Декабрь 2020 г. **УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК** *Том 190, № 12*

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Парадокс друга Вигнера: объективной реальности не существует?

А.В. Белинский

Показано, что отсутствие объективного существования результатов квантовых измерений коллапса вектора состояния удалённой локализованной системы не может быть доказано экспериментом, использующим факт нарушения неравенства Белла вида Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта. Приведены также аргументы общего характера и конкретный пример расчёта, подтверждающие это заключение.

Ключевые слова: парадокс друга Вигнера, квантовые невозмущающие измерения, неравенство Белла, неравенство Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта, вектор квантового состояния, проекционный постулат фон Неймана, no-communication theorem

PACS numbers: 03.65.Ud, 42.65.Lm DOI: https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.05.038767

Содержание

1. Введение

В последнее время заметно возрос интерес к выяснению онтологического статуса волновой функции и вектора квантового состояния, являющихся одними из основных понятий квантовой механики. Проявления так называемой квантовой нелокальности и множество квантовых парадоксов не находят бесспорных и общепринятых непротиворечивых интерпретаций. В связи с этим всё больше приверженцев находит так называемая информационная интерпретация, истоки которой были намечены ещё Нильсом Бором [1] и обсуждались в *УФН* ещё В.А. Фоком [2–5], получившая дальнейшее развитие, например, в работах [6–23].

Информационная интерпретация отрицает объективное существование волновой функции и вектора состояния, приписывая им статус математических абстракций, исключительная роль которых сводится лишь к инструменту вычислений. Это сразу снимает ряд вопросов к большинству квантовых парадоксов, например, нет проблем с мгновенным коллапсом волновой функции, так как её в природе не существует, с нелокальностью, поскольку все её проявления опять же связаны с необычным поведением вектора состояния, и т.д.

В основе информационной интерпретации лежит гипотеза о том, что результат измерения квантовой системы зависит от той информации, которую получил наблюдатель в ходе эксперимента, или имеет потенциальную возможность её получить. Например, если можно узнать, через какую щель прошла квантовая частица в ходе двухщелевого опыта, то поведение квантовой системы радикально меняется: интерференция исчезает. Это очень полезное наблюдение, поскольку даёт возможность на качественном уровне предсказать результат, не прибегая к конкретным вычислениям. По сравнению с "нулевым" "обскурантизмом" Дэвида Мерлина с его известным афоризмом: "Заткнись и считай!" — здесь проступают явно положительные моменты осмысления происходящего. Однако пользоваться этим алгоритмом информационной интерпретации следует с величайшей осторожностью, ибо, как будет показано во второй части данной работы, он может давать сбои, омрачая несбывшиеся ожидания.

Итак, предполагается, что информация, с одной стороны, воспринимается как результат наблюдения, с другой — меняет саму измеряемую квантовую систему, поскольку последняя информацию теряет. Это идеалистическая теория, поскольку, согласно ей, в основе реальности лежит информация, а не материя. Этим она близка позитивизму копенгагенской интерпретации, но идёт гораздо дальше, фактически ставя под вопрос основы научного метода познания. Ведь если нет объективной реальности, то что мы тогда познаём?

Копенгагенская интерпретация оставляет свободу в выборе альтернатив: с одной стороны, можно полагать, что волновая функция является реальным физическим объектом и что она во время процесса измерения претерпевает коллапс, с другой стороны, можно считать, что волновая функция — лишь вспомогательный математический инструмент, а не реальная сущность, и единствен-

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

Статья поступила 1марта 2020 г., после доработки 28 марта 2020 г.

ное её предназначение — дать возможность рассчитывать вероятности. Информационная интерпретация выбирает вторую из этих возможностей. В определённом смысле это согласуется с мнением Нильса Бора, подчёркивавшего: единственное, что можно предсказывать — это результаты физических опытов, поэтому дополнительные вопросы относятся не к науке, а к философии. Он разделял философскую концепцию позитивизма, которая требует, чтобы наука говорила только о реально измеримых вещах.

Что касается коллапса, то это действительно кардинальная проблема квантовой теории. Он как бы "навязывается" извне проекционным постулатом фон Неймана. Многомировая интерпретация Хью Эверетта [24] решает этот вопрос радикально: коллапса не существует вообще, а все возможные альтернативы распределяются между параллельными Вселенными. Несмотря на фантастический характер, гипотеза Эверетта находит себе множество приверженцев, уступая по популярности лишь копенгагенской интерпретации. И действительно, очевидно положительным её результатом является теория декогеренции, которая позволяет, не выходя за пределы уравнения Шрёдингера, описать взаимодействие квантовой системы с макроскопической измерительной установкой. Однако воспользоваться указанным преимуществом можно и не прибегая к расточительному умножению Вселенных в геометрической прогрессии. Данный факт будет отмечен в заключении.

Но вернёмся к информационной интерпретации. Одним из аргументов в её пользу выдвигается так называемый парадокс друга Вигнера, получивший, по утверждению авторов [25], экспериментальное подтверждение.

Коротко говоря, сущность парадокса сводится к следующему. Друг Вигнера производит измерение квантовой системы, находящейся в состоянии квантовой суперпозиции. В результате этого измерения вектор состояния коллапсирует и получается определённый результат. Но сам Вигнер о нём не знает. Для него поэтому система попрежнему находится в состоянии суперпозиции. Что же произошло на самом деле? Был коллапс или нет? Если друзья не общаются между собой, то у каждого получается своя "объективная" реальность. Конечно, ситуация здесь преднамеренно сильно упрощена, но такое вступление имеет целью подготовить читателя к анализу довольно сложного эксперимента [25].

2. Эксперимент, воспроизводящий парадокс друзей Вигнера

Пара запутанных по поляризации фотонов (рис. 1) поступает к друзьям Алисы и Боба, каждый к своему другу, в отдельную лабораторию. У каждого из друзей также имеется по источнику тоже коррелированных по поляризации фотонов. Друзья измеряют поляризацию поступивших к ним фотонов и отправляют Алисе и Бобу тоже по фотону из генерируемой у них пары. Поскольку поляризация у фотонов каждой пары строго коррелированна, отправленные к Алисе и Бобу фотоны несут информацию об измеренной друзьями поляризации, причём результат закодирован значениями A_0 и B_0 дихотомных переменных, равных $+1$ или -1. Таким образом, сами Алиса и Боб, также находящиеся в разных местах, имеют возможность либо получить тот же результат — значения A_0 и B_0 дихотомных переменных, равных $+1$ или -1 в зависимости от состояния поляризации зарегистрированных фотонов, либо осуществить, по утверждению авторов, измерение того, произошёл ли коллапс состояния суперпозиции запутанных фотонов. Для этого Алиса и Боб на тех же детекторах при небольшой модернизации экспериментальной установки — введении в схему дополнительных светоделителей (СД) — получают также дихотомные значения A_1 и B_1, равные $+1$ или -1.

Итак, в каждом акте измерений существуют вполне определённые значения A_0 и B_0, т.е. объективно коллапс осуществился. Но Алиса и Боб, регистрируя A_1 и B_1, видят при этом квантовую интерференцию, которая якобы свидетельствует об обратном. Как в этом предлагают убедиться авторы [25]? Они из величин A_i и B_i составляют неравенство Белла типа Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта (КХШХ) [26]:

$$S = \left|\langle A_1 B_1\rangle + \langle A_1 B_0\rangle + \langle A_0 B_1\rangle - \langle A_0 B_0\rangle\right| \leqslant 2\,, \qquad (1)$$

и в эксперименте оно нарушается, что свидетельствует об отсутствии определённых значений величин A_0, A_1, B_0, B_1

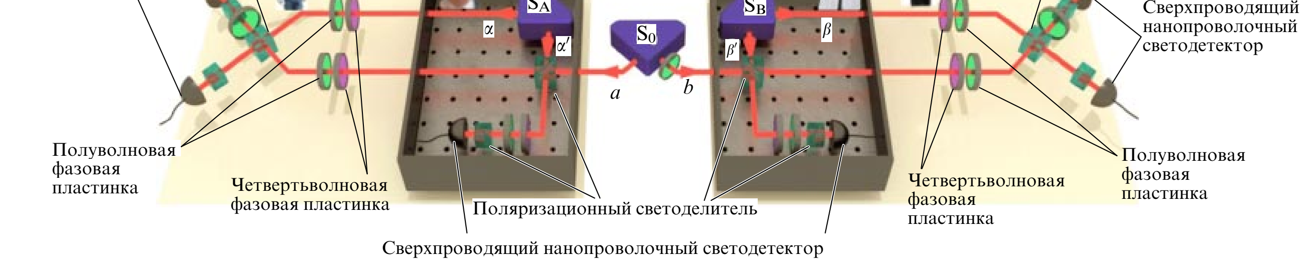

Рис. 1. Схема эксперимента [25]. Пара запутанных фотонов из источника S_0 (соответственно, моды a и b) поступает к друзьям Алисы и Боба. Они измеряют поляризацию фотонов в базисе горизонтальной и вертикальной поляризаций, получая значения A_0, B_0. При этом они используют собственные источники пар запутанных фотонов S_A и S_B (соответственно моды α, α' и β, β'). Смешение и измерение производятся с помощью поляризационных светоделителей (ПСД) и полуволновых (ПВП) и четвертьволновых (ЧВП) фазовых пластинок. Фотоны мод α' и β' детектируются сверхпроводящими нанопроволочными детекторами (СПНПД) в режиме счёта фотонов, в то время как фотоны мод α и β "запоминают" результаты измерений друзей, поскольку поляризация пар α, α' и β, β' строго коррелирована. Алиса и Боб либо повторяют измерение друзей A_0, B_0 при изъятии 50%-ных светоделителей (СД), либо, устанавливая их, измеряют новые величины A_1, B_1. Информативной считается только такая реализация, в которой зарегистрированы все шесть фотонов одновременно: a, b, α, α' и β, β'.

одновременно, хотя все они измерены и известны, в том числе A_0 и B_0.

Итак, в ходе одного и того же эксперимента имеются определённые измеренные значения A_0 и B_0, но статистические наблюдения средних, входящих в (1), свидетельствуют о том, что определённые значения A_0 и B_0 не могут существовать одновременно с A_1 и B_1. Но они измерены и существуют! На основании этого явного противоречия авторы [25] приходят к выводу о том, что объективной реальности не существует. Ведь не может же один и тот же эксперимент давать взаимно исключающие результаты! Всё ли здесь корректно? Вряд ли нужно подчёркивать всю принципиальную значимость данного вопроса.

3. Особенности неравенства Клаузера – Хорна – Шимони – Хольта

Для выяснения следствий нарушения неравенства КХШХ (CHSH) обратимся к простейшему его выводу [27, 28]. Пусть все четыре величины A_i, B_i одновременно имеют определённые значения a_0, a_1, b_0, b_1, равные $+1$ или -1. Тогда из них можно составить следующие выражения:

$$a_1b_1 + a_1b_0 + a_0b_1 - a_0b_0 = a_1(b_1 + b_0) + a_0(b_1 - b_0) = \\ = b_1(a_1 + a_0) + b_0(a_1 - a_0) = \pm 2\,, \qquad (2)$$

откуда следует (1). При этом важно отметить, что понятие *определённых значений* a_0, a_1, b_0, b_1 при выводе неравенств Белла, в том числе и типа КХШХ, имеет смысл не их детерминированности — ведь они случайны — а *одновременности* их существования в каждом акте измерений. Неравенства Белла нарушаются тогда, когда одновременно измеряются не все четыре величины, а только две из них, либо три из шести или четыре из восьми, как в парадоксе Гринберга – Хорна – Цайлингера (ГХЦ) [29, 30]. Это связано с глубинной причиной нарушения классических неравенств Белла: входящие в него наблюдаемые описываются некоммутирующими операторами в квантово-механическом подходе [27]. Поэтому и одновременные прямые измерения их не производятся, но неравенства конструируются из пар (КХШХ), троек или четвёрок (ГХЦ) входящих в них величин.

Значит ли это, что (1) может нарушаться только при одновременном отсутствии всех определённых значений A_i, B_i? Отнюдь нет. Достаточно лишь двух, например, A_1 и B_1, а A_0 и B_0 могут быть полностью определены. Неравенство (1) при этом может тоже нарушаться, как следует из (2), поскольку обе скобки могут быть ненулевыми, точнее, неопределёнными.

Вообще говоря, из соотношения (2) вовсе не следует какое-то преимущество пары A_0, B_0 по отношению к паре A_1, B_1. Ведь они входят симметрично. Важно, что нарушение неравенства Белла типа КХШХ не является достаточным условием неопределённости A_0 и B_0, которые авторы [25] выбрали исходя из их роли в регистрируемом и измеряемом коллапсе, поскольку именно A_0 и B_0 представляют собой тот результат друзей Алисы и Боба, объективность которого подвергается сомнению.

На первой стадии эксперимента [25] все наблюдатели (Алиса, Боб и их друзья) измеряют одни и те же величины A_0 и B_0, и, разумеется, получают одни и те же результаты. Из них составляется среднее $\langle A_0B_0\rangle$. Далее, Алиса и Боб устанавливают в своих измерителях дополнительные светоделители и переходят к измерению A_1 и B_1. При этом *все* четыре величины A_0, B_0, A_1 и B_1 измеряются одновременно (Алисой, Бобом A_1 и B_1, а A_0 и B_0 — их друзьями) и одновременно имеют определённые значения a_0, a_1, b_0, b_1. Если из них составить средние, входящие в (1), то оно, конечно, не нарушится в силу (2), поскольку одновременное существование определённых значений a_0, a_1, b_0, b_1 является достаточным условием выполнения (1). Даже если светоделитель установлен только у Алисы или только у Боба, то одновременно будут измеряться три из четырёх величин A_0, B_0, A_1 и B_1, и опять же, в силу (2), неравенство (1) нарушиться не может, так как обнулится одна из скобок в (2). Почему же оно нарушилось в [25]?

Если отбросить возможность какой-то ошибки эксперимента [25], единственным объяснением возникающего несоответствия может быть только следующее: среднее $\langle A_0B_0\rangle$ на первой стадии эксперимента не тождественно среднему $\langle A_0B_0\rangle$ на последующих его стадиях. Почему это может происходить? Дело в том, что информативной в [25] считается только регистрация всех шести фотонов. Остальные реализации просто отбрасываются. Таким образом, при изменении условий измерений у Алисы и/или Боба (установка СД) происходит селекция измерительных отсчётов у их друзей, и среднее $\langle A_0B_0\rangle$ может измениться.

Значит ли это, что объективность измерений отсутствует? Никак нет. Ведь изменение измерителя естественно может обусловливать и изменение результатов измерений. Объективность могла бы пострадать лишь в случае подлинно невозмущающего измерения, когда результат Алисы и/или Боба никак не влиял бы на результаты их друзей. Однако, как будет показано в следующем разделе, и это вряд ли возможно. Но вначале приведём дополнительную аргументацию в пользу изложенных выше соображений.

Есть ещё одно доказательство (1), которое строится на более мягком предположении одновременного существования не всех четырёх значений a_0, a_1, b_0, b_1, а лишь на существовании *всех* элементарных четырёхмерных вероятностей $P(A_0, A_1, B_0, B_1)$ [31]. Действительно, предполагая все вероятности неотрицательными и в сумме дающими единицу, исходя из условия нормировки всех возможных вероятностей исхода эксперимента, расписывая средние, входящие в (1), например,

$$Pab(++) = (++++) + (+++-) + (+-++) + (+-+-)\,,$$

получим, что сумма всех средних, входящих в (1), в точности равна удвоенному разложению единицы, т.е. удвоенной сумме всех возможных $P(A_0, A_1, B_0, B_1)$, откуда опять же с необходимостью следует (1) [31]. Но для нарушения (1) достаточно отсутствия существования не всех, а *лишь некоторых* $P(A_0, A_1, B_0, B_1)$.

В самом деле, если посчитать квантовые средние этих элементарных вероятностей применительно к случаю измерения состояния поляризации запутанной пары фотонов, как это имеет место в эксперименте [25], то лишь некоторые из них окажутся отрицательными [31], аналогично тому как это происходит в распределении Вигнера.

Что означают эти совместные отрицательные вероятностные распределения? Они связывают наблюдаемые величины, некоторые из которых описываются некоммутирующими операторами, например, A_0 и A_1 в случае, когда (1) нарушается [31]. Поэтому их прямые измерения, как и измерения их вероятностных распределений, невозможны. В этом смысле подобные элементарные вероятности лишены *операционального* смысла, как и отрицательные вероятности вообще.

Как же авторам [25] удалось получить противоречивые, взаимоисключающие результаты? Очевидно, это произошло потому, что на разных стадиях эксперимента были разные средние $\langle A_0 B_0 \rangle$. Действительно, когда установлены дополнительные СД и одновременно измеряются все четыре наблюдаемые, ясно, что все они описываются коммутирующими операторами, и (1) нарушиться не может. Нарушение может возникнуть лишь в том случае, если оператор наблюдаемой A_0 на первой стадии эксперимента не коммутирует с A_1 на последующих стадиях. Аналогично с B_0 и B_1. Если же наблюдаемые описываются разными операторами на разных стадиях эксперимента, то ясно, что и сами наблюдаемые отличаются друг от друга.

Из этих несложных соображений с очевидностью следует, что нарушение (1) вовсе не свидетельствует об отсутствии как объективно реально существующих A_0 и B_0, так и факта коллапса исходного вектора квантового состояния. Для доказательства этого положения требовались бы более веские основания.

4. Некоторые общие соображения

Уже сам факт возможности невозмущающего измерения присутствия или отсутствия коллапса вектора состояния в удалённой локализованной системе вызывает несколько вряд ли разрешимых вопросов. Если коллапс происходит мгновенно (а этому существует и экспериментальное подтверждение, по крайней мере, скорость коллапса в [32, 33] превысила c на несколько порядков), то, имея возможность такого измерения, я могу моментально передавать информацию сверхсветовым телеграфом, поскольку присутствие и отсутствие коллапса закодирую дихотомными значениями, соответствующими 1 биту. Но этому препятствует так называемая "no-communication theorem" [34], имеющая весьма общий характер, так что преодолеть её, как представляется, вряд ли возможно.

Действительно, предположим, что в [25] Алиса и Боб выполняют интерференционный эксперимент *до* регистрации их друзьями запутанной пары фотонов, т.е. до коллапса. Естественно, они получат интерференцию, которая подтверждает отсутствие коллапса. Но что если коллапс происходит *до* измерения Алисы и Боба? В полном соответствии с "no-communication theorem" *ничего* не должно измениться, иначе у них с друзьями установится мгновенный сверхсветовой канал связи.

Итак, даже не вникая в тонкости эксперимента и особенности неравенства Белла типа КХШХ, можно заключить, что отрицание существования объективной реальности не может быть доказано на основании парадокса друзей Вигнера.

Справедливости ради надо отметить, что в эксперименте [25] информативной считают лишь одновременную регистрацию всех шести фотонов, т.е. и у Алисы, и у Боба, и у их друзей, и, формально говоря, нет удалённого наблюдения локализованной квантовой системы друзей. Но в парадоксе друга Вигнера предполагается именно такое невозмущающее измерение, которое с необходимостью должно учитываться при планировании подобных экспериментов. Вместе с тем, так естественным образом поясняется возможность получения несовпадающих $\langle A_0 B_0 \rangle$ на разных стадиях эксперимента [25].

Эти несложные соображения можно подтвердить конкретным примером.

5. О неудачной попытке осуществления сверхсветовой коммуникации

Попытки осуществить сверхсветовую коммуникацию на основании удалённого невозмущающего измерения мгновенного коллапса вектора состояния предпринимались неоднократно. В работах [35, 36] предложена схема, представленная на рис. 2, которая, казалось бы, позволяет реализовать эту возможность. Однако более тщательные расчёты, как будет показано далее, свидетельствуют об обратном (см. также [37, 38]). Мы приводим их потому, что они имеют прямое отношение к вопросу невозмущающего наблюдения Вигнера за своим другом.

Рассмотрим принцип работы схемы. К наблюдателям A и B в известный промежуток времени направ-

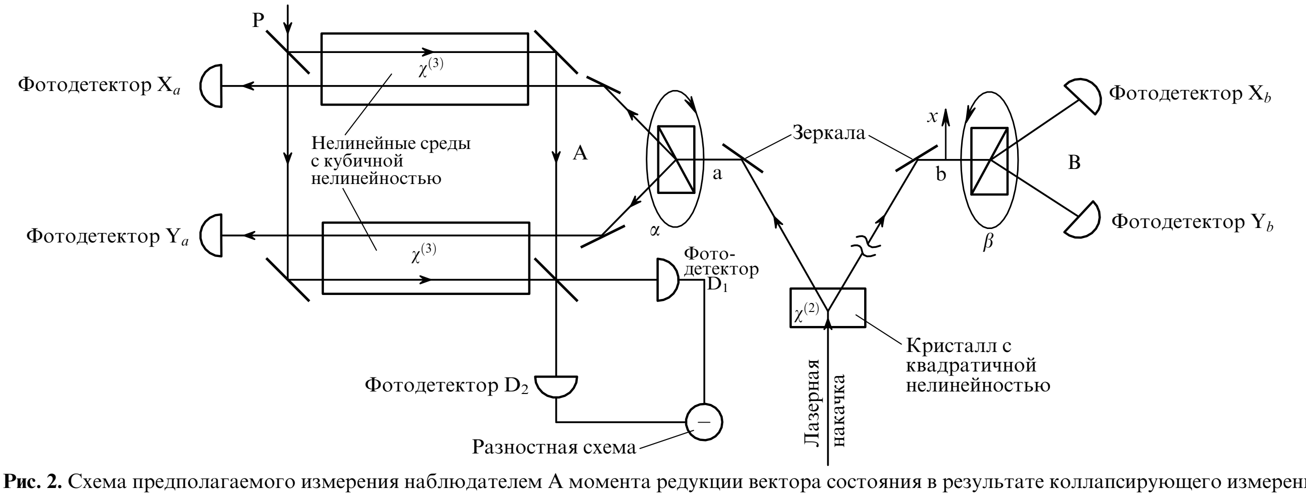

Рис. 2. Схема предполагаемого измерения наблюдателем A момента редукции вектора состояния в результате коллапсирующего измерения наблюдателем B. Наблюдатель A с помощью крайних левых детекторов X_a и Y_a может установить, какой из детекторов наблюдателя B (X_b или Y_b) сработал в случае, если он произвёл коллапсирующее измерение. При этом важно, чтобы наблюдатель A вначале произвёл измерение детекторами D_1 или D_2, а уже потом — X_a или Y_a.

ляется пара запутанных фотонов из источника параметрического рассеяния бифотонов, освещаемого лазерной накачкой, т.е. лазерная накачка пронизывает пьезокристалл, и в нём рождается пара запутанных фотонов. Один из них направляется к наблюдателю A, а второй к наблюдателю B. Фотоны запутаны по поляризации.

У наблюдателей имеются поляризационные призмы Волластона, на которые направляются фотоны — каждому свой. В принципе можно измерить состояние поляризации этих фотонов с помощью детекторов X_b и Y_b. Но производить такое измерение или нет, решает наблюдатель B. Если он произвёл измерение, то этому событию присваивается значение 1, а если нет — 0. Углы поворота призм Волластона α и β выбираются одинаковыми, т.е. они одинаково ориентированы в пространстве друг относительно друга.

Далее, у наблюдателя A фотон, разделённый на два канала, поступает в среды с кубичной нелинейностью. Навстречу посылается пробный фотон P, также разделяемый на два канала, причём для него эти каналы являются плечами интерферометра Маха – Цендера. Пробный фотон P выходит из интерферометра и регистрируется одним из детекторов D_1 или D_2. Разностная схема $\ominus$ позволяет измерить косинус разности фаз в плечах интерферометра с учётом нелинейного взаимодействия запутанного и пробного фотонов. После этого измерения наблюдателем A осуществляется регистрация запутанного фотона одним из детекторов X_a или Y_a.

Физический принцип работы схемы основан на том, что измерение одного из фотонов пары (наблюдателем B) приводит к коллапсу вектора квантового состояния всей системы двух запутанных фотонов. Коллапс происходит мгновенно, поэтому наблюдатель A, оснащённый соответствующей измерительной системой, способной зарегистрировать этот коллапс (или его отсутствие) узнал бы о действиях наблюдателя B практически мгновенно, на каком бы расстоянии от него он ни находился.

Как же работает измерительная система наблюдателя A? Прежде всего, он своими действиями не должен коллапсировать суперпозиции состояний поляризации поступающего к нему запутанного фотона, иначе информация о действиях наблюдателя B будет потеряна навсегда в силу "no-communication" теоремы [34]. Поэтому его измерение должно быть невозмущающим. С другой стороны, "прощупать" запутанный фотон каким-то образом он должен. В работе [39] строго доказано (как, впрочем, и в ряде других работ, например, [40]), что до коллапса фотон присутствует сразу в обоих пространственно разделенных каналах, соответствующих ортогональным поляризациям. Если сделать эти каналы плечами интерферометра Маха – Цендера, то фотон присутствует сразу в обоих плечах, иначе не было бы интерференции одиночных фотонов, наблюдаемой экспериментально. После же коллапса, обусловленного фактом измерения, произведённого наблюдателем B, фотон будет присутствовать лишь в одном канале в силу коллапса вектора состояния всей системы двух запутанных фотонов.

Далее, если в каналах интерферометра установить нелинейные прозрачные среды с кубичной керровской нелинейностью, то допустим, что наблюдатель A хочет определить, в двух ли плечах находится поступающий к нему запутанный фотон или в одном, не выясняя при этом, в каком конкретно плече он находится (иначе наблюдатель A произведёт коллапсирующее измерение раньше наблюдателя B, если B его ещё не производил). Итак, подобная задача невозмущающего измерения, казалось бы, может быть осуществлена дополнительной подсветкой интерферометра пробным излучением, нелинейно взаимодействующим с запутанным фотоном в керровской среде в результате кросс-взаимодействия.

Что же получается в итоге? Произведя невозмущающее измерение запутанного фотона, наблюдатель A мог бы узнать о том, произвёл ли коллапсирующее измерение наблюдатель B или нет, что эквивалентно передаче одного бита информации от B к A.

6. Основные соотношения

Рассмотрим теперь формальную процедуру описания системы.

Возьмём пару запутанных фотонов, коррелированных по поляризации. Их вектор состояния равен

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|1\rangle_x^a \, |1\rangle_x^b \, |0\rangle_y^a \, |0\rangle_y^b + |0\rangle_x^a \, |0\rangle_x^b \, |1\rangle_y^a \, |1\rangle_y^b \right) . \qquad (3)$$

Здесь $|1\rangle$ — однофотонные фоковские состояния, $|0\rangle$ — вакуум, индексы "a" и "b" относятся соответственно к первому и второму фотону запутанной пары, а взаимно ортогональные поперечные направления x и y определяют ортогональные направления поляризации. Структура этого вектора состояния такова, что, хотя направление поляризации x и y каждого из фотонов пары "a" или "b" равновероятны, между собой они строго коррелированы, поскольку их плоскости поляризации всегда совпадают при регистрации. Такие состояния обычно приготавливают с помощью параметрического рассеяния света (см. [41] и цитируемую там литературу).

Направим каждый из фотонов пары на призму Волластона, разделяющую взаимно ортогональные поляризации на два отдельных канала. Фактически она работает как СД, а для фотонов с абсолютно случайной поляризацией — как 50%-ный СД.

Перейдём теперь к невозмущающему измерению первого фотона. Установим в оба выходных канала после призмы Волластона среды с кубичной нелинейностью, в которых происходит фазовая самомодуляция (ФСМ). Поскольку оператор $\hat{n}(t)$ при ФСМ является инвариантом во времени, величина числа фотонов при ФСМ является невозмущаемой наблюдаемой и может быть невозмущающим образом измерена [42]. Подадим на входы нелинейных сред с кубичной нелинейностью (кварцевых волокон, например) помимо измеряемых сигналов ещё и слабые пробные моды p_1, p_2 равной средней интенсивности, по измерению разности фаз которых попытаемся определить, находится ли первый фотон (a) в состоянии суперпозиции до "сильного" коллапсирующего измерения второго фотона (b) или же в одном из каналов после редукции вследствие такого сильного измерения.

Возьмём в качестве пробной моды однофотонное фоковское состояние $|1\rangle^p$. После 50%-ного СД образуется суперпозиция

$$|\psi_p\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left(|1\rangle_1^p \, |0\rangle_2^p + |0\rangle_1^p \, |1\rangle_2^p \right) .$$

Здесь индексы 1 и 2 относятся к плечам интерферометра.

Квантовое состояние системы в целом после рождения пары запутанных фотонов и разделения их поляризационными призмами у наблюдателей A и B описывается чистым состоянием с вектором

$$|\psi_{abp}\rangle = \frac{1}{2}\left(\left(|1\rangle_1^a\,|1\rangle_1^p\,|0\rangle_2^a\,|0\rangle_2^p + |1\rangle_1^a\,|0\rangle_1^p\,|0\rangle_2^a\,|1\rangle_2^p\right)|1\rangle_x^b\,|0\rangle_y^b + \right.$$
$$\left. + \left(|0\rangle_1^a\,|1\rangle_1^p\,|1\rangle_2^a\,|0\rangle_2^p + |0\rangle_1^a\,|0\rangle_1^p\,|1\rangle_2^a\,|1\rangle_2^p\right)|0\rangle_x^b\,|1\rangle_y^b\right). \qquad (4)$$

Влияние нелинейности χ, определяемое оператором $\hat{U} = \exp\left(-\mathrm{i}\bar{\chi}_{ap}\hat{n}_a\hat{n}_p/2\right)$, в случае кросс-взаимодействия (см., например, [40] и цитируемую там литературу) даёт

$$|\psi'_{abp}\rangle = \frac{1}{2}\left\{\left[|1\rangle_1^a\,|1\rangle_1^p\,|0\rangle_2^a\,|0\rangle_2^p \exp\left(-\frac{\mathrm{i}\bar{\chi}_{ap1}}{2}\right) + \right.\right.$$
$$\left. + |1\rangle_1^a\,|0\rangle_1^p\,|0\rangle_2^a\,|1\rangle_2^p\right]|1\rangle_x^b\,|0\rangle_y^b + \left[|0\rangle_1^a\,|1\rangle_1^p\,|1\rangle_2^a\,|0\rangle_2^p + \right.$$
$$\left.\left. + |0\rangle_1^a\,|0\rangle_1^p\,|1\rangle_2^a\,|1\rangle_2^p \exp\left(-\frac{\mathrm{i}\bar{\chi}_{ap2}}{2}\right)\right]|0\rangle_x^b\,|1\rangle_y^b\right\}. \qquad (5)$$

В представлении Гейзенберга действие светоделителя, расположенного перед детекторами разностной схемы, описывается как $\hat{a}'_p = (\hat{a}_1^p \pm \hat{a}_2^p)/\sqrt{2}$. Плюс здесь соответствует первому детектору D_1, а минус — второму D_2. Тогда получим, что среднее число фотоотсчётов одного из детекторов D_1 равно

$$\frac{1}{4}\left(2 + \cos\frac{\bar{\chi}_{ap1}}{2} + \cos\frac{\bar{\chi}_{ap2}}{2}\right),$$

а другого D_2

$$\frac{1}{4}\left(2 - \cos\frac{\bar{\chi}_{ap1}}{2} - \cos\frac{\bar{\chi}_{ap2}}{2}\right).$$

В представлении Шрёдингера квантовое состояние поля на выходе интерферометра Маха–Цендера после выходного светоделителя даётся вектором

$$|\psi''_{abp}\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}}\left\{\left[|1\rangle_1^a\,|0\rangle_2^a\,|1\rangle_x^b\,|0\rangle_y^b\left(\exp\left(-\frac{\mathrm{i}\bar{\chi}_{ap1}}{2}\right) + 1\right) + \right.\right.$$
$$\left. + |0\rangle_1^a\,|1\rangle_2^a\,|0\rangle_x^b\,|1\rangle_y^b\left(1 + \exp\left(-\frac{\mathrm{i}\bar{\chi}_{ap2}}{2}\right)\right)\right]|1\rangle_1^d\,|0\rangle_2^d +$$
$$+ \left[|1\rangle_1^a\,|0\rangle_2^a\,|1\rangle_x^b\,|0\rangle_y^b\left(\exp\left(-\frac{\mathrm{i}\bar{\chi}_{ap1}}{2}\right) - 1\right) + \right.$$
$$\left.\left. + |0\rangle_1^a\,|1\rangle_2^a\,|0\rangle_x^b\,|1\rangle_y^b\left(1 - \exp\left(-\frac{\mathrm{i}\bar{\chi}_{ap2}}{2}\right)\right)\right]|0\rangle_1^d\,|1\rangle_2^d\right\}. \qquad (6)$$

Здесь $|1\rangle_1^d\,|0\rangle_2^d$, $|0\rangle_1^d\,|1\rangle_2^d$ — состояния на входе детекторов, расположенных перед разностной схемой внизу рис. 2, причём $|1\rangle_1^d|0\rangle_2^d$ соответствует срабатыванию первого детектора D_1, а $|0\rangle_1^d|1\rangle_2^d$ — второго D_2. Видно, что при срабатывании одного из них, т.е. редукции выражения (6) к верхней или нижней его строке, суперпозиция $|\psi_b\rangle = (1/\sqrt{2})(|1\rangle_x^b\,|0\rangle_y^b + |0\rangle_x^b\,|1\rangle_y^b)$ не редуцирует в одну из компонент этого состояния, из-за чего в общем случае и $|1\rangle_x^b\,|0\rangle_y^b$, и $|0\rangle_x^b\,|1\rangle_y^b$ присутствуют в каждой из строк (6). Итак, данное измерение является поистине невозмущающим. При этом важно, чтобы числовые коэффициенты в (6) не оказались нулевыми. Лучше всего, чтобы по модулю они были одинаковыми. Тогда измерение, произведённое детекторами D_1 или D_2, будет полностью свободно от информации о том, в каком из каналов присутствует фотон запутанной пары.

Из выражения (6) также легко следуют и предыдущие результаты с косинусами.

Что же произойдёт при коллапсирующем измерении состояния поляризации наблюдателем B? Состояние $|\psi''_{abp}\rangle$ редуцирует либо в первое и третье слагаемое (6), либо во второе и четвёртое. А вероятности срабатывания детекторов окажутся равными либо $(1/2)[1 \pm \cos(\bar{\chi}_{ap1}/2)]$, либо $(1/2)[1 \pm \cos(\bar{\chi}_{ap2}/2)]$, где, как и выше, $\pm$ соответствует либо первому, либо второму детектору, т.е. верхний знак — первому D_1, а нижний — второму D_2. Итак, чистое состояние переходит в смешанное с равными вероятностями $(1/2)$ обоих исходов. А это означает, что по результатам измерений нельзя отличить чистое состояние $|\psi''_{abp}\rangle$ от смешанного с вероятностью $(1/2)[1 \pm \cos(\bar{\chi}_{ap1}/2)]$ либо $(1/2)[1 \pm \cos(\bar{\chi}_{ap2}/2)]$ после проведения "сильного" коллапсирующего измерения наблюдателем B, поскольку усреднение этих вероятностей, т.е. суммирование их с весом $1/2$, даёт ту же вероятность, что и при отсутствии коллапсирующего измерения наблюдателем B.

Рассмотрим последнюю возможность, которая могла бы привести к желаемой цели. Произведём ещё одно последующее измерение наблюдателем A с помощью дополнительно введённых детекторов X_a, Y_a, расположенных в самой левой части рис. 2, тогда он сможет определить, какой из детекторов наблюдателя B (X_b или Y_b) сработал в случае, если он произвёл коллапсирующее измерение. Предварительно надо установить такие нелинейные фазовые задержки, чтобы косинусы $\cos(\bar{\chi}_{ap1}/2)$ и $\cos(\bar{\chi}_{ap2}/2)$ отличались друг от друга, но числовые коэффициенты во всех четырёх слагаемых (6) были равными по модулю. Это достигается при $\cos(\bar{\chi}_{ap1}/2) = +\sqrt{2}/2$, $\cos(\bar{\chi}_{ap2}/2) = -\sqrt{2}/2$ (или наоборот). В этом случае срабатывания детекторов D_1, D_2, расположенных перед разностной схемой в нижней части рис. 2, вероятностно связаны со срабатываниями детекторов X_a и Y_a, если, конечно, наблюдателем B было предварительно произведено коллапсирующее измерение. А если нет, то эти срабатывания будут случайными. Итак, если срабатывают детекторы, не соответствующие вероятностному закону $(1/2)[1 \pm \cos(\bar{\chi}_{ap1}/2)]$ при срабатывании одного из дополнительных детекторов (X_a) наблюдателя A или $(1/2)[1 \pm \cos(\bar{\chi}_{ap2}/2)]$ при срабатывании другого (Y_a), то наблюдатель A может заключить, что коллапсирующего измерения наблюдатель B не производил. Но, как показывают приведённые выше расчёты, вероятностные законы в обоих случаях одинаковы, хотя присутствие и отсутствие коллапса требует различных алгоритмов вычислений.

Этот пример демонстрирует, как, казалось бы, вполне обоснованная схема невозмущающего измерения коллапса вектора состояния удалённой локализованной системы даёт сбой в силу "no-communication theorem". А если так, то и невозмущающее измерение Алисой и Бобом квантового состояния их друзей — произошёл ли у них коллапс — вряд ли возможно.

Здесь интересно ещё и то, что к ошибочному предварительному заключению о возможности сверхсветовой коммуникации привели соображения, базирующиеся именно на информационной интерпретации. В самом деле, если наблюдатель A не выясняет, в каком из каналов после поляризационной призмы находится фотон, то отсутствие этой информации, казалось бы, даёт ему возможность невозмущающего измерения факта наличия или отсутствия коллапса у наблюдателя B, аналогично тому как в двухщелевом эксперименте отсутствие информации о том, через какую щель прошла квантовая частица, не разрушает интерференции. Но в данном, более сложном, случае такая простая качественная модель даёт ошибочный прогноз, что, с одной стороны, должно быть предупреждением о соблюдении определённой осторожности, а с другой — несколько дискредитирует и саму интерпретацию, по крайней мере, ограничивает её применимость.

7. Заключение

Какой вывод можно сделать из приведённой выше аргументации? Доказывает ли она несостоятельность информационной интерпретации квантовой механики? Вовсе нет. Если бы удалось доказать отсутствие объективной реальности применительно к волновой функции и вектору состояния, то все остальные интерпретации следовало бы отправить в архив. Однако, как следует из всего вышеизложенного, это было бы преждевременно. Информационная интерпретация остаётся лишь одной из гипотез наряду с другими непротиворечивыми концепциями [43–49].

Но является ли в принципе парадокс друга Вигнера столь неразрешимым в рамках традиционного квантово-механического описания? Мне представляется, что он не требует какого-то принципиально нового подхода и кардинального изменения представлений об объективности квантовых процессов и результатов измерений. В самом деле, друг Вигнера произвёл коллапсирующее измерение и совершенно справедливо описывает его с помощью проекционного постулата фон Неймана. Сам же Вигнер рассматривает *всю* экспериментальную установку друга, включая его измеритель, как единую квантовую систему. Процесс измерения при этом нет необходимости подвергать действию проекционного постулата, а просто рассмотреть его в рамках явления декогеренции. В работах [48, 49] указано, что имеется два подхода к описанию декогеренции.

Первый состоит в том, что при квантовом измерении из матрицы плотности исчезают недиагональные члены, математически это описывается оператором проектирования на одно из базисных состояний (коллапс волновой функции). Эта ситуация не описывается уравнением Шрёдингера, процесс нелинеен.

Во втором подходе перед измерением вводятся в рассмотрение два независимых состояния суперпозиции — системы и окружения, которое играет роль прибора. Пусть система находится в суперпозиции состояний $|a'\rangle$ и $|a''\rangle$, а окружение (прибор) — состояний $|b'\rangle$ и $|b''\rangle$. Результат измерения — состояние составной системы, включающей исходную систему и её окружение — теперь уже описывается произведением этих векторов, т.е. линейной операцией, отвечающей эволюции в соответствии с уравнением Шрёдингера. Между подсистемами, ранее независимыми, возникает квантовая корреляция, так как по состоянию прибора можно судить о состоянии исходной системы. Строя матрицу плотности составной системы после измерения и вычисляя от неё след по всем степеням свободы прибора, получаем матрицу плотности измеряемой системы. В этой матрице недиагональные матричные элементы отличны от нуля. Однако следующее рассуждение показывает, что они на самом деле пренебрежимо малы.

Обязательным свойством измерительного прибора является большое (макроскопическое) число степеней свободы, а также "макроскопическая различимость" состояний, соответствующих различным результатам измерения. Следовательно, соответствующие волновые функции зависят от очень многих переменных и отличаются своими функциональными зависимостями от большого числа этих переменных, причём скалярное произведение таких волновых функций практически равно нулю (точнее — экспоненциально мало с показателем степени порядка минус 10^{23}), поскольку скалярное произведение представляет собой интеграл по огромному (макроскопическому) числу переменных. При этом, даже если интеграл по каждой переменной даёт множитель, лишь немного меньший единицы, полный кратный интеграл будет близок к нулю. Таким образом, с большой степенью точности имеет место равенство $\langle b'|b''\rangle = \langle b''|b'\rangle = 0$, вследствие чего недиагональные члены матрицы плотности практически исчезают. Так при измерении возникает декогеренция, или суперотбор. Суть декогеренции была понята довольно давно. Войцех Зурек углубил анализ явления и дал ему удачное название: *суперотбор, индуцированный окружением* (environment-induced superselection) [49] (см. также [8, 9, 15]).

Рассмотрение соответствующих моделей показывает, что декогеренция возникает (т.е. недиагональные члены вымирают) экспоненциально быстро. Это происходит по мере того, как всё больше и больше степеней свободы окружения запутывается с измеряемой системой. Таким образом, один и тот же результат измерения просто описывается разными способами у Вигнера и его друга, чем и исчерпывается вся парадоксальность ситуации.

Отметим также, что в рамках специальной теории относительности (СТО) сверхсветовые коммуникации невозможны, в противном случае я мог бы написать себе письмо в прошлое, дабы избежать роковых ошибок [50]. Я благодарен А.В. Каминскому, обратившему моё внимание на этот факт.

Я также благодарен М.Б. Менскому, который активно поддерживал публикации по этой тематике в журнале *Успехи физических наук* и проявлял интерес и благожелательное внимание к моим статьям и выступлениям. Светлой памяти Михаила Борисовича Менского посвящаю эту статью.

Сэр Роджер Пенроуз (Нобелевский лауреат по физике 2020 г.) и член редколлегии и автор журнала *УФН* Михаил Борисович Менский после семинара "Нужна ли новая физика, чтобы объяснить мозг и сознание?" (1 апреля 2013 г., Институт философии РАН, Москва.)

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 18-01-00598А).

Список литературы

1. Bohr N *Phys. Rev.* **48** 696 (1935); Бор Н *УФН* **16** 446 (1936)
2. Фок В А, Эйнштейн А, Подольский Б, Розен Н, Бор Н *УФН* **16** 436 (1936)
3. Фок В А *УФН* **45** 3 (1951)
4. Фок В А *УФН* **62** 461 (1957)
5. Фок В А *УФН* **86** 363 (1965); Fok V A *Sov. Phys. Usp.* **8** 628 (1966)
6. Клышко Д Н *УФН* **154** 133 (1988); Klyshko D N *Sov. Phys. Usp.* **31** 74 (1988)
7. Клышко Д Н *УФН* **158** 327 (1989); Klyshko D N *Sov. Phys. Usp.* **32** 555 (1989)
8. Кадомцев Б Б *УФН* **164** 449 (1994); Kadomtsev B B *Phys. Usp.* **37** 425 (1994)
9. Кадомцев Б Б *Динамика и информация* 2-е изд. (М.: Редакция журнала "Успехи физических наук", 1999)
10. Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Phys. Scripta* **50** 243 (1994)
11. Кадомцев Б Б, Кадомцев М Б *УФН* **166** 651 (1996); Kadomtsev B B, Kadomtsev M B *Phys. Usp.* **39** 609 (1996)
12. Kadomtsev B B *Phys. Lett. A* **210** 371 (1996)
13. Соколов Ю Л *УФН* **169** 559 (1999); Sokolov Yu L *Phys. Usp.* **42** 481 (1999)
14. Менский М Б *УФН* **170** 631 (2000); Menskii M B *Phys. Usp.* **43** 585 (2000)
15. Кадомцев Б Б *УФН* **173** 1221 (2003); Kadomtsev B B *Phys. Usp.* **46** 1183 (2003)
16. Вятчанин С П, Халили Ф Я *УФН* **174** 765 (2004); Vyatchanin S P, Khalili F Ya *Phys. Usp.* **47** 705 (2004)
17. Менский М Б *УФН* **177** 415 (2007); Menskii M B *Phys. Usp.* **50** 397 (2007)
18. Халили Ф Я *УФН* **186** 1059 (2016); Khalili F Ya *Phys. Usp.* **59** 968 (2016)
19. Жёлтиков А М *УФН* **188** 1119 (2018); Zheltikov A M *Phys. Usp.* **61** 1016 (2018)
20. Желтиков А М, Скалли М О *УФН* **190** 749 (2020); Zheltikov A M, Scully M O *Phys. Usp.* **63** 698 (2020)
21. Пронских В С *УФН* **190** 211 (2020); Pronskikh V S *Phys. Usp.* **63** 192 (2020)
22. Brukner Č, Zeilinger A *Acta Phys. Slovaca* **49** 647 (1999)
23. Brukner Č, Zeilinger A *Phys. Rev. Lett.* **83** 3354 (1999)
24. Everett H (III) *Rev. Mod. Phys.* **29** 454 (1957)
25. Proietti M et al. *Sci. Adv.* **5** eaaw9832 (2019)
26. Clauser J F et al *Phys. Rev. Lett.* **23** 880 (1969)
27. Белинский А В, Клышко Д Н *УФН* **163** (8) 1 (1993); Belinskii A V, Klyshko D N *Phys. Usp.* **36** 653 (1993)
28. Belinsky A V, Klyshko D N *Phys. Lett. A* **176** 415 (1993)
29. Greenberger D M, Horne M A, Zeilinger A "Going beyond Bell's theorem", in *Bell's Theorem, Quantum Theory and Conceptions of the Universe* (Fundamental Theories of Physics, Vol. 37, Ed. M Kafatos) (Dordrecht: Springer, 1989) p. 69
30. Greenberger D M et al *Am. J. Phys.* **58** 1131 (1990)
31. Белинский А В *УФН* **164** 435 (1994); Belinskii A V *Phys. Usp.* **37** 413 (1994)
32. Gisin N *Quantum Chance. Nonlocality, Teleportation and other Quantum Marvels* (Cham: Springer Intern. Publ., 2014); Пер. на русск. яз.: Жизан Н *Квантовая случайность. Нелокальность, телепортация и другие квантовые чудеса* (М.: АНФ, 2016)
33. Salart D et al. *Nature* **454** 861 (2008)
34. Peres A, Terno D R *Rev. Mod. Phys.* **76** 93 (2004)
35. Белинский А В, Жуковский А К *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3 Физика. Астрономия* (5) 21 (2016); Belinsky A V, Zhukovskiy A K *Moscow Univ. Phys. Bull.* **71** 482 (2016)
36. Белинский А В *Электронная техника. Сер. 3 Микроэлектроника* (3) 94 (2018)
37. Белинский А В *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3 Физика. Астрономия* (6) 127 (2017); Belinsky A V *Moscow Univ. Phys. Bull.* **72** 638 (2017)
38. Белинский А В *Квантовая электроника* **50** 469 (2020); Belinsky A V *Quantum Electron.* **50** 469 (2020)
39. Белинский А В *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физика. Астрономия* (4) 12 (2018); Belinsky A V *Moscow Univ. Phys. Bull.* **73** 351 (2018)
40. Белинский А В *УФН* **189** 1352 (2019); Belinsky A V *Phys. Usp.* **62** 1268 (2019)
41. Клышко Д Н *Фотоны и нелинейная оптика* (М.: Наука, 1980); Пер. на англ. яз.: Klyshko D N *Photons and Nonlinear Optics* (New York: Gordon and Breach, 1988)
42. Белинский А В *Квантовые измерения* (М.: БИНОМ. Лаб. знаний, 2015)
43. Frauchiger D, Renner R *Nat. Commun.* **9** 3711 (2018)
44. Lazarovici D, Hubert M *Sci. Rep.* **9** 470 (2019)
45. Sudbery A *Found. Phys.* **47** 658 (2017)
46. Pusey M F *Nat. Phys.* **14** 977 (2018)
47. Хренников А Ю *ТМФ* **157** (1) 99 (2008); Khrennikov A Yu *Theor. Math. Phys.* **157** 1448 (2008)
48. Менский М Б *УФН* **168** 1017 (1998); Menskii M B *Phys. Usp.* **41** 923 (1998)
49. Zurek W H *Los Alamos Science* (27) 1 (2002)
50. Penrose R *The Emperor's New Mind*: *Concerning Computers, Minds, and the Laws of Physics* (Oxford: Oxford Univ. Press, 1989); Пер. на русск. яз.: Пенроуз Р *Новый ум короля. О компьютерах, мышлении и законах физики* 4-е изд. (М.: УРСС, 2011); ВикиЧтение: Пенроуз Р "Новый ум короля. О компьютерах, мышлении и законах физики", https://fil.wikireading.ru/86092

Wigner's friend paradox: does objective reality not exist?

A.V. Belinsky
Lomonosov Moscow State University, Faculty of Physics, Leninskie gory 1, str. 2, 119991 Moscow, Russian Federation
E-mail: *belinsky@physics.msu.ru*

It is shown that the lack of objective existence of the results of quantum measurements of the state of collapse of the state vector of a remote localized system cannot be proved by an experiment using the reality of violation of Bell's inequality in the Clauser–Horne–Shimony–Holt form. Arguments of a general nature and a specific calculation example confirming this conclusion are also given.

Keywords: Wigner's friend paradox, quantum nondemolition measurements, Bell's inequality, Clauser–Horne–Shimony–Holt inequality, quantum state vector, von Neumann projection postulate, no-communication theorem

PACS numbers: 03.65.Ud, 42.65.Lm

Bibliography — 50 references *Received 1 March 2020, revised 28 March 2020*

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (12) 1335 – 1342 (2020) *Physics – Uspekhi* **63** (12) (2020)

DOI: https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.05.038767 DOI: https://doi.org/10.3367/UFNe.2020.05.038767