

К вопросу о сверхсветовой коммуникации

Джиан Карло Жирарди¹⁾

Кафедра физики, Университет Триеста, в МЦТФ им. Абдуса Салама, Триест
Страда Амальфитанское Побережье (Костиера, 11, I - 34151 Триесте, Италия)

Раффаэле Романо²⁾

Кафедра физики, Университет Триеста, музей Фондационе Паризи, Рим, Италия

В литературе появляются различные новые предложения по сверхсветовой передаче информации. Поскольку зачастую используются новые форматы и их практические усовершенствования, старые теоремы, доказывающие невозможность выполнения, должны быть адаптированы к новым сценариям. В данной работе мы рассмотрим некоторые из наиболее сложных предложений такого рода и покажем, почему конкретно они не могут работать.

I. Введение

Несколько лет назад, D. Greenberger^[1] предложил сверхсветовой способ коммуникации. Его статья, несмотря на ее революционный характер, не стала объектом детального расследования которого она безусловно заслуживает, хотя, по крайней мере, часть научного сообщества рассматривало это предложение как вполне жизнеспособное. В совсем недавней работе^[2] предложение Greenberger'a было принято как мотивация для выработки другой, по мнению автора, более реальной схемы, позволяющей реализовать сверхсветовую передачу. Фактически, автор^[2] утверждает, что предложение^[1] "пока не опровергнуто" и ставит под сомнение универсальность "no-signaling теоремы" (акцент сделан автором). Если это заявление окажется правдой, то необходимо и общее переосмысление релятивистской проблемы причинности. По этой причине представляется полезным потратить некоторое время на то, чтобы пересмотреть и критически обсудить аргументы^[1] и других работ^[2, 5, 6], которые дадут предмет обсуждения, чем мы здесь и займёмся.

I I. Предложение Greenberger'a

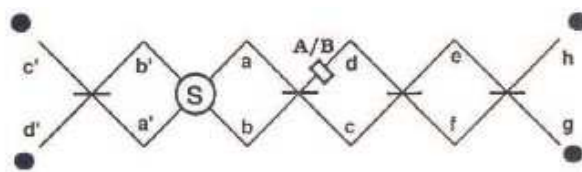


Рис. 1: Иллюстрация предложения Greenberger'a, как изображено в его статье

Рассмотрим в общем виде процедуру^[1], сосредоточив внимание на действительно важных моментах. Физический процесс инициируется параметрической нисходящей конверсией в кристалле, в котором как источнике S одновременно возникают два фотона. Эти два фотона испускаются в двух противоположных направлениях (a, a') или (b, b') так, что состояние становится запутанным:

$$|\psi\rangle_{1,2} = \frac{1}{\sqrt{2}} [|a\rangle_1 |a'\rangle_2 + |b\rangle_1 |b'\rangle_2]. \quad (1)$$

¹⁾ ghirardi@ictp.it

²⁾ rromano@ts.infn.it

Gian Carlo Ghirardi¹⁾. Department of Physics, University of Trieste, the Abdus Salam ICTP, Trieste Strada Costiera 11, Italy
Raffaele Romano²⁾. Department of Physics, University of Trieste, Fondazione Parizi, Rome, Italy.

On a proposal of superluminal communication

Джиан Карло Жирарди, Раффаэле Романо. К вопросу о сверхсветовой коммуникации

Перевод с английского - Касимов В.А. Copyright ©

Далее фотоны попадают на серию светоделителей, как показано на рис. 1^[1], который мы воспроизводим для упрощения изложения материала. Горизонтальные линии представляют светоделители, с помощью которых предполагается отражение и передача половины падающего света. При отражении, но не при дальнейшем распространении производится фазовый сдвиг на $\pi/2$. На пути фотона, испущенного по b , после того как он проходит через первый делитель луча, стоит фазовращатель А, который сдвигает фазы любого фотона, проходящего через него на π . Эти фотоны могут быть пропущены или удалены из луча.

Первое решающее предположение в сценарии автора статьи вступает в игру:

i). Фазовращатель [макроскопический объект] может находиться не только в состояниях $|A\rangle$ и $|B\rangle$, соответствующих вставке или удалению с пути распространения фотонов, но также в их ортогональной линейной комбинации:

$$|u\rangle_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}[|A\rangle + |B\rangle], \quad |v\rangle_3 = \frac{1}{\sqrt{2}}[|A\rangle - |B\rangle]. \quad (2)$$

Далее по мнению автора^[1], можно включить в рассмотрение гамильтониан H , собственные вектора которого $|u\rangle_3$ и $|v\rangle_3$ соответствуют слегка различающимся энергиям, обуславливающим развитие во времени относительных фаз по отношению друг к другу.

Мы не будем воспроизводить элементарные расчёты статьи, ограничимся лишь констатацией того факта, что приведённые выше предположения приводят к выводу о том что, когда фотоны приближаются к конечному детектору в конфигурации, представленной на рис. 1, их запутанное состояние будет описываться вектором:

$$|\psi\rangle_{1,2,3} = \frac{1}{\sqrt{2}} [(-e^{i\alpha}|h\rangle_1|d'\rangle_2 + e^{-i\alpha}|g\rangle_1|c'\rangle_2)e^{i\beta}|u\rangle_3 + (e^{i\alpha}|g\rangle_1|c'\rangle_2 - e^{-i\alpha}|h\rangle_1|d'\rangle_2)e^{-i\beta}|v\rangle_3], \quad (3)$$

где фазовые факторы $e^{\pm i\alpha}$ и $e^{\pm i\beta}$ обуславливаются эволюцией состояний $|u\rangle_3$ и $|v\rangle_3$ под действием генератора инфинитезимальных временных сдвигов H .

Теперь, автор^[1] выдвигает следующее важное предположение. По его словам:

ii). В соответствии с нашим предположением о том, что можно изменять кет-вектор состояния, появляется возможность выключать действие H для состояния $|v\rangle$, оставляя его действие для $|u\rangle$. Эти операции способны привести к вращению состояния $|v\rangle$ до состояния $e^{i\gamma}|v\rangle$, где γ аккумулирует фазовую разность в течение этого процесса.

Очевидно, и, как говорит сам автор, это равносильно действию неунитарного преобразования T в пределах многообразия, натянутого на двух векторах состояний фазовращателя согласно:

$$T|u\rangle_3 = |u\rangle_3, \quad T|v\rangle_3 = e^{i\gamma}|v\rangle_3. \quad (4)$$

Чтобы сделать правдоподобным это предположение, Greenberger даёт прямую ссылку на эксперимент Mandel'a^[7,8], в котором используются, по его мнению, аналогичные методы и неунитарные преобразования.

Отсюда следует, что после этого преобразования состояние принимает вид:

$$|\psi_{final}\rangle_{1,2,3} = e^{i\gamma/2} [-\cos(\alpha + \beta - \gamma/2)|h\rangle_1|d'\rangle_2 + \cos(\beta - \alpha - \gamma/2)|g\rangle_1|c'\rangle_2]|u\rangle_3. \quad (5)$$

Описание сценария окончено. Теперь путём соответствующего выбора углов α, β, γ можно по желанию "подавить" один из двух факторов суперпозиции фотонного состояния, то есть "выстрелить" либо на детектор d' , либо на c' (и, соответственно в h или g), что позволяет осуществить сверхсветовую передачу информации от фазовращателя, который действует как сигнализатор на фотонные детекторы.

II. Критика предположений

Greenberger прекрасно понимает, что реализация предположения о возможности применения средств влияния на макроскопически различные состояния макроскопических объектов, в частности, подготавливать линейные суперпозиции состояний, соответствующих разным локализациям для этого — является нетривиальной задачей. На самом деле, как это следует из анализа выводов правил суперотбора, это равнозначно попыткам решить проблему макрообъективизации с помощью декогеренции [19] в подготовке членов суперпозиции, что может оказаться практически неосуществимо. Однако мы не видим с этой стороны серьёзных ограничений, поскольку согласны с Greenberger'гом, что, вероятно, можно разработать аналогичные способы с привлечением микросистем.

По нашему мнению, совершенно неприемлемо предположение, отмеченное в пункте ii). Перед обсуждением этого момента мы должны прежде всего подчеркнуть, что состояние (3), которое будет подвергаться неунитарному преобразованию, ведущему к критическому состоянию (5), является линейной суперпозицией произведений двух состояний квантовой системы фотонов двух ортогональных состояний другой квантовой системы (в соответствии с автором), то есть фазовому "перевёртышу". Решающим обобщением предположения является то, что в (4) преобразование не предполагает преобразования фотонных состояний, а предполагает преобразование состояний только фазовращателя и преобразует только одно из двух ортогональных состояний в другое (фазовый множитель, который должен быть управляемым со стороны экспериментатора). Может ли это быть реализовано на практике? Этот факт выглядит довольно своеобразно и не укладывается в рамки стандартного квантового сценария. Кроме того, если бы преобразование, предложенное Greenberger'гом было бы возможным, то вся процедура могла бы быть осуществлена весьма тривиально, избегая необходимости в использовании цепочек преобразований, светоделителей, суперпозиций макросостояний и т. д.

Чтобы проиллюстрировать этот момент, рассмотрим установку типа ЭПР-Бом'а для двух разделённых частицы со спинами $1/2$ в синглетном состоянии:

$$|\psi_{-}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow_1\rangle|\downarrow_2\rangle - |\downarrow_1\rangle|\uparrow_2\rangle]. \quad (6)$$

В строгой аналогии с тем, что предложил Greenberger, мы можем вращать только одно из двух спиновых состояний частицы 2, приводя в соответствие одно к другому, за исключением управляемой фазы с помощью преобразований:

$$T|\downarrow_2\rangle = |\downarrow_2\rangle, \quad T|\uparrow_2\rangle = e^{i\gamma}|\downarrow_2\rangle \quad (7)$$

После этого преобразования состояние (6) становится факторизованным состоянием двух частиц:

$$|\psi_T\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow_1\rangle - e^{i\gamma}|\downarrow_1\rangle]|\downarrow_2\rangle. \quad (8)$$

В (8) состояние, относящееся к частице 1, есть собственное состояние $\sigma \cdot \mathbf{d}$ для направления $\mathbf{d} = (\cos \gamma, \sin \gamma, 0)$ с собственным значением -1 . Это означает, что измерение этой наблюдаемой Алисой (где и находится частица 1) даст с определённой результат -1 , если Боб уже выполнил преобразование T над своей частицей, а если Боб ничего не делает, то вероятность получения такого исхода равна $1/2$. Имея такое устройство, можно легко реализовать сверхсветовую передачу информации³⁾.

³⁾ Упоминание диалога Алисы и Боба в среде релятивистского фотонного эксперимента вызывает сомнение. Подобный аргумент является аргументом на фоне договора Алисы и Боба. Однако они никогда не смогут договориться, поскольку события, связанные с распространением фотонов лежат на световом конусе и являются сразу и времени-, и пространственноподобными, просто в 4-пространстве они вырождаются в 4-точку без всяких "степеней свободы для договорённостей" (см. например, *Тень улыбки "Чеширского кота"* (<https://dl.dropboxusercontent.com/u/80326222/CheshireCat.pdf> .) *Прим. ред.*

Закключение: если бы предположение ii) было корректным, то не было бы необходимости в аппаратном комплексе Greenberger'a для того, чтобы получить желаемый результат.

Сам Greenberger, кажется, осознает, что неунитарное преобразование T в (4) имеет прямое отношение к преобразованиям, которые мы представили в (7). На самом деле, когда он упоминает впервые эту процедуру, он утверждает, что она ничем не отличается от вращения спина с состояния "вверх" до состояния "вниз" в одной ветви интерферометра при включении магнитного поля. Это замечание дает возможность сделать четкое разъяснение, прибегая к нашему упрощенному подходу, где аргумент Greenberger'a не проходит. На самом деле, в спиновой аналогии его предложения, он *вращает только одно из двух слагаемых суперпозиции, а не весь вектор состояния единой частицы*, что является совсем другой историей.

Чтобы лучше прояснить этот момент, рассмотрим синглетное состояние (6) в неоднородном магнитном поле, направленном вдоль оси Z в эксперименте со стороны Боба, то есть субъекта, наблюдающего за частицей 2 в установке Штерна-Герлаха. В этом случае эволюция спиновых частей собственного состояния для такой частицы может быть описано следующим образом:

$$|\downarrow_2\rangle \rightarrow |\downarrow_2, \downarrow_2\rangle, \quad |\uparrow_2\rangle \rightarrow |\uparrow_2, \uparrow_2\rangle, \quad (9)$$

где состояния $|\downarrow_2\rangle$ и $|\uparrow_2\rangle$ соответствуют распространению частиц вдоль пути, меняющего направления спинов.

Теперь, в полном согласии с замечанием Greenberger'a, можно переключиться на однородное магнитное поле, например, на путь, в котором происходит вращение спина с состояния "вверх" в состояние "вниз" (с изменением фазы $e^{i\gamma}$) так, что два конечных состояния по сути являются одним состоянием, которое можно вынести за скобки как это происходит для состояния $|u\rangle_3$ фазовращателя в (5). Но то, что остается — это отнюдь не состояние (8), соответствующие определенным результатам для соответствующего измерения спиновой компоненты частицы 1, но состояния:

$$|\psi_{SG}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\uparrow_1\rangle, |\downarrow_2\rangle, -e^{i\gamma} |\downarrow_1\rangle, |\uparrow_2\rangle] |\downarrow_2\rangle. \quad (10)$$

Это состояние даёт для при измерении спина частицы 1 точно такую же вероятность как и в начальном синглетном состоянии, поскольку спиновые состояния частицы 1 всё ещё спутаны с частицей 2. Единственный результат, который мы получили — это преобразование (1 спин — спин 2) спутанного синглета (спин 1 — локализация 2) в спутанное состояние (10). Поэтому только что упомянутое псевдо-неунитарное (в спин-пространстве) преобразование не может быть использовано для сверхсветовой коммуникации. Очевидно, можно было бы попытаться выполнить действие, которое трансформирует состояния $|\downarrow_2\rangle$ и $|\uparrow_2\rangle$ в то же самое состояние, то есть рекомбинировать их. Но это потребует дальнейших взаимодействий с системами, которые запутают спиновые состояния частицы 1 с различными состояниями таких систем.

Возможно возражение, что наш анализ, будучи слишком упрощенным, недостаточно описывает работу T . Поэтому перейдем к более подробному анализу в общем случае.

IV. Более подробная аргументация

Рассмотрим составную систему, составляющие которой обозначим через X и Y . Им соответствуют гильбертовы пространства \mathcal{H}_X и \mathcal{H}_Y . Будем считать, что две подсистемы пространственно разделены и что составная система $X + Y$ и внешний мир изначально

некоррелированы. Кроме того, будем рассматривать только локальные физические действия на одну из них (например, Y).

Напомним, что в общем контексте квантовой теории полезно прибегать к языку статистического оператора, который неизбежно вступает в игру, когда в расчёт принимаются общие операции. С этой точки зрения общие математические отображения, которые соответствуют любой физической процедуре, включающей действия только над системой Y должны быть положительно определёнными и могут быть детерминированными или вероятностными. Положительно определённые детерминированные преобразования всегда можно ^[9] записывается в виде

$$\bar{\rho}(X, Y) = \sum_i (I_X \otimes A_i) \rho(X, Y) (I_X \otimes A_i^\dagger), \quad (11)$$

где I_X – так называемый *оператор Крауса* для A_i , определённый на \mathcal{H}_X , подчиняющийся условию

$$\sum_i A_i^\dagger A_i = I_Y, \quad (12)$$

отражающему его детерминированный характер.

Вероятностные операторы (например, идеальных или неидеальных процедур селективного измерения с заданным результатом) могут быть записаны в виде

$$\bar{\rho}(X, Y) = \frac{1}{p} \sum_i (I_X \otimes A_i) \rho(X, Y) (I_X \otimes A_i^\dagger), \quad (13)$$

где

$$p = \sum_i \text{Tr} A_i^\dagger A_i \rho(X, Y), \quad \sum_i A_i^\dagger A_i < I_Y. \quad (14)$$

Здесь p – вероятность того, что операция действительно прошла успешно. В квантовой механике классическим примером такого процесса является селективное проективное идеальное измерение наблюдаемой. В этом случае из суммы (14) можно выделить i -ый член и ассоциировать A_i с проектором P_i в рассматриваемом результате.

Отображения (11) воплощают все возможные детерминированные и вероятностные преобразования, которым может быть подвергнута подсистема Y двухчастичной системы. Они включают локальные унитарные преобразования (детерминированные отображения только с одним оператором Крауса), неселективные проективные измерения (детерминированные отображения с операторами Крауса, заданными собственными проекторами измерения наблюдаемых) и неселективные неидеальные измерения процессов, в которых более общие эффекты замены проекторами идеальных измерений.

Вероятностный характер операций типа (13) означает, что они не могут быть использованы для сверхсветовой передачи сигналов. Например, когда имеется запутанная система двух удалённых составляющих, а Отправитель одного крыла выполняет селективное измерение, Получатель, чтобы воспользоваться "сокращением времени передачи", должен быть проинформирован о фактическом результате, полученным от Отправителя.

Возвращаясь к нашему обсуждению, рассмотрим для простоты, следующее запутанное состояние:

$$|\psi(x, y)\rangle = a_1 |\phi_1(x)\rangle \otimes |\chi_1(y)\rangle + a_2 |\phi_2(x)\rangle \otimes |\chi_2(y)\rangle, \quad (15)$$

с $\langle \phi_i | \phi_j \rangle = \langle \chi_i | \chi_j \rangle = \delta_{ij}$, $|a_1|^2 + |a_2|^2 = 1$ и сформулируем общую теорему.

Теорема: любое преобразование типа рассмотренных Greenberger'гом, которое преобразует исходное состояние $|\psi(x, y)\rangle$ в $|\varphi(x, y)\rangle$ с

$$|\varphi(x, y)\rangle = e^{i\eta} [a_1 |\phi_1(x)\rangle + e^{i\gamma} a_2 |\phi_2(x)\rangle] \otimes |\chi_2(y)\rangle, \quad (16)$$

не может быть описано полностью положительным отображением.

Доказательство: обратим внимание на подсистему X и вычислим частичный след правой стороны (11). Воспользовавшись циклическим свойством следа, из (11) получаем, что уменьшение статистического оператора остаётся в силе после любого возможного воздействия, то есть

$$\check{\rho}(X) = \text{Tr} \bar{\rho}(X, Y) = |a_1|^2 |\phi_1\rangle\langle\phi_1| + |a_2|^2 |\phi_2\rangle\langle\phi_2|. \quad (17)$$

Напротив, для состояния (16), которое рассматривалось Greenberger'ом, та же операция частичного следа по Y даёт статистический оператор:

$$\check{\rho}(X) = [a_1 |\phi_1(x)\rangle + e^{i\gamma} a_2 |\phi_2\rangle][a_1^* \langle\phi_1(x)| + e^{-i\gamma} a_2^* \langle\phi_2|], \quad (18)$$

соответствующий чистому состоянию для подсистемы X . Как следствие этого заключаем, что преобразование Greenberger'a не соответствует никаким физически осуществимым детерминированным отображениям ^[20]. С другой стороны, в случае вероятностных операторов взятие частичного следа ведёт к состоянию для частицы 1, которое на самом деле отличается от $\check{\rho}(X)$, но как уже было отмечено, чтобы воспользоваться этим фактом Получатель должен получить эту информацию от Отправителя. Это показывает, что процедура, рассмотренная Greenberger'ом не может быть реализована любым из физически приемлемых отображений.

V. Другие недавние предложения и выводы

Анализ, который мы провели для предложения Greenberg'a может быть воспроизведён почти в неизменном виде и в отношении предложения Kalamidas'a ^[2], так что не будем тратить время на его пересмотр.

Однако недавно R.W. Jensen в работах ^[5, 6] предложил другой подход к реализации идеи сверхсветовой связи. В ^[6] он утверждает, что существует возможность преодолеть запрет от теоремы Eberhard'a и Ross'a ^[10], касающегося сверхсветовых эффектов, поскольку его процедура отличается от рассмотренных этими авторами тем, что он обращается к так называемому *стиранию состояния*, которое является де-факто селективным измерением. Он заявляет: *физически собственное значение частицы или путь информации стираются, если мы позволим частице быть обнаруженной без измерения информации о собственном значении*. Суть этого утверждения состоит в том, что эффект воздействия стирания на статистический оператор даётся отображением, соответствующим неселективным измерением. Однако, когда доходит дело до практического осуществления, он предполагает, что стирание значений в преобразовании статистического оператора предполагает преобразование, соответствующее селективному измерению. Очевидно, что эта возможность может быть реализована, но это бесперспективно с практической точки зрения только потому, что, как уже отмечено, единственным способом использовать процесс передачи информации заключается в том, что Отправитель информирует получателя о конкретных результатах, отослав ему световой маркер. Вывод прост: Eberhard и Ross совершенно правы и обсуждение этого предложения не имеет никакого физического смысла, в частности и, что касается нашей темы, это никак не продвигает нас к сверхсветовой сигнализации.

Чтобы обеспечить последовательность модели Greenberger'a следует уточнить следующие моменты:

1. Является ли преобразование (5), которое имеет решающее значение для его предложения линейным преобразованием или нет? Если он серьёзно относится к нелинейному отображению, то необходимо отметить, что этот результат содержится в старой работе Gisin'a ^[11, 12], где показано, что нелинейность позволяет

сверхсветовую сигнализацию^[21]. Но что предложено для учёта нелинейности преобразования в рамках стандартной квантовой механики?

2. Он должен определить, по крайней мере, точное влияние на статистический оператор физического процесса, который он имеет ввиду. Как уже было отмечено, должна нарушиться положительная определённости отображения в плане его надежды на достижение заявленной цели. Но нарушение положительной определённости физически очень трудно "переварить" и, более того, трудно реализовать в физических операциях.

3. Он должен быть более точным по поводу утверждения, что может вращать спин одной из двух пространственных ветвей волновой функции (включением магнитного поля на одной из них), поскольку как мы уже показали — не факт, что физика системы X не меняется при воздействии на Y ; просто появляется новый тип запутанности, при котором воздействие на Y не меняет физики системы X

4. Он должен уточнить свои требования, которые Mandel уже рассмотрел и протестировал, и что он имел ввиду. На наш взгляд, ни в одном из шагов своего эксперимента Mandel не вводит неунитарной эволюции системы.

В заключении необходимо сказать, что универсального опровержения "no-signaling" теоремы в предложениях, которые мы проанализировали в данной работе не получено.

Благодарности

Один из нас — R.R., благодарен за финансовую поддержку R. Parisi Foundation. Эти исследования частично поддержаны грантом ARO MURI, W911NF-11-1-0268.

Ссылки

- [1] Greenberger D M 1998 Physica Scripta T 76 57
- [2] Kalamidas D A A proposal for a feasible quantum-optical experiment to test the validity of the no-signaling theorem Preprint arXiv:1110.4629
- [3] Eberhard P 1978 Nuovo Cim. B 46 392
- [4] Ghirardi G C, Rimini A and Weber T 1980 Lett. Nuovo Cim. 27 293
- [5] Jensen R W 2006 AIP Conf. Proc. 813 1409
- [6] Jensen R W 2010 2009 AIP Conf. Proc. 1208 274
- [7] Zou X Y, Wang L J and Mandel L 1991 Phys. Rev. Lett. 67 318
- [8] Wang L J, Zou X Y and Mandel L 1991 Phys. Rev. A 44 4614
- [9] Kraus K 1983 Fundamental Notions of Quantum Theory, Academic Press, Berlin
- [10] Eberhard P and Ross R 1989 Found. Phys. Lett. 2 127
- [11] Gisin N 1989 Helvetica Physica Acta 62 363
- [12] Gisin N 1990 Phys. Lett. A 143 1
- [13] Weinberg S 1989 Phys. Rev. Lett. 62 485
- [14] Weinberg S 1989 Ann. Phys. 194 336
- [15] Weinberg S 1989 Nuclear Physics B 6 67
- [16] Ghirardi G C, Rimini A and Weber T 1986 Phys. Rev. D 34 470
- [17] Tumulka R 2006 J. Stat. Phys. 125 821
- [18] Bedingham D, Duerr D, Ghirardi G C, Goldstein S and Zangh`ı N 2011 Matter density and relativistic models of wave function collapse Preprint arXiv:1111.1425
- [19] A position that we do not consider appropriate for solving problems of principle, but which has the merit of making fully clear that the task that Greenberg is trying to solve is impossible in practice.
- [20] We have chosen a general approach to derive our theorem just because ref.[1] is based on a peculiar nonunitary map. Alternatively, one might reject Greenberger's proposal by resorting to the old argument [3, 4] that, being the constituents space-like separated, each of them evolves unitarily so that, e.g., Bob's probabilities are obtained by tracing out Alice's system, and thus do not depend on Alice's actions.
- [21] Actually, Gisin has derived his proof to show that Weinberg's [13–15] proposal of nonlinear but deterministic modifications of quantum theory violates relativistic causality. On the contrary, modifications of the theory which are both nonlinear and stochastic, as those characterizing collapse theories [16–18], can be made fully consistent with relativistic requirements.

Послесловие (от редактора)

Следует отметить, что авторы эссе не отвергают саму идею Гринбергера, а лишь указывают на возможные технические недоработки при реализации концепции. Между тем и в их аргументации присутствуют очевидные некорректности связанные с учётом особенностей релятивистского фона, на котором планируется эксперимент в фотонном исполнении (см. примечания 3). В связи с этим необходимо остановиться на этом подробнее.

В чём особенности экспериментов с фотонами?

1. Фотон — релятивистский объект. Все события, связанные с движением фотона можно рассматривать как времениподобные, так и пространственноподобные. Первое позволяет рассматривать эти события как происходящие в "одной точке", то есть как локально причинно связанные; второе — как "одновременные и разноместные", причинно несвязанные (нелокальность). Однако движение фотона происходит в конкретной системе отсчёта и события реально разделены и пространственно, и по времени. То есть, локальность/нелокальность, причинность/непричинность — "всё в одном". В этих состояниях, вообще говоря, нет ни прошлого, ни будущего, ни близкого, ни далёкого. Хотя в конкретной системе отсчёта (при факторизации пространственно-временных отношений на 3+1) появляется и первое, и второе, и третье, и четвёртое — по сути светоподобные события в 4-пространстве вырождаются в безразмерную 4-точку без всяких "степеней свободы" для интерпретации. Квантовая же теория связывает их в одно целое с помощью спутанных состояний нескольких частиц, могущих быть зарегистрированными детекторами, как отдельные объекты.

2. Спутанные квантовые объекты, как целое, могут описываться как чистые состояния, то есть с помощью волновых функций. Компоненты, составляющие эту спутанную целостность суб'объекты и именуемые "частицами", не могут быть описаны волновыми функциями. Они описываются матрицами плотности. Главной особенностью описания состояний с помощью матриц плотности - их ненулевая энтропия, что означает наличие у этого объекта информационной ёмкости. Это даёт принципиальную возможность обмена информацией между объектами, входящими в целостность^{*)}. Механизм и скорость передачи информации между компонентами целостной системы на сегодняшний день неизвестны. Поэтому тема использования 3^x-фотонных систем (как, например, в ^{**)} не может считаться закрытой в отличие от 2^x-фотонных систем, рассмотренных здесь. Именно третий фотон будет играть роль "модулятора", наполняя процесс передачи сигналов информацией.

3. Фотон — квантовый объект и обладает дихотомическим свойством — "поляризацией". Этим же свойством обладает и монохроматический луч света (по-видимому, это одно из немногих свойств в классической физике, подчиняющееся реальному квантованию). На этом основании эксперименты со светом могут достаточно адекватно имитировать поведение фотонов в отношении их поляризации.

Copyright © Касимов В.А. Новосибирск. 2015 г.

^{*)} Что явным образом говорит о возможности существования неунитарного преобразования, реализующего сдвиг фаз векторов, составляющих целостную систему.

^{**)} Raymond W. Jensen. *On using Greenberger-Horne-Zeilinger three-particle states for superluminal communication*
Исходник: <http://vixra.org/pdf/1007.0044v1.pdf>
Перевод: Раймонд У. Йенсен. *Об использовании трехчастичных GHZ-состояний для сверхсветовой связи*
RaymondTrans.pdf

Джиан Карло Жирарди, Раффаэле Романо

В литературе появляются различные новые предложения по сверхсветовой передаче информации. Поскольку зачастую используются новые форматы и их практические усовершенствования, старые теоремы, доказывающие невозможность выполнения, должны быть адаптированы к новым сценариям. В данной работе мы рассмотрим некоторые из наиболее сложных предложений такого рода и покажем, почему конкретно они не могут работать.
arXiv:1205.1416v1 [quant-ph] 7 May 2012

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>