

О возможности нелокальной квантовой коммуникации

Получено: 16 сентября, 2014 / Исправлено: 14 февраля, 2015

Аннотация

Рассмотрена возможность нелокальной квантовой связи. Мы исследуем три мысленных эксперимента, которые имеют переменную запутанности: (1) 4^x -детекторную *поляризационно-спутанную* систему, (2) 4^x -детекторную *путь-спутанную* систему, (3) 3^x -детекторная *путь-спутанная* система, которая использует новый оптический смеситель фотонных путей. Пересматривается новый квантовый парадокс, в котором наличие или отсутствие интерференционной картины 2^x -фотной *путь-спутанной* системы определяется выбором измерения, что является потенциально нелокальным сигналом. Показано, что для рассмотренных случаев даже, когда интерференционные картины могут быть включены или выключены, всегда будет наблюдаться сигнальная или антисигнальная картины интерференции, которые могут быть добавлены даже, если одновременно присутствуют запутанность и когеренция, что маскирует любую наблюдаемую интерференцию. Такое поведение можно атрибутировать тем, что в литературе называется "комплементарностью одно- и двухчастичной интерференций".

Ключевые слова: квантовая · нелокальность · коммуникации · интерференция · дополительность · комплементарность · спутанность

PACS 03.65.Aa · 03.65.Ud · 03.67.Hk

1. Введение

Квантовая механика – стандартная модель физического мира на самом низшем уровне масштабов энергий и размеров, обладает встроенными ретропричинно-следственными особенностями. Предложенный Уилером мысленный эксперимент [1], который он назвал "экспериментом с отложенным выбором" описывает схему, в которой более поздний выбор экспериментатора при измерении ретроспективно переопределяет картину интерференции уже состоявшегося факта пересечения двухщелевой диафрагмы.

В представленной работе описывается новый квантово-механический парадокс, в котором присутствие и отсутствие интерференционной картины *путь-спутанной* двухфотонной системы с переменной запутывания, контролируется выбором при эксперименте, что казалось бы позволяет осуществлять ретропричинную сигнализацию одного наблюдателя другому.

Представленный анализ этой схемы показывает, как тонкости квантового формализма блокируют потенциальный сигнал. В частности, даже когда интерференционная картина может быть включена или выключена, всегда присутствует "сигнал" интерференционной картины и "антисигнал", который маскирует любую наблюдаемую интерференцию, когда они добавляются, даже когда запутывание и когеренция присутствуют совместно. Такое поведение может быть атрибутировано, что в литературе называется как "комплементарность одно- и двухчастичной интерференцией"[2].

2. Квантовая механика и спутанность

Квантовая механика отличается от классической механики Ньютона предшествовавшей ей, одной очень важной особенностью. Ньютоновские системы всегда *локализованы*. При фрагментации ньютоновской системы каждая из частей получает вполне определённые значения энергии, импульса и момента импульса, которые распределяются по составным частям в соответствии с законами сохранения. После разделения системы на подсистемы свойства каждой из них становятся совершенно независимыми друг от друга.

С другой стороны, квантовая механика является *нелокальной* теорией и это означает, что составные части квантовой системы могут продолжать влиять друг на друга, даже когда они достаточно разделены пространственно и даже, если это выходит за пределы сверхсветовых интервалов. На эту неожиданную особенность квантовой механики впервые указали Альберт Эйнштейн и его коллеги – Борис Подольский и Натан Розен в (ЭПР) 1935 году в критической статье [3], в которой они обнаружили и восприняли нелокальность как сокрушительный изъян, который демонстративно провозглашает о том, что стандартный квантовый формализм неполон и ошибочен. Эйнштейн называл эту нелокальность “жутким дальнедействием”. Шредингер, следуя открытию квантовой нелокальности, показал в деталях, как компоненты многочастичной квантовой системы должны влиять одна на другую даже будучи достаточно разделёнными [4].

В 1972, начиная с работ Стюарта Фрийдмана и Джона Клаузера (Stuart Freedman, John Clauser) [5], был выполнен ряд квантово-оптических ЭПР-экспериментов по проверке нарушения неравенства Белла [6] и уточнению других аспектов, связанных с квантовыми системами. Эти экспериментальные результаты могут рассматриваться как демонстрация того, что – нравится нам это или не нравится, но квантовая механика и описываемая ею реальность являются по сути нелокальными. Эйнштейновское жуткое дальнедействие реально в физическом мире – понимаем мы это или не понимаем.

Как и почему квантовая механика нелокальна? Нелокальность обуславливается двумя противоречивыми аспектами квантового формализма: (1) энергия, импульс, момент импульса, важные свойства света и материи сохраняются во всех квантовых системах в том смысле, что в отсутствие внешних сил и моментов сил их величины должны оставаться неизменными в процессе эволюции системы, в то время, как (2) в волновых функциях, описывающих квантовые системы, и как это требует принцип неопределённости, сохраняющиеся величины часто не определены и, как правило, возможные значения могут охватывать большой спектр. Эта неопределённость сохраняется до выполнения процедуры измерения, при которой волновая функция “коллапсирует”, а измеряемые значения при этом фиксируются. Эти, казалось бы несовместимые требования (1) и (2), поднимают важный вопрос: как могут волновые функции, описывающие разделённые члены системы частиц, которые могут быть разделены световыми годами, иметь произвольные значения при сохранении и следовать законам сохранения при коллапсе волновых функций?

Этот парадокс присутствует в самом формализме квантовой механики, поскольку квантовые волновые функции частиц *спутаны*. Этот термин, введённый Шредингером, означает, что даже тогда, когда волновые функции описывают систему пространственно разделённых частиц, даже во вне пространственноподобной досягаемости, разделённые волновые функции продолжают зависеть одна от другой и не могут быть специфицированы по отдельности. В частности, сохраняющиеся величины в частях системы (даже индивидуально определённые) должны всегда соответствовать общему значению квантовой системы до её разделения на части.

Как запутанность и представление законов сохранения могло быть устроено Природой? Математика квантовой механики не даёт нам никаких ответов на этот вопрос, и только настаивает на том, что волновые функции разделённых частей квантовой системы не зависят друг от друга.

Склонные к абстракции теоретики сочли необходимым отказаться от трёхмерия Вселенной и решили описывать квантовые системы в многомерном гильбертовом гиперпространстве, в котором сохранение переменных обеспечивается формами дополнительных измерений, и в котором взаимосвязи между волновыми функциями частиц представляются как разрешённые между областями всего гиперпространства. Это привело к элегантно-математике, но он мало чем помогло в визуализации того, что происходит на самом деле в физическом мире.

В данной работе мы не будем пытаться считать нелокальность предметом рассмотрения в каких-либо рамках интерпретации квантовой механики. Просто отметим что *транзакционная интерпретация квантовой механики* [7], выдвинутая одним из авторов в 1986 году, кажется, должна быть единственной среди множества интерпретаций квантового формализма в обеспечении определённого механизма, который учитывает нелокальность и обеспечивает визуализацию нелокальных процессов.

Здесь мы примем существование квантовой нелокальности и запутанности как установленные факты и рассмотрим последствия, к которым они приводят.

3. No-Signal теоремы

Учитывая, что измерение в одной части распределённой системы может влиять на результаты измерений, проводимых над её другими отдалёнными частями, возникает вопрос: *может ли это явление быть использовано для нелокальной связи между одним наблюдателем и другим?* Демонстрация нелокальной квантовой связи привела бы, действительно, к открытию возможности "менять правила игры" во время связи, поскольку нарушило бы правила нормального общения: отсутствие обмена энергией между Отправителем и Получателем; акты приёма и отправки могут происходить в любой момент времени и будут определяться только выбранным мгновением, в которое происходит само "действие"; при отсутствии необходимости определения процесса распространения этого "сигнала" он может быть эффективно отправлен быстрее, чем скорость света или мгновенно в любой системе отсчёта и даже, в принципе, назад во времени ¹⁾.

Обычный член физического сообщества, если он или она имеет какое-либо мнение о нелокальной коммуникации, считает, что это невозможно, отчасти из-за присутствия сверхсветовых и ретропричинных моментов передачи. За эти годы ряд авторов представили доказательства на основе квантового формализма показывая, что нелокальная коммуникация – наблюдатель1-наблюдатель2, невозможна [8,9,10]. Используя детали квантового формализма и квантовой теории поля, они показывают, что в отдельных измерениях с использованием запутанных квантовых систем квантовые корреляции сохраняются, но они не будут влиять на наблюдения из одной подсистемы, если характер измерения изменяется в другой подсистеме. Таким образом, стандартный квантовый формализм предполагает, что нелокальная сигнализация невозможна, а введение каких-то гипотетических наблюдений с помощью нелокальной сигнализации потребует некоторых изменений в формализме квантовой механики.

Тем не менее, имеет смысл пронаблюдать в отдельных, казалось бы парадоксальных случаях (см. ниже), как блокируется нелокальный сигнал. Здесь мы рассмотрим один правдоподобный механизм блокировки нелокальности, известный как "комплементарность" или "увидеть-увидел"-связь между запутанностью и когерентностью [11]. В этом случае использование свойств когерентности и нелокальности потребует для попыток практической реализации возможности нелокальной сигнализации [12] подробнее рассмотреть системы, в которых отношение запутанность/когерентность присутствовало бы как параметр системы, который мог бы изменяться так, что оба фактора присутствовали бы одновременно (см. ниже), как требуемый интерференционный "сигнал".

¹⁾ "Сигнал" такого рода получил название – *сингл*. Прим. переводчика

Отметим, что иногда утверждалось, что нелокальная связь невозможна, поскольку это противоречит специальной теории относительности. Это утверждение неверно. Запрет сигналов со сверхсветовой скоростью эйнштейновской теорией относительности связан с тем, что состояние определённой синхронизации между двумя разноместными пространственно-временными точками не является лоренц-инвариантным. Если предположить, что какой-то гипотетический сверхсветовой сигнал может быть использован для установления фиксированной одновременности между двумя такими точками, например при синхронизации часов, это потребует введения некой выделенной инерциальной системы отсчёта, что непоследовательно с точки зрения лоренцевской инвариантности и специальной теории относительности. Другими словами, по мнению противников нелокальной связи, сверхсветовая сигнализация привела бы к противоречиям при рассмотрении событий во всех инерциальных системах отсчёта, что является основой специальной теории относительности.

Однако, если нелокальный сигнал мог бы быть передан при измерениях, выполненных над спутанными фотонами, сигнал был бы послан из места локализации одного фотона в место локализации другого фотона вдоль лоренц-инвариантной светоподобной мировой линии. В разных системах отсчёта эти события могут происходить в любой последовательности, разделены любым интервалом времени и любыми расстояниями между двумя локализациями. Таким образом, нелокальные сигналы (даже сверхсветовые и ретропричинные) не могут использоваться для установления фиксированной одновременности отношения между двумя разделёнными пространственно-временными точками, потому что отправка и получение таких сигналов не имеют фиксированных временных отношений. Нелокальная квантовая сигнализация, если она существует, будет полностью совместима с СТО (впрочем, вероятно, *не* совместима с макроскопической причинностью).

4. Поляризационно-запутанный ЭПР-эксперимент с переменной запутывания

Рассмотрим довольно простой эксперимент ЭПР, демонстрирующий нелокальность. Следуя Беллу [6], ряд экспериментальных исследований ЭПР [5,13] использовали корреляции запутанных по поляризации систем, которые возникают из сохранения углового момента. Их результаты с точностью до многих стандартных отклонений согласуются с предсказаниями стандартного квантовой формализма, что может трактоваться как влияние скрытых переменных квантовой механики.

Современная версия ЭПР-эксперимента, в котором соотношение "спутанность/когерентность" – регулируемый параметр, показана на рис. 1. Отметим, что хотя в литературе обсуждалось много вариантов таких экспериментов, анализа системы с переменной запутанности, как параметра системы, нет.

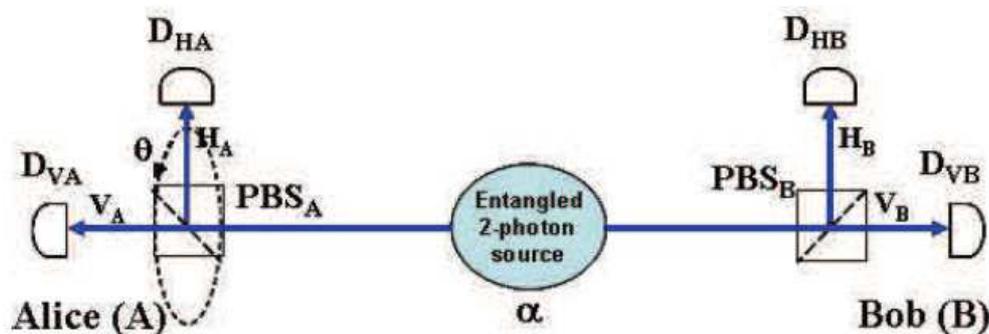


Рис. 1 (цветной в онлайн). Два фотона в 4^x -детекторном ЭПР-эксперименте с использованием линейной поляризации с переменной запутанности.

Два наблюдателя, Алиса и Боб, работая с поляриметрами, измеряют линейную поляризацию (H или V) отдельных фотонов и записывают результаты. H-V плоскость поляриметра Алисы может быть повернута на угол θ относительно плоскости поляриметра Боба, так что базис её поляриметра при измерении поляризации может меняться относительно базиса Боба.

Здесь источником запутанных фотонов служит двухфотонный источник Саньяка, разработанный группой Цайлингера [14], в котором степень запутанности может меняться путём вращения в системе полуволновой пластины, параметризуемой переменной α . На выходе имеем пару фотонов, описываемых в общем виде волновой функцией: $\psi(\alpha) = (|H_A\rangle|H_B\rangle + |V_A\rangle|V_B\rangle) * (\cos \beta + \sin \beta)/2 + i(|H_A\rangle|V_B\rangle - |V_A\rangle|H_B\rangle) * (\cos \beta - \sin \beta)/2$, где $\beta = \alpha - \pi/4$. Степень спутывания пары фотонов регулируема. При $\alpha = 0$ спутанность двухфотонной поляризации есть 100% в чистом белловском состоянии с волновой функцией $\psi(\alpha) = i(|H_A\rangle|V_B\rangle - |V_A\rangle|H_B\rangle)/\sqrt{2}$; при $\alpha = \pi/4$ спутанность есть 0 в неспутанном произведении $\psi(\pi/4) = [(|H_A - i|V_A\rangle \times (|H_B + i|V_B\rangle)]/2$; при $\alpha = \pi/8$ источник будет продуцировать пары с 71%-ной спутанностью и 71%-ной когерентностью.

Пусть установлено начальное значение $\alpha = 0$ для 100%-ного спутывания. Когда θ равен нулю и поляриметры выровнены, будет наблюдаться картина идеальной антикорреляции между поляризациями измеряемыми Алисой и Бобом. Случайно измеренная Алисой поляризация (H или V) будет всегда противоположна той, которую измерил Боб ($H_A V_B$ или $V_A H_B$). Однако, если θ увеличивается, идеальная $H_A V_B$ и $V_A H_B$ антикорреляция деградирует и начинают проявляться ранее недетектируемые корреляции $H_A H_B$ и $V_A V_B$.

Локальные теории говорят, что для малых углов θ деградация корреляции должна увеличиваться линейно с θ , в то время как квантовая механика предсказывает квадратичное увеличение, то есть как θ^2 [15]. Это и есть основное для неравенств Белла [6], поскольку линейность по θ значительно нарушается квадратичной зависимостью в квантовой механике.

Квантовомеханический анализ этой системы довольно прост, поскольку, если предположить что запутанные фотоны имеют *сингл*-пространственный режим, то есть такой режим, при котором их поведение в системе можно описать, учитывая только фазовые сдвиги и выбранные поляризации производимые в системе. Для выполнения такого анализа и расчета совместных волновых функций для одновременного обнаружения на обоих детекторов мы использовали формализм Хорна, Шимони и Цайлингера [16, 17]. Это даёт:

$$\Psi_{HH}(\alpha, \theta) = [-\sin(\alpha) \cos(\theta) + i \cos(\alpha) \sin(\theta)]/\sqrt{2} \quad (1)$$

$$\Psi_{HV}(\alpha, \theta) = [-\cos(\alpha) \cos(\theta) + i \sin(\alpha) \sin(\theta)]/\sqrt{2} \quad (2)$$

$$\Psi_{VH}(\alpha, \theta) = [\cos(\alpha) \cos(\theta) - i \sin(\alpha) \sin(\theta)]/\sqrt{2} \quad (3)$$

$$\Psi_{VV}(\alpha, \theta) = [\sin(\alpha) \cos(\theta) - i \cos(\alpha) \sin(\theta)]/\sqrt{2} \quad (4)$$

Соответствующие совместные вероятности обнаружения:

$$P_{HH}(\alpha, \theta) = [1 - \cos(2\alpha) \cos(2\theta)]/4 \quad (5)$$

$$P_{HV}(\alpha, \theta) = [1 + \cos(2\alpha) \cos(2\theta)]/4 \quad (6)$$

$$P_{VH}(\alpha, \theta) = [1 + \cos(2\alpha) \cos(2\theta)]/4 \quad (7)$$

$$P_{VV}(\alpha, \theta) = [1 - \cos(2\alpha) \cos(2\theta)]/4. \quad (8)$$

На рис. 2 представлены графики зависимости от θ совместных вероятностей обнаружения для четырех конфигураций детекторов (HH, HV, VH, VV): $\alpha = 0$ (100%-ная спутанность), $\alpha = \pi/8$ (71%-ная спутанность), $\alpha = \pi/4$ (0%-ная спутанность).

Теперь рассмотрим вопрос о том, при любой ли установке α и различных θ наблюдатель Алиса, оперирующая слева, сможет послать нелокальный сигнал наблюдателю Бобу, оперирующему в правой части системы. Некоторые общие моменты для наблюдателя, который отслеживает совпадения считая отношения $H_A H_B$, $V_A V_B$, $H_A V_B$, $V_A H_B$ могут воспроизводиться на рис. 2 и дать чёткое представление о том, когда были изменены Алисой и что относительные

величины резко изменены. Однако, наблюдатель Боб изолирован в системе справа и мониторит только два единственных отношения $H_B \equiv H_A H_B + V_A H_B$ и $V_B \equiv H_A V_B + V_A V_B$.

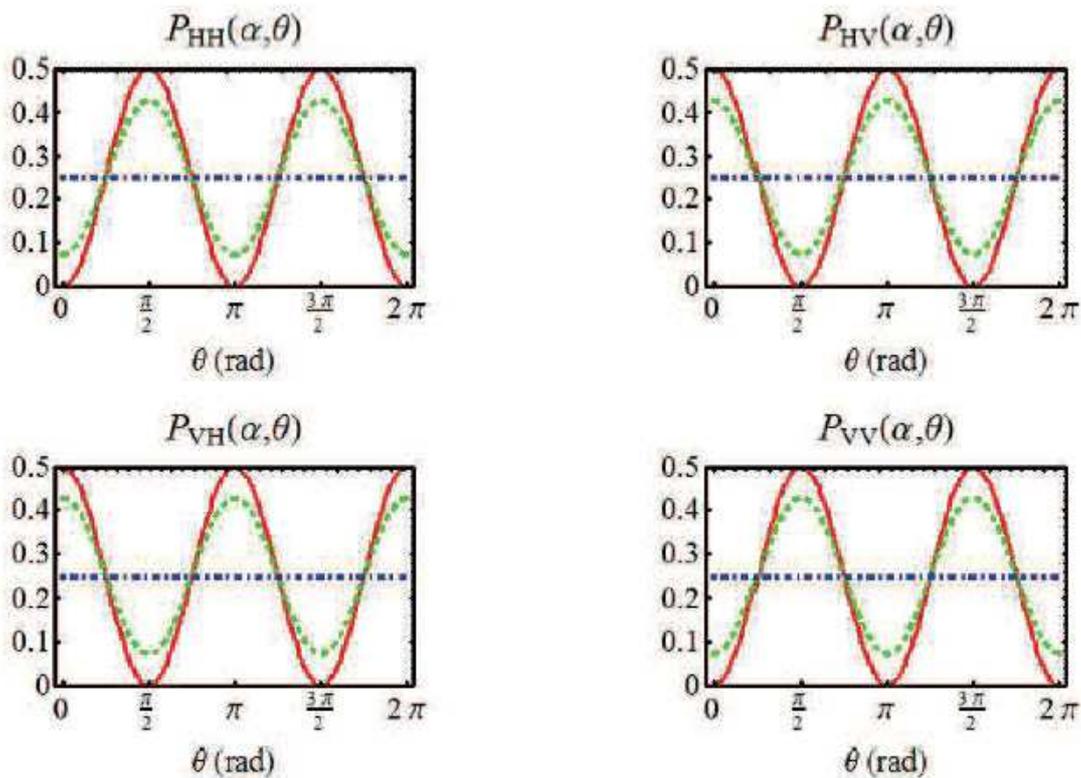


Рис. 2 (цветной в онлайн). Графики зависимости от θ совместных вероятностей обнаружения для четырех конфигураций детекторов: $\alpha = 0$ (красная/сплошная, 100%-ная спутанность), $\alpha = \pi/8$ (зелёная/штрихованная, 71%-ная спутанность), $\alpha = \pi/4$ (голубая/точечно-штрихованная, 0%-ная спутанность).

Боб бы стал наблюдать вероятности $P_{BH}(\alpha, \theta) = P_{HH}(\alpha, \theta) + P_{VH}(\alpha, \theta) = 1/2$ и $P_{BV}(\alpha, \theta) = P_{HV}(\alpha, \theta) + P_{VV}(\alpha, \theta) = 1/2$, зависящие обе от величин α и θ . Таким образом, Боб увидел бы только результаты детектирования в случайном порядке одних или других своих детекторов с 50%-ной вероятностью каждой поляризации, а на их наблюдаемые скорости не будет влиять установленный параметр θ . Выбор Алисой значения параметра θ будет изменять волновые функции, которые поступают на детекторы Боба, но не в той форме, которая позволяет сигнализацию. Шредингер назвал этот эффект “ручным управлением” волновыми функциями [4]. Хайнц Пагельс^(†) в своей книге *Космический Код* [18], подробно рассмотрел ситуации, в которых внутренние случайности квантовой механики блокируют любые потенциально нелокальные сигналы при таком сценарии работы с поляризациями на основе эксперимента ЭПР.

Подчеркнём мысль, что линейная поляризация — это внутренний фотонный интерференционный эффект между циркулярно-поляризованным спиновым моментом импульса $S = 1$, $S_z = \pm 1$ и собственным состоянием спиральности. Как мы увидим ниже, интерференционная блокировка наблюдаемая здесь — есть пример "сигнала" интерференционной картины и "антисигнала", которые маскируют любую наблюдаемую интерференцию, когда добавляются, даже когда запутанность и когерентность присутствуют совместно. Такое поведение объясняется тем, что называется комплементарностью одночастичной и двухчастичной интерференций [2].

5. Путь-запутанный ЭПР-эксперимент с переменной запутанности

Хотя запутанность линейной поляризации является очень удобным средством для ЭПР-экспериментов и проверки неравенств Белла, альтернативный вариант путь-запутанного ЭПР-эксперимента даёт больше возможностей. Наверное, это самый ранний пример путь-запутанного ЭПР-эксперимента, произведённого группой Ши (Y. H. Shih, D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko) университета Мэриленда, округа Балтимор [19] и связанного с "призрачной интерференцией", относится к 1995 году. Их эксперимент показал, что интерференционная картина, наблюдаемая для одного члена пары запутанных фотонов может быть выключена или включена в зависимости от того, прошёл ли другой фотон пары через одну щель или две щели двухщелевой диафрагмы.

Другой вариант путь-запутанного ЭПР-эксперимента, проведённого под руководством профессора Антона Цайлингера, был представлен в диссертации доктора Биргита Допфера из Инсбрукского университета [20]. Этот эксперимент продемонстрировал, что возможно было бы получить интерференционную картину появляющейся или исчезающей, наблюдаемую для одного фотона из пары спутанных фотонов, в зависимости от расположения детектора, который детектирует другой член пары – был ли тот на фокальной точке объектива или нет.

При исследовании "призрачной интерференции" и экспериментов Допфера возникает очень интересный вопрос: может ли требование совпадения между запутанными фотонами, используемое в обоих экспериментах, быть устранено? Ответ на этот вопрос деликатный. В принципе, два запутанных фотона связаны нелокальностью, а детектируются ли они при совпадении или нет, само совпадение, возможно, может быть устранено. Однако в обоих экспериментах авторы сообщили, что когда требование совпадения было устранено, наблюдалась не двухщелевая интерференция. Эти результаты ведут к новому квантовомеханическому парадоксу: предполагается [21], что если требование совпадения могло бы быть ослаблено, то нелокальный сигнал "наблюдатель-наблюдатель" мог бы быть передан управлением наличия или отсутствия интерференционной картины, по сути, создавая волноподобное или частицеподобное поведение обоих членов спутанной фотонной пары.

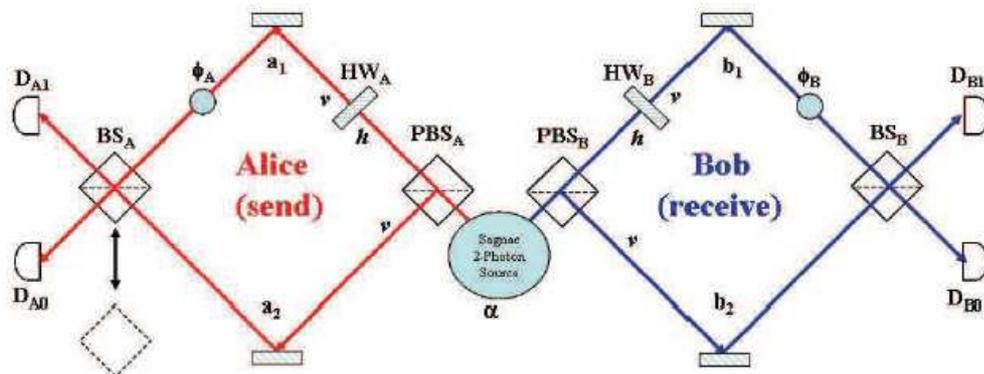


Рис. 3 (цветной в онлайн). Путь-запутанный ЭПР-эксперимент с переменной запутанности при использовании 4-детекторного двойного интерферометра.

С точки зрения реализации путь-запутанной версии эксперимента, в которой требование совпадения могло бы быть ослаблено, проблема с обоими экспериментами, рассмотренными выше, заключается в использовании двухщелевой системы, которая блокирует и поглощает большинство фотонов нелинейного кристалла, который освещает щель системы. Нисходящий конверсионный процесс по сути очень неэффективен: ~ 1 фотонная пара на 10^8 накачанных фотонов, так что практически на выходе нет фотонов. Дополнительная сложность состоит в том, что большинству детекторов, способных обнаруживать отдельные фотоны, присуща внутренняя зашумлённость и неэффективность. По этим причинам существует прямая необходимость в

использовании *всех* доступных спутанных фотонных пар для любых предполагаемых путь-интерференционных тестов нелокальной коммуникации.

На рис. 3 представлена схема путь-запутанной экспериментальной ЭПР-проверки с использованием двух интерферометров Маха-Цандера [22], которые были модифицированы для преобразования поляризационной запутанности в путь-запутанную [23]. Этот тип системы изначально был разработан группой Цайлингера института квантовой оптики и квантовой информатики в Вене [24]. Интерферометры являются вариантом основной конструкции Маха-Цандлера, которая использует начальный поляризованный светоделитель ($PBS_{A,B}$), который направляет вертикальную (v) и горизонтальную (h) линейные поляризации по разным путям и затем преобразует горизонтальную поляризацию в вертикальную на верхнем пути полуволновой пластиной ($HW_{A,B}$). Это имеет эффект превращения поляризационной запутанности в путь-запутанность и затем размещения волн на обоих путях в одном поляризационном состоянии так чтобы они смогли интерферировать. Наблюдатели Алиса и Боб могут управлять интерферометрами, считают и записывают индивидуальные фотонные обнаружения. Элемент фазового сдвига ($\Phi_{A,B}$) позволяет наблюдателям изменять фазу волны на верхнем пути.

Как в поляризационно-запутанном ЭПР примере, источником фотонов является спутываемый двухфотонный источник Саньяка, разработанный группой Цайлингера [14], в котором степень запутанности зависит от установленного значения α . Следуя по разделённым путям, двухчастичная волновая функция имеет общий вид: $\psi(\alpha) = (|a_1\rangle|b_1\rangle + |a_2\rangle|b_2\rangle) * (\cos\beta + \sin\beta)/2 + i(|a_1\rangle|b_2\rangle - |a_2\rangle|b_1\rangle) * (\cos\beta - \sin\beta)/2$, где $\beta = \alpha - \pi/4$. При $\alpha = \pi/2$ двухфотонная волновая функция есть полностью путь-запутанное белловское состояние вида $\psi(\pi/2) = (|a_1\rangle|b_1\rangle + |a_2\rangle|b_2\rangle)/\sqrt{2}$, а когда $\alpha = \pi/4$ путь-запутанность есть 0 и волновая функция является произведением состояний вида $\psi(\pi/4) = (|a_1\rangle + i|a_2\rangle) \otimes (|b_1\rangle + i|b_2\rangle)/2$.

Последний светоделитель Алисы является съёмным. Когда BS_A на месте, два левых пути смешиваются, а слева распространяющиеся фотоны демонстрируют волноподобное поведение, будучи на обоих путях и как присутствие двухпутевого взаимодействия – интерференцию Маха-Цандера. Когда BS_A удалён, происходит обнаружение пути, слева распространяющиеся фотоны демонстрируют частицеподобное поведение, однозначно заканчивая движение на одном из детекторов D_{A0} или D_{A1} так, что измерения Алисы обеспечивают её информацией о путях обоих фотонов. Светоделитель Боба (BS_B) остаётся на месте и в отсутствии информации о путях он должен видеть картину интерференции Маха-Цандера.

Этот эксперимент, таким образом, эквивалентен эксперименту обнаружения "призрачной интерференции" и эксперименту Допфера, описанным выше, в том что он воплощает возможности путь-запутанности и двухпутевой интерференции. Однако, он улучшает возможности экспериментов использованием всех доступных запутанных фотонов и источников с переменной запутывания, которая зависит от α .

Утверждалось [21,12], что такая ситуация представляет собой парадокс нелокальной сигнализации, заключающийся в том, что Алиса, выбором BS_A (включением или выключением) может вызывать эффект интерференции Маха-Цандера и её присутствие или отсутствие на детекторах Боба. В частности, без BS_A на выходе ожидается частицеподобное поведение и Боб должен наблюдать равные результаты на D_{B1} и D_{B0} . С BS_A ожидается волноподобное поведение и Боб для правильного выбора Φ_B , должен подсчитывать все в D_{B1} и не считать в D_{B0} , обусловленные интерференцией Маха-Цандлера. Кроме того, утверждалось [12], что возможно нелокальный сигнал мог быть подавлен комплементарностью запутанности и когеренции [11], и что установкой 71%-ной спутанности и 71% -ной когерентности (то есть, $\alpha = \pi/8$ для источника Саньяка), нелокальный сигнал может быть подавлен.

Как и в ЭПР-примере, рассмотренном выше, квантово-механический анализ этой системы довольно прост, поскольку предполагая, что фотоны имеют *сингл*-пространственный режим; их перенос через систему может быть описан с учётом фазовых сдвигов, которые возникают в волнах. Чтобы проверить приведённые аргументы, мы использовали формализм Хорна, Шимона, Цайлингера в *Математика 9* для анализа 2^x -интерференционной конфигурации [25] и для расчёта совместных волновых функций детекторов спутанной пары в различных комбинациях.

Для BS_A эти волновые функции:

$$\begin{aligned} \Phi_{A_1 B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) &= [i \cos(\alpha)(e^{i\phi_A} - e^{i\phi_B}) \\ &+ \sin(\alpha)(1 + e^{i(\phi_A + \phi_B)})]/(2\sqrt{2}) \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{A_1 B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) &= [-\cos(\alpha)(e^{i\phi_A} + e^{i\phi_B}) \\ &+ i \sin(\alpha)(1 - e^{i(\phi_A + \phi_B)})]/(2\sqrt{2}) \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{A_0 B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) &= [\cos(\alpha)(e^{i\phi_A} + e^{i\phi_B}) \\ &+ i \sin(\alpha)(1 - e^{i(\phi_A + \phi_B)})]/(2\sqrt{2}) \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \Phi_{A_0 B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) &= [i \cos(\alpha)(e^{i\phi_A} - e^{i\phi_B}) \\ &- \sin(\alpha)(1 + e^{i(\phi_A + \phi_B)})]/(2\sqrt{2}). \end{aligned} \quad (12)$$

Соответствующие совместные вероятности обнаружения:

$$\begin{aligned} P_{A_1 B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) &= \{1 - \sin(\phi_A)[\sin(2\alpha) + \sin(\phi_B)] \\ &- \cos(2\alpha) \cos(\phi_A) \cos(\phi_B) + \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)\}/4 \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} P_{A_1 B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) &= \{1 - \sin(2\alpha)[(\sin(\phi_A) + \sin(\phi_B))] \\ &+ \cos(2\alpha) \cos(\phi_A) \cos(\phi_B) + \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)\}/4 \end{aligned} \quad (14)$$

$$\begin{aligned} P_{A_0 B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) &= \{1 + \sin(2\alpha)[(\sin(\phi_A) + \sin(\phi_B))] \\ &+ \cos(2\alpha) \cos(\phi_A) \cos(\phi_B) + \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)\}/4 \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} P_{A_0 B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) &= \{1 - \sin(\phi_B)[\sin(2\alpha) + \sin(\phi_A)] \\ &- \cos(2\alpha) \cos(\phi_A) \cos(\phi_B) + \sin(2\alpha) \sin(\phi_A)\}/4. \end{aligned} \quad (16)$$

Вероятности детектирования несовпадающих синглов для детекторов Боба получены суммированием по детекторам Алисы, которые он не наблюдает. Таким образом,

$$\begin{aligned} P_{B_1}(\alpha, \phi_B) &\equiv P_{A_1 B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) + P_{A_0 B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) \\ &= [1 + \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)]/2 \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} P_{B_0}(\alpha, \phi_B) &\equiv P_{A_1 B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) + P_{A_0 B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) \\ &= [1 - \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)]/2. \end{aligned} \quad (18)$$

Отметим, что эти вероятности синглов независимы от фаз Алисы ϕ_A для любых значений α . Здесь мы снова видим пример "шредингеровского руля" в том, что Алиса манипулирует волновыми функциями, которые поступают на детекторы Боба, но не таким образом, чтобы разрешить сигнализацию.

На рис. 4 приведены графики вероятностей детектируемых несовпадающих синглов Боба $P_{B_1}(\alpha, \phi_B)$ и $P_{B_0}(\alpha, \phi_B)$ для случая $\alpha = 0$ (100%-ная спутанность), $\alpha = \pi/8$ (71%-ная спутанность) и $\alpha = \pi/4$ (отсутствие спутанности).

Здесь мы видим демонстрацию отношения "видеть-увидел" между спутанностью и когерентностью [11], в том, что вероятности для полностью спутанной системы есть константы, независимые от ϕ_B , поскольку отсутствие когерентности подавляет интерференцию Маха-Цандера, в то время как неспутанная система показывает сильную интерференцию Маха-Цандера. Случай $\alpha = \pi/8$ с 71%-ной когерентностью и спутанностью также показывает довольно сильную интерференцию Маха-Цандера и увеличивает интригующую возможность того, что нелокальная сигнализация может выжить.

Поэтому вопрос по поводу вероятности нелокальной сигнализации встаёт так: *что происходит с вероятностями детектирования Бобом, когда светоделитель Алисы BS_A удаляется?* Чтобы ответить на этот вопрос, мы вновь проанализируем двойной эксперимент рис. 3 с отсутствующим BS_A . Расчёты [27] дают совместные волновые функции для одновременного обнаружения детектируемых пар:

$$\Psi_{A_1B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) = [\sin(\alpha) - ie^{i\phi_B} \cos(\alpha)]/2 \quad (19)$$

$$\Psi_{A_1B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) = [i \sin(\alpha) - e^{i\phi_B} \cos(\alpha)]/2 \quad (20)$$

$$\Psi_{A_0B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) = [e^{i\phi_A} (\cos(\alpha) - ie^{i\phi_B} \sin(\alpha))]/2 \quad (21)$$

$$\Psi_{A_0B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) = [ie^{i\phi_A} (\cos(\alpha) + ie^{i\phi_B} \sin(\alpha))]/2. \quad (22)$$

Соответствующие совместные вероятности обнаружения:

$$P_{A_1B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) = [1 + \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)]/4 \quad (23)$$

$$P_{A_1B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) = [1 - \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)]/4 \quad (24)$$

$$P_{A_0B_1}(\alpha, \phi_A, \phi_B) = [1 + \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)]/4 \quad (25)$$

$$P_{A_0B_0}(\alpha, \phi_A, \phi_B) = [1 - \sin(2\alpha) \sin(\phi_B)]/4. \quad (26)$$

Вероятности обнаружения несовпадающих синглов для детекторов Баба идентичны вероятностям синглов детекторов согласно соотношениям (17) и (18) в присутствии BS_A

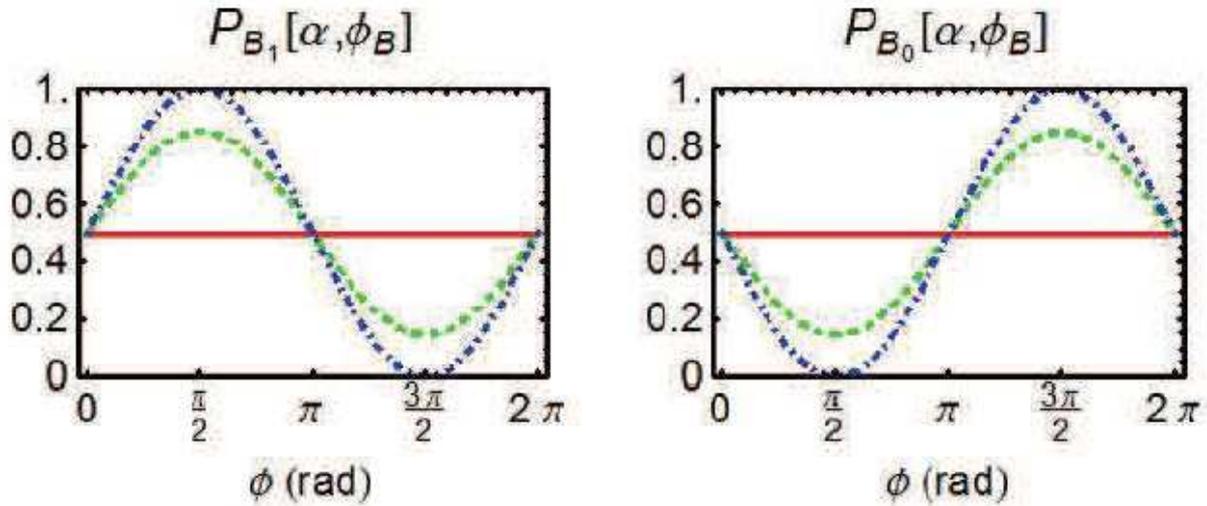


Рис. 4 (цветной в онлайн). Вероятности несовпадающих синглов детектора Боба $P_{B_1}(\alpha, \phi_B)$ и $P_{B_0}(\alpha, \phi_B)$ (соотношения (17), (18)):

$$\begin{aligned} \alpha = 0 & \text{ (красная/сплошная, 100%-ное спутывание),} \\ \alpha = \pi/8 & \text{ (зелёная/пунктирная, 71%-ное спутывание),} \\ \alpha = \pi/4 & \text{ (голубая/точно-пунктирная, 0%-ное спутывание).} \end{aligned}$$

Вывод такой: для любого значения α нелокальный сингл не может быть отправлен вставку или удалением BS_A или изменением фазы ϕ_A . Нами также найдено (здесь не показано), что даже, когда слева распространяющиеся фотоны от источника перехватываются *прежде* входа в интерферометр Алисы с чёрным поглощением, Боб ещё будет наблюдать те же синглы, считая их согласно соотношениям (17) и (18). Как и в поляризационно-запутанном ЭПР-случае, блокирование наблюдаемой интерференции – это пример "сигнала" и "антисигнала" от картин интерференции, которые маскируют любое наблюдение интерференции, когда они добавляются, даже если спутанность и когерентность присутствуют одновременно. Такое поведение опять-таки атрибутируется уже названной комплементарностью одно- и двухчастичной интерференцией [2].

6. Модифицированный путь-запутанный ЭПР-эксперимент с переменной запутывания

Возможной причиной того, что все вышеперечисленные попытки нелокальной коммуникации терпят неудачу является то, что распространяющиеся слева фотоны направляются на оба детектора Алисы. Два детектора измеряют интерференцию от двух контуров, так, что, когда эти контуры добавляются, потенциальный нелокальный сигнал стирается. Предположим, что вместо этого мы направили все фотоны по обоим путям к единственному детектору, где они должны встретиться в одном интерференционном контуре. Может ли это изменение привести к нелокальной сигнализации? Для ответа на этот вопросы мы провели анализ эксперимента, показанного на рис. 5.

Здесь мы заменили последний делитель света Алисы и детекторы несколько необычным оптическим устройством – 45° -ным клиновидным зеркалом W_A , которое направляет распространяющиеся слева фотоны по путям a_1 и a_2 к единственному детектору D_A . Мы предполагаем, что зеркало Алисы настроено так, чтобы два луча имели максимальное перекрытие в D_A и что W_A расположено так, чтобы оно отражало большую часть двух лучей, кроме их крайних гауссовских хвостов ($\sim 10\sigma$). Кроме того, возле источника на пути распространяющихся слева фотонов был помещён устраняемый лучевой стоппер. Как установлено выше, когда распространяющиеся слева фотоны от источника перехватываются таким лучевым стоппером, вероятности несовпадающих синглов для детекторов Боба будут даваться соотношениями (17) и (18). Мы хотим исследовать вопрос, заметит ли Боб какие-либо изменения в подсчёте случаев от своих детекторов в зависимости от того – в работе или нет лучевой стоппер.

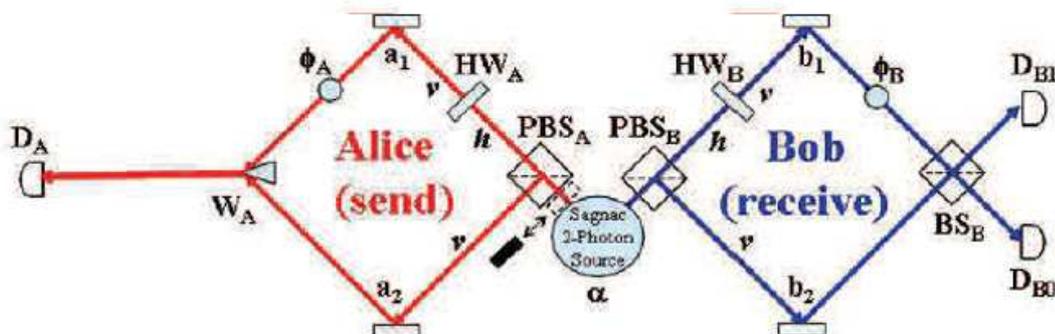


Рис. 5 (цветной в онлайн). 3-детекторный путь-запутанный двойной ЭПР-эксперимент с клиновидным модифицирующим интерферентром с переменной запутанности.

Наивным может показаться, что новая конфигурация приведёт к большим изменениям в подсчётах Боба, поскольку Алиса может выбирать фазу Φ_A , для которой слева идущие волновые компоненты поступающие в D_A будут деструктивно интерферировать и исчезнут или будут препятствовать в достижении максимума. Аргументы этой направленности, выдвинуты Анваром Шейхом [26], чтобы оправдать хитрую (но недостаточную) однофотонную сверхсветовую схему коммуникации. Однако эти ожидания не могут стать правдой, поскольку противоречат квантовой унитарности и требованию того, что любой слева идущий фотон должен быть зарегистрирован *где-то* со 100%-ной вероятностью. Унитарность (что эквивалентно сохранению энергии) требует, чтобы любое волносмешивающее устройство, которое создаёт деструктивную интерференцию в одних местах, должно создавать эквивалентную картину конструктивной интерференции в других местах. Для 45° -ного клиновидного лучевого сумматора это не исключение.

Недостатком аргументов для такого возражения является то, что в предыдущих примерах мы всегда имели дело с конфигурациями, в которых присутствовал только один *сингл*-пространственный режим для фотона. В таких случаях суперпозиция может быть использована без рассмотрения волновых траекторий, поскольку волновой фронт для любого заданного пути

прибывает на детектор с постоянной общей фазой. В нынешней конфигурации пространственные профили волн Алисы по двум путям усечены в вершине клина зеркала, продуцируя негауссовские пространственные моды, и также должны распространяться в слегка разных направлениях для того, чтобы совместиться на детекторе, поскольку они определённо находятся в разных пространственных модах. Таким образом, фаза прибытия волн не есть константа и будет зависеть от локализации на фронте детектора. Следовательно, простая однорежимная позиционно-независимая суперпозиция не может быть использована.

Вместо того, чтобы вычислять дифференциальную вероятность обнаружения в определённом месте на фронте детектора D_A , необходимо рассматривать волны от клина к детектору и интегрировать по траектории гюйгеновских вейвлетов, берущих начало от эффективной апертуры клина. А чтобы получить общую вероятность обнаружения, необходимо интегрировать по всей локализации на фронте детектора и, поскольку есть две квантово-различимые амплитуды поступающие на фронт детектора, они должны быть преобразованы в отдельные вероятности, а затем добавлены.

Поэтому анализ клин-системы является более сложным, чем предыдущие примеры. В то время как аналитические выражения могут быть получены для дифференциальной вероятности двухчастичного обнаружения с одним из [ob's] детекторов в некотором боковом положении на D_A , интегрирование дифференциальной вероятности сильно осциллирующей функцией по фронту D_A не может быть проведено аналитически. Таким образом, анализ не может дать уравнений, предсказывающих число синглов Боба, которые могли бы непосредственно сравнены с соотношениями (17) и (18) для проверки сигнала. Вместо этого необходимо вычесть результат численного интегрирования из оценок (17), (18), применяя те же значения для α, Φ_A и Φ_B , использованные в численном интегрировании и наблюдать как близка к нулю рассчитанная разница, которая представляет потенциально нелокальный сигнал.

Мы провели анализ [28] эксперимента, показанного на рис. 5, настроив углы зеркал на максимальное перекрытие волн двух путей к детектору D_A . Расчёт даёт большое аналитическое выражение для совместной вероятности обнаружения как функции позиции детектора D_A , и чтобы получить позиционно независимые вероятности, они должны проинтегрированы численно. Рис. 6 показывает перекрытие магнитуд волновых функций для путей a_1 и a_2 в зависимости от позиции. Волновые функции имеют в основном гауссовский вид с осцилляциями, возникающими из-за отсечения гауссовского хвоста W_A .

На рис. 7 показаны соответствующие вероятности, например, для $\alpha = 0$ (полностью запутанных) совпадающей фотонной пары детектора Алисы D_A и детекторов Боба D_{B_1} и D_{B_0} . Вероятности сильно осциллируют из-за интерференции двух волн и фазовых расхождений волновых функций по аналогии с двухщелевой интерференцией.

Для проверки возможности нелокального сигнала мы должны проинтегрировать эти вероятности в пределах переднего фронта детектора и рассчитать разницу функций от этих результатов и аналогичных по оценкам (17) и (18). Мы можем ожидать некоторых ошибок при численном интегрировании за счет колебаний как показано на рис. 7. Разница функций в двумерном изображении Φ_B от α показана на рис. 8.

Таким образом, разница между вероятностями, предсказанными (17) и (18) результатами численного интегрирования рис. 7 составляют величину порядка несколько единиц на миллион. Это равносильно утверждению того, что они те же и, что нелокальная сигнализация невозможна с помощью клин-модифицированной конфигурации рис. 5.

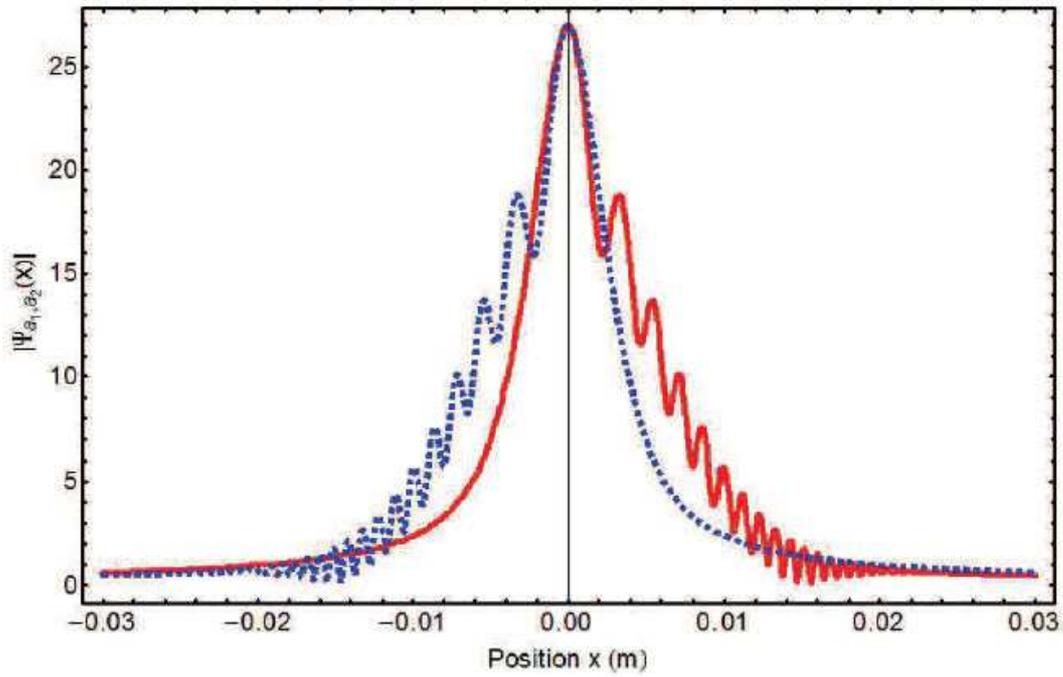


Рис. 6 (цветной в онлайн). Магнитуды волновых функций ψ_{a_1} (красная/сплошная) и ψ_{a_2} (синяя/пунктирная) как функции положения x на фронте детектора D_A . Колебания являются результатом усечения гауссова хвоста на вершине клин-зеркала W_A .

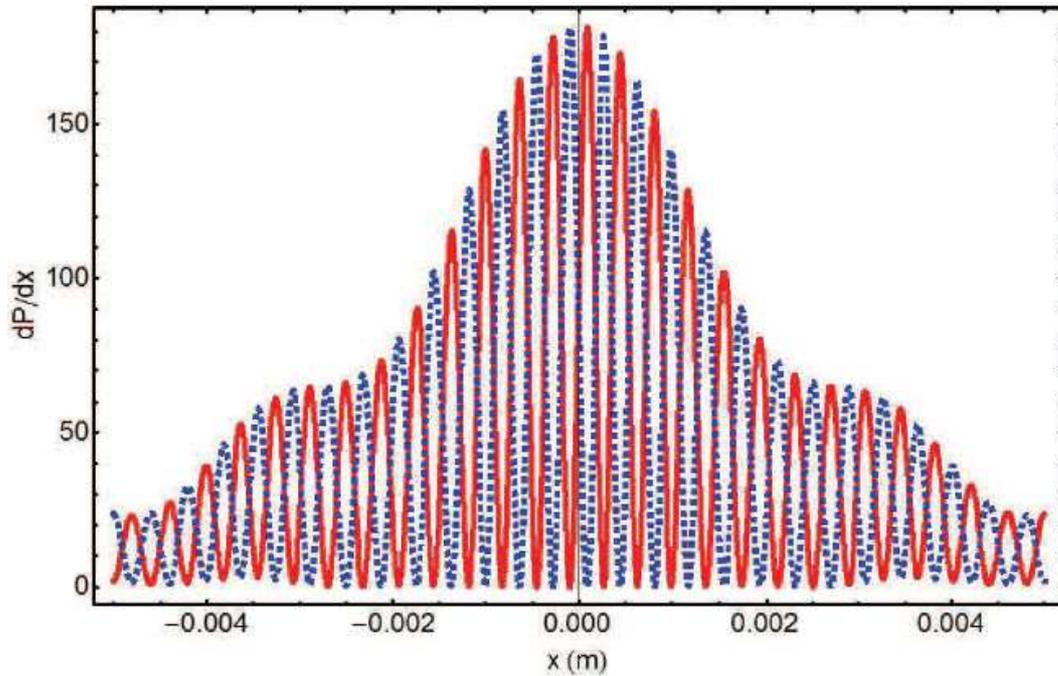


Рис. 7 (цветной в онлайн). Вероятности обнаружения совпадений D_A и D_{B_1} (красная/сплошная), D_A и D_{B_0} (синяя/пунктирная) с $\alpha = 0$, $\Phi_A = 0$ и $\Phi_B = 0$.

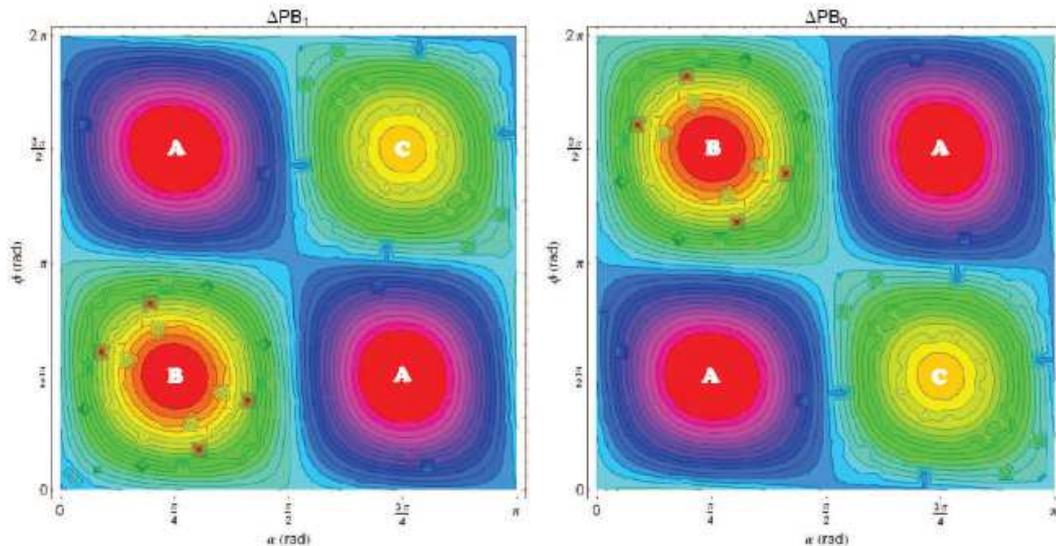


Рис. 8 (цветной в онлайн). Разница между численными синглами вероятностей и оценками согласно (17) и (18). Здесь области “А” достигают минимума 5.7×10^{-7} , области “В” достигают максимума 6.08×10^{-6} , области “С” достигают максимума 5.51×10^{-6} . Небольшие вкрапления указывают на области, в которых численное интегрирование имеет ошибки.

7 Выводы

Мы исследовали возможность нелокальной квантовой сигнализации на основе анализа поляризационно-спутанных и путь-запутанных систем. Предположение [12] о том, что нелокальная сигнализация могла бы быть возможной при управлении спутанности до 71%-ной когерентности оказалось неверным. Вместо этого мы видим, что во всех исследованных случаях интерференция блокируется "сигналом" интерференционной картины и "антисигналом" интерференционной картины, что маскирует любую наблюдаемую интерференцию, когда они добавляются, даже когда запутанность и когерентность присутствуют одновременно. Такое поведение вновь атрибутируется, что называется одно- и двухчастичной интерференцией [2].

Наш вывод, основанный на стандартном формализме квантовой механики в применении к этим мысленным экспериментам, заключается в том, что нелокальный сигнал не может быть передан от Алисы к Бобу изменением конфигурации системы Алисы любым из способов, обсуждаемых здесь. Во всех изученных случаях, есть два квантово-различимых режима поведения запутанной пары фотонов, каждый из которых содержит некий свой “переключатель” интерференционной картины, но когда в этих режимах накладываются две интерференционных картины, они всегда будут дополнять друг друга и вместе становиться невидимыми. Это есть тот механизм, с помощью которого формализм квантовой механики блокирует нелокальную сигнализацию.

В контексте стандартного формализма квантовой механики, природа, кажется, хорошо защищена от возможности нелокальной сигнализации.

Благодарности. Эта работа была поддержана Департаментом США, управлением энергетических научных исследований. Мы благодарны Prof. Gerald Miller, Prof. Yahuna Shih, Prof. James F. Woodward за ценные замечания, предложения и критические замечания в ходе работы.

Ссылки

1. J. A. Wheeler, pp. 9-48, *The Mathematical Foundations of Quantum Theory*, ed. A. R. Marlow, Academic Press, New York (1978).
2. G. Jaeger, M. A. Horne, and A. Shimony, *Physical Review A* 48, 1023-1027 (1993).
3. A. Einstein, B. Podolsky, and N. Rosen, *Physical Review* 47, 777-785 (1935).
4. Erwin Schrödinger, *Proc. Cambridge Philosophical Society* 31, 555-563 (1935); *ibid.* 32 446-451 (1936).
5. S. J. Freedman and J. F. Clauser, *Phys. Rev. Letters* 28, 938-942 (1972).
6. J. S. Bell, *Physics* 1, 195 (1964); *Rev. Modern Physics* 38, 447 (1966).
7. J. G. Cramer, *Reviews of Modern Physics* 58, 647 (1986); J. G. Cramer, *International Journal of Theoretical Physics* 27, 227 (1988); J. G. Cramer, *Foundations of Physics Letters* 19, 63-73, (2006).
8. P. H. Eberhard, *Nuovo Cimento B* 38, 75 (1977), *ibid.* B 46, 392 (1978).
9. G. C. Ghirardi, A. Rimini, and T. Weber, *Lett. Nuovo Cimento* 27, 293-298 (1980).
10. U. Yurtsever and G. Hockney, *Classical and Quantum Gravity* 22, 295-312 (2005), gr-qc/0409112 .
11. A. F. Abouraddy, M. B. Nasr, B. E. A. Saleh, A. V. Sergienko, and M. C. Teich. *Phys. Rev. A* 63, 063803 (2001).
12. J. G. Cramer, Chapter 16 of *Frontiers of Propulsion Science*, Eds. Marc G. Millis and Eric W. Davis, American Institute of Aeronautics and Astronautics (2009), ISBN-10:1-56347-956-7, ISBN-13: 978-1-56347-956-4.
13. A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, *Phys. Rev. Letters* 49, 91-95 (1982); A. Aspect, J. Dalibard, and G. Roger, *Phys. Rev. Letters* 49, 1804 (1982).
14. A. Fedrizzi, T. Herbst, A. Poppe, T. Jennewein, and A. Zeilinger, *Optics Express* 15, 15377-15386 (2007).
15. N. Herbert, *American J. Physics* 43, 315 (1975).
16. M. A. Horne, A. Shimony, and A. Zeilinger, in *Sixty Two Years of Uncertainty*, ed. A. I. Miller, Plenum Press, NY (1990).
17. The full calculations for the polarization-entangled EPR experiment are available as Mathematica 9 .nb notebook and .pdf files on DropBox at: <https://dl.dropboxusercontent.com/u/38210819/CH-01.nb> and <https://dl.dropboxusercontent.com/u/38210819/CH-01.pdf> .
18. Heinz Pagels, *The Cosmic Code*, Simon & Schuster, NY (1982).
19. D. V. Strekalov, A. V. Sergienko, D. N. Klyshko, and Y. H. Shih, *Phys. Rev. Letters* 74, 3600-3603 (1995).
20. B. Dopfer, PhD Thesis, Univ. Innsbruck (1998, unpublished); A. Zeilinger, *Rev. Mod. Physics* 71, S288-S297 (1999).
21. R. Jensen, *Proceedings of STAIF 2006*, AIP Conf. Proc. 813, 1409-1414 (2006) and private communication (2006).
22. Ludwig Zehnder, *Z. Instrumentenkunde* 11, 275 (1891); Ludwig Mach, *Z. Instrumentenkunde* 12, 89 (1892).
23. M. Żukowski and J. Pykacz, *Physics Letters A* 127, 1-4 (1988).
24. “Demonstration of complementarity between one- and two-particle interference”, A. Fedrizzi, R. Lapkiewicz, X-S Ma, T. Paterek, T. Jennewein, and A. Zeilinger, (October 21, 2008, unpublished preprint).
25. The full calculations for the path-entangled dual interferometer configuration with BSA in the “in” position are available as Mathematica 9 .nb notebook and .pdf files on DropBox at: <https://dl.dropboxusercontent.com/u/38210819/CH-02.nb> and <https://dl.dropboxusercontent.com/u/38210819/CH-02.pdf> .
26. A. Y. Shiekh, *Electr. Jour. of Theor. Phys.* 19, 43 (2008).
27. The full calculations for the path-entangled dual interferometer configuration with BSA in the “out” position are available as Mathematica 9 .nb notebook and .pdf files on DropBox at: <https://dl.dropboxusercontent.com/u/38210819/CH-03.nb> and <https://dl.dropboxusercontent.com/u/38210819/CH-03.pdf> .
28. The full calculations for the wedge modification of the path-entangled dual interferometer configuration are available as Mathematica 9 .nb notebook and .pdf files on DropBox at:

<http://arxiv.org/pdf/1409.5098v2.pdf>
[arXiv:1409.5098v2 \[quant-ph\] 15 Feb 2015](http://arxiv.org/abs/1409.5098v2)

Для связи:quadrica-m@mail.ru<http://orcid.org/0000-0002-1435-9220>**Авторский семинар**<http://my.mail.ru/community/physiks.principis/?ref=cat><http://quadrica.ucoz.net/><https://independent.academia.edu/KasimovVladimir><https://vk.com/public128913510><https://www.facebook.com/quadrica.m>**Послесловие**

1. Фотонный дуализм "волна-частица" обеспечивает "одновременное" сосуществование этих двух ипостасей макромира. Переключение способа наблюдения (инициация *сингла*) не есть обычное распространения сигнала, регламентируемое СТО и, по-видимому, способно обеспечить мгновенную смену визуальной картинке интерференции, то есть распространение *сингла*. Собственно, это и есть ключевой момент в возможности реализации сверхсветовой передачи *уже информации*. Насколько это реализуемо с использованием управляемых параметров систем (в трёх вариантах) – предмет рассмотрения предлагаемой статьи. По мнению авторов, визуализация синглов – есть уже текущий момент сегодняшней физики, реальность которого подтверждена экспериментально. Тем не менее, получен очередной отрицательный результат в попытке визуализации синглов - этого удивительного квантового явления.

2. По мнению авторов, существования синглов не противоречит СТО. Более того, формулировка СТО без явного использования второго постулата позволяет внести новую определённую в свойства подобных сигналов. Суть дела в следующем. Второй постулат СТО об инвариантности скорости света при смене систем отсчёта вполне может быть заменён соглашением о смене эталонов измерения пространственно-временных отношений в классической физике - линейки и часов, на один эталон скорости при измерении пространственно-временных отношений в теории относительности. А эталон - это то, что не меняется при измерении, по определению. Реальность такого соглашения демонстрируется возможностью вывода преобразований Лоренца, в которых скорость света заменена эталонной скоростью, исходя из субстанциональных свойств пространства и времени: непрерывности, однородности, изотропности *).

Copyright © Касимов В.А. Новосибирск. 2016 г.

*) Подробнее об этом см.: Касимов В.А. *О втором постулате*. Новосибирск, 2015 г. [SecodPostulate.pdf](#)