

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

О концепции "волны-пилота" Дэвида Бома

А.В. Белинский

Рассмотрена интерпретация квантовой механики на основании так называемой концепции "волны-пилота" с точки зрения её адекватности в свете как осуществлённых, так и возможных и мысленных экспериментов, в том числе с фотонами. Показано, что, несмотря на несомненную полезность такой концепции, вряд ли с её помощью можно рассчитывать на согласование предсказаний квантовой теории с постулатом об объективно существующих координатах и скоростях частиц, а расщепление волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты, как представляется, противоречит результатам возможных экспериментов и их интерпретациям.

Ключевые слова: ортодоксальная интерпретация, скрытые параметры, детерминизм, квантовая суперпозиция, квантовая статистика

PACS number: 03.65.Ta

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038479>

Содержание

1. Введение (1352).
 2. Уравнение Шрёдингера и вероятностная интерпретация Борна (1352).
 3. Модель Бома (1353).
 4. Формулировка дуализма в модели Бома (1354).
 5. "Сюрреалистические" бомовские траектории (1355).
 6. Теория Бома и проблема измерения (1357).
 7. Критика гипотетического расщепления волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты (1358).
 8. Скрытые параметры фон Неймана, возражения Бома и Белла (1359).
 9. Являются ли скорости и траектории в модели Бома характеристиками индивидуальных частиц? (1360).
 10. Модель Гроссинга (1361).
 11. Заключение (1362).
- Список литературы (1362).

1. Введение

Концепция "волны-пилота" Д. Бома не имеет большого числа приверженцев, хотя в среде специалистов традиционно считается, что она принципиально неопровержима, поскольку основывается на уравнении Шрёдингера, и поэтому её результаты полностью соответствуют результатам экспериментов. Более того, эта интерпретация квантовой механики была восторженно принята таким гигантом "квантовой мысли", как Джон Белл [1]:

А.В. Белинский. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, Ленинские горы 1, стр. 2, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: belinsky@inbox.ru

Статья поступила 2 июля 2018 г.,
после доработки 11 августа 2018 г.

«Но почему тогда Борн не говорил мне об этой "волне-пилоте"? Хотя бы не указал на то, что было в ней неправильно? Почему эту теорию не рассматривал фон Нейман? Более того, почему люди приводят доказательства "невозможности" после 1952 года и даже в 1978 году? Даже Паули, Розенфельд и Гейзенберг не смогли критиковать бомовскую версию более содержательно, чем обозвав её "метафизической" и "идеологической". Почему представление о "волне-пилоте" игнорируется в учебниках? Не следует ли думать об этом если не как о единственно правильном пути, то хотя бы как о лекарстве против самоуспокоенности? Чтобы показать, что неопределённость, субъективность и индетерминизм не возникают для нас из экспериментальных данных, но только из свободного теоретического выбора».

Итак, интерпретация явно заслуживает внимания, хотя определённые сомнения в её неоспоримости всё же остаются. Но вначале рассмотрим основные предположения и положения этой концепции.

2. Уравнение Шрёдингера и вероятностная интерпретация Борна

В 1926 г. Эрвин Шрёдингер, развивая идею Луи де Бройля о наличии у квантовых частиц волновых свойств [2], сформулировал волновое уравнение [3] для описания квантово-механической системы:

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V \right) \psi, \quad (1)$$

где ψ — волновая функция, $\hbar$ — постоянная Планка, $V(\mathbf{x}, t)$ — потенциальное поле, действующее на частицу массой m .

"...Увидев, что [это] уравнение подобно уравнению с мнимым коэффициентом диффузии, Шрёдингер ослабил своё первоначальное требование о вещественности ψ и допустил возможность комплексных значений для меха-

нического полевого скаляра ψ В заключительном разделе статьи Шрёдингер обсудил физический смысл ψ . Он интерпретировал ψ/ψ^* как весовую функцию в конфигурационном пространстве, которая задаёт электродинамические флуктуации пространственной плотности электрических зарядов, и заключил, что ψ -функция должна быть не более и не менее, как средством... математически охватить и представить всю совокупность таких флуктуаций с помощью единственного дифференциального уравнения в частных производных... не нужно и не следует искать для самой ψ -функции в общем случае прямой интерпретации в трёхмерном пространстве..." [4].

Летом 1926 г. появилась знаменитая вероятностная интерпретация Макса Борна, принёсшая ему Нобелевскую премию:

«Для Борна вероятность (постольку, поскольку она была связана с волновой функцией) была не просто математической абстракцией, это было нечто, наделённое физической реальностью, ибо она менялась во времени и в пространстве в согласии с уравнением Шрёдингера. Впрочем, от обычных физических величин она фундаментально отличалась тем, что не переносила энергии или импульса. Поскольку в классической физике, будь то механика Ньютона или электродинамика Максвелла, физически "реальным" признавалось только то, что переносило энергию или импульс (или и то и другое), онтологический статус ψ следовало считать каким-то промежуточным... Законы природы, как стали утверждать с этого момента Борн и Гейзенберг, определяют не появление события, а вероятность его появления...

Придя к интерпретации ψ как вероятностной волны в только что описанном смысле, но памятуя, что ψ можно разложить по полному ортонормированному набору собственных функций... Борн должен был спросить себя, какой смысл следует приписать коэффициентам $[c_n]$ этого разложения? ...Он полагал, "что интеграл $\int |\psi(q)|^2 dq$ можно рассматривать как число частиц, а $|c_n|^2$ — как статистическую частоту появления состояния, характеризуемого индексом n ". Для проверки этого предположения Борн вычислил "ожидаемое значение энергии и получил для неё правильные собственные значения" [4]».

3. Модель Бом

В 1952 г. Дэвид Бом опубликовал две статьи [5, 6], в которых предложил нетривиальный подход к дальнейшему развитию квантовой механики. С чисто формальной точки зрения его предложение сводилось к тому, чтобы от одного уравнения для комплексной волновой функции перейти к двум уравнениям для двух действительных величин: амплитуды $R(\mathbf{x}, t)$ и фазы $S(\mathbf{x}, t)$ волновой функции. Обозначим

$$\psi = R \exp \left(\frac{iS}{\hbar} \right). \quad (2)$$

В случае одной квантовой частицы, используя это выражение и уравнение Шрёдингера, обозначив $R^2 = \rho$, получим

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \left(\rho \frac{\nabla S}{m} \right) = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{(\nabla S)^2}{2m} + V + Q = 0, \quad (4)$$

где $Q = \hbar^2 \Delta R / (2mR)$ — так называемый квантовый потенциал.

В классической механике функция S интерпретируется как действие, её производная по времени $\partial S / \partial t$ — как энергия, а $\nabla S / m$ — как скорость. Соотношения (3), (4) можно рассматривать как уравнение непрерывности и уравнение баланса энергии, однако в (4) появляется принципиально новое слагаемое — квантовый потенциал Q .

В случае N частиц можно ввести волновую функцию

$$\psi = R(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N, t) \exp \left[\frac{iS(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N, t)}{\hbar} \right] \quad (5)$$

и определить $3N$ -мерную траекторию в конфигурационном пространстве, которая описывает поведение каждой частицы в системе. Скорость i -й частицы

$$\mathbf{v}_i = \frac{\nabla_i S(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N, t)}{m}. \quad (6)$$

Также как и в случае одной частицы, с помощью величины R определяется квантовый потенциал:

$$U(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N) = -\frac{\hbar^2}{2mR} \sum_{k=1}^N \Delta_k R(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N), \quad (7)$$

причём $\rho(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N, t) = R^2$ равно плотности представляющих точек $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2, \dots, \mathbf{x}_N)$ в нашем $3N$ -мерном ансамбле.

Ещё раз отметим, что наличие квантового потенциала отличает квантовое описание от классического описания, в котором никакого аналога этому члену нет. Квантовый потенциал обеспечивает в общем случае так называемую запутанность (entanglement) между частицами, т.е. тот факт, что отдельные траектории, которые в боровской интерпретации имеют физический смысл, не являются независимыми друг от друга и не описываются отдельными независимыми волновыми функциями. Очень важно, что квантовый потенциал в конфигурационном пространстве при изменении волновой функции изменяется, как принято считать, мгновенно и этот механизм отвечает за нелокальные корреляции, столь характерные для квантовой механики. Человеком такие мгновенные изменения могут восприниматься скорее как сверхсветовой обмен информацией [7].

Тезис о нелокальности квантового потенциала обычно особо нигде не подчёркивается. Высказываются лишь косвенные соображения, основанные на том, что координаты одной из частиц квантовой системы с его помощью оказываются зависимыми от координат всех остальных частиц системы и, в частности, таким образом, не только волновая функция управляет движением частицы, но и частица оказывает обратное воздействие на волновую функцию системы [8]. Логически, однако, из этого не следует, что нелокальные корреляции передаются мгновенно, а скажем, не со скоростью света в вакууме. Однако нарушение неравенств Белла, зафиксированное между весьма удалёнными наблюдателями [9], как представляется, доказывает и то и другое.

С другой стороны, нелокальность квантовых корреляций (независимо от модели Бом) в настоящее время является общепризнанным фактом (см., например, [10–13]), который, тем не менее, представляется парадоксальным. В 2017 г. были опубликованы работы [14, 15], в которых сделана попытка объяснить эту парадоксальность эффектом теории относительности, очень близким к известному парадоксу близнецов.

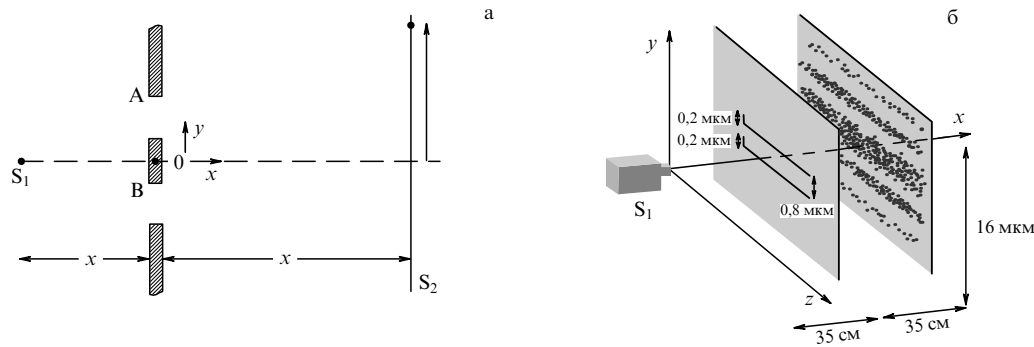


Рис. 1. Конфигурация (а) и результаты (б) интерференционного опыта с двумя щелями [18, 19].

4. Формулировка дуализма в модели Боме

Остановимся на двух возможных представлениях о дуализме волна – частица. Возможны два подхода [16]:

- **"Волна ИЛИ частица"**: Гейзенберг, Паули, Дирак, Йордан и многие другие считали, что в зависимости от экспериментальной ситуации следует выбирать то *или* иное описание поведения квантовой системы. Электроны ассоциируются с амплитудами вероятности. Корпускулярная природа электрона проявляется, когда мы измеряем его координату. По словам Бора, объект не может быть одновременно и тем и другим (это принято называть ортодоксальной интерпретацией квантовой механики и принципом дополнительности)¹.

- **"Волна И частица"**: де Бройль, а вслед за ним и Бом считали, что понятия волны и частицы сливаются на уровне атомных масштабов, где "волна-пилот" направляет траектории электронов. Одновременно существуют сразу два объекта, а не какой-либо один из них.

Различие между этими двумя подходами можно легко увидеть на примере интерпретации двухщелевого эксперимента, в котором пучок электронов низкой интенсивности (так что электроны инжектируются поодиночке) направляется на непрозрачную поверхность с двумя щелями. С другой стороны от этой поверхности на детектирующем экране регистрируются дискретные следы попадания электронов. Даже если считать, что следы на экране соответствуют частицам, то они группируются в интерференционные полосы, характерные для волн. Таким образом, воспроизводится как волновое (интерференция), так и корпускулярное (точки на экране) поведение.

Согласно подходу де Бройля – Боме "волна и частица", волновая функция (модуль которой даёт плотность вероятности нахождения электрона в некоторой координате независимо от процесса измерения) проходит через *обе* щели. В то же самое время с электроном ассоциируется хорошо определённая траектория. Но эта траектория проходит только через *одну* из щелей. Финальное положение частицы на детектирующем экране и щель, через которую проходит частица, определяются началь-

ным состоянием частицы. Такое начальное состояние не контролируется экспериментатором, так что возникает эффект случайности детектируемого изображения. Волновая функция так управляет частицей, что разреживает следы частиц в области, где интерференция деструктивна, и сгущает в области, где интерференция конструктивна, порождая интерференционные полосы на детектирующем экране. По этому поводу Белл писал [1]: «Эта идея кажется мне настолько естественной и простой для разрешения дилеммы "волна – частица" столь ясным и прямым способом, что остаётся большой загадкой, почему она так долго игнорировалась».

Двухщелевой опыт Юнга долго служил решающим экспериментом для интерпретации дуализма волна – частица. Этот простой эффект обладает двумя свойствами квантового феномена: волновой природой на микроскопическом уровне, связанной с феноменом интерференции волновой функции, и корпускулярной природой на микроскопическом уровне, связанной со следами соударений на экране. Двухщелевые интерференционные эксперименты были выполнены с массивными объектами, такими как электроны, нейтроны, холодные нейтроны, атомы, а недавно также с когерентными ансамблями ультрахолодных атомов и с мезоскопическими одиночными квантовыми объектами.

Корректное численное моделирование двухщелевого эксперимента на основе интерпретации Боме впервые успешно было осуществлено в работе [18], а затем — в [19]. Квантовый потенциал вычислялся для обычной двухщелевой конфигурации, включающей в себя источник электронов S_1 , две щели, A и B, и экран S_2 . В системе координат с началом в точке 0, показанной на рис. 1а, центры щелей имеют координаты $(0, y)$ и $(0, -y)$.

Щели являются достаточно длинными (бесконечными) вдоль оси z (нормальной к плоскости рисунка), так что вдоль оси z нет эффекта дифракции. Поэтому при моделировании рассматривали только волновую функцию вдоль оси y ; переменная x классически интерпретировалась как $x = vt$. Электроны, испускаемые электронной пушкой, представлялись одной и той же начальной волновой функцией

$$\psi^0(y) = (2\pi\sigma_0^2)^{-1/4} \exp\left(-\frac{y^2}{4\sigma_0^2}\right) \quad (8)$$

со стандартным отклонением $\sigma = 3$ мкм. Метод континуальных интегралов по траекториям Фейнмана позволил вычислить зависящую от времени волновую функ-

¹ Углублённый теоретический анализ соотношения дополнительности приводит к неравенству $V^2 + D^2 \leq 1$, которое ограничивает сверху максимальные значения одновременно определённых параметров: интерференционной видности V и различимости пути (path distinguishability) D [17]. Очевидно, что случаи $V = 1$, $D = 0$ и $V = 0$, $D = 1$ являются предельными.

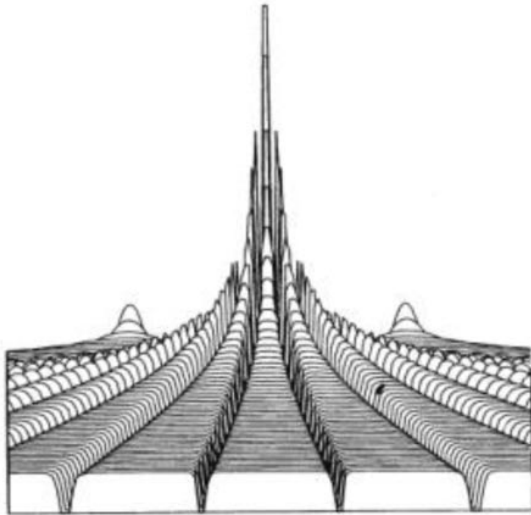


Рис. 2. Квантовый потенциал для двух гауссовых щелей относительно S_2 [18].

цию. Волновая функция *перед щелями* выражается как

$$\psi(y, t) = (2\pi s_0^2(t))^{-1/4} \exp \left[-\frac{(y - vt)^2}{4s_0^2(t)} \right], \quad (9)$$

где

$$s_0(t) = \sigma_0 \left(1 + \frac{i\hbar t}{2m\sigma_0^2} \right). \quad (10)$$

За щелями волновая функция является суммой волновых функций щелей А и В:

$$\psi(y, t) = \psi_A(y, t) + \psi_B(y, t), \quad (11)$$

где

$$\psi_A(y, t) = \int_A \left(\frac{m}{2i\hbar t_1} \right)^2 \exp \left[im \frac{(y - y_a)^2}{2\hbar(t - t_1)} \right] \psi(y_a, t_1) dy_a, \quad (12)$$

$$\psi_B(y, t) = \int_B \left[\frac{m}{2i\hbar t_1} \right]^2 \exp \left[im \frac{(y - y_b)^2}{2\hbar(t - t_1)} \right] \psi(y_b, t_1) dy_b. \quad (13)$$

Амплитуды вероятностей $\psi_A(y, t)$ и $\psi_B(y, t)$ находились интегрированием по всем координатам щелей. Вычисление волновой функции осуществлялось с использованием метода континуальных интегралов по траекториям, с помощью которого квантовый потенциал получен из выражения (4) (рис. 2, 3).

Траектории вычислены интегрированием по времени уравнения $\nabla S = mv$, которое связывает S -функцию со скоростью частиц обычным способом. Вначале траектории от каждой щели расходятся таким образом, что они совместимы с одиночной гауссовой щелью. Последовательные изломы траекторий совпадают с "провалами" (throughs) в квантовом потенциале. Провалы возникают потому, что когда частица попадает в область провала, она испытывает значительное воздействие в y -направлении, которое быстро ускоряет частицу от провала к провалу в области, где "сила" снова становится слабой.

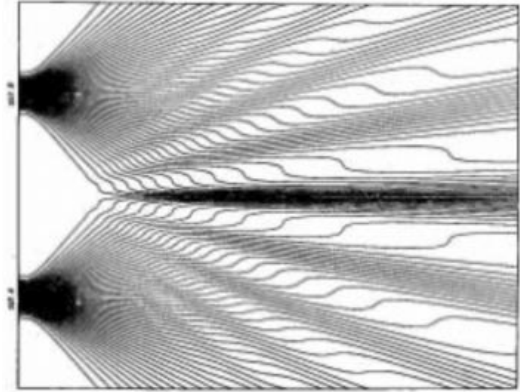


Рис. 3. Ансамбль траекторий, проходящих через две гауссовы щели [18].

Как следствие, большинство траекторий располагаются вдоль плато и дают яркую интерференционную картину, когда провалы совпадают с тёмными полосами.

Интересно, что, согласно рис. 3, бомовские траектории не могут пересекаться, поскольку поле скоростей однозначно относительно оси x , иначе о какой детерминированности можно было бы вообще говорить (подробнее см. раздел 2.2 работы [45], который так и называется "Правило непересечения")? Но тогда получается, что частицы, прошедшие верхнюю щель, никогда не смогут оказаться ниже плоскости $y = 0$, и наоборот. Хотя совершенно очевидно, что за счёт дифракции на щели — это вполне возможные траектории. Вопрос серьёзный, поскольку он ставит под сомнение всю логику Д. Бом. Обсуждению этого вопроса посвящены работы [8, 20, 45].

5. "Сюрреалистические" бомовские траектории

Интересная ситуация возникает, если рядом с каждой щелью поместить двоичный детектор, указывающий, прошла ли частица через данную щель, или нет [20]. Такие детекторы сообщают нам информацию о выборе пути ("который путь") и позволяют различить траектории двух классов: проходящие через одну щель и проходящие через другую щель. При этом, разумеется, утрачивается интерференционная картина на экране (рис. 4).

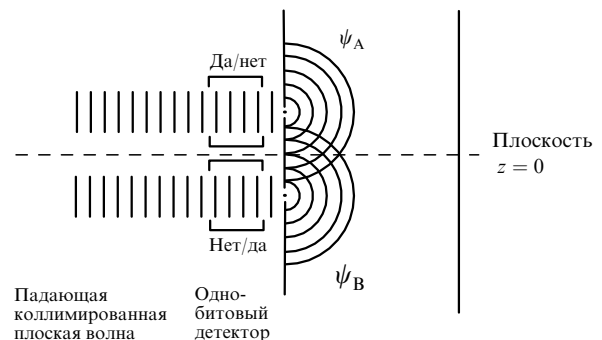


Рис. 4. Двухщелевой интерферометр с двоичными детекторами ("да/нет") ("yes/no" one-bit detectors): коллимированная плоская волна через щели падает на детектирующий экран. Из-за информации о выборе пути частиц интерференция на экране исчезает. Но могут ли траектории пересекаться?

При наличии таких двоичных детекторов вклад верхней щели теперь *коррелирует* с информацией "который путь", зарегистрированной верхним детектором, и аналогично по отношению к нижней щели и нижнему детектору.

Но через какую щель прошла частица? Предположим, что верхний детектор выдал "да", а нижний — "нет". Тогда вероятность обнаружить след частицы на экране не исчезает совсем на нижней половине экрана, хотя никакие из возможных траекторий не могут пересечься вследствие однозначности поля скоростей [45]. Следовательно, возможен случай, когда частица *прошла* через верхний детектор и, значит, через *верхнюю* щель, а затем попала в нижнюю половину экрана, так что соответствующая *бомовская траектория проходит через нижнюю щель*. Иными словами, в присутствии двоичных детекторов бомовские траектории частицы могут характеризоваться противоречивым поведением: они могут начинаться в одной щели, тогда как показания детекторов говорят о том, что частица прошла через другую щель. Короче говоря, бомовские траектории теперь не являются реалистическими, они "сюрреалистичны".

В соответствии с этой теоретической моделью была выполнена экспериментальная работа [8], в которой даётся также теоретический анализ ситуации. Эксперимент производился с двумя запутанными по траекториям фотонами с использованием методики "слабых" измерений (см., например, [21]). Показано, что траектории первой частицы (её положение и скорость) действительно связаны с поведением второй частицы, причём на расстоянии, т.е. *нелокально*. Это, конечно, не ново, но даёт уверенность в нелокальности квантовых корреляций и потенциала Боба Q в (4).

Но можно ли тестировать интерпретацию Боба экспериментами с фотонами? Дело в том, что первоначально концепция Боба была сформулирована для массивных частиц. Но если бы она таковой и оставалась, то её нельзя было бы признать универсальной интерпретацией квантовой механики. Поэтому естественным развитием этой концепции явилось её обобщение для фотонов. В разделе 3 работы [45] читаем:

"Бомовская механика первоначально была сформулирована для описания массивных частиц, что позволяло объяснить эксперименты с одиночными частицами, подобные тем, которые выполнили Мерли с сотрудниками [52], Тономура с сотрудниками [53] или Шимизу с сотрудниками [54]. Кроме того, имеются сходные эксперименты с одиночными фотонами, такие как эксперимент Димитровой и Вэйса [55]. Как показал Проссер [56], это действительно возможно на основании прямого анализа

уравнений Максвелла (которое ставит электромагнетизм на тот же уровень, что и волновая механика Шрёдингера [57])."

Таким образом, эксперименты с фотонами тоже показательны по отношению к концепции Боба.

Выяснить, через какую щель прошла частица, очень просто: в случае фотонов перед щелями можно поставить взаимно ортогональные поляризаторы, так что прохождению верхней щели будет соответствовать состояние, например, $|H\rangle$, а нижней — $|V\rangle$. Если наблюдаются электроны, то это могут быть два противоположных спина. В любом случае состояния взаимно ортогональны, так что $\langle H|V\rangle = 0$.

Траектории одиночного фотона (частица 1) измеряются и постселектируются с помощью детектирования второго фотона, запутанного с первым (частица 2). С этой целью один из запутанных фотонов направляется в схему измерения параметров траектории, а другой фотон используется в качестве источника управляющего воздействия, открывающего или блокирующего попадание первого фотона в схему измерения.

Отсчёт детектора информации о выборе пути (Which Way Measurement — WWM) может регистрироваться по усмотрению экспериментатора в тот момент, когда частица 1 находится в ближней зоне (рис. 5а) или в средней зоне (рис. 5б). При этом отсчёт для частицы 2 не регистрируется до тех пор, пока частица 1 не попадёт в нужную зону. На рисунке 5 указаны соответствующие щели для исходных бомовских траекторий, а высота показывает результат WWM (положение x_2 второй, "контрольной", частицы, т.е. через какую щель она прошла). Когда отсчёт WWM регистрируется при нахождении частицы 1 в ближней зоне, бомовские траектории идеально коррелируют со значением этого результата. Если отсчёт WWM производится при нахождении частицы 1 в средней зоне, то бомовские траектории коррелируют с результатом WWM только на краях диаграммы. Вблизи оси симметрии прибора равновероятны оба результата WWM независимо от той щели, в которой начинается бомовская траектория. Авторы [8] объясняют это тем, что состояние частиц при удалении от экрана со щелями переходит в суперпозицию $|H\rangle$ и $|V\rangle$, что, конечно, так и есть, и это приводит к неоднозначности определения того, через какую щель прошла частица. Но если бы состояние поляризации изменялось при распространении фотонов, то наблюдалась бы их интерференция за счёт постепенного "стирания" информации "который путь", что аналогично эффекту "квантового ластика" (см., например, [22]). А этого, разумеется, не может произойти, поскольку нет никаких физических причин подобного изменения.

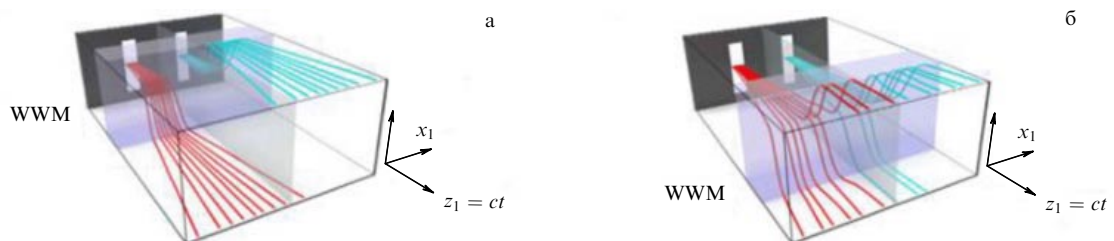


Рис. 5. Бомовские траектории в двухщелевом эксперименте. Различие траекторий по вертикали показывает, из какой щели пришла частица. На диаграмме рис. б возникает неоднозначность траекторий, которая свидетельствует о том, что либо траектории всё же пересекаются, либо о не строгом соответствии состояний $|H\rangle$ и $|V\rangle$ своим щелям. (Из работы [8].)

Суперпозиция возникает лишь в результате перекрытия индикатрис рассеяния щелей, а результат измерения поляризации однозначно соответствует той или иной щели.

Итак, трудность интерпретации "сюрреалистических" траекторий таким образом обойти не удаётся.

6. Теория Бом и проблема измерения

Ещё в работе [23] фон Нейман обратил специальное внимание на принципиальное различие между "собственной" эволюцией квантовой системы (описываемой обратимым во времени уравнением Шрёдингера) и "редукционной" эволюцией. Последняя обычно имеет необратимый характер и происходит при измерении состояния частицы. Измерительная процедура приводит к коллапсу квантового состояния, когда суперпозиция возможных состояний мгновенно, как принято считать, в случае ортогональных измерений заменяется одним и только одним из состояний суперпозиции, в которой система пребывает до измерения. Фон Нейман назвал такое измерение "проективным", поскольку исходный вектор состояния в гильбертовом пространстве мгновенно трансформируется ("редуцируется", или "коллапсирует") в одну из своих базисных компонент в данном пространстве. Это означает, что начальная (до измерения) волновая функция заменяется одним из *собственных состояний* конкретного проекционного оператора $\hat{P}$. В отличие от детерминистического закона эволюции волновой функции, задаваемого уравнением Шрёдингера, коллапс не является детерминистическим, поскольку финальная волновая функция выбирается случайно среди собственных состояний оператора $\hat{P}$. Такое описание напоминает некий "трюк" [24], а главное — произвольно "изолирует" измеряемую квантовую систему от остального мира.

Бом предложил совершенно другой подход к проблеме измерения. В его теории измерительный процесс интерпретируется, как любой другой процесс взаимодействия частиц, так что вышеописанные трудности ортодоксальной интерпретации просто исчезают, в частности, отпадает необходимость введения проекционных операторов. Здесь вся квантовая система описывается траекторией плюс волновой функцией, а не одной только волновой функцией. Волновая функция и траектория обе ассоциируются с системой *в целом*, т.е. с измеряемой квантовой системой плюс измерительный прибор. Для такой составной системы в общем уравнении Шрёдингера в течение процесса измерения в гамильтониане появляется слагаемое, описывающее взаимодей-

ствие, так что уравнение Шрёдингера остаётся справедливым как во время измерения, так и после прекращения взаимодействия. Именно это слагаемое вводит связь между состояниями системы и измерительного прибора, давая тем самым возможность осуществить измерение. В то же время при измерении происходят изменения в состояниях измеряемой системы и измерительного прибора — их степени свободы, взаимно независимые до измерения, после измерения оказываются коррелированными (запутанными) между собой. Как указывал Бом, при измерении важно, чтобы связь между системой и прибором была достаточно сильной, а само взаимодействие должно продолжаться в течение определённого минимального интервала времени, но не настолько долго, чтобы вызвать искажения (в книге [25] Бом приводит в виде сравнительного аналога слишком короткую или слишком длинную экспозиции при фотосъёмке).

Хорошим примером измерения может служить двухщелевой эксперимент с непрерывным спектром возможных траекторий. Согласно представлениям Бом частица, в отличие от таковой в ортодоксальной интерпретации квантовой теории, благодаря влиянию нелокального скрытого параметра (фазы волновой функции), выбирает определённую траекторию — одну из возможных в соответствии с уравнением Шрёдингера. В ходе эксперимента общая волновая функция, отвечающая суперпозиции возможных состояний, расщепляется на волновые пакеты по числу таких траекторий, причём расстояние между центрами пакетов увеличивается, так что они перестают перекрываться в пространстве. В итоге одному из пакетов соответствует бомовская траектория, тогда как все остальные пакеты оказываются "пустыми" (рис. 6) (см. также [6]).

Расщепление волновой функции очень напоминает многомировую интерпретацию квантовой механики Эверетта [26] с той лишь разницей, что, согласно Эверетту, частица принадлежит всем волновым пакетам, но они находятся в разных "мирах" (см., например, [27–29]), а, согласно Бому, все пакеты, кроме одного, пустые.

С современной точки зрения процесс измерения и эволюции при этом векторов состояния называется декогеренцией. В этом участвуют и измеряемая система M , и измеряющий прибор (или окружение) ε [30].

Перед измерением система M характеризуется матрицей плотности, отвечающей этому состоянию. Члены, стоящие на главной диагонали матрицы, дают вероятности получения каждого из возможных (базисных) результатов измерения, а члены, расположенные вне главной

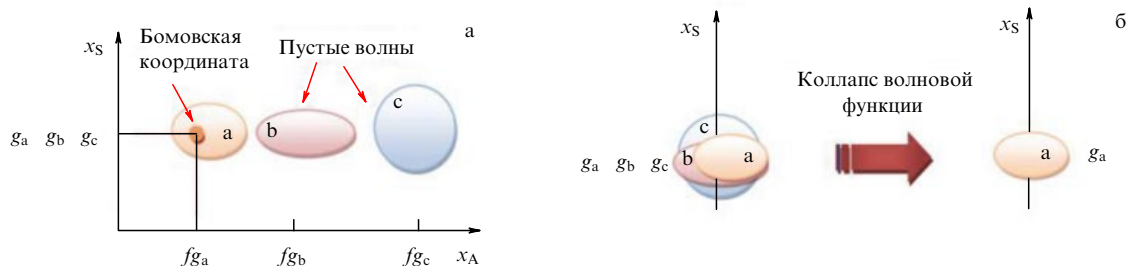


Рис. 6. Диаграммы, иллюстрирующие отличие бомовской интерпретации от ортодоксальной интерпретации. (а) Бомовское объяснение измерения в пространстве $[x_S, x_A]$ (система – прибор): из перекрывающейся волновой функции только часть g_a волновой функции, где представлена траектория, требуется для вычисления эволюции бомовской системы. (б) Ортодоксальное объяснение измерения в пространстве $[x_S]$ (система): волновая функция (системы) коллапсирует в часть g_a , когда осуществляется измерение. (Из работы [16].)

диагонали, соответствуют корреляциям (фазовым соотношениям) между базисными состояниями. Аналогичным образом описывается и окружение ε .

При взаимодействии системы M с окружением ε (т.е. при измерении) происходит запутывание степеней свободы M и ε . Описывающая их общая матрица плотности, которая до измерения могла быть разложена (факторизована) на два сомножителя, по отдельности отвечавших за M и ε , утрачивает это свойство, так как возникает корреляция между степенями свободы M и ε , которой до измерения не было. В частности, если M и ε изначально находились в чистых состояниях, то каждая часть составной системы (M и ε) на этом этапе может быть уже описана только матрицей плотности, а не отдельным вектором состояния (рис. 6).

Завершающий этап сводится к процессу декогеренции, который характеризуется разрушением фазовых соотношений между отдельными состояниями — происходит уменьшение элементов матрицы плотности вне главной диагонали (коэффициентов корреляции), тогда как элементы на главной диагонали (вероятности базисных состояний) существенно не изменяются. В итоге измеряемая система переходит в статистическую смесь возможных результатов измерений, что формально может соответствовать проекционному оператору фон Неймана, если матрица плотности является проектором.

7. Критика гипотетического расщепления волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты

Если следовать гипотезе Бома о расщеплении волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты, то в интерференционных схемах с разделением частиц на два канала сама частица должна присутствовать только в одном канале, иначе у неё не будет траектории вообще. Заметим, что интерпретация Бома отличается от формализма фейнмановских путей в квантовой механике [31], согласно которому вероятность перехода между двумя точками в фазовом пространстве вычисляется с использованием всех возможных путей между этими двумя точками. Хотя, с другой стороны, если считать методу Р. Фейнмана чисто математическим приёмом, не вкладывая в него интерпретационного смысла, то это отличие не выглядит столь существенным.

Однако механика Бома утверждает, что каждая квантовая частица следует по своей траектории детерминистическим образом. При этом во многом сохраняются представления классической механики. Здесь, помимо проверки "сюрреалистических" траекторий, мы имеем счастливую возможность проверить гипотезу Бома для фотонов экспериментально, по крайней мере в виде мысленного эксперимента, выбрав соответствующую экспериментальную схему с помощью обычного квантовомеханического расчёта. Действительно, можно предложить строгое доказательство пребывания фотона в обоих плечах интерферометра Маха–Цендера одновременно [32, 33], т.е. доказать, что *все* волновые пакеты непустые и никакой предопределённости нахождения частицы в одном из них нет.

Поместим вместо или в качестве фазовых задержек в плечах интерферометра две идентичные обладающие кубической нелинейностью среды, в которых происходит фазовая самомодуляция (ФСМ), т.е. изменение показателя

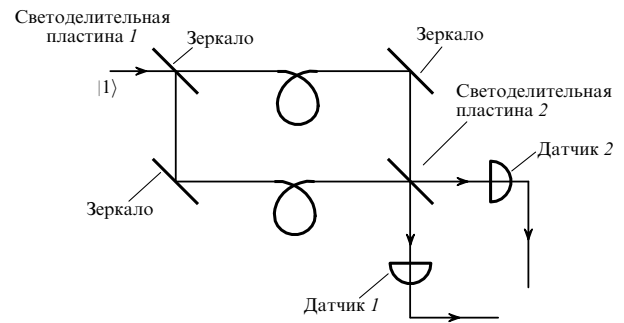


Рис. 7. Схема интерферометра Маха–Цендера с идентичными нелинейными волокнами в каналах.

ателя преломления сред под действием света. Такими средами могут служить, например, кварцевые волокна (рис. 7). Фотон, проходя через них, должен приобрести дополнительный фазовый набег, который неизбежно скажется на результате интерференции. Но для появления такого нелинейного фазового набега в волокне должен присутствовать сам фотон, а не просто его пустой волновой пакет, поскольку в последнем нет энергии, которая инициировала бы нелинейный эффект ФСМ. Вся энергия частицы сосредоточена, согласно Бому, именно в самой частице, а вектор квантового состояния лишь направляет её в ту или иную сторону.

Пусть в отсутствие излучения фазовые набег в плечах были одинаковыми. Тогда, посылая в интерферометр единичный фотон, мы имеем следующую альтернативу: либо фотон пройдёт только одно плечо и разность фаз изменится за счёт нелинейного набега фазы в этом плече, либо фотон пройдёт оба плеча, нелинейные фазовые набег в которых будут одинаковы, так что разность фаз не изменится. В последнем случае фотон появится лишь на одном из выходов интерферометра.

Входную монохроматическую моду в фоковском состоянии $|1\rangle$ будем описывать оператором уничтожения фотона $\hat{a}_1$, а вакуумную моду $|0\rangle$ на втором входе — оператором $\hat{a}_0$. После первого 50%-ного светоделителя также рассматриваем две моды, описываемые операторами $\hat{a}_2, \hat{a}_3$ в представлении Гейзенберга:

$$\hat{a}_2 = \frac{\hat{a}_1 + \hat{a}_0}{\sqrt{2}}, \quad \hat{a}_3 = \frac{\hat{a}_1 - \hat{a}_0}{\sqrt{2}}. \quad (14)$$

Далее учтём действие керровской нелинейности. Устойчивое поперечное распределение интенсивности в кварцевых волокнах можно рассматривать как моду излучения, а сам четырёхфотонный процесс описывать одноמודовым гамильтонианом (см., например, [34] и цитируемую там литературу):

$$\hat{H} = \frac{\hbar}{2} \chi^{(3)} \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a}, \quad (15)$$

где $\chi^{(3)}$ — коэффициент кубической нелинейности, нормированный на число фотонов. Нелинейный отклик полагаем мгновенным.

Соответствующий оператор эволюции квантового состояния в представлении Шрёдингера выражается как

$$\hat{U} = \hat{I} \exp \left(-i \frac{\bar{\chi}}{2} \hat{a}^\dagger \hat{a}^\dagger \hat{a} \hat{a} \right) = \hat{I} \exp \left[-i \frac{\bar{\chi}}{2} \hat{n}(\hat{n} - 1) \right], \quad (16)$$

где $\bar{\chi} = \chi^{(3)}t$, а время эволюции t связано с длиной волокна $l = vt$, v — скорость распространения моды в волокне, $\hat{n}(t)$ — оператор числа фотонов.

В представлении Гейзенберга оператор уничтожения фотона моды поля подчиняется уравнению $i\hbar d\hat{a}/dt = [\hat{a}, \hat{H}]$, отсюда $\hat{a}(t) = \exp(-i\bar{\chi}\hat{a}^\dagger(0)\hat{a}(0))\hat{a}(0)$, а в нашем случае

$$\hat{a}_2' = \exp(-i\bar{\chi}\hat{a}_2^\dagger\hat{a}_2)\hat{a}_2, \quad \hat{a}_3' = \exp(-i\bar{\chi}\hat{a}_3^\dagger\hat{a}_3)\hat{a}_3. \quad (17)$$

Соответственно получим две выходные моды интерферометра:

$$\hat{a}_0' = \frac{\hat{a}_2' - \hat{a}_3'}{\sqrt{2}}, \quad \hat{a}_1' = \frac{\hat{a}_2' + \hat{a}_3'}{\sqrt{2}}. \quad (18)$$

Найдём средние значения чисел фотонов на выходах интерферометра:

$$\langle \hat{n}_0 \rangle \equiv \langle \hat{a}_0'^\dagger \hat{a}_0' \rangle = 0, \quad \langle \hat{n}_1 \rangle \equiv \langle \hat{a}_1'^\dagger \hat{a}_1' \rangle = 1. \quad (19)$$

Итак, мы наблюдаем интерференцию с нулевой разностью фаз, следовательно, фотон пребывает в обоих каналах одновременно.

Всё было бы хорошо, если бы не одно прискорбное обстоятельство. Согласно (16) одиночный фотон в фоковском состоянии $|1\rangle$ не приобретает нелинейного фазового набег, поскольку при $n = 1$, т.е. при любом усреднении по $|1\rangle$, $\hat{U} = \hat{I}$. Это неудивительно, так как ФСМ является одним из видов нелинейного четырёхфотонного процесса, вырожденного по частоте и по направлению, когда два фотона накачки превращаются в точно такие же два фотона, но уже с фазовым набегом. Поэтому одиночный фотон не в состоянии реализовать процесс ФСМ.

Но что же делать? Попробуем направить в два плеча интерферометра не суперпозицию $|\psi\rangle = (1/\sqrt{2})(|01\rangle + |10\rangle)$, а $|\psi\rangle = (1/\sqrt{2})(|12\rangle + |21\rangle)$. Такие трёхфотонные поля можно приготовить следующими способами. Во-первых, использовать трёхкаскадный переход атома из возбуждённого состояния в основное состояние, при котором два из трёх испускаемых фотонов вырождены, т.е. принадлежат одной моде. Во-вторых, применить нелинейное преобразование частоты вниз в среде с кубичной нелинейностью $\chi^{(3)}$ [35] либо в результате каскадного процесса, аналогичного описанному в [36, 37]. В последнем варианте на первом этапе рождаются два фотона в ходе невырожденного параметрического рассеяния в пьезокристалле, например, типа $3\omega \rightarrow 2\omega + \omega$, а на втором происходит расщепление одного из фотонов при вырожденном параметрическом процессе, т.е. появление субгармоники: $2\omega \rightarrow \omega + \omega$. Сформированные таким образом моды a и b поступают далее в плечи интерферометра Маха–Цендера с нелинейными волнами. Вектор состояния на входе в них имеет вид

$$|\psi\rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1\rangle_a|2\rangle_b + |2\rangle_a|1\rangle_b). \quad (20)$$

После действия оператора эволюции $\hat{U}$ (16) имеем

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}[|1\rangle_a|2\rangle_b \exp(-i\bar{\chi}_b) + |2\rangle_a|1\rangle_b \exp(-i\bar{\chi}_a)]. \quad (21)$$

На выходе интерферометра, согласно (18), вероятность срабатывания детекторов пропорциональна среднему

числу фотонов:

$$\begin{aligned} \langle \hat{n}_0 \rangle &\equiv \langle \hat{a}_0'^\dagger \hat{a}_0' \rangle = \frac{1}{2}[1 + \cos(\bar{\chi}_a - \bar{\chi}_b)], \\ \langle \hat{n}_1 \rangle &\equiv \langle \hat{a}_1'^\dagger \hat{a}_1' \rangle = \frac{1}{2}[1 - \cos(\bar{\chi}_a - \bar{\chi}_b)]. \end{aligned} \quad (22)$$

Решая эту задачу в представлении Гейзенберга, получаем тот же результат.

Итак, при одинаковых волокнах, $\bar{\chi}_a = \bar{\chi}_b$, имеем фотоотсчёты лишь одного детектора, а это означает, что интерференция имеет место и оба состояния суперпозиции одновременно присутствуют в обоих плечах интерферометра. Следовательно, ни расщепления вектора состояния, ни пустых волновых пакетов нет, как и в случае с однофотонными состояниями.

Если иметь в виду интерферометр Маха–Цендера, то на его вход можно подать фоковское состояние $|3\rangle$, тогда поле в его плечах будет описываться вектором состояния

$$|\psi\rangle_0 = \frac{1}{2\sqrt{2}}(|0\rangle_a|3\rangle_b + \sqrt{3}|1\rangle_a|2\rangle_b + \sqrt{3}|2\rangle_a|1\rangle_b + |3\rangle_a|0\rangle_b), \quad (23)$$

а вероятности срабатывания детекторов будут неравными: $1/4$ и $3/4$, что также доказывает наличие интерференционного эффекта и одновременного присутствия всех составляющих квантовой суперпозиции в плечах интерферометра.

Есть ещё одно, хотя и косвенное, доказательство указанного факта, основывающееся на неоспоримом присутствии квантовой суперпозиции, а не конкретных значений измеряемых величин квантовых наблюдаемых. Вместе с тем наличие квантовой суперпозиции как раз и противоречит существованию одной определённой траектории квантовой частицы или частиц. Упомянутое доказательство состоит в эксперименте, пока только мысленном, в котором отсутствует конкретное значение разности фаз у двух запутанных фотонов, но присутствует полная суперпозиция всех возможных значений этой разности фаз [38].

В связи с этим необходимо отметить, что рассмотренный здесь интерференционный эффект, вообще говоря, может быть объяснён гипотетическим "нелокальным влиянием пустого плеча". Но в работе [38] показано, что нелокальный классический реализм (в смысле существования определённых значений физических величин до момента измерения) может быть опровергнут. Применительно к рассмотренному здесь интерференционному эффекту это означает, что частица до момента её регистрации не может находиться в одном из плеч интерферометра, так как нахождение частицы там было бы априорно определённым, "нелокальное влияние пустого плеча" в контексте классического нелокального реализма, свойственное концепции Бома, неприемлемо.

8. Скрытые параметры фон Неймана, возражения Бома и Белла

Бом интерпретировал полученные им соотношения в том смысле, что они в принципе означают *опровержение квантового indeterminизма*. Если бы значение фазы S было известно, то мы могли бы, как считал Бом, определить "индивидуальные" скорости частиц v_i и с помощью дальнейшего интегрирования по времени при

заданных начальных значениях найти "индивидуальные" траектории частиц. Здесь возникает по меньшей мере два фундаментальных вопроса.

- Как быть с известной теоремой фон Неймана о скрытых параметрах, ограничивающей детерминизм поведения отдельных квантовых частиц?

- Правильно ли, вообще, в данном случае говорить об "индивидуальных" характеристиках частиц?

Но можно ли согласовать принципы квантовой механики с детерминистическим, а не вероятностным описанием квантовых объектов? В знаменитом труде Джона фон Неймана приведён полученный ранее Робертсоном [39] результат, названный затем "теоремой фон Неймана о скрытых параметрах". Согласно этой теореме, квантовая теория, как следует из её основных принципов, может давать только вероятностное, но не детерминистическое описание квантовых объектов. Поскольку эта теорема в дальнейшем многократно подвергалась критике и различным "переинтерпретациям" (см., например, [40] и цитируемую там литературу), дадим её точную формулировку.

Пусть двум квантовым наблюдаемым величинам A и B соответствуют два *некоммутирующих* самосопряжённых эрмитовых оператора, $\hat{A}$ и $\hat{B}$, причём $\hat{A}\hat{B} - \hat{B}\hat{A} = i\hat{C}$. Тогда может быть строго доказано *соотношение неопределённостей Гейзенберга*:

$$\sqrt{(\Delta A)^2(\Delta B)^2} \geq \frac{1}{2}|\bar{C}|, \quad (24)$$

где ΔA и ΔB — среднеквадратические принципиально неустранимые отклонения индивидуальных результатов измерения A и B от их средних значений. Иными словами, поскольку для описания квантовых явлений необходимы некоммутирующие операторы, использующая их теория не может быть детерминистической.

Сам Бом, не оспаривая математической корректности формального аппарата квантовой теории, настаивал на том, что такое описание соответствует не окончательно, а лишь промежуточному уровню представления реальности. Логика Боме состояла в следующем утверждении: да, статистическая интерпретация квантовой механики, допускающая использование некоммутативных операторов, является внутренне непротиворечивой и подтверждается экспериментами. Для такой теории "скрытые" (детерминистические) параметры действительно не нужны. Но означает ли это, что невозможен более глубокий уровень описания, также внутренне непротиворечивый и допускающий экспериментальное подтверждение? В качестве возможной иллюстрации Бом приводит сопоставление феноменологической термодинамики (в которой фигурируют макроскопические параметры — давления, температуры и т.п.) со статистической физикой, в которой *макроскопические* параметры не постулируются, а возникают как результат действия ансамбля *микроскопических* степеней свободы отдельных атомов и молекул. Как известно, между сторонниками этих концепций в своё время шла упорная идеологическая борьба и победил именно микроскопический подход.

Можно привести и другую аналогию, более близкую, как представляется, к тезису Боме. Рассмотрим линейную электрическую цепь со стационарными гармоническими токами и напряжениями. Здесь можно выделить два уровня анализа. На "тонком" уровне можно оперировать мгновенными значениями токов и напряжений (и

измерять их), это как раз то, что имеет в виду Бом. На "грубом" уровне мы должны говорить только о "действующих" среднеквадратичных (root mean square — RMS) значениях токов и напряжений, которые в каждой ветви квадратично усреднены за период гармонического тока, а также о фазовых углах между ними, тогда мы имеем прагматичную абсолютно непротиворечивую и полную теорию стационарных гармонических процессов, которая, однако, в принципе может быть углублена до "тонкого" уровня. Более того, в такой теории также используются комплексные величины, что приводит к ряду удивительных аналогий, включая коммутационные соотношения, с квантовой механикой [41].

К возражениям против универсальной справедливости теоремы фон Неймана присоединился и Джон Белл. В главе "Невозможная волна-пилот" книги [1] Белл привёл конструктивную критику предпосылок этой теоремы и сослался на модель, предложенную Бомом, которая выходила за рамки подобных предпосылок, в частности вводила параметр фазы, явно служащий примером "скрытого параметра" фон Неймана. "Я увидел невозможное осуществлённым", — так в 1952 г. Дж. Белл описал своё невыразимое удивление по поводу публикации статьи Д. Боме. В книге [1] Белл поражается молчанию своих учителей по поводу теории "волны-пилота" де Бройля–Боме. Поэтому Белл подошёл к анализу ситуации с другой стороны. Рассматривая мысленный опыт, связанный с известным парадоксом Эйнштейна–Подольского–Розена (ЭПР), в котором речь идёт о разлёте запутанных квантовых частиц, Белл попытался выяснить, можно ли описать результаты квантовой теории и соответствующих экспериментов с помощью *детерминистических скрытых параметров* [42]. Оказалось, что этого сделать нельзя в принципе, если только не допустить, что между разлетающимися ЭПР-частицами (и/или детекторами этих частиц) возможны *нелокальные* (сверхсветовые) корреляции. Как формально доказал Белл в 1960-х годах [42], а позднее экспериментально проверил Аспе с сотрудниками в 1980-х годах, квантовая механика (а теория Боме — в явном виде через квантовый потенциал) характеризуется именно *нелокальными* корреляциями при запутывании (entanglement) [43, 44].

9. Являются ли скорости и траектории в модели Боме характеристиками индивидуальных частиц?

Являются ли найденные Бомом скорости и точки траектории мгновенными характеристиками именно *индивидуальных* частиц? Сам Бом был в этом убеждён и даже не пытался ставить вопрос как-то иначе, поскольку в этом заключался смысл всей его интерпретации. Однако имеются аргументы в пользу другой точки зрения.

Во-первых, само уравнение Шрёдингера, которое являлось отправным для Боме, оперирует со *статистическим* ансамблем, имеющим то или иное распределение. Отсюда, как представляется, следует, что любое полученное из уравнения Шрёдингера описание также будет иметь статистический характер.

Во-вторых, исходя из аналогии с "квантовой жидкостью", подчиняющейся тем же уравнениям Боме, было показано [45], что "линии течения квантовых потоков не могут пересекаться в конфигурационном пространстве... Следовательно, две или более бомовские тра-

ектории не могут пересекаться в одной и той же точке в данный момент времени...". В то же время теоретически и экспериментально показано, как отмечалось выше, что отдельные квантовые частицы с отличной от нуля вероятностью могут "перескакивать" с одной бомовской траектории на другую, образуя так называемые сюрреалистические траектории [20]. Следовательно, "групповые" бомовские траектории и "индивидуальные" треки следования частиц — это совсем не одно и то же, что и было продемонстрировано на примере "сюрреалистических" траекторий.

Действительно, в 1926 г. Маделунг увидел, что из уравнения Шрёдингера, зависящего от времени, следует уравнение, имеющее вид гидродинамического уравнения непрерывности, в котором фигурируют плотность и потенциал скоростей движущейся жидкости. Развивая эти идеи, Маделунг показал, что каждая собственная функция (решение волнового уравнения), хотя она и зависит от времени, может интерпретироваться как некоторый тип стационарного течения. Поскольку гидродинамическая модель описывала и другие важные черты теории Шрёдингера, Маделунг предположил, что существует возможность рассматривать квантовую теорию атомов с этой точки зрения. Если уравнения Бомы понимаются как уравнения гидродинамики, то траектории, полученные из них, не обязательно должны рассматриваться как траектории реальных частиц, а скорее как *линии потока, ассоциированного с квантовой жидкостью* (действительно, заметим, что уравнение Шрёдингера обычно описывает не "истинную" частицу, а степень свободы).

Тогда немедленно возникает вопрос: что собой представляет траектория по Бому? Является ли она реальным путём, по которому следует квантовая частица, или просто отражает квантовую степень свободы?

Рассмотрим классическую сплошную среду, состоящую из многих различных частиц (атомов, ионов, молекул и т.д.); все степени свободы описываются системой дифференциальных уравнений, причём число уравнений совпадает с числом степеней свободы. Пусть нас интересует не микроскопическое, а лишь макроскопическое описание среды с помощью уравнения типа уравнений Эйлера или Навье – Стокса, которые феноменологически описывают эволюцию сплошной среды, не уделяя внимания микроскопической динамике её составляющих. Именно на этом построены основы гидродинамики. В таком случае при экспериментальном изучении поведения среды обычно следят за движением некоторых частиц, а именно частиц-маркеров, которые позволяют визуализировать динамику потока при движении вдоль линий его течения, совпадающих с линиями переноса энергии. Например, если мы хотим наблюдать эволюцию потока воздуха, то мы можем следить за распространением дыма сигареты; для слежения за потоком воды можно использовать другую жидкость, типа чернил, или мелкие плавающие частицы типа пылицы, или крошки древесного угля. На космологических масштабах такой гидродинамический подход также может быть применён с использованием в качестве частиц-маркеров звёзд, галактик или их скоплений. Реальные отдельные квантовые частицы ведут себя как корпускулы, хотя их распределение обнаруживает волновые свойства согласно уравнению Шрёдингера или его бомовским эквивалентам. Следовательно, очевидно, что свойства ансамбля требуется описывать коллективно, т.е. функцией плот-

ности распределения, роль которой играет плотность вероятности в квантовой механике или, на более элементарном уровне, волновая функция. Это соответствует *статистической интерпретации Борна* для квантовой механики [46].

10. Модель Гроссинга

Вспомним приведённую в разделе 2 цитату из [4]: "Увидев, что это уравнение подобно уравнению с мнимым коэффициентом диффузии, Шрёдингер ослабил своё первоначальное требование о вещественности ψ и допустил возможность комплексных значений для механического полевого скаляра ψ ...". Здесь встречаются два ключевых слова: "диффузия" и "комплексность". К этим двум понятиям в ряде своих работ обращается австрийский теоретик Герхард Гроссинг, выстраивая так называемую *эмерджентную квантовую механику*. Под этим термином Гроссинг понимает квантовую механику, возникающую на субквантовом уровне из классических по своей сути представлений.

В работе [47] Г. Гроссинг предлагает следующую модель, описывающую распространение квантовой частицы в среде "нулевых колебаний" вакуума. Считается, что энергия такой квантовой частицы имеет две составляющие. Первая из них — это обычная (постоянная) энергия квантового осциллятора (пропорциональная частоте колебаний), а вторая — это *дополнительная кинетическая компонента, обусловленная флуктуирующим (гармонически изменяющимся) импульсом частицы*, который непрерывно приобретает и теряет из-за обмена энергией с вакуумом. В результате движение частицы приобретает броуновский характер. Полагая кинетическую энергию "вакуумного термостата" в расчёте на одну степень свободы равной $k_B T/2$, а среднюю кинетическую энергию частицы-осциллятора — равной $\hbar\omega/2$, затем приравнявая их, вводя вероятность для частицы и выражая её обычным образом через действительную амплитуду и фазу волновой функции, Гроссинг получает в точности совпадающее с уравнениями Бомы макроскопическое уравнение *диффузии*, в котором автоматически возникает вышеупомянутый специфический квантовый потенциал. Для единственной свободной частицы этот потенциал не оказывает существенного влияния, однако при наличии нескольких частиц для диффузионных полей сразу следует новое понимание основных свойств квантового потенциала.

Важную роль при этом играет собственная частота ω частицы, которая (насколько можно полагать) резонирует во всём объёме с частотой вакуумных колебаний². Именно вследствие этого возникают *диффузионные волны*, свойства которых радикально отличаются от свойств обычных ("бегущих") волн. В частности, следует обратить внимание на *нелокальные свойства диффузионных волн*. Так как "скорость их распространения" не ограничена, исходное уравнение не приводит ни к бегущим волнам, ни к волновым фронтам, ни к фазовой скорости.

² Ср. с постоянством частоты вибрации (т.е. подпитки энергией) для всего объёма жидкости в экспериментальном поддоне в макроскопических опытах группы Кудэ [48] с "блуждающими капельками", получившими широкую известность ввиду сильной аналогии между ними и основными квантовыми эффектами движения. В частности, возникающие там волны также имеют диффузионный характер.

Скорее, целая область как будто дышит в фазе с осциллирующим источником. В мире диффузионных волн существуют только пространственно коррелированные фазовые лаги, определяемые диффузионной длиной.

Таким образом, вместо проведения привычного анализа поведения одиночной квантовой частицы (фотона, электрона) самой по себе мы приходим к необходимости рассматривать её "диффузионное" распространение в среде, состоящей из нулевых колебаний вакуума. На самом деле эта мысль не столь неожиданна, как могло бы показаться. В теории декогеренции активно используются представления о взаимодействии квантовой частицы со средой, когда среда "измеряет" частицу и запутывается с ней. Например, Д.И. Блохинцев считал, что особенности квантовой механики проистекают из-за невозможности изолировать частицу от окружающего мира. При любой температуре выше абсолютного нуля тела излучают и поглощают электромагнитные волны. С позиций квантовой механики это означает, что их положение непрерывно "измеряется", вызывая коллапс волновых функций. «С этой точки зрения никаких изолированных, предоставленных самим себе "свободных" частиц не существует, — писал Блохинцев. — Возможно, что в этой связи частиц и среды и скрывается природа той невозможности изолировать частицу, которая проявляется в аппарате квантовой механики» [49].

Современная физика уже вплотную на количественном уровне занимается теоретическими моделями декогеренции и их экспериментальной проверкой. В частности, "пригодная для анализа модель представляет собой набор гармонических осцилляторов... или, что эквивалентно, квантовое поле... Присутствие частицы приводит к возбуждению поля и её рассеянию. Результирующая рябь создаёт своего рода запись её положения, формы, ориентации и т.п. и, что наиболее важно, приводит к её мгновенной локализации и, следовательно, появлению траектории. Возникает своего рода такой же след, как на водной поверхности вслед за кораблём, плывущим по озеру, или за камнем, брошенным в воду. Мы переносим этот образ на возмущение некоторыми объектами существующего электромагнитного поля" [50].

При этом важно осознавать, что чисто классическое описание квантовых объектов в присутствии вакуумного континуума мод приводит к ошибочным результатам. Например, попытка численного моделирования атома водорода в рамках планетарной модели Резерфорда в поле белого шума вакуума не даёт, разумеется, стационарных орбит Бора [51].

11. Заключение

Подводя итоги, прежде всего отметим, что формально Бом не расширил сам аппарат квантовой механики, а "просто" предложил заменить уравнение Шрёдингера для одной комплекснозначной волновой функции эквивалентной системой двух уравнений для двух действительных функций — амплитуды и фазы волновой функции.

С другой стороны, такое представление математического аппарата позволило посмотреть на квантовую теорию с новых позиций.

• До Бома, насколько можно судить, "абсолютную" фазу волновой функции считали формальным параметром, не имеющим физического смысла. В новом представлении на смену уравнению Шрёдингера пришли

известные из классической физики уравнение непрерывности (для плотности вероятностей) и уравнение Гамильтона–Якоби, позволяющее фиксировать фазу волновой функции для отдельной траектории (или группы траекторий). В квантовом аналоге уравнения Гамильтона–Якоби появилось новое, отсутствующее в классическом уравнении слагаемое — квантовый потенциал, который обусловил в явном виде *нелокальные* корреляции квантовых частиц.

• Бом интерпретировал отдельные траектории, фиксируемые определённым значением фазы волновой функции, как треки движения индивидуальных квантовых частиц. Однако теоретические аргументы и экспериментальные факты позволяют считать, что речь идёт скорее о классах траекторий, усреднённых по данному значению фазы, тогда как понятие траектории индивидуальной частицы является весьма спорным, тем более что сюда добавляется и "сюрреализм". Теория Бома говорит, по видимому, не об отдельных частицах и их траекториях, а о линиях переноса массы/энергии.

• Бом привёл ряд аргументов, опровергающих универсальную справедливость теоремы фон Неймана о скрытых параметрах. Введённая им "абсолютная" фаза волновой функции является хорошим примером скрытого (нелокального) параметра.

• Бом высказывал твёрдую уверенность в том, что, хотя квантовая механика является полной и непротиворечивой теорией, возможны иные физические теории, также полные и непротиворечивые, но работающие на более тонком уровне представлений о пространстве, времени и физических взаимодействиях.

Итак, гипотеза Д. Бома, несомненно, обладает целым рядом привлекательных и полезных компонентов, однако вряд ли с её помощью можно рассчитывать на обоснование детерминизма квантовых процессов и согласование предсказаний квантовой теории с постулатом об объективно существующих координатах и скоростях частиц, а расщепление волновой функции на пустые и непустой волновые пакеты, как представляется, противоречит результатам возможных экспериментов, по крайней мере с фотонами, и их интерпретациям.

Я очень благодарен М.Х. Шульману за плодотворные дискуссии и сотрудничество. Работа поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований (грант 18-01-00598А).

Список литературы

1. Bell J S *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1987); *Speakable and Unsayable in Quantum Mechanics* 2nd ed. (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2004)
2. de Broglie L *C.R. Acad. Sci.* **179** 507 (1923); Пер. на русск. яз.: де Бройль Л *УФН* **93** 178 (1967)
3. Schrödinger E *Ann. Physik* **79** 361 (1926); Пер. на русск. яз.: Шрёдингер Э, в кн. *Избранные труды по квантовой механике* (М.: Наука, 1976) с. 9
4. Jammer M *The Conceptual Development of Quantum Mechanics* (New York: McGraw-Hill, 1966); Пер. на русск. яз.: Джеммер М *Эволюция понятий квантовой механики* (М.: Наука, 1985)
5. Bohm D *Phys. Rev.* **85** 166 (1952)
6. Bohm D *Phys. Rev.* **85** 180 (1952)
7. Styer D F et al. *Am. J. Phys.* **70** 288 (2002); Пер. на русск. яз.: Стайер Д и др. "Девять формулировок квантовой механики", http://timeorigin21.narod.ru/rus_translation/QM_formulations.pdf
8. Mahler D H et al. *Sci. Adv.* **2** e1501466 (2016)

9. Hensen B et al. *Nature* **526** 682 (2015)
10. Hessmo B et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 180401 (2004)
11. Babichev S A, Appel J, Lvovsky A I *Phys. Rev. Lett.* **92** 193601 (2004)
12. Fuwa M et al. *Nature Commun.* **6** 6665 (2015)
13. Belinsky A V, Zhukovskiy A K *J. Russ. Laser Res.* **37** 521 (2016)
14. Белинский А В, Шульман М Х *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия* (1) 38 (2017)
15. Belinsky A V, Shulman M H *J. Russ. Laser Res.* **38** 230 (2017)
16. Oriols X, Mompart J, in *Applied Bohmian Mechanics: From Nanoscale Systems to Cosmology* (Eds X Oriols, J Mompart) (Singapore: Pan Stanford Publ., 2012) p. 15
17. Jacques V et al. *Phys. Rev. Lett.* **100** 220402 (2008)
18. Philippidis C, Dewdney C, Hiley B J *Nuovo Cimento B* **52** 15 (1979)
19. Gondran M, Gondran A *Am. J. Phys.* **73** 507 (2005)
20. Englert B-G et al. *Z. Naturforsch. A* **47** 1175 (1992)
21. Katz N et al. *Phys. Rev. Lett.* **101** 200401 (2008)
22. Kim Y-H et al. *Phys. Rev. Lett.* **84** 1 (2000)
23. von Neumann J V *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik* (Berlin: J. Springer, 1932); Пер. на англ. яз.: *Mathematical Foundations of Quantum Mechanics* (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 1955); Пер. на русск. яз.: фон Нейман Й *Математические основы квантовой механики* (М.: Наука, 1964)
24. Dürr D, Goldstein S, Zanghi N *J. Stat. Phys.* **116** 959 (2004)
25. Bohm D *Quantum Theory* (New York: Prentice-Hall, 1951)
26. Everett H (III) *Rev. Mod. Phys.* **29** 454 (1957)
27. Менский М Б *УФН* **170** 631 (2000); Menskii M B *Phys. Usp.* **43** 585 (2000)
28. Менский М Б *УФН* **175** 413 (2005); Menskii M B *Phys. Usp.* **48** 389 (2005)
29. Гриб А А *УФН* **183** 1337 (2013); Grib A A *Phys. Usp.* **56** 1230 (2013)
30. Mensky M B *Quantum Measurements and Decoherence. Models and Phenomenology* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2000); Менский М Б *Квантовые измерения и декогеренция. Модели и феноменология* (М.: Физматлит, 2001)
31. Feynman R P *Rev. Mod. Phys.* **20** 367 (1948)
32. Белинский А В *Вестн. МГУ Сер. 3 Физ., Астрон.* (3) 21 (2017); Belinsky A V *Moscow Univ. Phys. Bull.* **72** 224 (2017)
33. Белинский А В *Вестн. МГУ Сер. 3 Физ., Астрон.* (4) 12 (2018); Belinsky A V *Moscow Univ. Phys. Bull.* **73** 351 (2018)
34. Белинский А В *Квантовые измерения* (М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008)
35. Elyutin P V, Klyshko D N *Phys. Lett. A* **149** 241 (1990)
36. Белинский А В *Письма в ЖЭТФ* **54** 13 (1991); Belinskii A V *JETP Lett.* **54** 11 (1991)
37. Eberhard P H *Phys. Rev. A* **47** R747 (1993)
38. Белинский А В, Клевцов А А *УФН* **188** 335 (2018); Belinsky A V, Klevtsov A A *Phys. Usp.* **61** 313 (2018)
39. Robertson H P *Phys. Rev.* **34** 163 (1929)
40. Белинский А В, Лапшин В Б *УФН* **187** 349 (2017); Belinsky A V, Lapshin V B *Phys. Usp.* **60** 325 (2017)
41. Шульман М Х *Вариации на темы квантовой теории* (М.: УРСС, 2004); http://timeorigin21.narod.ru/rus_quantum/Variations.pdf
42. Bell J S *Physics* **1** 195 (1964)
43. Aspect A, in *Quantum [Un]speakeables: From Bell to Quantum Information* (Eds R A Bertlmann, A Zeilinger) (Berlin: Springer, 2002) p. 119; quant-ph/0402001
44. Gondran M, Gondran A "Measurement in the de Broglie-Bohm interpretation: Double-slit, Stern-Gerlach and EPR-B", arXiv:1309.4757; Сокр. пер. на русск. яз.: Гондран М, Гондран А "Измерение в интерпретации де Бройля – Бома: опыт с двумя щелями, опыт Штерна – Герлаха и ЭПРБ-эксперимент"; http://www.timeorigin21.narod.ru/rus_translation/1309_4757_Gondrans.pdf
45. Sanz À S *J. Phys. Conf. Ser.* **361** 012016 (2012)
46. Sanz A S, Miret-Artés S *Am. J. Phys.* **80** 525 (2012)
47. Grössing G *Physica A* **388** 811 (2009); Пер. на русск. яз.: Гроссинг Г "О термодинамической природе квантового потенциала", http://www.timeorigin21.narod.ru/rus_translation/Bom_thermodynamics.pdf
48. Couder Y et al. *Europhys. News* **41** (1) 14 (2010)
49. Шишлова А *Наука и жизнь* (8) 8 (1998)
50. Zurek W H "Decoherence and the transition from quantum to classical – revisited" *Los Alamos Science* (27) 2 (2002); Пер. на русск. яз.: Зурек В "Декогеренция и переход от квантового мира к классическому", http://www.timeorigin21.narod.ru/rus_translation/Zurek.pdf
51. Белинский А В *Вестн. МГУ Сер. 3 Физ., Астрон.* (3) 20 (1999)
52. Merli P G, Missiroli G F, Pozzi G *Am. J. Phys.* **44** 306 (1976)
53. Tonomura A et al. *Am. J. Phys.* **57** 117 (1989)
54. Shimizu F, Shimizu K, Takuma H *Phys. Rev. A* **46** R17 (1992)
55. Dimitrova T L, Weis A *Am. J. Phys.* **76** 137 (2008)
56. Prosser R D *Int. J. Theor. Phys.* **15** 169 (1976)
57. Scully M O, Zubairy M S *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997)

On David Bohm's 'pilot-wave' concept

A.V. Belinsky

Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics,
Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: belinsky@inbox.ru

Adequacy of interpretation of quantum mechanics on the basis of the so-called 'pilot-wave' concept is considered from the perspective of both already realized and possible and gedanken experiments, including those that involve photons. It is shown that this concept, despite undoubtedly being useful, can hardly ensure compliance of quantum-theory predictions with the postulate that particle coordinates and velocities objectively exist, while splitting of the wave function into empty and nonempty wave packets seems to be in contradistinction with the results of feasible experiments and their interpretations.

Keywords: orthodox interpretation, hidden variables, determinism, quantum superposition, quantum statistics

PACS number: 03.65.Ta

Bibliography — 57 references

Received 2 July 2018, revised 11 August 2018

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **189** (12) 1352–1363 (2019)

Physics – Uspekhi **62** (12) (2019)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2018.11.038479>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2018.11.038479>