополнять друг друга.

В предлагаемой работе мы будем исходить из того, что фундаментальные свойства материи не зависят от масштаба изучаемого объекта. Руководствуясь этой идеей, мы попытаемся модифицировать модель Резерфорда–Бора.

## 1. МЯГКИЕ И СУПЕРМЯГКИЕ ФОТОНЫ

По современным представлениям большая часть массы во Вселенной сосредоточена в темной материи и темной энергии. Но из чего состоят эти темная материя и темная энергия в настоящее время не установлено. Предлагаются самые разнообразные и часто весьма экзотические кандидаты на эти роли. Практически достаточно твердо установленным фактом можно считать

только то, что ни та, ни другая современными измерительными приборами не регистрируются.

Вместе с тем в современной физике хорошо известны объекты, обладающие подходящими свойствами. Такими объектами являются мягкие и супермягкие фотоны. Наличие нерегистрируемых мягких фотонов необходимо для непротиворечивого описания хорошо изученного процесса упругого рассеяния электрона на ядре. При вычислении в рамках теории возмущений поперечного сечения этого процесса появляются инфракрасные расходимости. Для преодоления этой трудности в квантовой теории поля разработан очень эффективный метод.

Метод заключается в следующем (см., например, [2]). Экспериментально процесс упругого рассеяния (рис. 1, *а*) неотделим от процесса рассеяния электрона с испусканием мягких тормозных фотонов (рис. 1, *б*), если энергия этих фотонов ниже порога чувствительности используемых приборов. При учете этого процесса инфракрасные расходимости компенсируются. С ростом порядка теории возмущений число учитываемых тормозных фотонов следует увеличивать.

Таким образом, хотя нам кажется, что из области рассеяния вылетает один электрон, в действительности вылетает электрон, окруженный облаком мягких фотонов. Эти фотоны не виртуальные, а вполне реальные. Аналогичная ситуация имеет место и в других процессах. При каждом акте рассеяния часть энергии рассеивающихся частиц тратится на рождение тормозных фотонов. В результате фотонов становится все больше, а энергия каждого из них в среднем — все меньше. В обычных условиях процессы такого типа являются доминирующими. Они вполне согласуются со вторым началом термодинамики.

В результате таких процессов мягких и супермягких фотонов должно образоваться очень много, и они вполне подходят на роли темной материи и темной энергии. В принципе, возможно в темных энергии и материи присутствие и других компонентов, но мы сосредоточим внимание на вкладе именно мягких и супермягких фотонов. Такие фотоны далее будем называть темным

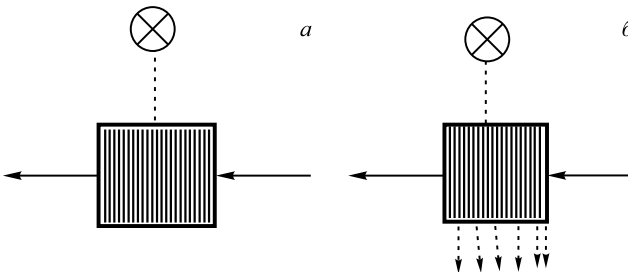


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, описывающие упругое рассеяние электрона (*а*) и тормозное излучение (*б*). Сплошные стрелки изображают электроны, пунктирные — фотоны

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

Темное поле может выступать и в роли инструмента термализации рассматриваемой системы. Поясним последнее простым классическим примером. Пусть мы изучаем термодинамические свойства газа в сосуде. Часто такой газ можно рассматривать как идеальный и считать, что молекулы газа не взаимодействуют между собой и упруго отражаются от стенок сосуда. Но для объяснения причины возникновения термодинамического равновесия в газе мы должны считать, что молекулы этого идеального газа в действительности скрытно для нас (фигурально — с помощью некоего «темного поля») взаимодействуют между собой и со стенками сосуда.

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. С другой стороны, всякая волна является относительно устойчивым и упорядоченным объектом. Поэтому, если мы хотим описывать этот ансамбль фотонов 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 [3, 4]). 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, определяемый как проекциями волнового вектора  $\mathbf{k}$ , так и поляризацией волны  $\mathbf{u}_k$ . Так как с дискретными индексами работать значительно удобнее, чем с непрерывными, считается, что система занимает большой, но конечный объем. Функции  $\mathbf{u}_k$  являются решениями волнового уравнения

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

с соответствующими граничными условиями, 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  $\beta_k$  — комплексное число  $\beta_k = |\beta_k| \exp(i\phi_k)$ .

Состояние  $|\beta_k\rangle$  можно рассматривать как вектор гильбертового пространства, представляющий маркированную волну, для которой  $|\beta_k|$  — параметр, характеризующий энергию волны, а  $\phi_k$  — параметр, характеризующий положение некоторого маркера, фиксирующего фазу волны.

Простым наглядным примером маркированной волны является волна на поверхности воды, в которой плавает поплавочек. Этот поплавок можно рассматривать как маркер, отмечающий в каждый момент времени некоторую 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 движется когерентно волне мягких фотонов. Так как рассеянный 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 [5]), что с частицей *связана* волна с частотой  $\omega_k$ . Кстати, такое утверждение физически гораздо более естественно, чем утверждение, что электрон одновременно является и волной, и частицей. Конечно, все рассуждения можно повторить, рассматривая рассеяние наблюдаемого фотона на ядре. В этом случае мы придем к маркированной волне, в которой маркером будет служить наблюдаемый фотон.

## 2. АЛГЕБРАИЧЕСКИЙ ПОДХОД

Мы хотим найти общие черты в строении атома и Вселенной. Заранее известно, что в строении атома большую роль играют электромагнитные силы и квантовые явления. В строении Вселенной электромагнитные силы также играют большую роль. Кроме того, колоссальную роль играет гравитация. Поэтому крайне желательно электромагнитные силы, квантовые явления и гравитацию рассматривать с единых позиций. Классическая и квантовая электродинамика построены непротиворечивым образом. С гравитацией дело обстоит значительно хуже. Классическая теория гравитации, основанная на общей теории относительности, разработана хорошо, но согласовать

ее с законами квантовой теории практически не удается. Попытки создания квантовой теории гравитации (супергравитации) до сих пор так и остаются попытками, отягощенными внутренними противоречиями. В статье [6] было предложено попытаться согласовать квантовое рассмотрение с общей теорией относительности в рамках алгебраического подхода к квантовой механике.

К настоящему времени алгебраический подход разработан достаточно хорошо (см. [7–13]), однако для практических расчетов квантовых процессов и для построения моделей используется редко. Вообще у большинства физиков он пользуется незаслуженно малой популярностью. В данной работе мы как раз хотим активно использовать этот подход. Конкретно тот его вариант, который описан в обзорах [1] и [14].

В алгебраическом подходе первичным понятием является не вектор в гильбертовом пространстве, а локальная наблюдаемая. Под этим термином понимается такой атрибут изучаемой системы, для которого с помощью измерения в некоторой ограниченной области  $\mathcal{O}$  четырехмерного пространства-времени  $\mathcal{M}$  можно получить численное значение. Поэтому, в частности, для обсуждения локальных свойств алгебраический подход приспособлен значительно лучше, чем традиционный аппарат квантовой механики.

Исходный постулат алгебраического подхода выглядит следующим образом.

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

О свойствах  $C^*$ -алгебры см. [15]. Основным таким свойством является то, что любая  $C^*$ -алгебра имеет точное представление в соответствующем гильбертовом пространстве.

В дальнейшем 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 эрмитовых элементов алгебры  $\mathfrak{A}$  будем обозначать  $\mathfrak{A}_+$ . Множество наблюдаемых, локализованных в области  $\mathcal{O}$ , обозначается  $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$ . 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 более или менее понятно. Однако далее нам будет удобнее перейти на формальный уровень и под термином «физическая система» подразумевать совокупность двух множеств:  $\mathcal{O}$  (область локализации системы в пространстве  $\mathcal{M}$ ) и  $\mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$  (множество ее

наблюдаемых). Это позволит естественно переходить от физической системы к ее физической подсистеме:  $\mathcal{O}, \mathfrak{A}_+(\mathcal{O}) \rightarrow \mathcal{O}', \mathfrak{A}'_+(\mathcal{O}')$ , где  $\mathcal{O}' \subset \mathcal{O}$  и  $\mathfrak{A}'_+(\mathcal{O}') \subset \mathfrak{A}_+(\mathcal{O})$ . При этом мы не будем предполагать, что подсистемы обязательно изолированы друг от друга. В общем случае системы и подсистемы могут быть открытыми.

Измерения двух наблюдаемых  $\hat{B}$  и  $\hat{C}$  одной физической системы назовем совместимыми, 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 двух наблюдаемых будут воспроизводимыми. Наблюдаемые  $\hat{B}$  и  $\hat{C}$  назовем совместимыми, если их можно измерить совместимым образом.

Постулат 1 пригоден как для квантовой, так и для классической системы. Разница заключается в том, что в случае классической системы  $C^*$ -алгебра коммутативна, а в случае квантовой системы — некоммутативна. Одновременно с этим у классической системы все наблюдаемые совместимы, а у квантовой системы есть как совместимые, так и несовместимые наблюдаемые.

Соответственно, принимается следующий постулат.

**Постулат 2.** Множество совместимых между собой наблюдаемых является действительной ассоциативной коммутативной алгеброй. 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 коммутативных подалгебр  $\Omega_\xi$ . Индекс  $\xi$  будет отличать 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 задания 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 мно-

жеству  $\mathfrak{A}_+$ , одновременно принадлежит некоторой максимальной коммутативной подалгебре  $\Omega_\xi$ . Поэтому при каждом конкретном измерении наблюдаемой  $\hat{B} \in \Omega_\xi$  мы можем считать, что имеем дело не с квантовой системой, а с ее классической подсистемой, наблюдаемые которой принадлежат подалгебре  $\Omega_\xi$ . Конечно, такая система будет открытой, но это не является препятствием для описания ее состояния с помощью характера подалгебры  $\Omega_\xi$ .

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

Теперь мы можем принять следующий постулат.

**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. Для классической системы этот постулат справедлив тривиальным образом, так как в этом случае набор  $\varphi = [\varphi_\xi]$  состоит из одного характера  $\varphi_\xi(\cdot)$ .

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 проводить несовместимые измерения, в результате которых измерения одних наблюдаемых неконтролируемым образом искажают значение других наблюдаемых.

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

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

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. статью [1]).



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 значение многих наблюдаемых может зависеть от выбранной системы координат.

Физически выбор определенной 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. [1, 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  $\hat{B}$ , если условие (1) выполняется для всех  $\Omega_\xi$  и  $\Omega_{\xi'}$ , которые содержат наблюдаемую  $\hat{B}$ .

Таким образом, в общем случае значение 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  $\varphi_\eta$ -эквивалентных элементарных состояний. Обозначим этот класс  $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ . Членами этого класса являются элементарные состояния  $\varphi = [\varphi_\xi]$ , у которых для  $\xi = \eta$  функционал  $\varphi_\xi$  один и тот же, а при  $\xi \neq \eta$  для разных членов класса функционалы  $\varphi_\xi$  независимы.

Поэтому с помощью совместимых измерений мы можем только установить, что имеем дело с одним из элементарных состояний из определенного класса эквивалентности, 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  $\hat{B} \in \Omega_\eta$ , то при измерении этих наблюдаемых мы будем получать определенные значения, вне зависимости от того, с каким элементарным состоянием мы 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 физическим свойством обладает квантовое состо-

яние, фиксируемое определенными собственными значениями наблюдаемых  $\hat{B} \in \Omega_\eta$ . Поэтому такой класс эквивалентности мы можем отождествить с соответствующим квантовым состоянием  $\Psi_{\varphi_\eta}$ , т. е.  $\Psi_{\varphi_\eta} \equiv \{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ .

Если элементарное состояние мы можем считать объективным атрибутом отдельной физической системы, то квантовое состояние (класс эквивалентности элементарных состояний) следует считать атрибутом ансамбля физических систем. Такой ансамбль будем называть квантовым ансамблем. 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 сопоставлять 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 ансамбля, но не могут зависеть от последовательности, в какой расположены маркеры отдельных элементов ансамбля. Этим можно объяснить, почему, в отличие от уравнений Ньютона, уравнения, описывающие динамику квантовых систем, инвариантны относительно отражения времени.

Концепция элементарного состояния позволяет вернуть классическую (колмогоровскую) теорию вероятностей в лоно квантовой физики. Напомним, что в основе колмогоровской теории вероятностей (см., например, [16, 17]) лежит так называемое вероятностное пространство  $(\Omega, \mathcal{F}, P)$ . Здесь  $\Omega$  — 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  $\Omega$ . Считается, что произошло событие  $F$ , если произошло одно из элементарных событий, принадлежащих  $F$ . Предполагается, что в каждом 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  $\sigma$ -алгебра  $\mathcal{F}$ . Элементами  $\sigma$ -алгебры являются события  $F$ , включая все мно-

жество  $\Omega$  и пустое множество. Опять-таки в квантовом случае в  $\sigma$ -алгебре должны входить события, различимые совместимыми измерениями. Поэтому каждую допустимую  $\sigma$ -алгебру можно проиндексировать символом  $\xi$ , которым индексируются алгебры совместимых наблюдаемых. Множество, оснащенное  $\sigma$ -алгеброй, называется измеримым. Выбор определенной  $\sigma$ -алгебры  $\mathcal{F}_\xi$  физически соответствует выбору определенной совокупности измерительных приборов, которые могут проводить совместимые измерения.

Третьим компонентом вероятностного пространства является вероятностная мера  $P$ . 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)  $P(\sum_j F_j) = \sum_j P(F_j)$  для любой счетной совокупности непересекающихся подмножеств  $F_j \in \mathcal{F}$ .

Обратим внимание на то, что вероятность  $P$  не является атрибутом какого-то элементарного события. Она, во-первых, зависит от множества  $\Omega$ , элементом которого является это событие. Во-вторых, она зависит от того, какая  $\sigma$ -алгебра выбрана в множестве  $\Omega$ . На этот пункт физики обычно не обращают внимания. В частности, это делается в случаях доказательств неравенств Белла [18]. Напомним, что именно неравенства Белла явились основным аргументом в утверждении, что колмогоровская теория вероятностей неприменима в квантовой теории. Как показано в работах [1, 14], при учете этой особенности квантовых систем приведенные доказательства неравенств Белла не проходят.

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

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

где

$$P_{\hat{B}}(d\varphi) = P(\varphi : \varphi_\xi(\hat{B}) \leq B + dB) - P(\varphi : \varphi_\xi(\hat{B}) \leq B)$$

— вероятностная мера на классе  $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$ .

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

**Постулат 4.** Вероятностное распределение на классе эквивалентности  $\{\varphi\}_{\varphi_\eta}$  таково, что правая часть равенства (2) не зависит от  $\xi$  и задает линейный функционал  $\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{B})$  на алгебре  $\mathcal{A}$ .

Как показано в статье [1], такие функционалы существуют. Указанными в постулате 4 свойствами обладают функционалы, которые удовлетворяют соотношению

$$\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{B})\tilde{p}_{\varphi_\eta} = \tilde{p}_{\varphi_\eta}\hat{B}\tilde{p}_{\varphi_\eta}, \quad (3)$$

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

Процедурой, которая реализует представление  $C^*$ -алгебры, является так называемая каноническая конструкция (см., например, [9, 19]) Гельфанда–Наймарка–Сигала (ГНС). Вкратце она состоит в следующем. Пусть имеется некоторая  $C^*$ -алгебра  $\mathfrak{A}$  и линейный положительный нормированный функционал  $\Psi$  на этой алгебре. В нашем случае таким функционалом может служить функционал  $\Psi_{\varphi_\eta}$ , задаваемый формулой (2). Будем считать два элемента  $\hat{B}$  и  $\hat{B}'$  алгебры  $\mathfrak{A}$  эквивалентными, если для любого  $\hat{W} \in \mathfrak{A}$  справедливо равенство  $\Psi(\hat{W}^*(\hat{B} - \hat{B}')) = 0$ . Символ  $*$  означает эрмитовское сопряжение в алгебре  $C^*$ . Обозначим через  $\Phi(\hat{B})$  класс эквивалентности элемента  $\hat{B}$ , 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

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

а скалярное произведение

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

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

$$\tilde{B}\Phi(\hat{C}) = \Phi(\hat{B}\hat{C}). \quad (5)$$

Конструкция ГНС позволяет построить представление любой  $C^*$ -алгебры. Рассмотрим ГНС-конструкцию, в которой в качестве функционала, порождающего представление, фигурирует  $\Psi_{\varphi_\eta}(\hat{B})$ . Пусть  $\Phi(\hat{I})$  — класс эквивалентности единичного элемента  $\hat{I}$ , тогда согласно формулам (4) и (5) имеем

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

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

На этот факт можно посмотреть и 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 (см., например, [20]): «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  $\hat{B}$ , которое 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. Это означает, что для описания такой системы достаточно знать все силы, которые действуют в системе, и полный набор граничных условий. Начальные условия можно рассматривать как составную часть этого набора. Конечно, для реальных систем такой полный набор знать невозможно. Всегда будут неконтролируемые возмущения, и, строго говоря, необходимо исследовать устойчивость движения относительно этих возмущений.

Для квантовых систем ситуация усугубляется. 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 действительности при формулировке законов динамики квантовых систем отцы-основатели квантовой механики проблемой устойчивости движения специально не занимались, но удачно пошли по пути использования не ньютоновской механики, а гамильтонова формализма. В этом формализме гамильтониан и действие играют центральную роль. В преломлении к алгебраическому подходу это означает, что эти величины должны входить в алгебру наблюдаемых.

Надо отметить, что и для классических систем далеко не всегда применим ньютоновский формализм. Простейшим примером является газ в термостате. Ясно, что совершенно безнадежно пытаться описывать динамику этой системы в терминах сил взаимодействия между молекулами газа и стенками

термостата и между собой. С другой стороны, эта система вполне успешно описывается в терминах температуры и давления при условии установления равновесного распределения в газе. В этом случае в качестве наблюдаемых следует рассматривать температуру и давление. Вместе с тем при очень малом количестве молекул вполне применим ньютоновский формализм, в котором силы рассматриваются в качестве наблюдаемых. Но в этом случае условие равновесного распределения будет нереалистично.

Таким образом, вопрос о том, какие величины должны включаться в множество наблюдаемых, не всегда имеет однозначный ответ. Это множество может зависеть от способа описания системы, в первую очередь от приближения, которое используется.

Описанный вариант алгебраического подхода удобен своей гибкостью. Он позволяет различным образом выбирать учитываемые наблюдаемые и различным образом группировать их в исследуемые ансамбли.

### 3. ФОТОННЫЙ БОЗЕ-КОНДЕНСАТ И МОДЕЛЬ ПРОТОНА

В современных моделях атома ядро часто рассматривается как бесструктурный силовой центр, хотя твердо установлено, что ядро имеет сложную внутреннюю структуру. Поэтому, прежде чем строить модель атома, попытаемся построить модель простейшего ядра — протона.

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 единую 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.

Между прочим заметим, что виртуальные частицы являются не физическими, а математическими объектами, удобными для визуализации ряда теории возмущений. Но не более того, поэтому наделять их какими-то физическими свойствами надо с очень большой осторожностью.

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

Учитывая эти факты, можно предложить 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. Далее идет мантия, состоящая из неконденсированного темного поля. Потом идет кора, состоящая из взвеси кварков и глюонов в море фотонов. На самой периферии располагается атмосфера, состоящая из темного поля, но с плотностью, меньшей плотности коры.

Многokrратно предпринимались безрезультативные попытки наблюдения бозе-конденсат фотонов. Наконец одна из них увенчалась успехом (см. [21, 22]).

Чтобы облегчить локализацию фотонов в 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 (для заданной температуры) 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. 2. Этот процесс в некотором смысле является

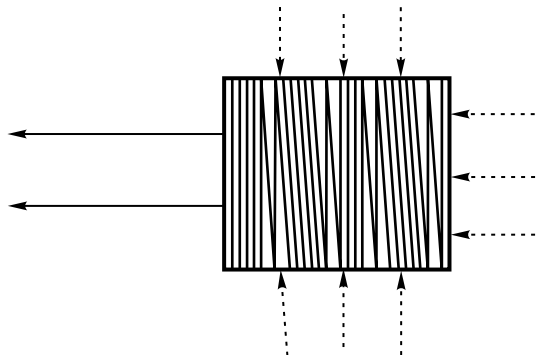


Рис. 2. Диаграммы Фейнмана, описывающие процесс концентрации энергии

обратным процессу, изображенному на рис. 1, б. В процессе, изображенном на рис. 2, происходит столкновение большого числа мягких фотонов и рождается некоторое количество частиц (на рисунке они изображены сплошными стрелками), среди которых имеются достаточно энергичные.

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

$$\sigma = \frac{1}{2\pi} \frac{139}{(90)^2} \frac{56}{11} \frac{\alpha^4}{m^2} \left(\frac{\omega}{m}\right)^6, \quad (6)$$

где  $\alpha$  — постоянная тонкой структуры.

Поэтому благодаря множителю  $(\omega/m)^6$  в формуле (6), если в полость попадет фотон с частотой, большей  $\omega$ , то процесс, изображенный на рис. 2, станет еще более вероятным. В этом процессе опять рождаются фотоны с частотой, большей  $\omega$ . То есть мы получим 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 «конденсационным».

Для начала цепной реакции нужно, чтобы начальное возмущение было достаточно сильным. Это объясняет, почему в наблюдаемом случае потребовалась термализация ансамбля фотонов. В таком ансамбле появляются фотоны достаточно высокой энергии.

Детали описываемого фазового перехода в настоящий 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 статьях [21, 22]. 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 в сторону периферии. Но 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. Однако кварки являются фермионами и их концентрация в ограниченной полости не может быть слишком высокой. Кроме того, кварки имеют электрический заряд, благодаря электромагнитному взаимодействию они будут достаточно сильно взаимодействовать с конденсационным излучением, которое будет их отгонять от центра. Поэтому кварки и сильно взаимодействующие с ними глюоны не смогут сконцентрироваться в районе ядра протона, а сформируют кору. Таким образом, гравитация концентрирует в центре именно фотоны, плотность которых может стать 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 статьях [21, 22], действуют и в протоне. Поэтому следует ожидать, что результат будет такой же. То есть ядро протона будет являться источником 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 динамическому равновесию.

Одновременно с этим конденсационное излучение позволяет избежать очень 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 всего лишь математическая абстракция. Однако в рассматриваемом случае это математическое понятие вполне можно заменить физическим — «фотонный бозе-конденсат».

Теперь попытаемся сделать некоторые численные оценки. Будем рассматривать протон как маленькую Вселенную и воспользуемся уравнениями

Фрийдмана с  $\Lambda$ -членом (см., например, [23]):

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

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

Здесь  $a$  — размерный масштабный фактор (в нашем случае — расстояние от центра ядра протона);  $G$  — гравитационная константа;  $\rho$  и  $P$  — плотность и давление наблюдаемой материи;  $c$  — скорость света;  $k$  — параметр кривизны (в нашем случае  $k = 1$ );  $\rho_\Lambda$  —  $\Lambda$ -член. Последний мы не будем связывать с нулевыми колебаниями вакуума, а свяжем с выталкивающей силой Архимеда и будем считать, что  $\rho_\Lambda$  — 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.

Рассмотрим, 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 решения  $\ddot{a} = 0$  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

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

Это соотношение можно переписать в виде

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

где  $M$  — масса протона;  $M_a$  — масса центральной области протона радиуса  $a$ ;  $R_G = 2G M/c^2$  — так называемый гравитационный радиус протона,  $R_G = 2,5 \cdot 10^{-52}$  см. 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  $\rho$  в этой области будем рассматривать плотность кварк-глюонной материи. Фотоны темного поля, а также фотоны конденсационного излучения учтем в  $\Lambda$ -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 оно было меньше 10. Для простоты положим  $b = 0$ . Тогда из (8) следует, что  $\ddot{a}$  будет обращаться в нуль при  $\rho = 2\rho_\Lambda$ . Подставляя это значение в (7) и полагая  $\dot{a}$  равным нулю, получаем условие динамического равновесия в этой области.

Эксперимент показывает, что электрический заряд протона сосредоточен в узком сферическом слое радиуса  $1 \cdot 10^{-13}$  см. Подставляя этот радиус в качестве значения  $a$  в (9), 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 величины 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, которая 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. Заметим, что горячим сторонником использования в квантовых процессах аналогии с поведением физической системы в термостате был Блохинцев [24–27].

С минимальными изменениями все рассуждения данного раздела можно использовать для построения модели электрона. Нужно только предположить, что существуют какие-то субэлектронные носители электрического заряда. В этом случае, так же как у протона, у электрона естественным путем возникнут гравитационный и зарядовый радиусы.

#### 4. МОДЕЛЬ АТОМА ВОДОРОДА

Имея модель протона, сравнительно легко построить модель атома, во всяком случае — водорода. Надо просто добавить электрон, который электромагнитным образом взаимодействует с протоном.

Однако здесь сразу же возникает проблема локальности. С одной стороны, эксперименты по сверхточному измерению магнитного момента электрона [28] указывают на то, что электрон практически является точечной частицей. С другой стороны, эксперименты с атомами говорят, что волновая функция электрона размазана по сферическому слою, радиус которого близок к радиусу атома. Подобного типа противоречия встречаются очень часто при использовании стандартного математического аппарата квантовой теории. Для их обхода даже придуман специальный механизм — коллапс волновой функции. Но сколько-нибудь внятного физического объяснения этому механизму обычно не приводится. Как уже упоминалось, для обсуждения локальных свойств алгебраический подход приспособлен значительно лучше.

Если около протона находится электрон, то вопреки предположению Бора, но в согласии с Ньютоном, он будет с ускорением падать на протон. Опять-таки вопреки Бору, но в согласии с Максвеллом, он будет испускать фотоны. Эти фотоны нарушат динамическое равновесие, которое раньше было между атмосферой протона и окружающей средой. Для восстановления

равновесия часть фотонов из атмосферы должна уйти в более глубокие слои протона, нарушая динамическое равновесие в них. Так возмущение в конце концов дойдет до ядра протона.

Теперь проследим за судьбой электрона. Он упадет на кварк-глюонную оболочку протона. С некоторой вероятностью он от нее отразится, а с некоторой вероятностью пробьет ее и устремится к ядру протона, нарушая динамическое равновесие в глубоких слоях протона. В конце концов он может дойти до бозе-конденсата протона. Благодаря гравитации и всем тормозным фотонам, которые на своем пути породит электрон, конденсат будет перегружен мягкими фотонами. Поэтому в нем процесс типа изображенного на рис. 2 станет более вероятен. Электромагнитное взаимодействие между фотонами конденсата с электроном гораздо сильнее, чем между самими фотонами. Поэтому процесс концентрации энергии в первую очередь затронет именно электрон. В результате электрон вместе с конденсационным излучением вылетит из ядра протона, восстанавливая его динамическое равновесие. Далее, подобно камню, брошенному с поверхности земли, электрон полетит по некоторой параболической траектории. Конечно, по дороге он опять будет излучать тормозные фотоны.

Однако, как объяснялось в предыдущем разделе, эти добавочные фотоны в конце концов попадут в бозе-конденсат, генерируя в нем конденсационное излучение. Таким образом, несмотря на излучение тормозных фотонов, кинетическая энергия в системе не будет стремиться к нулю, а будет колебаться в некотором конечном интервале. При повторном падении электрона на конденсат он опять полетит по какой-то другой параболической траектории и так бесконечное число раз.

Здесь, как и в термодинамике, следует отличать «медленное время» от «быстрого» (см. [20]). В термодинамике быстрое время следит за движением частицы, описываемым динамикой Ньютона. Медленное время следит за изменением средних значений наблюдаемых подобно тому, как в термодинамике бесконечно малый промежуток медленного времени  $\delta t$  может рассматриваться как бесконечно большой для быстрого времени. Поэтому можно считать, что за этот промежуток электрон успеет совершить бесконечно много нырков.

При своем движении через фотонную атмосферу атома электрон будет вызывать в ней возмущения. Так в этой атмосфере могут возникнуть волны. Волны могут быть двух типов: радиальные и кольцевые. Атом — стабильная система. Для его стабильности необходимо, чтобы движения электрона были согласованы с колебаниями в волнах.

Отметим, что макроскопический эксперимент, моделирующий подобную ситуацию, уже осуществлен (см. [29, 30]). Эксперимент был организован следующим образом. Плоский резервуар, наполненный силиконовым маслом, подвергался вибрации в вертикальном направлении с ускорением, бóльшим

ускорения силы тяжести. На поверхность силиконового масла падала капелька того же масла диаметром порядка 1 мм. За счет вибрации капелька отскакивала от поверхности, не слипаясь с основной массой масла. В таком подпрыгивающем состоянии капелька могла существовать неопределенно долго.

При каждом ударе о поверхность капелька порождала поверхностную волну. При падении капелька попадала на внешнюю ниспадающую сторону горба поверхностной волны, порожденной предыдущим падением капли. При отскоке от наклонной поверхности капля приобретала скорость как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. В результате образовывалась сложная система, состоящая из поверхностной волны и когерентной с ней подпрыгивающей капли, передвигающейся в горизонтальном направлении. Эту систему авторы назвали ходоком.

С ходоками были проведены эксперименты нескольких типов: отражение ходока от стенки, дифракция ходока на одной щели, интерференция ходока на двух щелях, взаимодействие двух ходоков. Во время эксперимента велась скоростная видеосъемка для постоянного наблюдения за каплями и поверхностными волнами. С помощью этой съемки было установлено, что ходоки ведут себя подобно квантовым частицам. В частности, два ходока могут образовывать связанную пару, подобную двойной звезде или атому.

В нашей модели цепная реакция в конденсате соответствует вибрациям в описанном только что эксперименте, электрон соответствует капельке масла, мягкие фотоны — силиконовому маслу. Имеется и некоторое отличие. В макроскопическом эксперименте фигурирует одно вертикальное направление и одна поверхностная волна в горизонтальной плоскости. В предлагаемой модели атома вертикальных (радиальных) направлений бесконечно много. Соответственно, горизонтальных плоскостей также бесконечно много, и в каждой из них может образоваться «поверхностная» (кольцевая) волна.

При изучении термодинамики газа следить за «ньютоновским» движением частиц газа практически невозможно. Поэтому вместо ньютоновских частиц следят за «статистическими» частицами, у которых внутренние параметры такие же, как у ньютоновских, но траектории другие. Значения кинематических параметров у статистических частиц равняются средним за время измерения значениям соответствующих параметров у ньютоновских частиц. Динамика статистических частиц определяется не ньютоновскими силами, а термодинамическими потенциалами.

Подобно ситуации в термодинамике следить за ньютоновским движением электрона невозможно. Поэтому вместо «ньютоновского» электрона можно следить за движением «статистического» электрона. У последнего внутренние характеристики такие же, как у ньютоновского. Этим он отличается от виртуального, но траектория движения у него отлична от траектории ньютоновского электрона. При этом в точках траектории статистического электрона значения его кинематических наблюдаемых совпадают со значениями

соответствующих ньютоновских величин, усредненных по промежутку времени  $\delta t$  (время, необходимое для регистрации данного значения). Так же, как в термодинамике, динамика статистического электрона определяется не ньютоновскими силами, а потенциалами.

Благодаря процессу концентрации энергии (см. рис. 2) все радиационные потери при ускоренном движении ньютоновского электрона возвращаются обратно к статистическому электрону. Поэтому можно считать, что статистический электрон движется без этих потерь.

В устойчивой волне колебания должны быть согласованы с импульсом статистического электрона. Иными словами, устойчивая волна мягких фотонов должна быть когерентна статистическому электрону. Таким образом, для устойчивости атома необходимо, чтобы эти волны имели структуру маркированной волны, как это было введено в разд. 1. Маркером в этой волне является статистический электрон с волновым вектором  $\mathbf{k}$ , а функция  $u_k$ , определяющая моду кольцевой волны, должна удовлетворять условию периодичности. Соответственно, длина орбиты должна равняться целому числу длин волны.

При внешнем воздействии на атом статистический электрон может перейти с устойчивой кольцевой орбиты на квазиустойчивую, поглотив определенную порцию энергии. В квазиустойчивом состоянии нырки ньютоновского электрона будут продолжаться, вызывая колебания в фотонной атмосфере. В результате сформируется радиальная маркированная волна, которая будет излучена возбужденным атомом.

Как отмечено в разд. 1, с одной стороны, маркированные волны могут рассматриваться как классические электромагнитные волны, имеющие определенную локализацию в трехмерном пространстве. С другой стороны, эти волны могут рассматриваться как векторы  $|\beta_k\rangle$  в некотором гильбертовом пространстве  $\mathfrak{H}_k^{\text{ph}}$ . Оказывается полезным еще пространство  $\mathfrak{H}^{\text{ph}}$  — прямая ортогональная сумма пространств  $\mathfrak{H}_k^{\text{ph}}$  с разными  $k$ .

С точки зрения алгебраического подхода маркированная волна может рассматриваться как квантовый ансамбль, состоящий из огромного числа отдельных супермягких фотонов. Поэтому нет ничего удивительного, что эта волна может быть описана вектором в гильбертовом пространстве. Однако с физической точки зрения кажется не очень хорошо считать, что отдельный супермягкий фотон находится в некотором элементарном состоянии. Дело в том, что это элементарное состояние в разд. 1 определено через понятие «наблюдаемая», а отличительным признаком супермягкого фотона является невозможность его наблюдения.

Эта нестыковка в математическом и физическом толкованиях может быть устранена следующим образом. Вспомним, что в действительности мы следим не за волнами супермягких фотонов, а за статистическим электроном

(или наблюдаемым фотоном) — маркером такой волны. Пусть этот электрон (фотон) имеет волновой вектор  $\mathbf{k}$ . За время, необходимое для регистрации характеристик такого электрона (фотона), ньютоновский электрон (фотон) пройдет через область регистрации огромное число раз. Поэтому мы будем иметь дело не с отдельной маркированной волной, а с ансамблем таких волн, маркеры которых имеют волновой вектор  $\mathbf{k}$ . Маркеры, фиксирующие фазу в этих волнах, будут располагаться случайным образом. Выделим из этого ансамбля подансамбль, элементами которого будут маркеры. Сделаем стандартное в теории вероятности предположение, что для каждого положения маркера в волне вероятность одна и та же. В этом случае пространственные расположения маркеров будут повторять пространственные расположения супермягких фотонов в одной маркированной волне. Поэтому ансамблю этих маркеров можно сопоставить вектор  $|\beta_{\mathbf{k}}\rangle_m$  в гильбертовом пространстве  $\mathfrak{H}_k^m$ , которое изоморфно пространству  $\mathfrak{H}_k^{\text{ph}}$ . Соответственно, вектор  $|\beta_{\mathbf{k}}\rangle_m$  будет образом вектора  $|\beta_{\mathbf{k}}\rangle$ . В отличие от последнего вектор  $|\beta_{\mathbf{k}}\rangle_m$  нельзя представить в виде классической волны, в которой частицы взаимодействуют между собой. Этот вектор можно интерпретировать только как волну вероятностей. Зато отдельные частицы этой волны будут физически наблюдаемы.

В выбранном ансамбле маркеров можно трактовать переход от одного элемента ансамбля к другому либо как движение маркера по орбите в плоскости, ортогональной  $\mathbf{k}$ , либо как движение маркера по радиальному направлению. Для такого движения будут справедливы аксиомы Бора. Иными словами, мы приходим к модифицированной модели Резерфорда–Бора. Соответственно, для атома водорода будут справедливы результаты, полученные Бором.

Вместе с тем в предлагаемой модели для статистического электрона являются допустимыми кольцевые орбиты, соответствующие любому другому направлению вектора  $\mathbf{k}$ . В силу сферической симметрии все они будут равновероятны. Поэтому адекватное описание состояний электрона в атоме следует делать не в терминах орбит, а в терминах орбиталей, как это делается в стандартной современной модели атома. То есть в терминах векторов в пространстве  $\mathfrak{H}^m$ , изоморфном пространству  $\mathfrak{H}^{\text{ph}}$ .

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В предлагаемой модели атома центральная роль отводится мягким и супермягким фотонам. Особую роль играет их бозе-конденсат. Этот конденсат утилизирует все отходы движения и перерабатывает их в новое движение. Получается что-то похожее на вечный двигатель.

Существование такого двигателя не противоречит закону сохранения энергии. Наоборот, он обеспечивает исполнение этого закона. Он позволяет



отказаться от предположения, что существует точка сингулярности, в которой с энергией происходит непонятно что.

В данной статье предлагается достаточно физически наглядная модель строения атома. Основные положения предложенной схемы можно использовать для построения модели эволюции Вселенной. Возможный вариант такой модели рассмотрен в статье [31].

Предложенная схема может оказаться весьма полезной и при построении модели эволюции черных дыр, так как и в этом случае можно избежать появления точек сингулярности и полной аннигиляции черной дыры.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Славнов Д. А.* Измерения и математический аппарат квантовой физики // ЭЧАЯ. 2007. Т. 38, вып. 2. С. 295–359.
2. *Пескин М., Шредер Д.* Введение в квантовую теорию поля. Ижевск: Регулярная и хаотическая динамика, 2001.
3. *Glauber R. J.* The Quantum Theory of Optical Coherence // Phys. Rev. 1963. V. 130. P. 2529–2539.
4. *Glauber R. J.* Coherent and Incoherent States of the Radiation Field // Ibid. V. 131. P. 2766–2788.
5. *de Бройль Л.* Революция в физике. М.: Атомиздат, 1965.
6. *Славнов Д. А.* Возможность согласования квантовой механики с общей теорией относительности // ТМФ. 2012. Т. 171, № 3. С. 493–510.
7. *Araki H.* On the Algebra of All Local Observables // Prog. Theor. Phys. 1964. V. 32, No. 5. P. 844–854.
8. *Haag R., Kastler D.* An Algebraic Approach to Quantum Field Theory // J. Math. Phys. 1964. V. 5, No. 7. P. 848–861.
9. *Эмх Ж.* Алгебраический подход в статистической механике и квантовой теории поля. М.: Мир, 1976.
10. *Хоружий С. С.* Введение в алгебраическую квантовую теорию поля. М.: Наука, 1986.
11. *Боголюбов Н. Н., Логунов А. А., Оксак А. И., Тодоров И. Т.* Общие принципы квантовой теории поля. М.: Наука, 1987.
12. *Браттели У., Робинсон Д.* Операторные алгебры и квантовая статистическая механика. М.: Мир, 1982.
13. *Сигал И.* Математические проблемы релятивистской физики. М.: Мир, 1968.
14. *Славнов Д. А.* Проблема локальности в квантовых измерениях // ЭЧАЯ. 2010. Т. 41, вып. 1. С. 149–173.
15. *Диксмье Ж.*  $C^*$ -алгебры и их представления М.: Наука, 1974.
16. *Колмогоров А. Н.* Основные понятия теории вероятностей. М.: Наука, 1974.
17. *Неве Ж.* Математические основы теории вероятностей. М.: Мир, 1969.
18. *Bell J. S.* On the Einstein–Podolsky–Rosen Paradox // Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics: Collected Paper on Quantum Philosophy. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1993. P. 139.

19. *Наймарк М. А.* Нормированные кольца. М.: Наука, 1968.
20. *Квасников И. А.* Термодинамика и статистическая физика. Теория равновесных состояний. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1991.
21. *Klaers J., Vewinger F., Weitz M.* Thermalization of a Two-Dimensional Photonic Gas in a “White-Wall” Photon Box // *Nature Phys.* 2010. V. 6. P. 512–515.
22. *Klaers J., Schmitt J., Vewinger F., Weitz M.* Bose–Einstein Condensation of Photons in an Optical Microcavity // *Nature.* 2010. V. 468. P. 545–548.
23. *Зельдович Я. Б., Новиков И. Д.* Строение и эволюция Вселенной. М.: Наука, 1975.
24. *Блохинцев Д. И.* Основы квантовой механики. М.: Наука, 1976.
25. *Блохинцев Д. И.* // *УФН.* 1977. Т. 122, № 4. С. 745.
26. *Блохинцев Д. И.* Принципиальные вопросы квантовой механики. М.: Наука, 1987.
27. *Блохинцев Д. И.* Квантовая механика. Лекции по избранным вопросам. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988.
28. *Демельт Х.* Эксперименты с покоящейся изолированной субатомной частицей // *УФН.* 1990. Т. 160, № 12. С. 129–139.
29. *Couder Y., Fort E.* Single-Particle Diffraction and Interference at a Macroscopic Scale // *Phys. Rev. Lett.* 2006. V. 97. P. 154101–154104.
30. *Couder Y., Boudaoud A., Protiere S., Fort E.* Walking Droplets // *Europhys. News.* 2010. V. 41, No. 1. P. 14.
31. *Славнов Д. А.* Об эволюции Вселенной // *Письма в ЭЧАЯ.* 2016. Т. 13, № 1(199). С. 57–65.