

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Нелокальный классический "реализм" и квантовая суперпозиция как отсутствие определённых значений физических величин до момента измерения

А.В. Белинский, А.А. Клевцов

Проанализированы схемы экспериментов, в которых на основании исследования эффектов подавления взаимной корреляции фотонов на светоделителе и приготовления сжатых состояний доказывается отсутствие определённого значения разности фаз у фотонов в фоковских состояниях, поскольку в противном случае одновременное существование этих двух эффектов невозможно. Показано, что это заключение выявляет внутреннюю противоречивость нелокальной классической интерпретации квантовой механики на основе нелокального классического "реализма" в смысле отсутствия определённых значений измеряемых физических величин априори, т.е. до момента измерения.

Ключевые слова: квантовая неопределённость, квантовая суперпозиция, запутанность, квантовая нелокальность, копенгагенская интерпретация

PACS numbers: 03.65.Ud, 42.65.Lm

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.09.038210>

Содержание

1. Введение (335).
 2. О неопределённости фазы фотонов в фоковских состояниях (337).
 3. Модернизация схемы эксперимента (339).
 4. Заключение (341).
- Список литературы (341).

1. Введение

Множество квантовых эффектов, не имеющих классических аналогов, парадоксальны, и они не могут быть истолкованы с точки зрения макроскопического "здравого смысла". Последнее словосочетание обычно берут в кавычки, чтобы показать его несоответствие существенно неклассическим явлениям. Исследователи называют его также локальным "реализмом". Локальным — потому, что при этом используются модели, связанные с обычными наблюдаемыми нами в макромире пространственно-временными ограничениями. Реализмом — потому, что, как и в классической физике, считается, что измеряемые в экспериментах физические величины имеют вполне определённые значения до момента измерения.

А.В. Белинский, А.А. Клевцов. 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 6 апреля 2017 г.,
после доработки 27 июля 2017 г.

Первые сомнения в адекватности локального "реализма" породили уже эффекты интерференции одиночных фотонов в двущелевом интерферометре Юнга [1] и двулучевых интерферометрах Майкельсона и Маха – Цендера (см., например, [2, 3] и цитируемую там литературу). В этих экспериментах неделимый квант присутствует одновременно в двух каналах и интерферирует сам с собой, причём до момента регистрации его конкретное местоположение не определено.

Далее, эффект трёхлучевой интерференции [4] доказывает отсутствие определённого числа фотонов в электромагнитном поле априори, т.е. до измерения их количества. В свою очередь эксперименты по проверке неравенств Белла [5], формализовавшего парадокс Эйнштейна – Подольского – Розена [6] (в том числе и самые последние [7, 8]), надёжно опровергли локальную теорию скрытых параметров и локальный "реализм", хотя со времён первых тестов [9–11] была очевидна их совершенная неадекватность (см. также [3, 12, 13]). Гипотеза локальности в данном случае предполагает, что два наблюдателя, регистрирующие пару коррелированных частиц — каждый свою, никак не связаны между собой: и состояния, и показания измерительных приборов одного абсолютно не влияют на состояния и показания приборов другого (см., например, [14, 15]). Но справедливость такого допущения в рамках экспериментов по тестированию теоремы Белла доказать невозможно.

Итак, единственной "зацепкой" сторонников классического "реализма", а фактически сведения квантовой теории к обыкновенной классической статистической физике, осталось привлечение нелокальности как неизвестного, имеющего таинственную природу взаимодействия, на которое не распространяются ни пространственные,

ни временные (в пределах светового конуса) ограничения. Казалось бы, аргументом в пользу таких воззрений является уже экспериментально доказанное явление квантовой нелокальности, причём не только для двух или более запутанных частиц, но и для одиночного фотона [16–18].

Кроме того, результат любого эксперимента с квантовыми системами можно просчитать на компьютере, разумеется, в вероятностном смысле. С другой стороны, компьютер оперирует конкретными значениями измеряемых величин, полностью определённых до момента измерения (как в классической статистической физике). Поэтому абсолютно строго опровергнуть нелокальный "реализм" довольно сложно. Хотя трудно поверить в то, что наш мир является симуляцией, осуществляемой классическим компьютером, что весьма близко к так называемой информационной интерпретации квантовой теории (см., например, [19–21] и приведённые там ссылки), поскольку тогда придётся отказаться от объективного существования квантового мира с его материальными носителями информации и ограничиться лишь информационно-обменными процессами, на которые не распространяются пространственно-временные ограничения, свойственные материальным объектам.

Особо хотелось бы остановиться на интерпретации де Бройля–Бома. В 1952 г. Дэвид Бом, развивая идеи Луи де Бройля о волне-пилоте, управляющей движением материальной частицы, опубликовал две связанные общей концепцией статьи [22, 23]. Бом предложил перейти от уравнения Шрёдингера для комплекснозначной волновой функции к системе двух уравнений для двух действительных величин: модуля и фазы волновой функции. При этом он утверждал, что фазу следует рассматривать именно как "скрытый параметр" и что если известны, во всяком случае в принципе, значения фазы, то можно говорить не о вероятностной, а о детерминистической траектории каждой отдельно взятой квантовой частицы. Тогда немедленно встаёт вопрос: что собой представляет траектория согласно Бому? Является ли она реальным путём, по которому следует квантовая частица, или просто отражает квантовую степень свободы?

Рассмотрим классическую сплошную среду. Она состоит из множества различных частиц (атомов, ионов, молекул и т.д.), все степени свободы описываются набором связанных 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), которое феноменологически описывает эволюцию сплошной среды, пренебрегая микроскопической динамикой её составляющих. Именно на этом построены основы гидродинамики. В таком случае для экспериментального изучения 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 можем следить за распространением дыма сигареты; для слежения за потоком воды можно использовать другую жидкость, типа чернил, или мелкие плавающие частицы, наподобие пыльцы или крошек древесного угля. На космологических масштабах такой гидродинамический подход также

может быть применён при использовании 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 плотности распределения, роль которой играет плотность вероятности в квантовой механике или на более элементарном уровне волновая функция. Это соответствует статистической интерпретации Борна квантовой механики. В то же время, если отдельные частицы рассматриваются как движущиеся вдоль отдельных траекторий, получаются ли эти траектории из уравнений движения? В принципе бомовские траектории воспроизводят все свойства квантовой механики, и отсюда, казалось бы, следует, что реальные частицы всегда движутся как бомовские частицы (т.е. подчиняющиеся динамике Бома). Однако если уравнения Бома рассматриваются как уравнения гидродинамики, то траектории, полученные из этих уравнений, не обязательно должны представлять собой траектории реальных частиц, а скорее — линии потока, ассоциированного с "квантовой жидкостью". Действительно, заметим, что уравнение Шрёдингера обычно описывает не "истинную" частицу, а лишь степень свободы. То есть в принципе бомовские частицы играют роль классических частиц-маркеров, позволяя нам наблюдать динамические свойства квантовой жидкости, которая обычно рассматривается как "скрытая" при изучении с помощью формализма волновой функции [24].

Статистическую интерпретацию бомовской механики авторы статьи [25] более или менее уверенно подкрепляют аргументами, связанными с так называемыми слабыми измерениями. Проведённые эксперименты, казалось бы, подтверждают возможность преодолеть ограничения, накладываемые соотношением неопределённостей Гейзенберга. Однако на самом деле этот тип измерений связан с усреднением по большому числу реализаций с одинаковыми начальными и конечными состояниями и полученные траектории фотонов в действительности оказываются средними линиями потока электромагнитной энергии, которые можно рассчитать и чисто классическими методами.

Итак, несмотря на признание существования скрытых переменных, в частности фазы волновой функции или фазы вектора состояния, в рамках концепции Бома таким образом не удаётся достичь детерминированности. Даже при известной фазе вектора состояния остаются статистичность и непредсказуемость результатов измерений. С этой точки зрения допущение существования скрытых переменных здесь не достигает цели. В то же время формальное опровержение существования нелокальных скрытых переменных невозможно, поскольку экспериментальные предсказания результатов измерений в данном случае не отличаются от формально рассчитанных стандартными квантовыми методами.

Другой интерпретацией, также не противоречащей формальному аппарату квантовой теории, является концепция "относительных состояний" Эверетта [28]. В современном изложении концепция Эверетта активно обсуждалась, например, в [29–31]. С самого начала она позиционировалась как антикопенгагенская. Кратко её

основные положения сводятся к следующим. Существует универсальная волновая функция Вселенной, которая является объективной реальностью. Она удовлетворяет уравнению Шрёдингера и изменяется унитарно. Кроме того, также объективно существуют и волновые функции отдельных частиц. При измерении физической величины в случае квантовой суперпозиции происходит "расщепление" исходного состояния как частицы, так и наблюдателя на множество состояний, принадлежащих разным мирам, или вселенным, которые не взаимодействуют между собой. Но если происходит интерференция состояний квантовой суперпозиции, то придётся признать возможность пересечения этих миров. Например, если у нас есть квантовая суперпозиция однофотонного $|1\rangle$ и двухфотонного $|2\rangle$ фоковских состояний, получившаяся в результате распада одного фотона накачки в ходе параметрического рассеяния, и они интерферируют, как в эксперименте [4], то состояния $|1\rangle$ и $|2\rangle$ находятся в разных мирах и для их интерференции надо обеспечить возможность их соединения.

Таким образом, помимо "расслоения" пространства на параллельные миры при возникновении квантовой суперпозиции необходимо предусмотреть процедуру их слияния при интерференции. Более того, в силу обратимости уравнения Шрёдингера во времени может быть возможным не только расщепление, но и слияние миров (?), что отличает данную концепцию от стандартной, в которой обратимость нарушается при измерении. В этом заключается несоответствие со следствиями копенгагенской интерпретации (см. более подробно в [29–31]).

Для опровержения нелокального "реализма" исследователи пошли по пути разработки таких новых экспериментальных схем, которые бы всё более увеличивали нереальность моделей, построенных на основании различных видов нелокального "реализма", в смысле отсутствия определённых значений измеряемых физических величин априори, т.е. до момента измерения. Иначе как, например, можно было бы объяснить эффекты двулучевой интерференции с учётом экспериментов по проверке "отложенного выбора" (см., например, [26] и цитируемую там литературу) или трёхлучевой интерференции [4] в рамках нелокального "реализма"? Только нелокальным "перескакиванием" фотонов между отделёнными друг от друга оптическими каналами, причём даже сквозь непрозрачные стенки [27].

Значительным шагом на пути тестирования нелокального "реализма" явились работы [32–39]. В них предложены объективные критерии (в виде математических неравенств), позволяющие, в частности, опровергнуть один из видов нелокальных теорий, допускающих нелокальную связь измерительных устройств, регистрирующих пары квантовых частиц в запутанном по поляризации состоянии. Соответствующий эксперимент, проведённый группой А. Цайлингера [35], опроверг нелокальный "реализм" такого типа, правда, при предположении о том, что соблюдается закон Малюса. Авторы [35] исходили из следующих допущений:

- 1) все результаты измерений определены предсуществующими свойствами частиц, независимыми от измерения;
- 2) физические состояния представляют собой статистические смеси субансамблей с определённой поляризацией;

3) поляризация в этих субансамблях определена так, что значения математических ожиданий, взятые для каждого из них, подчиняются закону Малюса (т.е. хорошо известной косинусоидальной зависимости интенсивности поляризованного луча, выходящего из идеального поляризатора).

Однако более сильный вид нелокальности, а именно нелокальную связь не измерительных устройств, а результатов измерений удалённых друг от друга регистраторов, таким способом опровергнуть невозможно [35, 40].

Чтобы выяснить, в чём заключается различие между гипотетическими нелокальными связями этих двух видов, рассмотрим простой пример. Допустим, что два удалённых друг от друга наблюдателя измеряют состояния поляризации поступающих к ним запутанных пар фотонов с помощью поляризационных призм типа Волластона, как это обычно делается в экспериментах с наблюдением нарушений неравенств Белла (см., например, [13]). Тогда допущение нелокальной связи измерительных устройств означает зависимость результатов измерения у одного наблюдателя от угловой ориентации призмы Волластона у другого. Гипотетически можно допустить существование более сильной нелокальной связи, когда результат измерения у одного наблюдателя зависит уже не просто от ориентации призмы Волластона у другого, но и от результата измерения этим, другим, наблюдателем. Но поскольку данные результаты являются статистическими и не определяются однозначно ориентацией призмы Волластона, эта нелокальная связь оказывается более сильной (см. более подробное описание в [35]).

Однако опровергнуть нелокальный "реализм" в смысле невозможности отказа от квантовой суперпозиции всех возможных значений некоторой физической величины может, как представляется, описанный далее эксперимент. Его смысл состоит в том, что при параметрическом рождении запутанных фотонных пар можно наблюдать два эффекта: подавление взаимной корреляции фотонов [41] и приготовление сжатых состояний света [42–45]. Единственным параметром, который мог бы предопределить эти наблюдаемые эффекты до измерения, являлась бы разность фаз между фотонами запутанной пары, если, конечно, она существует. Итак, если исходить из гипотезы априорного существования этой разности фаз как некоторого скрытого до момента измерения параметра, то нелокальность в данном случае может означать некое предварительное "знание" фотонов о их будущей судьбе и всей конфигурации измерительного эксперимента. Но оба указанных эффекта при одной и той же разности фаз существовать не могут. Следовательно, и определённого значения этот параметр не имеет, как и трактует его копенгагенская интерпретация, и нелокальный "реализм" получает вполне аргументированное опровержение.

2. О неопределённости фазы фотонов в фоковских состояниях

Хорошо известно, что в силу принципа неопределённости Гейзенберга у фоковских состояний с определённым числом фотонов фаза (в том числе её косинус и синус, являющиеся измеряемыми наблюдаемыми, описываемыми эрмитовыми операторами) полностью не опреде-

лена, т.е. находится в суперпозиции всех возможных её значений от 0 до 2π (см., например, [4, 13] и цитируемую там литературу). Как этот непреложный факт может трактоваться с точки зрения нелокального "реализма"? Только утверждением того, что фаза у фотона в состоянии, например, $|1\rangle$, всё же есть, но она нелокальным образом "приспосабливается" к конкретной экспериментальной ситуации, как будто заранее "зная" всю последующую историю преобразования и измерения фотона. Так можно объяснить не только нарушение неравенств Белла, но и всевозможные интерференционные квантовые эффекты. Попробуем опровергнуть эти представления, проанализировав эффекты подавления корреляции фотоотсчётов [41] и приготовления сжатых состояний при параметрическом рассеянии света (см., например, [42–45]).

Эффект подавления корреляции фотоотсчётов — удивительный феномен, демонстрирующий специфику квантовой теории, — состоит в следующем. Если на один из входов 50%-ного светоделителя подать одиночный фотон, то с вероятностью $1/2$ он окажется на одном из выходов, проявляя тем самым типично корпускулярные свойства. Но что если на каждый из входов светоделителя подать по фотону одновременно? Казалось бы, с вероятностями $1/4$ должны появиться по два фотона на одном из выходов либо с вероятностью $1/2$ по одному из фотонов на каждом выходе. На самом деле всё не так: вероятность второго события оказывается равной нулю, а фотоны на выходах появляются только парами. Как в этом убедиться? В эксперименте [41] сигналы с двух установленных на выходах светоделителя детекторов, работающих в режиме одиночных фотоотсчётов, направля-

лись на схему совпадений (рис. 1а). С точностью до технических шумов сигнал с последней оказывался нулевым.

Теоретически этот результат можно описать в представлениях как Гейзенберга, так и Шрёдингера. В первом представлении вводятся операторы уничтожения фотона \hat{a} и \hat{b} , описывающие две входные плоские монохроматические моды. Операторы выходных мод в этом случае выражаются как $\hat{c} = (\hat{a} + \hat{b})/\sqrt{2}$ и $\hat{d} = (\hat{a} - \hat{b})/\sqrt{2}$. Далее найдём операторы чисел фотонов $\hat{n}_c = \hat{c}^\dagger \hat{c}$ и $\hat{n}_d = \hat{d}^\dagger \hat{d}$, а затем их корреляционную функцию $\langle \hat{n}_c \hat{n}_d \rangle$, усреднив по исходному состоянию $|1\rangle_a |1\rangle_b$. В результате получим ${}_a \langle 1 | {}_b \langle 1 | \hat{c}^\dagger \hat{c} \hat{d}^\dagger \hat{d} | 1 \rangle_b | 1 \rangle_a = 0$.

В представлении Шрёдингера надо ввести матрицу светоделителя:

$$B = \begin{pmatrix} B_{11} & B_{12} \\ B_{21} & B_{22} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \tau & -\rho \\ \rho & \tau \end{pmatrix},$$

где ρ и τ — амплитудные коэффициенты соответственно отражения и пропускания светоделителя, в нашем случае равные $1/\sqrt{2}$.

Преобразование фоковских состояний $|n_1\rangle$, $|n_2\rangle$ на входах описывается действием оператора светоделителя [46]:

$$\begin{aligned} \hat{B}|n_1, n_2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{n_1 n_2}} \sum_{k_1, k_2} C_{k_1}^{n_1} C_{k_2}^{n_2} B_{11}^{k_1} B_{12}^{k_2} B_{21}^{n_1 - k_1} B_{22}^{n_2 - k_2} \times \\ &\times \sqrt{(k_1 + k_2)! (n_1 + n_2 - k_1 - k_2)!} \times \\ &\times |k_1 + k_2, n_1 + n_2 - k_1 - k_2\rangle. \end{aligned} \quad (1)$$

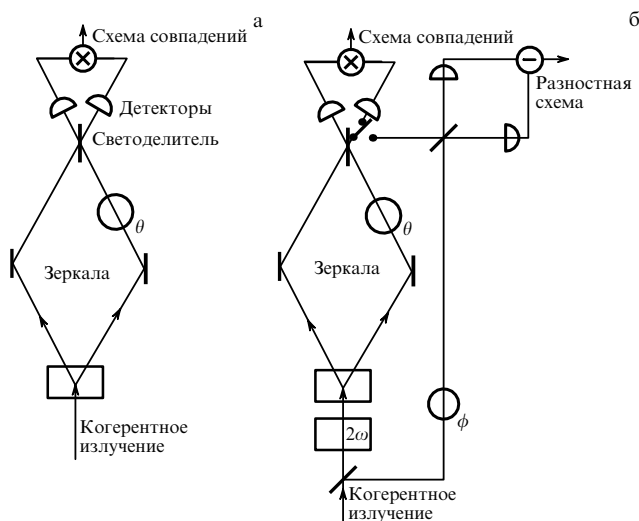


Рис. 1. Схема наблюдения эффекта подавления взаимной корреляции фотонов (а) и одновременной регистрации сжатого состояния (б). Под действием лазерного когерентного излучения в нелинейном кристалле генерируется пара фотонов, которые направляются на светоделитель и детектируются. Схема совпадений на рис. а регистрирует одновременное прибытие фотонов на оба фотодетектора. Для 50%-ного светоделителя вероятность таких событий равна нулю. Это означает, что фотоны на детекторы прибывают только парами. С помощью схемы балансного гомодинного детектирования, показанной на рис. б, одновременно регистрируются флуктуации квадратурной компоненты поля. В эту схему излучение направляется переключателем режимов работы. Для согласования смешиваемых частот перед нелинейным кристаллом производится удвоение частоты когерентного излучения.

Для состояния на входе $|1, 1\rangle$ имеются два слагаемых с состояниями $|1, 1\rangle$ на выходе, но коэффициенты перед ними одинаковы и имеют противоположные знаки: $\tau^2 |1, 1\rangle - \rho^2 |1, 1\rangle$.

Как интерпретировать этот результат? Согласно [46] его можно рассуждать как проявление корпускулярно-волнового дуализма. Действительно, с одной стороны, фотоны ведут себя как частицы, демонстрируя дискретные фотоотсчёты, а с другой — вроде бы интерферируют на светоделителе как волны с определённой разностью фаз. С какой именно? Очевидно, равной нулю или π , чтобы на выходах светоделителя всегда оказывалось по 2 фотона или 0 фотонов. Итак, фактически предполагается наличие определённой разности фаз у смешиваемых на светоделителе фотонов. Иначе не будет эффекта подавления корреляции фотоотсчётов. Разность фаз как раз и является тем априорно скрытым параметром, который полностью предопределяет исход эксперимента, т.е. мы имеем дело с нелокальным "реализмом" в явном виде. Посмотрим, к каким следствиям приводит эта интерпретация.

Как получить состояние $|1, 1\rangle$ на входе светоделителя? Очень просто: в результате параметрического рассеяния [43–45]. Именно так поступили экспериментаторы [41]. Но что происходит при смешении на светоделителе сигнального и холостого пучков параметрического процесса? Приготовление сжатых состояний света, характеризующихся подавлением квантовых флуктуаций одной из квадратурных компонент поля в ущерб другой (см., например, [42–45] и цитируемую там литературу). Однако совместимо ли такое приготовление с предположением о

том, что между сигнальным и холостым пучками всегда должна быть разность фаз, равная нулю или π , как следует из упомянутой выше интерпретации результата эксперимента [41]?

Введём операторы уничтожения \hat{a} и \hat{b} фотонов соответственно сигнального и холостого пучков, описываемые преобразованием Боголюбова операторов затравочных вакуумных мод \hat{a}_0 и \hat{b}_0 :

$$\hat{a} = \mu\hat{a}_0 + v\hat{b}_0^+, \quad \hat{b} = \mu\hat{b}_0 + v\hat{a}_0^+. \quad (2)$$

В обоих каналах, a и b , добавим фазовые задержки θ_a и θ_b . Ясно, что на эффект подавления взаимной корреляции они никак не повлияют. Последнее непосредственно следует и из вышеприведённого рассмотрения в представлении Гейзенберга. Но как фазовые задержки отразятся на приготовлении сжатых состояний? Операторы уничтожения мод фотона на выходах светоделителя по-прежнему обозначим как

$$\hat{c} = \frac{\hat{a} \exp(-i\theta_a) + \hat{b} \exp(-i\theta_b)}{\sqrt{2}},$$

$$\hat{d} = \frac{\hat{a} \exp(-i\theta_a) - \hat{b} \exp(-i\theta_b)}{\sqrt{2}}.$$

Соответственно, квадратурные компоненты выражаются как $\hat{X}_c = (\hat{c} + \hat{c}^+)/2$, $\hat{X}_d = (\hat{d} + \hat{d}^+)/2$. Найдём их дисперсии:

$$\begin{aligned} {}_a\langle 0|_b\langle 0|\hat{X}_c^2|0\rangle_b|0\rangle_a &= \\ &= \frac{|\mu|^2 + |v|^2 + \mu v \exp[-i(\theta_a + \theta_b)] + \mu^* v^* \exp[i(\theta_a + \theta_b)]}{4} = \\ &= \frac{1 + 2v[v + \mu \cos(\theta_a + \theta_b)]}{4}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} {}_a\langle 0|_b\langle 0|\hat{X}_d^2|0\rangle_b|0\rangle_a &= \\ &= \frac{|\mu|^2 + |v|^2 - \mu v \exp[-i(\theta_a + \theta_b)] - \mu^* v^* \exp[i(\theta_a + \theta_b)]}{4} = \\ &= \frac{1 + 2v[v - \mu \cos(\theta_a + \theta_b)]}{4}, \end{aligned} \quad (3)$$

где μ и v — действительные. Здесь проведено усреднение по исходному вакуумному состоянию затравочных мод, а также использовано равенство $|\mu|^2 - |v|^2 = 1$, следующее из коммутационных соотношений $[\hat{a}, \hat{a}^+] = [b, b^+] = 1$.

Итак, мы получили, что эффект сжатия существенно зависит от фазы θ . Это и понятно, поскольку на одном выходе светоделителя — свет в сжатом состоянии, а на другом — наоборот, с увеличенной дисперсией квадратуры, что соответствует изменению фазы на π . Но совместимо ли это с предположением о том, что разность фаз сигнального и холостого пучков с вероятностью $1/2$ осциллирует, принимая значения 0 или π ? Да, это вполне возможно, так как фотоны с разностью фаз 0 идут в один выходной канал светоделителя (c), а с разностью фаз π — в другой (d). Как доказать невозможность существования обоих эффектов одновременно?

Введём систему фазовой задержки θ в одном из входных каналов светоделителя (рис. 1б). Эффект подавления взаимной корреляции от этой фазовой задержки не зависит — как шли фотоны парами в выходные

каналы светоделителя, так и будут идти. Но ориентация эллипса сжатия (области неопределённости квадратурных компонент на фазовой плоскости) будет изменяться (см., например, [44, 45]), что можно зарегистрировать экспериментально. Однако если эллипс сжатия повернулся, то разность фаз в каналах перестала быть равной 0 или π , а значит, эффект подавления взаимной корреляции должен хотя бы частично исчезнуть, если поступающие на светоделитель фотоны действительно интерферируют. Последний факт можно тоже проверить экспериментально.

Таким образом, одновременно эффекты приготовления сжатых состояний и подавления взаимной корреляции фотонов при определённой разности фаз между ними существовать не могут. Итак, основная предпосылка о наличии определённой разности фаз фотонов приводит к логическому противоречию, свидетельствующему о её неадекватности.

Важно отметить, что фазовые задержки θ и Φ взаимосвязаны в смысле их влияния на эффект квантового сжатия. Но в предложенной нами методике эксперимента они имеют различное функциональное назначение: θ непосредственно вносит фазовую задержку, при этом изменяя ориентацию эллипса сжатия, в то время как изменение Φ в интервале шириной 2π позволяет измерить этот эллипс сжатия и его ориентацию на фазовой плоскости.

Несмотря на абсолютную ясность и прозрачность полученного результата, его можно трактовать исходя из противоположных, взаимоисключающих представлений. Согласно копенгагенской интерпретации, конкретных значений разности фаз (её синуса и косинуса) действительно априорно не существует. Но нелокальный "реализм" вполне может справиться с рассматриваемой ситуацией и со своих позиций. Действительно, если существует мгновенная нелокальная связь между всеми участвующими в эксперименте объектами, а также между результатами измерений, то разность фаз фотонов запутанной пары вполне может иметь конкретные значения, причём такие, которые соответствовали бы результату эксперимента, т.е. при регистрации эффекта подавления взаимной корреляции разность фаз якобы будет одной, а в случае приготовления сжатых состояний — другой, в зависимости от схемы детектирования.

В частности, наличие фазовой задержки θ в одном из каналов по своему воздействию на квантовый эффект сжатия эквивалентно одновременному введению двух фазовых задержек, $\theta_a = \theta/2$ и $\theta_b = \theta/2$, с нулевой разностью фаз. Это означает, что к любому повороту эллипса сжатия может приводить ситуация с нулевой или равной π , или любой другой разностью фаз генерируемых фотонов, поскольку эффект зависит от суммы фазовых задержек в каналах. Для того чтобы показать неадекватность такой интерпретации, модернизируем экспериментальную схему так, чтобы оба два эффекта (подавление взаимной корреляции и приготовление сжатых состояний) наблюдались одновременно.

3. Модернизация схемы эксперимента

Введём в схеме эксперимента, отличающейся от таковой в [47], светоделители так, чтобы одновременно регистрировать и эффект подавления взаимной корреляции фотонов, и квантовое сжатие (рис. 2) с помощью схем

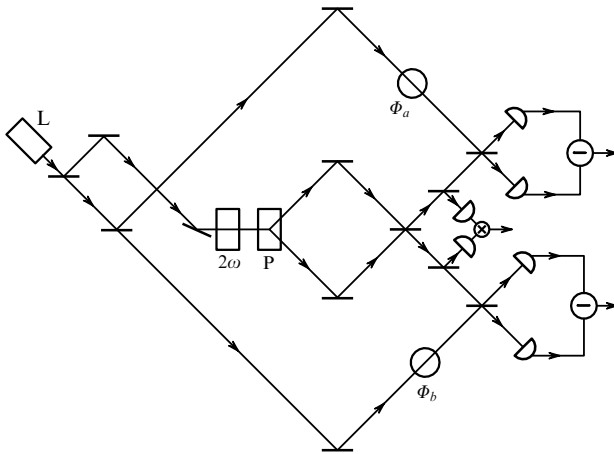


Рис. 2. Схема наблюдения эффекта подавления взаимной корреляции фотонов и одновременной регистрации сжатого состояния. Под действием когерентного излучения лазера L после удвоения его частоты в нелинейном кристалле P параметрически генерируется пара фотонов, которая направляется на светоделитель и детектируется. Схема совпадений, отмеченная в центральной правой части рисунка кружком с косым крестом, регистрирует одновременное прибытие фотонов на оба фотодетектора. Для 50%-ного светоделителя вероятность таких событий равна нулю. Это означает, что фотоны на детекторы прибывают только парами. Одновременно с помощью двух схем балансного гомодинного детектирования регистрируются флуктуации квадратурных компонент поля в каналах c и d . В эти схемы излучение направляется после выхода его из светоделителей. Поле гомодина получается из исходно расщепленного на три пучка излучения лазера L.

балансного гомодинного детектирования. Последние регистрируют флуктуации квадратурных компонент поля (см., например, [44, 45] и цитируемую там литературу), и если их уровень ниже уровня вакуумного состояния, то можно констатировать приготовление сжатого состояния. Ни того, ни другого эффекта эти светоделители не уничтожат: как не было парных фотосчетов без них, так и не будет, а эффект сжатия уменьшится, но не исчезнет. По крайней мере сохранится ориентация тела неопределенности, или так называемого эллипса сжатия на фазовой плоскости (см., например, [44, 45] и цитируемую там литературу). Что же предсказывает квантовая теория?

Согласно (3) в канале c для X -й квадратуры при кратной 2π суммарной фазовой задержке $\theta_a + \theta_b$ значение дисперсии будет экстремальным, скажем максимальным, а в канале d — минимальным. Это можно легко измерить, прописав оба эллипса неопределенности в каналах, изменяя фазовые задержки Φ_a и Φ_b в интервале углов 2π .

Однако концепция нелокального "реализма" даёт противоположный результат. Действительно, если рождаемые пары фотонов имеют априорные осциллирующие разности фаз 0 или π с равной вероятностью $1/2$, то пары с нулевой разностью фаз пойдут в канал c , а с разностью фаз π — в канал d , поскольку в канале d добавляется дополнительная фазовая задержка фотона, отраженного от более плотной оптической среды в светоделителе. Но при этом разность фаз обоих запутанных фотонов в канале d становится нулевой или равной 2π , т.е. запутанные пары фотонов в обоих каналах, c и d , оказываются в абсолютно равных условиях. Значит, и эллипс неопределенности у них будет ориентирован оди-

наково, что противоречит предсказанию квантовой теории, как было показано выше.

Итак, предположив существование определённой разности фаз у пары фотонов в фоковском состоянии априорно, мы пришли к противоречию, исключающему такую гипотетическую возможность. Таким образом, никакая конкретная разность фаз между фотонами не может описать результат наблюдений по схеме, приведённой на рис. 2. Это означает, что её просто не существует, а такой вывод не укладывается в рамки *никакого* классического "реализма" в смысле априорного существования конкретных значений измеряемых величин, в том числе и нелокального "реализма", именно вследствие взаимоисключающего характера наблюдаемых эффектов при определённой разности фаз. Отсутствие определённого значения измеряемой величины априори означает, что эта величина находится в состоянии квантовой суперпозиции всех возможных значений. Но любые теории классического "реализма" такого факта — квантовой суперпозиции — как раз и не признают. Они сосредоточены вокруг альтернатив, пытающихся объяснить результаты квантовых экспериментов без привлечения явления квантовой суперпозиции.

Строгое обоснование требует следующих формальных условий. Фактически мы доказываем отсутствие скрытого параметра — определённой разности фаз — от противного. Мы предполагаем, что верными являются следующие постулаты.

1. Все результаты измерений определены предсуществующими свойствами частиц, независимыми от измерения.

2. Физические состояния представляют собой статистические смеси субансамблей пар одиночных фотонов с определённой разностью фаз.

3. Монохроматические световые пучки при смешении интерferируют. Результат зависит от разности фаз: пучки с нулевой (с точностью до 2π) разностью фаз дают максимум интенсивности, а с разностью фаз π (с точностью до 2π) — минимум, а в промежуточных случаях значения математических ожиданий, взятые для каждого субансамбля, подчиняются закону хорошо известной гармонической зависимости интенсивности излучения от разности фаз.

4. Квантовые сжатые состояния формируются при смешении на 50%-ном светоделителе сигнального и холостого пучков параметрически рассеянного света, причём эффективность сжатия зависит от разности фаз пучков так, что пучки с нулевой (с точностью до 2π) разностью фаз дают в одном выходном канале светоделителя максимум эффективности сжатия, а в другом — минимум.

5. При отражении света от более плотной оптической среды появляется дополнительный набег фазы π .

Принимая эти постулаты, мы приходим к описанному выше логическому противоречию, учитывая результаты анализа схемы эксперимента, представленной на рис. 2.

Критерием адекватности или неадекватности нелокального "реализма" является взаимная ориентация эллипсов неопределенности в каналах c и d : одинаковая свидетельствует в пользу нелокального "реализма", а взаимно ортогональная — в пользу его отрицания. Этот критерий проще сформулировать словами, чем в виде некоего математического неравенства.

Интересно, что для опровержения локальной теории скрытых параметров Дж. Беллу потребовались только постулат о локальности и теория вероятностей. Правда, при использовании детекторов с неидеальной квантовой эффективностью теорему Белла пришлось дополнить описанием такого реального детектирования, что также можно рассматривать как дополнительный постулат [3, 12, 13]. Для решения той же задачи в отношении нелокального "реализма" в смысле взаимодействия удалённых регистраторов пришлось допустить наличие трёх постулатов, в том числе закона Малюса. Между тем для доказательства неадекватности нелокального "реализма" в более широком смысле требуется уже пять постулатов, связанных с физическими явлениями. Таким образом, продвижение в сторону отвержения более "сильного" нелокального "реализма" происходит за счёт снижения общности доказательств. Это, как представляется, не должно ослаблять их достоверность, поскольку постулируемые физические явления (интерференция света, отражение от границы раздела двух диэлектриков и приготовление сжатых состояний) с их известными законами имеют неопровержимое экспериментальное подтверждение.

Итак, разность фаз коррелированной фотонной пары действительно не имеет определённого значения, но находится в суперпозиции всех её возможных величин от 0 до 2π . Как же тогда интерпретировать результаты эксперимента [41], если ни определённой фазы одиночных фотонов, ни разности их фаз не существует? Повидимому, дело состоит в том, что, согласно фейнмановской интерпретации квантовой теории [48], интерферируют не фотоны, а их альтернативные траектории. Действительно, как формируется состояние $|1, 1\rangle$ на выходе светоделителя? Двумя способами: либо оба фотона проходят светоделитель, либо оба отражаются. Но в последнем случае один из фотонов за счёт того, что он отражается от более плотной среды, приобретает фазовый набег π (см. также [49]). Оператор фазового набегу $\hat{U}_\theta = \exp(-i\theta\hat{n})$ переводит состояние $|1, 1\rangle$ в состояние $-|1, 1\rangle$.

Таким образом, две возможные альтернативные траектории деструктивным образом интерферируют, подавляя взаимные корреляции. Этот простой и наглядный подход позволяет решать и более сложные задачи, связанные с преобразованием фоковских состояний светоделителями, не пользуясь сложной и громоздкой формулой (1).

4. Заключение

Полученный в настоящей статье результат важен потому, что отсутствие определённых значений измеряемых величин до момента измерения является фундаментальным выводом квантовой теории в копенгагенской интерпретации. Известные до сих пор экспериментальные доказательства этого факта можно опровергнуть привлечением якобы неизвестных нам видов нелокальных взаимодействий, не ограниченных какими-либо областями светового конуса, а соответственно, и скоростью света. Это различные виды нелокальных теорий (см., например, [50] и цитируемую там литературу), которые на чисто формальном языке могут объяснить как нарушение неравенств Белла, так и многочисленные квантовые парадоксы, например трактовать интерференцию

одиночных фотонов на двухщелевом экране Юнга как нелокальное "знание" фотона, проходящего через одну щель, о существовании другой щели.

В описанном в настоящей статье эксперименте для опровержения утверждений подобного рода имеются веские основания. Никакое нелокальное "знание" фотона о его будущей судьбе не может объяснить поворота осей тела неопределённости или эллипса сжатия на фазовой плоскости (см. рис. 2). Таким образом, отсутствие определённого значения разности фаз одиночных фотонов никак не может быть оспорено какой-либо гипотезой нелокального "реализма" в смысле априорного существования конкретных значений измеряемых величин. Это существенно сужает круг возможных интерпретаций квантовой теории, не сводя их в то же время, конечно, только к копенгагенской. Адекватное объяснение может дать и реляционная парадигма (см., например, [51]).

Список литературы

1. Taylor G I *Proc. Camb. Phil. Soc.* **15** 114 (1909)
2. Фриш О *УФН* **90** 379 (1966)
3. Белинский А В *УФН* **173** 905 (2003); Belinskii A V *Phys. Usp.* **46** 877 (2003)
4. Belinsky A V, Klyshko D N *Laser Phys.* **6** 1082 (1996)
5. Bell J S *Physics* **1** 195 (1964)
6. Einstein A, Podolsky B, Rosen N *Phys. Rev.* **47** 777 (1935)
7. Hensen B et al. *Nature* **526** 682 (2015)
8. Giustina M et al. *Phys. Rev. Lett.* **115** 250401 (2015)
9. Aspect A, Grangier P, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **47** 460 (1981); *Phys. Rev. Lett.* **49** 91 (1982)
10. Aspect A, Dalibar J, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **49** 1804 (1982)
11. Aspect A, in *Quantum [Un]speakables* (Eds R A Bertlmann, A Zeilinger) (Berlin: Springer, 2002) p. 119
12. Белинский А В *Оптика и спектроскоп.* **96** 732 (2004); Belinsky A V *Opt. Spectrosc.* **96** 665 (2004)
13. Белинский А В *Квантовые измерения* (М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008)
14. Белинский А В, Клышко Д Н *УФН* **163** (8) 1 (1993); Belinskii A V, Klyshko D N *Phys. Usp.* **36** 653 (1993)
15. Евдокимов Н В и др. *УФН* **166** 91 (1996); Evdokimov N V et al. *Phys. Usp.* **39** 83 (1996)
16. Hessmo B et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 180401 (2004)
17. Babichev S A, Appel J, Lvovsky A I *Phys. Rev. Lett.* **92** 193601 (2004)
18. Fuwa M et al. *Nature Commun.* **6** 6665 (2015)
19. Zeilinger A *Found. Phys.* **29** 631 (1999)
20. Brukner C, Zeilinger A *Acta Phys. Slov.* **49** 647 (1999)
21. Brukner C, Zeilinger A *Phys. Rev. Lett.* **83** 3354 (1999)
22. Bohm D *Phys. Rev.* **85** 166 (1952)
23. Bohm D *Phys. Rev.* **85** 180 (1952)
24. Sanz A S, Miret-Artés S *Am. J. Phys.* **80** 525 (2012)
25. Davidović M D, Sanz A S *Europhys. News* **44** (6) 33 (2013)
26. Ma X, Kofler J, Zeilinger A *Rev. Mod. Phys.* **88** 015005 (2016)
27. Белинский А В, Жуковский А К *Вестн. МГУ. Физ. Астрон.* (3) 34 (2016); Belinsky A V, Zhukovsky A K *Moscow Univ. Phys. Bull.* **71** 253 (2016)
28. Everett H (III) *Rev. Mod. Phys.* **29** 454 (1957)
29. Менский М Б *УФН* **170** 631 (2000); Menskii M B *Phys. Usp.* **43** 585 (2000)
30. Менский М Б *УФН* **175** 413 (2005); Menskii M B *Phys. Usp.* **48** 389 (2005)
31. Гриб А А *УФН* **183** 1337 (2013); Grib A A *Phys. Usp.* **56** 1230 (2013)
32. Leggett A J *Found. Phys.* **33** 1469 (2003)
33. Aspelmeyer M, Zeilinger A *Phys. World* **21** (7) 22 (2008)
34. Knee G C et al. *Nature Commun.* **7** 13253 (2016)
35. Gröblacher S et al. *Nature* **446** 871 (2007)

36. Branciard C et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 210407 (2007)
37. Jacques V et al. *Appl. Phys. Lett.* **93** 203307 (2008)
38. Paterek T et al. *Phys. Rev. Lett.* **99** 210406 (2007)
39. Suarez A *Found. Phys.* **38** 583 (2008)
40. Belinsky A V, Zhukovskiy A K *J. Russ. Laser Res.* **37** 521 (2016)
41. Hong C K, Ou Z Y, Mandel L *Phys. Rev. Lett.* **59** 2044 (1987)
42. Slusher R E et al. *Phys. Rev. Lett.* **55** 2409 (1985)
43. Колобов М И, Соколов И В *ЖЭТФ* **96** 1945 (1989); Kolobov M I, Sokolov I V *JETP* **69** 1097 (1989)
44. Клышко Д Н, Масалов А В *УФН* **165** 1249 (1995); Klyshko D N, Masalov A V *Phys. Usp.* **38** 1203 (1995)
45. Ахманов С А и др. *Новые физические принципы оптической обработки информации* (Под ред. С А Ахманова, М А Воронцова) (М.: Наука, 1990) Гл. 3
46. Leonhardt U *Measuring the Quantum State of Light* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1997) p. 79
47. Белинский А В *Вестн. МГУ. Физ. Астрон.* (5) 26 (2016); Belinsky A V *Moscow Univ. Phys. Bull.* **71** 487 (2016)
48. Feynman R P, Hibbs A R *Quantum Mechanics and Path Integration* (New York: McGraw-Hill, 1965)
49. Mandel L, Wolf E *Optical Coherence and Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1995) Ch.12.12.2
50. Ефремов Ю С *Квантовая механика* (М. – Берлин: DirectMEDIA, 2015)
51. Белинский А В, Владимиров Ю С *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия* (1) 32 (2016)

Nonlocal classical "realism" and quantum superposition as the nonexistence of definite pre-measurement values of physical quantities

A.V. Belinsky, A.A. Klevtsov

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

This paper reviews experimental setups in which it was possible to prove, based on measured photon crosscorrelation suppression effects at the beam splitter and using prepared squeezed states, the nonexistence of a definite value of the photon phase difference in Fock states (otherwise these two effects cannot exist simultaneously). It is shown that this conclusion emphasizes the internal inconsistency of the quantum mechanics interpretation in the spirit of classical nonlocal "realism" — in the sense that measured physical quantities have no definite values a priori, i.e. before the moment of measurement.

Keywords: quantum uncertainty, quantum superposition, entanglement, quantum nonlocality, Copenhagen interpretation

PACS numbers: 03.65.Ud, 42.65.Lm

Bibliography — 51 references

Received 6 April 2017, revised 27 July 2017

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **188** (3) 335–342 (2018)

Physics–Uspekhi **61** (3) (2018)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2017.09.038210>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2017.09.038210>