

Об использовании трехчастичных GHZ-состояний для сверхсветовой связи

Раймонд У. Йенсен

Аннотация

С помощью "запутанных" трехчастичных систем (триплетов) можно в принципе передать сигналы от Отправителя к Получателю со скоростью превышающей скорость света. Это осуществляется следующим образом. От источника триплетов, частицы 1 и 2 направляются в приемники Получателя, а частица 3 к Отправителю. У Отправителя имеются две возможности – измерять или стирать информацию о поляризации частицы 3. Между тем Получатель измеряет корреляцию между поляризациями частиц 1 и 2. Статистика корреляций 1 и 2 частиц зависит от действий Отправителя по отношению к частицы 3. Эти действия сообщаются мгновенно Получателю. Статистические зависимости от действий Отправителя является основой для сверхсветовых коммуникаций.

Введение.

В данной статье предлагается рассмотрение трёхчастичных спутанные GHZ-состояний (Greenberger-Horne-Zeilinger), технология использования которых может позволить достичь сверхсветовых скоростей в FTLC-коммуникациях (Faster-Than-Light or superluminal Communication). Идея метода проста: для каждого запутанного триплета частиц, 2 частицы, например фотоны, направляются к двум наблюдателям, обозначенным *Receiver*; третья частица триплета направляется к наблюдателю, обозначенному как *Sender* (рис. 1). Имена для наблюдателей (Отправитель и Получатель) даны исходя из того, что *Sender* предпримет попытку послать информацию, которую *Receiver* должен будет получить мгновенно, используя 3-фотонное запутанное состояние триплета. *Sender* формирует информационное сообщение посредством ряда выборов между двумя альтернативами, определяющими возможность различения результата в момент прихода информации в конечные точки: (а) при измерении поляризации фотона или задании пути с поляриметрами и светоделителями или (б) при стирании информации об этом. На концах *Receiver'a* Получателя располагаются фотоприемники, измеряющие поляризацию обоих фотонов. Получатель анализирует корреляции как и в обычном двухфотонном эксперименте Аспека и соавторов [1].

Поскольку приемники фотонов Получателя не могут перемещаться вдоль общей оси как в двухфотонном случае, необходимо определить, что понимать под относительным углом между двумя приемниками. Это может быть сделано выбором нормального вектора \mathbf{N} в плоскости распространения двух фотонов и определения абсолютных углов двух поляриметров относительно \mathbf{N} .

Для установки, показанной на рисунке 1, мы выбираем GHZ-состояние

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|1-\rangle |2-\rangle |3-\rangle + |1+\rangle |2+\rangle |3+\rangle]. \quad (1)$$

В выражении (1) нумерация относится к номеру фотона триплетного состояния и пути его следования, 1 и 2 ведут к приёмникам Получателя, а 3 – к Отправителю. Символы + и – означают поляризацию каждого фотона.

Academia:

https://www.academia.edu/5364451/On_using_Greenberger-Horne-Zeilinger_three-particle_states_for_superluminal_communication

Raymond W. Jensen. On using Greenberger-Horne-Zeilinger three-particle states for superluminal communication

<http://vixra.org/pdf/1007.0044v1.pdf>

Перевод с английского - Касимов В.А. Copyright ©

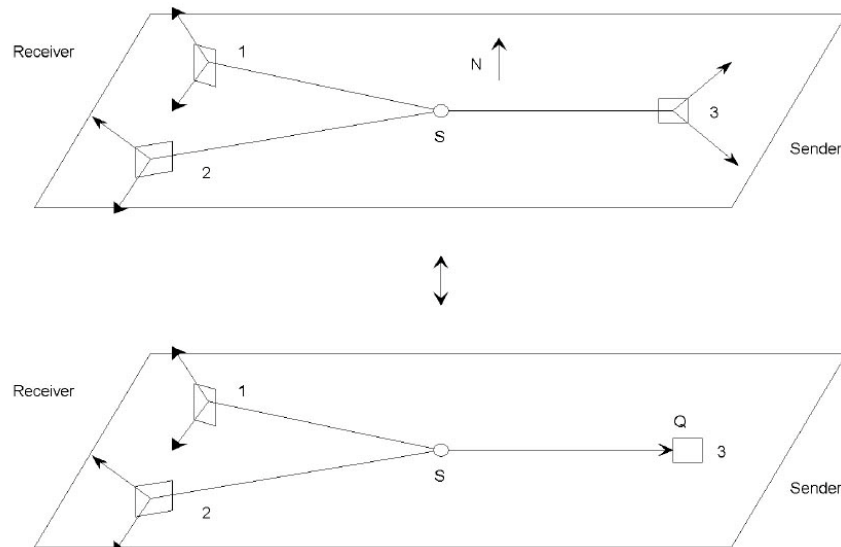


Рис. 1. FTLC-устройство, предложенное в тексте, показано в двух конфигурациях. Триплеты испускаются источником S запутанных фотонов, которые распространяются в плоскости с нормалью N как показано на рисунке. Отправитель (Sender) - справа, Приемник (Receiver) - слева. При любом испущенном триплете из S Отправитель получает один фотон и выбирает либо измерение поляризации (верхний рисунок), либо стирание информации (нижний рисунок). Приемник тем временем получает два фотона и выполняет сравнение корреляций по типу эксперимента Аспека. По верхнему рисунку анализируется соотношение (2), по нижнему - соотношение (3). Разница в статистиках является основой для FTLC.

Для передачи даже одного бита информации при общении между Отправителем и Получателем должно быть отправлено много GHZ-троек. Для всей совокупности испускаемых триплетов при передаче информации приёмники будут регистрировать корреляции между данными двух полученных фотонов, на что будет влиять Отправитель в зависимости от того, что он выберет для формирования поляризации своего фотона – измерение или стирание. Порядок этих действий будет описан более подробно ниже.

Итак, мы утверждаем, что когда Отправитель выбирает измерение поляризации (верхний рисунок на рис. 1), корреляционная статистика для приемников будет такая:

$$P_{++} = P_{--} = \frac{1}{4} \cos^2 \theta + \frac{1}{8},$$

$$P_{+-} = P_{-+} = \frac{1}{4} \sin^2 \theta + \frac{1}{8}. \quad (2)$$

Символы "+" и "-" снова относятся к поляризации фотонов приемников, например ++, означает, что оба приемника фотонов имеют поляризацию +, в соответствии с поляризатором измерений.

Также утверждается, что когда Отправитель делает выбор о стирании информации (нижний фрагмент рисунка рис. 1) статистика (2) меняется, а именно:

$$P_{++} = P_{--} = \frac{1}{2} \cos^2 \theta,$$

$$P_{+-} = P_{-+} = \frac{1}{2} \sin^2 \theta. \quad (3)$$

Статистика (3) совпадает со статистикой эксперимента Аспека и соавторов [1]: здесь также нарушается неравенство Белла. С другой стороны, статистика (2) не нарушает неравенства Белла. Ясно, что эти ситуации будут различимы приемниками Получателя.

Эберхард и Росс (Eberhard и Ross (ER)) [2] утверждают о невозможности реализации FTLC для трёхканальных систем, в частности описываемой вектором (1) и представленной на рис. 1. Поскольку они не представили в статье своих расчетов, в следующем разделе рассматривается их аргументация. В последующих разделах показано как обойти их аргументы, рассматривая операцию, которая определяется как "стирание". Далее пересматриваются экспериментальные доказательства, которые показывают, что их анализ с операциями типа ER оказывается неполным. В статье представлены следующие разделы:

1. Аргументы ER по FTLC;
2. Стирание;
3. Стирание не эквивалентно не измерению собственного значения;
4. Расчет по соотношениям (2) и (3);
5. Возражения к стиранию проекционным оператором (23);
6. Некоторые основы по реализации FTLC с помощью устройства по фиг. 1;
7. Заключение.

Аргументы ER по FTLC

Как заявляют авторы ER [2], в представленной квантовой системе Отправителю не представляется возможным отделить пространственноподобные события одно от другого для Получателя, то есть Отправитель не сможет влиять на последующие корреляции собственных значений между двумя и большим числом произведёнными измерениями. Поскольку в их статье не приведены явные доказательства, мы рассмотрим эти аргументы здесь. В этом разделе показано, что ER не рассматривают конкретные действия, которые доступны Отправителю, а именно – стирание пути доставки информации от частицы Отправителя. Показано, что аргумент ER не "работает" в случае, когда у Отправителя имеется возможность выполнить операцию стирания. Подразумевается, что стирание меняет у Получателя корреляцию собственных значений по сравнению с ситуацией, когда Отправитель измеряет поляризацию. Мы аргументируем это и на основе экспериментальных данных.

Для начала рассмотрим произвольную квантовую систему Q , представленную зависящим от времени вектором состояния $|\Psi(t)\rangle \in \mathcal{V}(A) \otimes \mathcal{V}(B) \otimes \mathcal{V}(C)$, где $\mathcal{V}(A)$, $\mathcal{V}(B)$ и $\mathcal{V}(C)$ – гильбертовы пространства: собственные пространства операторов A , B , и C , соответственно. A – оператор, соответствующий операции, которую может осуществить Отправитель, тогда как два оставшихся оператора – B и C соответствуют тем операциям, которые *всегда* может осуществить Получатель. Пусть наборы собственных значений векторов A , B и C представляется множествами $\{a_1, a_2 \dots\}$, $\{b_1, b_2 \dots\}$ и $\{c_1, c_2 \dots\}$, соответственно. Рассмотрим случай, когда Получатель измеряет собственные значения b_i и c_j . Мы намерены вычислить сначала совместную вероятность при условии, что Отправитель не предпринимает никаких действий, то есть измерений. По определению его оператором в этом случае должен быть единичный оператор I .

Отправитель не предпринимает никаких действий
(по поводу модуляции характеристик фотона 1)

Предположим, что Получатель, используя свои операторы B и C , измеряет b_i , в момент t_1 , а в момент t_2 измеряет c_j . Без потери общности можно положить $t_1 < t_2$ в системе отсчёта Получателя. Волновая функция системы Q в момент времени t_1 определяется равенством

$$|\Psi(t)\rangle = U_0(t)|\Psi(0)\rangle, \quad (4)$$

где $U_0(t)$ – оператор эволюции системы между нулевым моментом времени и t . Подстрочный индекс "0" означает, что Отправитель не меняет гамильтониана системы Q между измерениями. Сопряжённый эрмитовский оператор эволюции мы обозначаем как $U_0^\dagger(t)$.

В момент времени t_1 волновая функция "коллапсирует" и через малый промежуток времени ε при $t_1 + \varepsilon < t_2$ в силу пятого постулата КМ [3] принимает вид¹⁾:

$$|\Psi(t_1)\rangle = \frac{1}{\sqrt{P(b_i)}} U_0(t_1) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) |\Psi(0)\rangle, \quad (5)$$

где $P(b_i)$ – вероятность принять значения b_i согласно четвёртому постулату КМ [3]:

$$P(b_i) = \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) | \Psi(0) \rangle, \quad (6)$$

а $\tilde{\Pi}_{b_i}(t_1)$ – проекционный оператор, связанный с получением собственного значения b_i в момент t_1 :

$$\tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) = U_0^\dagger(t_1) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) U_0(t_1), \quad (7)$$

$$\tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) = \sum_{k=1}^{N_i} |B_{ik}\rangle \langle B_{ik}|. \quad (8)$$

В формуле (8) $|B_{ik}\rangle$ есть N_i -кратно вырожденное состояние собственного вектора, связанное с собственным значением b_i , а $|B_{ik}\rangle$ представлены в стандартном базисе $\mathbf{v}(\mathbf{B})$ {ср.(5) с (25) в ER [2]}. В момент времени t_2 Получатель измеряет c_j . Поэтому условная вероятность $P_0(c_j|b_i)$ того, что это произойдёт при условии, что b_i уже измерено, есть

$$\begin{aligned} P_0(c_j|b_i) &= \langle \Psi(t_1 + \varepsilon) | U_0(t_1) U_0^\dagger(t_2) \Pi_{c_j}(t_2) U_0(t_2) U_0^\dagger(t_1) | \Psi(t_1 + \varepsilon) \rangle = \\ &= \langle \Psi(t_1 + \varepsilon) | U_0(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) U_0^\dagger(t_1) | \Psi(t_1 + \varepsilon) \rangle, \end{aligned} \quad (9)$$

где $\tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) = U_0^\dagger(t_2) \Pi_{c_j}(t_2) U_0(t_2) =$

$$= U_0^\dagger(t_2) \left[\sum_{l=1}^{N_j} |C_{jl}\rangle \langle C_{jl}| \right] U_0(t_2); \quad (10)$$

ср. с (26) в ER [2]. $|C_{ij}\rangle$ в (10) есть N_j -кратно вырожденные собственные вектора, связанные с собственным значением c_j в базисе $\mathbf{v}(\mathbf{C})$. В (9) мы отмечаем, что сочетание операторов $U_0(t_2) U_0^\dagger(t_1)$ дают оператор эволюции для Ψ между моментами t_1 и t_2 . Объединяя (5) и (9), получаем

$$P_0(c_j|b_i) = \frac{1}{P(b_i)} \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) | \Psi(0) \rangle. \quad (11)$$

Таким образом, для совместной вероятности ("корреляционной вероятности") появления собственных значений b_i и c_j , с использованием определения условной вероятности, получаем:

$$P_0(c_j \& b_i) = \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) | \Psi(0) \rangle. \quad (12)$$

Отправитель выполняет измерения характеристик фотона 1

Теперь предположим, что Отправитель выполняет измерения и измеряет собственное значение a_m в момент $t_s > 0$. Мы желаем опять вычислить совместную вероятность того, что Получатель получит собственные числа b_i и c_j , однако при условии, что a_m измерено Отправителем, то есть $P(c_j \& b_i | a_m)$. Используя рассуждения, приведённые в предыдущем разделе, нетрудно заметить, что условная вероятность при $t_s < t_1 < t_2$ есть:

¹⁾ О постулатах квантовой механики см. Приложение 2. Прим. редактора

$$\begin{aligned}
P(c_j \& b_i | a_m) &= \frac{P(c_j \& b_i \& a_m)}{P(a_m)} = \\
&= \frac{1}{P(a_m)} \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) | \Psi(0) \rangle.
\end{aligned} \tag{13}$$

Предположим далее, что Получатель не имеет возможности узнать, какое именно собственное значение измерено Отправителем. В этом случае мы должны просуммировать по всем a_m и использовать теорему Байеса, чтобы получить совместную вероятность $P(c_j \& b_i)$, дающую вероятность того, что отправитель выполнил измерение:

$$\begin{aligned}
P(c_j \& b_i) &= \sum_{a_m} P(c_j \& b_i | a_m) P(a_m) = \\
&= \sum_{a_m} \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) | \Psi(0) \rangle = \\
&= \langle \Psi(0) | \sum_{a_m} \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) | \Psi(0) \rangle.
\end{aligned} \tag{14}$$

Теперь наша задача – показать, что уравнения (12) и (14) совпадают. Чтобы сделать это, достаточно использовать следующую аксиому, как это сделано в ER [2]:

(I). Пусть Π_a и Π_b два проекционных оператора, соответствующие измерениям над квантовой системой Q в пространственноподобных точках \mathbf{a} и \mathbf{b} пространства-времени. Тогда Π_a и Π_b коммутируют.

Требовать выполнение этой аксиомы – вполне разумно, в частности, когда в расчёт принимается теория относительности, поскольку это – вопрос к собственной системе отсчета относительно порядка операций. Просто все наблюдатели должны быть в согласии с исходом операции. Это не будет так, если операторы не коммутируют!

По предположению, при выполнении измерений, Отправитель и Получатель разделены пространственноподобным интервалом. Учитывая, что Отправитель выполняет измерения в точке $\mathbf{s} [= (s, t_s)]$ в пространстве-времени, а Получатель выполняет измерения в двух точках $\mathbf{r}_1 [= (r_1, t_1)]$ и $\mathbf{r}_2 [= (r_2, t_2)]$, то \mathbf{s} и \mathbf{r}_1 являются пространственноподобно разделенными, так же как \mathbf{s} и \mathbf{r}_2 . Из (I) тогда следует, что операторы в (14), которые соответствуют пространственноподобным точкам коммутируют и поэтому

$$\begin{aligned}
P(c_j \& b_i) &= \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \sum_{a_m} \tilde{\Pi}_{a_m}^2(t_s) | \Psi(0) \rangle = \\
&= \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \sum_{a_m} \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) | \Psi(0) \rangle,
\end{aligned} \tag{15}$$

где на втором шаге мы использовали свойство идемпотентности проекционного оператора.

Теперь о четвёртом постулате [3]

$$P(a_m) = \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) | \Psi(0) \rangle. \tag{16}$$

Суммируя уравнения (16) по всем a_m и используя свойство нормировки вероятности, имеем:

$$\sum_{a_m} P(a_m) = 1 = \langle \Psi(0) | \sum_{a_m} \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s) | \Psi(0) \rangle = \langle \Psi(0) | \Psi(0) \rangle \tag{17}$$

Таким образом, $\sum_{a_s} \tilde{\Pi}_{a_m}(t_s)$ тождественно равны, так что из (17), (14) следует

$$P(c_j \& b_i) = \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) | \Psi(0) \rangle =$$

$$= \langle \Psi(0) | \Psi(0) \rangle = P_0(c_j \& b_i) \quad (18)$$

Согласно (18) имеется равенство между (12) и (14), то есть нет никакой разницы в корреляциях статистических данных Получателя между случаями, когда Отправитель (i) не принимает никаких действий и (ii), когда производит измерения.

Но единственны ли эти действия, которые Отправитель может предпринимать и которые только и рассматривались ER? Мы утверждаем, что этого ответа у них нет.

Оказывается, что Отправитель может выполнять операцию стирания информации о взаимодействиях в Q . После определения этой операции в следующем разделе мы рассмотрим влияние на статистику корреляций у Получателя, когда Отправителю доступна операция стирания.

В последнем разделе стиранию даётся экспериментальное обоснование. ER [2] *не рассматривали операции стирания*. Поэтому их доказательство является неполным и, следовательно, недействительным. Именно поэтому их заключение противоречит заключению данной статьи.

Стирание

Выразим вектор состояния, представляющий две запутанные частицы \mathbf{a} и \mathbf{b} в состояниях $\{|\mathbf{a}_1\rangle, |\mathbf{a}_2\rangle\}$ и $\{|\mathbf{b}_1\rangle, |\mathbf{b}_2\rangle\}$, соответственно. Пусть это состояние описывается вектором

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\mathbf{a}_1\rangle|\mathbf{b}_1\rangle + |\mathbf{a}_2\rangle|\mathbf{b}_2\rangle]. \quad (19)$$

Пусть нам необходимо “стереть” информацию о частице \mathbf{b} , то есть редуцировать (19) в

$$|\Psi'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|\mathbf{a}_1\rangle + |\mathbf{a}_2\rangle]. \quad (20)$$

Проекционный оператор, который решает эту задачу, должен иметь вид:

$$\Pi_E = |\varphi\rangle\langle\varphi| = \frac{1}{2} [|\mathbf{b}_1\rangle\langle\mathbf{b}_1| + |\mathbf{b}_1\rangle\langle\mathbf{b}_2| + |\mathbf{b}_2\rangle\langle\mathbf{b}_1| + |\mathbf{b}_2\rangle\langle\mathbf{b}_2|] \quad (21)$$

Используя (21), (19), получаем:

$$\begin{aligned} \Pi_E |\Psi\rangle &= \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} [|\mathbf{b}_1\rangle\langle\mathbf{b}_1| + |\mathbf{b}_1\rangle\langle\mathbf{b}_2| + |\mathbf{b}_2\rangle\langle\mathbf{b}_1| + |\mathbf{b}_2\rangle\langle\mathbf{b}_2|] [|\mathbf{a}_1\rangle|\mathbf{b}_1\rangle + |\mathbf{a}_2\rangle|\mathbf{b}_2\rangle] = \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} [|\mathbf{a}_1\rangle|\mathbf{b}_1\rangle + |\mathbf{a}_1\rangle|\mathbf{b}_2\rangle + |\mathbf{a}_2\rangle|\mathbf{b}_1\rangle + |\mathbf{a}_2\rangle|\mathbf{b}_2\rangle] = \\ &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (|\mathbf{a}_1\rangle + |\mathbf{a}_2\rangle)(|\mathbf{b}_1\rangle + |\mathbf{b}_2\rangle). \end{aligned} \quad (22)$$

Сравнивая (19) и (22) мы видим, что две частицы, которые были спутаны, “распутались”, а изолированная частица, описываемая (20), даст ту же статистику, что и по формуле (22) после нормировки. Следовательно, присутствие частицы \mathbf{b} стало не актуальным и фактически её присутствие “стёрто”, то есть собственное значение частицы или информация стирается, если она детектируется без измерения информации о собственном значении. Например, если единственная частица проходит через двойную щель без попытки наблюдателя определить через какую щель она проходит, то

информации о пути частицы была стерта. Мы будем называть такое действие как *стирание частицы*.

Общий вид стирающего проекционного оператора определим как

$$\Pi_E = |\varphi(t_s)\rangle\langle\varphi(t_s)| = \sum_k \sum_{l=1}^{N_k} \sum_m \sum_{n=1}^{N_m} \alpha_{kl}(t_s) \alpha_{mn}^*(t_s) |A_{kl}\rangle\langle A_{mn}|, \quad (23)$$

где $|\varphi(t_s)\rangle = \sum_k \sum_{l=1}^{N_k} \alpha_{kl}(t_s) |A_{kl}\rangle \in \mathbf{v}(\mathbf{A})$ нормирован и дает ту же самую статистику собственных значений $P(a_m)$ в t_s как вектор состояния $|\Psi(t)\rangle \in \mathbf{v}(\mathbf{A}) \otimes \mathbf{v}(\mathbf{B}) \otimes \mathbf{v}(\mathbf{C})$ квантовой системы Q при наблюдении. Поскольку измерение собственных значений не воздействует на статистику собственных значений Отправителя, мы видим, что (23) является хорошо определенным стирающим проекционным оператором. Здесь $\alpha_{kl} = r_{kl} e^{i\theta_{kl}}$, где r_{kl} – действительна и неотрицательна, фазовый множитель θ_{kl} также действителен. Но мы хотим иметь возможность считать “пути” частицы неразличимыми. Поэтому мы устанавливаем все фазы в (23) эквивалентными глобальному фазовому множителю. Тогда α_{kl} можно считать действительной и неотрицательной.

Стирание не эквивалентно измерению собственного значения.

Предположим, что Отправитель выполняет стирание в момент времени t_s . Используя обобщение пятого постулата, имеем из (23):

$$|\Psi(t_1 + \varepsilon)\rangle = N U_0(t_s) \tilde{\Pi}_E(t_s) |\Psi(0)\rangle, \quad (24)$$

где N – действительный нормирующий множитель, определенный ниже, а

$$\tilde{\Pi}_E(t_s) = U_0^+(t_s) \Pi_E(t_s) U_0(t_s). \quad (25)$$

Аналогичное обобщение пятого постулата КМ представлено в текста книги С. Cohen-Tannoudji, В. Diu and F. Laloë [3] в разделе III е.

Согласно (24) и (25), условная вероятность измерения Получателем собственных значений b_i и c_j , учитывая, что Отправитель выполнил стирание, есть

$$P(c_j \& b_i | E) = N^2 \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_E(t_s) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_E(t_s) | \Psi(0) \rangle, \quad (26)$$

[ср. (13)]. Но так как Отправитель выполняет *только* стирание, мы имеем:

$$P_E(c_j \& b_i) = N^2 \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_E(t_s) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_E(t_s) | \Psi(0) \rangle. \quad (27)$$

Используя аксиому (I) и свойство идемпотентности (23), получаем в общем случае из (27)

$$\begin{aligned} P_E(c_j \& b_i) &= N^2 \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_{c_j}(t_2) \tilde{\Pi}_{b_i}(t_1) \tilde{\Pi}_E(t_s) | \Psi(0) \rangle \neq \\ &\neq P_0(c_j \& b_i) = P(c_j \& b_i). \end{aligned} \quad (28)$$

Исключение проекционного оператора стирания в (28) обусловлено в данном случае равенству $N^2 = 1$, но в общем случае это неверно.

Используя (26), мы видим, что

$$N^2 = 1 / \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_E(t_s) | \Psi(0) \rangle. \quad (29)$$

В следующем разделе мы применим эти уравнения для расчётов согласно уравнениям (2) и (3), то есть статистик двух конфигураций, показанных на рис. 1

Расчет уравнений (2) и (3).

Начнём расчет (2) для статистики Получателя с уравнения (1) при условии измерения Отправителем собственного значения в конфигурации, представленной на рис. 1. Пусть поляризатор для фотона 3 имеет относительный поляризационный угол φ . С использованием преобразования вращения

$$\begin{aligned} |3 +\rangle &= \cos \varphi |3 +'\rangle - \sin \varphi |3 -'\rangle, \\ |3 -\rangle &= \sin \varphi |3 +'\rangle + \cos \varphi |3 -'\rangle \end{aligned} \quad (30)$$

уравнение (1) приобретает вид в базисе поляризатора 3:

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [\sin \varphi |1 -\rangle |2 -\rangle |3 +'\rangle + \cos \varphi |1 -\rangle |2 -\rangle |3 -'\rangle + \\ &+ [\cos \varphi |1 +\rangle |2 +\rangle |3 +'\rangle - \sin \varphi |1 +\rangle |2 +\rangle |3 -'\rangle]. \end{aligned} \quad (31)$$

Обозначим углы поляризаторов для фотонов 1 и 2 как α и β , соответственно. Тогда из (31) и уравнений преобразования аналогичных (30) получаем

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} [(\sin \alpha \sin \beta \sin \varphi + \cos \alpha \cos \beta \cos \varphi) |1 +\rangle |2 +\rangle |3 +\rangle + \\ &+ (\sin \alpha \cos \beta \sin \varphi - \cos \alpha \sin \beta \cos \varphi) |1 +\rangle |2 -\rangle |3 +\rangle + \\ &+ (\cos \alpha \sin \beta \sin \varphi - \sin \alpha \cos \beta \cos \varphi) |1 -\rangle |2 +\rangle |3 +\rangle + \\ &+ (\cos \alpha \cos \beta \sin \varphi + \sin \alpha \sin \beta \cos \varphi) |1 -\rangle |2 -\rangle |3 +\rangle + \\ &+ (\sin \alpha \sin \beta \cos \varphi - \cos \alpha \cos \beta \sin \varphi) |1 +\rangle |2 +\rangle |3 -\rangle + \\ &+ (\sin \alpha \cos \beta \cos \varphi + \cos \alpha \sin \beta \sin \varphi) |1 +\rangle |2 -\rangle |3 -\rangle + \\ &+ (\cos \alpha \sin \beta \cos \varphi + \sin \alpha \cos \beta \sin \varphi) |1 -\rangle |2 +\rangle |3 -\rangle + \\ &+ (\cos \alpha \cos \beta \cos \varphi - \sin \alpha \sin \beta \sin \varphi) |1 -\rangle |2 -\rangle |3 -\rangle]. \end{aligned} \quad (32)$$

Далее, вычислим $P(+,+)$ с помощью (18). Поскольку система определяется вектором (1), независящим от времени, все операторы эволюции исчезают. Напомним, что фотон 3 направляется к Отправителю, а фотоны 2 и 3 – Получателю. Вероятность результата $(++)$ в данном случае согласно (1), (18) и (22):

$$\begin{aligned} \tilde{P}(+,+) &= \tilde{P}_{++}(\alpha, \beta, \varphi) = \\ &= \langle \Psi | \Pi_{1+} \Pi_{2+} \Pi_{1+} | \Psi \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Psi | \Pi_{1+} \Pi_{2+} | 1 + \rangle \langle 1 + | [(\cos \alpha \cos \beta \cos \varphi + \sin \alpha \sin \beta \sin \varphi) |1 +\rangle |2 +\rangle |3 +\rangle + \\ &+ (-\cos \alpha \cos \beta \sin \varphi + \sin \alpha \sin \beta \cos \varphi) |1 +\rangle |2 +\rangle |3 -\rangle + \\ &+ (-\cos \alpha \sin \beta \cos \varphi + \sin \alpha \cos \beta \sin \varphi) |1 +\rangle |2 -\rangle |3 +\rangle + \\ &+ (-\sin \alpha \cos \beta \cos \varphi + \cos \alpha \sin \beta \sin \varphi) |1 -\rangle |2 +\rangle |3 +\rangle + \\ &+ (\cos \alpha \sin \beta \sin \varphi + \sin \alpha \cos \beta \cos \varphi) |1 +\rangle |2 -\rangle |3 -\rangle + \\ &+ (\sin \alpha \cos \beta \sin \varphi + \cos \alpha \sin \beta \cos \varphi) |1 -\rangle |2 +\rangle |3 -\rangle + \\ &+ (\sin \alpha \sin \beta \cos \varphi + \cos \alpha \cos \beta \sin \varphi) |1 -\rangle |2 -\rangle |3 +\rangle + \\ &+ (-\sin \alpha \sin \beta \sin \varphi + \cos \alpha \cos \beta \cos \varphi) |1 -\rangle |2 -\rangle |3 -\rangle] = \end{aligned} \quad (33)$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Psi | \Pi_{1+} | 2+ \rangle \langle 2+ | [(\cos \alpha \cos \beta \cos \varphi + \sin \alpha \sin \beta \sin \varphi) | 1+ \rangle | 2+ \rangle | 3+ \rangle + \\
&\quad + (-\cos \alpha \cos \beta \sin \varphi + \sin \alpha \sin \beta \cos \varphi) | 1+ \rangle | 2+ \rangle | 3- \rangle + \\
&\quad + (-\cos \alpha \sin \beta \cos \varphi + \sin \alpha \cos \beta \sin \varphi) | 1+ \rangle | 2- \rangle | 3+ \rangle + \\
&\quad + (\cos \alpha \sin \beta \sin \varphi + \sin \alpha \cos \beta \cos \varphi) | 1+ \rangle | 2- \rangle | 3- \rangle] = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Psi | | 1+ \rangle \langle 1+ | [(\cos \alpha \cos \beta \cos \varphi + \sin \alpha \sin \beta \sin \varphi) | 1+ \rangle | 2+ \rangle | 3+ \rangle + \\
&\quad + (-\cos \alpha \cos \beta \sin \varphi + \sin \alpha \sin \beta \cos \varphi) | 1+ \rangle | 2+ \rangle | 3- \rangle] = \\
&= \frac{1}{2} (\cos \alpha \cos \beta \cos \varphi + \sin \alpha \sin \beta \sin \varphi)^2 + \\
&\quad + \frac{1}{2} (-\cos \alpha \cos \beta \sin \varphi + \sin \alpha \sin \beta \cos \varphi)^2 = \frac{1}{4} [1 + \cos(2\alpha) \cos(2\beta)].
\end{aligned} \tag{33'}$$

Смысл отметки тильдой (\sim) над \tilde{P}_{++} в (33) состоит в следующем: необходимо зафиксировать угол θ поляризатора **1** относительно поляризатора **2** (используя нормаль **N**, относительно которой измеряются углы). Это фиксированный угол равен разности между углами α и β , поскольку оба фотона имеют одинаковый, хотя и неопределённый угол поляризации. Таким образом, мы имеем $\theta = \alpha - \beta$. Тогда из (33) следует

$$\tilde{P}_{++}(\beta) = \frac{1}{4} [1 + \cos(2\theta + 2\beta) \cos(2\beta)] = \frac{1}{4} \cos^2 \theta + \frac{1}{8} + \frac{1}{8} \cos(2\theta + 4\beta). \tag{34}$$

Уравнение (34) представляется теперь функцией одной переменной β – углом поляризации фотона 2. Однако этот угол с равной вероятностью может принимать любые значения от 0 до 2π . Это и является причиной появления тильды. Значение (34) – не совсем та вероятность, которую мы ищем. Чтобы найти требуемую вероятность необходимо усреднить (34) по случайному параметру β следующим образом:

$$P_{++} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} \tilde{P}_{++}(\beta) d\beta = \frac{1}{4} \cos^2 \theta + \frac{1}{8}. \tag{35}$$

Результат (35) является той вероятностью, которая показана в (2). Оставшиеся три вероятности в (2) рассчитываются аналогичным образом.

Мы повторим вычисления совместной вероятности $+, +$ для Получателя, предполагая, что Отправитель выполняет операцию стирания, то есть P_{++} в (3). Учитывая (23), получаем для оператора стирания

$$P_E = [|3+\rangle\langle 3+| + |3+\rangle\langle 3-| + |3-\rangle\langle 3+| + |3-\rangle\langle 3-|]. \tag{36}$$

Таким образом, для вероятности получения приемником $+, +$, если Отправитель выполняет уничтожение данных, используя (28), получаем:

$$\begin{aligned}
P_E(+,+) &= N^2 \langle \Psi | \Pi_{1+} \Pi_{2+} \Pi_{1+} \Pi_E | \Psi \rangle = \\
&= \frac{2}{2\sqrt{2}} \langle \Psi | \Pi_{1+} \Pi_{2+} \Pi_{1+} [|3+\rangle \langle 3+| + |3+\rangle \langle 3-| + |3-\rangle \langle 3+| + |3-\rangle \langle 3-|] + \\
&\quad + [\cos \alpha \cos \beta |1+\rangle |2+\rangle |3+\rangle \langle 2+\rangle \langle 3+| - \\
&\quad - \sin \alpha \cos \beta |1-\rangle |2+\rangle |3+\rangle \langle 2+\rangle \langle 3+| - \\
&\quad - \cos \alpha \sin \beta |1+\rangle |2-\rangle |3+\rangle \langle 2+\rangle \langle 3+| + \\
&\quad + \sin \alpha \sin \beta |1-\rangle |2-\rangle |3+\rangle \langle 2+\rangle \langle 3+| + \\
&\quad + \sin \alpha \sin \beta |1+\rangle |2+\rangle |3-\rangle \langle 2+\rangle \langle 3-| + \\
&\quad + \sin \alpha \cos \beta |1+\rangle |2-\rangle |3-\rangle \langle 2+\rangle \langle 3-| + \\
&\quad + \cos \alpha \sin \beta |1-\rangle |2+\rangle |3-\rangle \langle 2+\rangle \langle 3-| + \\
&\quad + \cos \alpha \cos \beta |1-\rangle |2-\rangle |3-\rangle \langle 2+\rangle \langle 3-|] = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Psi | \Pi_{1+} \Pi_{2+} |1+\rangle \langle 1+| [\cos \alpha \cos \beta |1+\rangle |2+\rangle - \\
&\quad - \sin \alpha \cos \beta |1-\rangle |2+\rangle - \\
&\quad - \cos \alpha \sin \beta |1+\rangle |2-\rangle + \\
&\quad + \sin \alpha \sin \beta |1-\rangle |2-\rangle + \\
&\quad + \sin \alpha \sin \beta |1+\rangle |2+\rangle + \\
&\quad + \sin \alpha \cos \beta |1+\rangle |2-\rangle + \\
&\quad + \cos \alpha \sin \beta |1-\rangle |2+\rangle + \\
&\quad + \cos \alpha \cos \beta |1-\rangle |2-\rangle] (|3+\rangle + |3-\rangle) = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Psi | \Pi_{1+} |2+\rangle \langle 2+| [\cos \alpha \cos \beta |1+\rangle |2+\rangle - \\
&\quad - \cos \alpha \sin \beta |1+\rangle |2-\rangle + \\
&\quad + \sin \alpha \sin \beta |1+\rangle |2+\rangle + \\
&\quad + \sin \alpha \cos \beta |1+\rangle |2-\rangle] (|3+\rangle + |3-\rangle) =
\end{aligned} \tag{37}$$

$$\begin{aligned}
&= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Psi | 1+ \rangle \langle 1+ | [\cos \alpha \cos \beta | 1+ \rangle | 2+ \rangle + \\
&+ \sin \alpha \sin \beta | 1+ \rangle | 2+ \rangle] (| 3+ \rangle + | 3- \rangle) = \\
&= \frac{1}{2} [\cos \alpha \cos \beta \langle 1+ | \langle 2+ | \langle 3+ | - \\
&- \sin \alpha \cos \beta \langle 1- | \langle 2+ | \langle 3+ | - \\
&- \cos \alpha \sin \beta \langle 1+ | \langle 2- | \langle 3+ | + \\
&+ \sin \alpha \sin \beta \langle 1- | \langle 2- | \langle 3+ | + \\
&+ \sin \alpha \sin \beta \langle 1+ | \langle 2+ | \langle 3- | + \\
&+ \sin \alpha \cos \beta \langle 1+ | \langle 2- | \langle 3- | + \\
&+ \cos \alpha \sin \beta \langle 1- | \langle 2+ | \langle 3- | + \\
&+ \cos \alpha \cos \beta \langle 1- | \langle 2- | \langle 3- |] [\cos \alpha \cos \beta | 1+ \rangle | 2+ \rangle + \\
&+ \sin \alpha \sin \beta | 1+ \rangle | 2+ \rangle] (| 3+ \rangle + | 3- \rangle) = \\
&= \frac{1}{2} \cos^2 \theta
\end{aligned} \tag{37'}$$

что совпадает с вероятностью (3). Оставшиеся вероятности в (3) могут быть вычислены аналогичным образом. В отличие от предыдущего случая, где (33) необходимо было интегрировать, в (37) нет необходимости этого делать, поскольку результат является константой относительно β в любом случае. Следует обратить внимание на то, что корреляционная функция Белла $f_{(3)}(\theta) = 3\cos 2\theta - \cos 6\theta$ вычислена из (3) (см. [4]) и принимает удвоенное значение корреляционной функции $f_2(\theta)$, вычисленной из (2), то есть $f_{(3)}(\theta) = 2f_{(2)}(\theta)$. Это означает, что $f_{(2)}(\theta)$ не нарушает неравенства Белла ($|f_2(\theta)| \leq 2$) как $f_3(\theta)$, чего и следовало ожидать, поскольку соотношение (2) ($\Rightarrow f_{(2)}(\theta)$) получено из 1:1 статистического смешивания состояний $|1-\rangle|2-\rangle$ и $|1+\rangle|2+\rangle$, представляющих пару незапутанных частиц.

Отметим ещё раз, что если бы ER были бы правы в своём анализе, то статистика (2) – единственная, которая могла быть получена для запутанных триплетов (1). Не имеет значения, присутствует совпадение схем или нет – эксперименты над системой (1) не покажут статистики (3). Поскольку нет экспериментальных свидетельств, которые говорили бы в пользу того или иного, касающегося (1), в следующем разделе мы перейдём к анализу 2-частичных систем, для которых есть экспериментальные доказательства.

Возражения по поводу проекционного оператора стирания (23)

Некоторые читатели могут возразить по поводу использования проекционного оператора (23) для определения операции стирания. В пользу своих аргументов мы приводим результаты, которые согласуются с экспериментальными данными.

Доказательство буде вести от противного. Предположим, что, как утверждают ER, Отправитель может предпринять только два операции – измерение или отсутствие каких-либо действий. Предположим также, что статистики, как результаты предпринимаемых операций, совпадают, как показано у ER.

Аспект с соавторами [5] изучали с помощью интерферометрии Маха-Цандера (MZ) поведение пары спутанных фотонов, описываемых вектором (19). Интерференционные образцы получены от фотона проходящего через интерферометр, когда поляризация второго фотона каждой пары не измерялась. Позади MZ располагались два детектора, которые выявили экспериментальные данные, показывающие интенсивные периодические сигналы с противоположной модуляцией. На рис. 2 схематически представлена аппаратура, а на рис. 3 – экспериментальные данные.

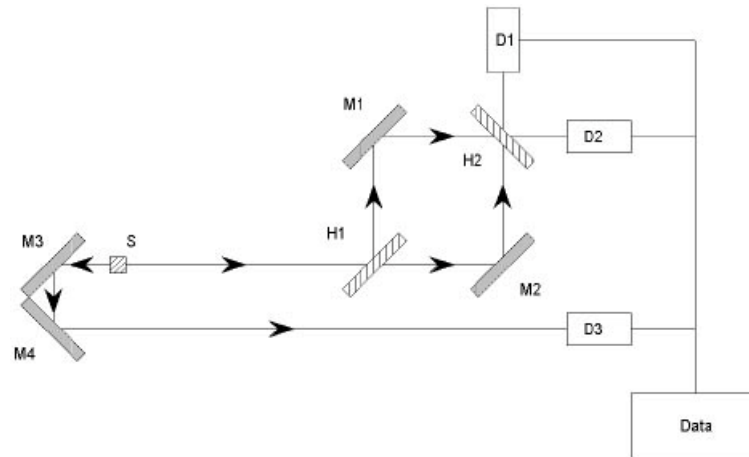


Рис. 2. Экспериментальный аппарат Аспека и соавторов [5]. Пара фотонов эмитируется источником S. Путь фотона 1 проходит через интерферометр Маха-Цандера H1, зеркала M1 и M2 и полупрозрачные зеркала H1 и H2. Фотон 1 детектируется D1 или D2. Фотон 2 отражается от зеркал M3 и M4 и попадает на детектор D3. Поляризация фотона 2 не измеряется. Он играет роль "привратника". Данные от D1 или D2 обрабатываются только тогда, когда D3 регистрирует одномоментный фотон.

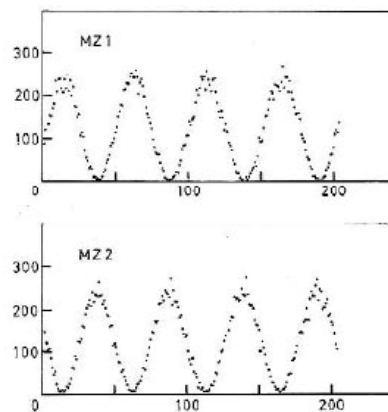


Рис. 3. Экспериментальные результаты Аспека и соавторов [5], использующие аппаратуру, схема которой изображена на рис. 2. © 1986 Europhysics Letters (reprint permission pending).

Если ER правы, то данные рис. 3 могут быть вычислены в предположении, что экспериментатор "не предпринимает никаких действий" по отношению к фотону 2, который не проходит через MZ. Перепишем (19) в виде:

$$|\Psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|1+\rangle|2+\rangle + |1-\rangle|2-\rangle), \quad (38)$$

где 1, 2 обозначают нумерацию фотонов, а +/- представляют их поляризации. Как уже было сделано с (32) в предыдущем разделе, преобразуем (38) к базису плоскости MZ:

$$\begin{aligned}
|\Psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}[(\cos\varphi|1+\rangle - \sin\varphi|1-\rangle)(\cos\varphi|2+\rangle - \sin\varphi|2-\rangle) + \\
&+ (\sin\varphi|1+\rangle + \cos\varphi|1-\rangle)(\sin\varphi|2+\rangle + \cos\varphi|2-\rangle)] = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}(|1+\rangle|2+\rangle + |1-\rangle|2-\rangle),
\end{aligned} \tag{39}$$

где φ - угол между направлениями MZ и поляризации обоих фотонов. Следует обратить внимание на то, что (39) имеет такую же форму, что и (38), хотя технически их базисы различаются.

Используя то же преобразование (30), мы трансформируем фотон 1 к базису поляризаторов (напомним, что на последнем шаге он был преобразован к базису MZ):

$$\begin{aligned}
|\Psi\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}\{|1+\rangle[\cos\theta(L)|2+\rangle - \sin\theta(L)|2-\rangle] + |1-\rangle[\sin\theta(L)|2+\rangle + \cos\theta(L)|2-\rangle]\}, \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}[\cos\theta(L)|1+\rangle|2+\rangle - \sin\theta(L)|1+\rangle|2-\rangle + \sin\theta(L)|1-\rangle|2+\rangle + \cos\theta(L)|1-\rangle|2-\rangle].
\end{aligned} \tag{40}$$

Здесь $\theta = \theta(L)$ – разность фаз на полупрозрачном зеркале Н интерферометра между фотонами проходящими по двум разным путям к интерферометру. Эта разность фаз зависит линейно от разности L длин путей, которая мала по сравнению с общей длиной.

Вероятность получения собственного значения α_i в момент времени t_r даётся выражением:

$$P_0(\alpha_i) = \langle\Psi(0)|\tilde{\Pi}_{\alpha_i}(t_r)|\Psi(0)\rangle \tag{41}$$

с учётом того, что не производится никаких действий по отношению к частице. Это выражение совпадает с (2) статьи ER.

Теперь мы готовы рассчитать поляризационные статистики фотона 1, учитывая, что никаких действий по отношению к фотону 2 не предпринимается. Сначала вычислим вероятность $P(+1)$ – вероятность того, что MZ-детектор зарегистрирует фотон 1. Получаем:

$$\begin{aligned}
P(+1) &= \langle\Psi|\Pi_{1,+1}|\Psi\rangle = \\
&= \frac{1}{\sqrt{2}}\langle\Psi|2+\rangle\langle 2+|[\cos\theta(L)|1+\rangle|2+\rangle - \sin\theta(L)|1+\rangle|2-\rangle + \\
&+ \sin\theta(L)|1-\rangle|2+\rangle + \cos\theta(L)|1-\rangle|2-\rangle] = \frac{1}{2}
\end{aligned} \tag{42}$$

Аналогично для D2:

$$P(-1) = \frac{1}{2}. \tag{43}$$

Таким образом, согласно (42) и (43) не должно быть сильной зависимости между D1 и D2 при изменении L . Это явно противоречит данным рис. 3. Поэтому исходные предположения оказываются неверными. Вопреки утверждениям ER, отсутствие действий или измерений собственных значений есть не единственная акция, что может быть предпринято. Мы бы ещё могли согласиться с их утверждением, что эти две операции дают одинаковые статистики.

Однако, с другой стороны, мы показываем, что статистика даётся стиранием как допустимой операцией. Соответствующий оператор стирания имеет вид:

$$\Pi_E = (|1+\rangle\langle 1+| + |1+\rangle\langle 1-| + |1-\rangle\langle 1+| + |1-\rangle\langle 1-|). \tag{44}$$

Соответствующая вероятность есть

$$P_E(\alpha_i) = N^2 \langle \Psi(0) | \tilde{\Pi}_E(t_s) \tilde{\Pi}_{\alpha_i}(t_r) | \Psi(0) \rangle, \quad (45)$$

где стирание происходит в момент времени t_s . Подставляя (44) и (45) в (40), получаем вероятность регистрации фотона в D1 (ср. с (42)).

$$\begin{aligned} P_E(+1) &= N^2 \langle \Psi | \Pi_E \Pi_{2,+1} | \Psi \rangle = \\ &= \frac{2}{\sqrt{2}} \langle \Psi | \Pi_E | 2+ \rangle \langle 2+ | [\cos \theta(L) | 1+ \rangle | 2+ \rangle - \sin \theta(L) | 1+ \rangle | 2- \rangle + \\ &+ \langle \sin \theta(L) | 1- \rangle | 2+ \rangle - \cos \theta(L) | 1- \rangle | 2- \rangle = \\ &= \frac{1}{\sqrt{2}} \langle \Psi | (| 1+ \rangle \langle 1+ | + | 1+ \rangle \langle 1- | + | 1- \rangle \langle 1+ | + | 1- \rangle \langle 1- |) [\cos \theta(L) | 1+ \rangle | 2+ \rangle + \\ &+ \sin \theta(L) | 1- \rangle | 2+ \rangle = \\ &= [1 + \sin 2\theta(L)]. \end{aligned} \quad (46)$$

Аналогично для D2:

$$P_E(-1) = \frac{1}{2} [1 - \sin 2\theta(L)]. \quad (47)$$

Уравнения (46) и (47) показаны на рисунке 4. Эти участки совпадают с экспериментальными данными рис. 3. Таким образом, мы утверждаем здесь, что операция стирания действительна. Уравнения (46) и (47) были первоначально получены в [6], используя более простые, но более специальные аргументы.

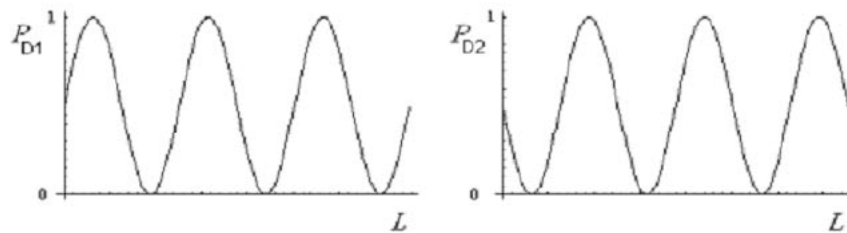


Рис. 4. Зависимости (46) и (47) нанесены слева и справа, соответственно. Таковы и теоретические графики вероятностей обнаружения фотона для детектора D1 и D2, соответственно. При нормализации эти участки соответствуют экспериментальным данным рис. 3.

Некоторые моменты реализации FTLC с помощью устройства рис. 1

В приложении к FTLC устройство рис.1 не имеет схемы совпадения между Получателем и Отправителем для различения отсылаемых данные от попутно возникающего шума (здесь следует обратить внимание на схему совпадения на рис. 2 когда данные от фотона 1 собираются с использованием схемы совпадения с данными фотона 2). Остановимся на фотонной реализации FTLC. Однако похожие аргументы могут быть приведены для других частиц.

Преодоление отсутствия схемы совпадения

Первая проблема отсутствия схемы совпадения может быть преодолена при создании правил для Отправителя и Получателя и регламентации моментов, в которые должны передаваться биты информации. Моменты могут быть регламентированы при установке возле источника триплетов "маяка", который испускает импульсы обычного света в любой конец установки в заданный интервал времени. Раз могут быть стандартизированы путем установки маяка возле источника, который испускает импульсы обычный свет в любой конец, в заданный интервал времени. Теперь о правилах:

- a) аппаратура рис. 1 приводится Отправителем в состояние верхней конфигурации, когда если необходимо отправить "1" и в состояние нижней конфигурации, если необходимо отправить "0";
- b) после получения очередного импульса заканчивается передача текущего бита и начинается передача следующего бита. Следовательно, аппаратура может переключаться только Отправителем и только в моменты получения импульсов света от "маяка". между импульсами детектором Отправителя фиксируется та или иная конфигурация;
- c) после получения импульса света от "маяка" Получателем сбор данных текущего бита заканчивается и начинается приём данных очередного бита;
- d) данные собираются в специальные накопители - бины, один бин для каждого бита. Если данных из одного бина достаточно чтобы соответствовать уравнению (2), то бит, который был отправлен индексируется как "1". Если данные соответствуют уравнению (3), то это означает, что был отправлен "0".

Если запутанные пары фотонов $1, 2, \dots, N$, получены от Отправителя между моментами, разграниченными двумя последовательными импульсами маяка, тогда конфигурация аппарата зафиксирует между этими моментами в идеале N фотонные пары, которые будут зарегистрированы на концах Получателя и помещены в один накопитель. Кроме того, получатель будет знать, что все запутанные фотоны, получены между двумя последовательными метками времени и подчиняются либо соотношению (2), либо соотношению (3), если соблюдены правила.

Таким образом, проблема преодоления несовпадения схмотехники вполне преодолима при использовании набора правил, о которых Отправитель и Получатель договорятся заранее.

Следует обратить внимание, что эта техника не обеспечивает мгновенности передачи, поскольку один бит информации требует от конструкции передачи $N \gg 1$ частиц, (конечно, если не использовать методы распараллеливания).

Однако, если используется единственный аппарат и, если время, необходимое для формирования бита информации составляет Δt , и, если должно быть передано M бит информации для передачи, то тогда, если расстояние превышает величину $cM\Delta t$ (c – скорость света), передача информации с помощью этого метода будет быстрее, чем при использовании обычных световых импульсов.

Другой подход демонстрирует Джон Крамер из Вашингтонского Университета с устройством использующим перепутывание пар фотонов и стирание для реализации ретропричинности и передачи информации в обратном направлении времени. Если FTLC возможна, то нет резона верить, что ретропричинная передача информации невозможна. То есть, изменение положение источника так, чтобы он был ближе к Получателю, чем к Отправителю, не меняет никаких вышеприведённых расчётов. Таким образом, становится возможным для Получателя получать информацию от Отправителя прежде, чем Отправитель её отправил! Конечно, это приводит к парадоксу, поскольку Получатель не имеет возможности изменить будущее, пока оно не наступит.

Снижение шума.

Второй проблемой в связи с реализацией FTLC является фильтрация шума. Эта проблема как и первая, является технической проблемой. Нет теории, которая бы указывала, что уровень "случайных фотонов", излучаемых источником запутанных фотонов, настолько большой, что информационные эффекты, обусловленные эмиссией фотонов, не смогут быть зафиксированы без помощи схемы совпадений. На самом деле, если бы существовала такая теория и схема сверхсветовой коммуникации, использующая запутанные фотоны, с помощью которой можно было бы фиксировать ошибки,

обусловленные шумом, а значит и провала сигнала, то теорема ER [2] оказалась бы излишней.

При другом подходе с использованием параметрической конверсии было продемонстрировано совпадение, достигающее 86% [7] от общего числа фотонов в процессах. В применении к рассматриваемому случаю совпадение не очень высокое. Однако, есть один плюс в FTLC, проявляющийся в случае, когда более, чем одна частица направляются в приемник. В приемнике можно отсеять шум, собирая данные только из фотонов, которые он получает одновременно. Это даёт возможность исключить шум от “одиночек” и, фактически, работать с “двойняшками”, которые могут быть только трёх видов, испускаемых источником. Ожидается, что соотношение триплетов, попадающих в приёмник окажется таким: дуплетов 3-частичных систем окажется больше, чем синглетов от 2-частичных. Таким образом, отношение сигнал / шум должны быть больше, чем а предыдущем случае. .

На вопрос, поднятый одним из рецензентов: *реальна ли реализация эксперимента с GHZ-состояниями*, ответ “да” был представлен в работе [8].

Важно отметить, однако, что каждый из запутанных фотонов, распространяющихся в направлении Отправителя должен быть обнаружен, иначе шум будет увеличиваться. Это происходит потому, что при не обнаружении фотона, Отправитель на самом деле, “не предпринимает никаких действий.”

Аргументы, представленные в этом разделе, представляют собой переработку более ранней работы [9].

Заключение.

Выше было показано, что если ввести операцию стирания для Отправителя, то теоретически с помощью установки рис.1 можно установить сверхсветовую связь между Отправителем и Получателем с использованием спутанных GHZ-состояний, описываемых вектором (1). Отправитель информации чередует операции измерения и стирания. Данные, собранные приемником, отличаются при измерении и стирании Отправителем, как показано уравнениями (2) и (3), соответственно. Эта разница позволяет доставлять информацию от Отправителя к Получателю быстрее скорости света, связав различие двух видов в бит информация. Процедура реализации этой идеи изложена выше. Экспериментальные результаты указывают на то, что стирание, как определено (23), является реальной операцией.

Ссылки

- [1] A. Aspect, P. Grangier, G. Roger, Phys. Rev. Lett. **49** (1982) 92.
- [2] P. Eberhard, R. Ross, Found. Phys. Lett. **2** (1989) 127.
- [3] C. Cohen-Tannoudji, B. Diu and F. Laloë, Quantum Mechanics Volume I (Wiley, NY, 1977) p. 213ff.
- [4] C. Ruhla, The Physics of Chance (Oxford, Oxford, 1995) 208-210.
- [5] Grangier, P., Roger, G. and Aspect, A., Europhysics Letters **1** (1986) 73.
- [6] R. Jensen, STAIF-2006 Proceedings, M. El-Genk, ed. (AIP, Melville NY, 2006) 1409.
- [7] T. J. Herzog, J. G. Rarity, H. Weinfurter, A. Zeilinger, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 629.
- [8] J.-W. Pan, D. Bouwmeester, M. Daniell, H. Weinfurter, A. Zeilinger, Nature, **403** (2000) 515.
- [9] R. Jensen, Is faster-than-light communication possible using entangled photons and a double slit? (2006, casimirinstitute.net/coherence/Jensen.pdf).

Raymond Jensen
 255 Hurley Bldg
 Notre Dame IN 46556
 rjensen@allmail.net

Добавлено редактором:

- [10] A. Aspect. Bell's theorem: The naive view of an experimentalist†.
 Institut d'Optique Theorique et Appliquee
 Batiment 503-Centre universitaire d'Orsay, 91403 ORSAY Cedex – France
alain.aspect@iota.u-psud.
- [11] Д. Бауместер, А. Экерт, А. Цайлингер. Физика квантовой информации. М., Постмаркет, 2002
- [12] В.А. Касимов. Некоторые топологические парадоксы СТО. Новосибирск, 2014. Polarization.pdf

Авторский семинар

<http://my.mail.ru/community/physiks.principis/?ref=cat>

Для связи:

quadrica-m@mail.ru
<http://quadrica.ucoz.net/>
<https://vk.com/public128913510>
<https://www.facebook.com/notes/1557999174417186/>
http://v_kasimov.livejournal.com/

Приложение 1. Состояния Гринберга-Хорна-Цайлингера

GHZ-состояния (Greenberger-Horne-Zeilinger) – набор запутанных состояний, которые могут быть использованы для доказательства GHZ-теоремы. Эта теорема является существенным улучшением по сравнению с теоремой Белла как способа отказаться от понятия “элементы реальности”, введенного в связи с разрешением парадокса ЭПР (Эйнштейн-Подольский-Розен) в попытках доказать, что квантовая теория является неполной.

Согласившись с тем, что они – сами авторы ЭПР, не совсем знают, чем является эта “реальность”, они, тем не менее, утверждают, что этот “элемент реальности” должен присутствовать в качестве одного из свойств системы, участвующей в мысленном эксперименте ЭПР. Это было бы так, если бы можно было обнаружить это свойство (т. е., предсказать со 100% уверенностью), сделав эксперимент при других условиях и без всякого взаимодействия с системой. Это свойство и было бы искомым “элементом реальности”. Аргументом было то, что, если бы не было никакого взаимодействия с системой, тогда не могло бы быть никакого воздействия и это свойство поэтому должно было бы существовать перед выполнением эксперимента. Таким образом, было бы доказано, что искомое свойство является неотъемлемой частью системы, а не является артефактом проведённого измерения.

С точки зрения здравого смысла это предположение кажется неоспоримым, однако квантовая теория отрицает это.

Например, в форме ЭПР-эксперимента по Бому одна частица распадается на две разлетающиеся в разных направлениях. Если исходная частица имела спин 0, то каждая из рождённых частиц будет иметь спин 1/2 и, если первая частица движется со спином вверх, то вторая частица будет иметь спин вниз, и наоборот.

В этой картине спин каждой из рождённых частиц – это элементы реальности, потому что, если результатом измерения спина одной частицы будет “спин вверх”, то можно предсказать со 100% уверенностью, что результатом измерения у другой частицы будет “спин вниз”.

ЭПР заключают, что поскольку частицы не смешивались, то и спины их должны остаться теми же самыми, как и в момент распада. И если при измерении спина первой частицы вероятность обнаружить противоположный спин второй частицы не равна единице, то значит присутствует какая-то причина, обусловленная неким непознанным “элементом реальности”, что и приводит к таким последствиям. Квантовая же механика говорит о том, что вероятность не равна единице. Отсюда ЭПР делают вывод о неполноте квантовомеханического описания.

Можно или нельзя признать обнаружение нелокальных корреляций фактом существования метрически неточечных объектов с иной топологией, отличной от классической, как элемента новой реальности – тем не менее, это было обнаружено экспериментально и теоретически ^[10, 12].

Так в чём же преимущество многочастичных спутанных GHZ-состояний перед двухчастичными?

В разговорах с Аспеком ^[10] Белл выразил поддержку фундаментального курса на использование регулируемых анализаторов во время “полёта” частиц. Свойство времениподобности области эксперимента для фотонов даёт концептуальную возможность для конкретизации этой идеи: *пространственная нелокализация и причинная несвязанность событий эксперимента, коммутруемость операторов измерения создают все необходимые предпосылки для рассмотрения возможности осуществления эксперимента, о котором говорил Белл.* Использование пространственной и временной нелокальности запутанной трёхфотонной системы для модуляции корреляционных зависимостей двух фотонов с помощью третьего во время передачи информации – именно в этом преимущество многочастичных спутанных систем перед двухчастичными. Подробнее о GHZ-состояниях см. ^{[3], [11]}.

Приложение 2. Основные постулаты квантовой механики

Первый постулат: в фиксированный момент времени t_0 состояние физической системы определяется кет-вектором $|\psi(t_0)\rangle$, принадлежащим пространству состояний \mathcal{E} .

Второй постулат: каждая измеримая физическая величина \mathcal{A} описывается оператором A , действующим в \mathcal{E} : этот оператор представляет наблюдаемую в квантовой механике.

Третий постулат: единственным возможным результатом измерения физической величины \mathcal{A} является одно из собственных значений наблюдаемой A .

Четвертый постулат (случай дискретного невырожденного спектра): если физическая величина \mathcal{A} квантовой системы измеряется в состоянии с нормированным вектором $|\psi\rangle$, то вероятность $\mathcal{P}(a_m)$ приобретения невырожденного значения a_m соответствующей наблюдаемой A есть

$$\mathcal{P}(a_m) = |\langle u_m | \psi \rangle|^2$$

где $|u_m\rangle$ является нормированным собственным вектором состояния, связанным с собственным значением a_m .

Четвертый постулат (случай дискретного спектра): если физическая величина \mathcal{A} квантовой системы измеряется в состоянии с нормированным вектором $|\psi\rangle$, вероятность $\mathcal{P}(a_m)$ получения собственного значения a_m соответствующей наблюдаемой A является:

$$\mathcal{P}(a_m) = \sum_{i=1}^{g_m} |\langle u_m^i | \psi \rangle|^2$$

где g_m степень вырождения a_m и $\{|u_m^i\rangle\}$ ($i = 1, 2, \dots, g_m$) составляет ортонормированный набор векторов, которые образуют базис в собственном подпространстве \mathcal{E}_m связанным с собственным значением a_m оператора A .

Четвертый постулат (случай непрерывного невырожденного спектра): если физическая величина \mathcal{A} квантовой системы измеряется в состоянии с нормированным вектором $|\psi\rangle$, вероятность $d\mathcal{P}(a)$ получения результата, входящего в интервал a и $a+da$ равна:

$$d\mathcal{P}(a) = |\langle v_a | \psi \rangle|^2 da$$

где $|v_a\rangle$ является собственным вектором, соответствующим собственному значению a наблюдаемой A связано с \mathcal{A} .

Пятый постулат: если при измерении физической величины \mathcal{A} в системе в состоянии $|\psi\rangle$ дает результат a_m , состояние системы сразу после измерения приобретает нормированную проекцию

$$\frac{P_m |\psi\rangle}{\sqrt{\langle \psi | P_m | \psi \rangle}},$$

из $|\psi\rangle$ на собственное подпространство, связанные с a_m .

Шестой постулат: временная эволюция вектора состояния $|\psi(t)\rangle$ описывается уравнением Шредингера:

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\psi(t)\rangle = H(t) |\psi(t)\rangle,$$

где $H(t)$ - наблюдаемая, связанная с полной энергии системы.

С положением $\mathbf{r}(x, y, z)$ частицы связана наблюдаемая $\mathbf{R}(X, Y, Z)$. С импульсами $\mathbf{p}(p_x, p_y, p_z)$ частицы связана наблюдаемая $\mathbf{P}(P_x, P_y, P_z)$.

Аннотация

С помощью "запутанных" трехчастичных систем (триплетов) можно в принципе передать сигналы от Отправителя к Получателю со скоростью превышающей скорость света. Это осуществляется следующим образом. От источника триплетов, частицы 1 и 2 направляются в приемник, а частица 3 к Отправителю. У Отправителя имеются две возможности – измерять или стирать информацию о поляризации частицы 3. Между тем Получатель измеряет корреляцию между поляризациями частиц 1 и 2. Статистика корреляций 1 и 2 частиц зависит от действий Отправителя по отношению к частицы 3. Эти действия сообщаются мгновенно Получателю. Статистические зависимости от действий Отправителя является основой для сверхсветовых коммуникаций.

Using a three-particle entangled system (triple), it is possible in principle to transmit signals faster than the speed of light from sender to receiver in the following manner: From an emitter, for every triple, particles 1 and 2 are sent to the receiver and 3 to the sender. The sender is given the choice of whether or not to measure polarization of particle 3. Meanwhile the receiver measures particle correlation vs. relative polarization angle for the polarizers of particles 1 and 2. The particle 1 and 2 correlation statistics depend on whether or not particle 3 polarization was measured, instantaneously. This dependence is a basis for faster-than-light communication.

Academia: [https://www.academia.edu/5364451/On using Greenberger-Horne-Zeilinger three-particle states for superluminal communication](https://www.academia.edu/5364451/On_using_Greenberger-Horne-Zeilinger_three-particle_states_for_superluminal_communication)

Raymond W. Jensen. **On using Greenberger-Horne-Zeilinger three-particle states for superluminal communication**
<http://vixra.org/pdf/1007.0044v1.pdf>

20

Raymond W. Jensen

On using Greenberger-Horne-Zeilinger three-particle states for superluminal communication Russian translation by V.A. Kasimov from <http://vixra.org/pdf/1007.0044v1.pdf>

Using a three-particle entangled system (triple), it is possible in principle to transmit signals faster than the speed of light from sender to receiver in the following manner: From an emitter, for every triple, particles 1 and 2 are sent to the receiver and 3 to the sender. The sender is given the choice of whether or not to measure polarization of particle 3. Meanwhile the receiver measures particle correlation vs. relative polarization angle for the polarizers of particles 1 and 2. The particle 1 and 2 correlation statistics depend on whether or not particle 3 polarization was measured, instantaneously. This dependence is a basis for faster-than-light communication.