

## ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

# Квантовая нелокальность и отсутствие априорных значений измеряемых величин в экспериментах с фотонами

А.В. Белинский

Описаны реальные и мысленные эксперименты, в которых можно наблюдать необычное поведение элементарных частиц в пространстве-времени.

PACS numbers: 03.65.Ud, 42.50.Dv, 42.50.Xa

## Содержание

1. Введение (905).
  2. Отсутствие априорного значения числа фотонов до момента их регистрации (905).
  3. Квантовая нелокальность (906).
  4. О парадоксе Белла (907).
  5. Теорема Белла с учетом потерь (908).
- Список литературы (909).

## 1. Введение

Если Вы пошли в магазин за арбузом, то одновременно Вы не можете находиться в кругосветном путешествии или на заседании ученого совета. Если арбуз оказался весом 8 кг, то ни у Вас, ни у продавца не возникает сомнений в том, что как до взвешивания, так и после него его вес был именно 8 кг, а не 15 кг. Но Богом сотворенный мир гораздо богаче этого нашего житейского опыта, и в микромире такие пространственно-временные интуиции не всегда работают. Остановимся на этих интересных ситуациях подробнее.

## 2. Отсутствие априорного значения числа фотонов до момента их регистрации

Рассмотрим следующий эксперимент. Пусть источник света освещает приемник (рис. 1). Постепенно уменьшая интенсивность света, достигаем режима счета фотонов, когда приемник регистрирует минимально возможные порции энергии — кванты. Принято считать, что фотоотсчетам (всплескам фототока приемника) соответствует прибытие фотонов. Но так ли это? Существуют ли



Рис. 1. Схема прямого детектирования.

кванты в самом световом поле? Приемник измеряет количество фотонов в поле. Но существует ли определенное значение этого количества до момента измерения?

Будем повторять эксперимент многократно. Источник можно сделать таким, что в одних повторениях (реализациях) регистрируется по одному фотону, а в других — по два. Что при этом представляет собой световое поле? Казалось бы, то единичные, то парные фотоны. Однако можно экспериментально доказать, что это не всегда так.

Рассмотрим схему эксперимента по наблюдению интерференции 3-го порядка с использованием эффекта параметрического преобразования света с изменением частоты [1] (рис. 2). Пучок света с частотой  $f_c$  в прозрачном нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью (пьезокристалле) порождает два пучка излу-

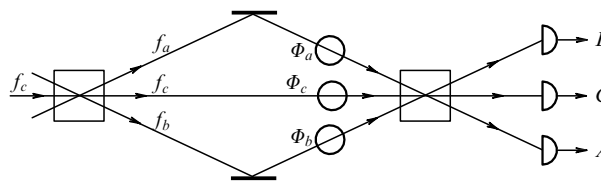


Рис. 2. Схема интерференционного эксперимента, доказывающего априорное несуществование измеряемых параметров. На вход подаются единичные фотоны на частоте  $f_c$ . Вероятность фотоотчетов на детекторе  $A$  пропорциональна  $1 + \cos(\Phi_a + \Phi_b - \Phi_c)$ , что свидетельствует об одновременном присутствии поля во всех трех каналах, т.е. всех трех фотонов в случае их существования до момента детектирования (точнее, после первого кристалла). Но энергии одного входного фотона достаточно лишь для половины энергии трех фотонов.

А.В. Белинский. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет  
119899 Москва, Воробьевы горы, Российская Федерация  
Тел. 143-48-31  
E-mail: belinsky@inbox.ru

Статья поступила 13 января 2003 г., после доработки 7 марта 2003 г.

чения — сигнальный и холостой с частотами  $f_a$  и  $f_b$ , причем  $f_a + f_b = f_c$ . Эффективность преобразования накачки ( $c$ ) в сигнальный и холостой пучки мала — порядка 0,000001%. Поэтому основная доля излучения накачки проходит через прозрачный кристалл, на выходе которого — три пучка излучения. Во все три компоненты поля вносятся регулируемые сдвиги фаз  $\Phi_a$ ,  $\Phi_b$  и  $\Phi_c$ , после чего они вновь взаимодействуют во втором, точно таком же нелинейном кристалле. Последний осуществляет обратное преобразование сигнального и холостого пучков в излучение на частоте накачки и прямое преобразование накачки, прошедшей первый кристалл. Детекторы на выходе оптической схемы регистрируют интенсивности всех трех пучков. На рисунке 2 изображен невырожденный случай, когда пучки неколлинеарны.

Осветим первый кристалл одиночным фотоном. В [1] показано, что вероятность появления фотоотсчетов на детекторе  $A$  пропорциональна  $1 + \cos(\Phi_a + \Phi_b - \Phi_c)$ . Это выражение можно интерпретировать как интерференцию с фазой  $\Phi = \Phi_a + \Phi_b - \Phi_c$ . Не учтенный коэффициент пропорциональности определяется эффективностью нелинейного преобразования в кристаллах. Соответствующий интерференционный эксперимент проведен авторами работы [2], и косинусная зависимость от суперпозиции фаз подтверждена.

Попытаемся интерпретировать этот результат в рамках наглядной модели с *априори* (до момента регистрации детектором) определенным числом фотонов на выходе первого кристалла. Для простоты полагаем квантовую эффективность детекторов равной единице.

В первой серии испытаний убираем второй нелинейный кристалл. При этом фазовые задержки в каналах не влияют на результат, и наблюдаются отсчеты или одновременно в обоих детекторах  $A$  и  $B$ , или в детекторе  $C$ . Эта картина согласуется с предположением, что на выходе первого кристалла имеется попеременно то один фотон с частотой  $f_c$ , то пара фотонов с частотами  $f_a$  и  $f_b$ .

Во второй серии испытаний устанавливаем второй кристалл. При этом все три фазы,  $\Phi_a$ ,  $\Phi_b$  и  $\Phi_c$ , влияют на вероятности отсчетов.

Интерференция с единичной видностью, описываемая законом  $1 + \cos(\Phi_a + \Phi_b - \Phi_c)$ , свидетельствует о том, что, изменяя фазовую задержку любой компоненты поля —  $\Phi_a$ ,  $\Phi_b$  или  $\Phi_c$ , можно полностью подавить фотоотсчеты (при  $\cos(\Phi_a + \Phi_b - \Phi_c) = -1$ ). Сделаем это, и на детекторе  $A$  фотоотсчетов не будет. Перекроем свет в промежутке между кристаллами в канале  $C$ . Появляются фотоотсчеты в канале  $A$ , их вероятность ненулевая. Следовательно, если бы хоть в одной реализации схемы со всеми тремя открытыми каналами отсутствовало поле в канале  $C$ , то вероятность фотоотсчетов в детекторе  $A$  была бы нулевой. А она нулевая! Итак, поле в канале  $C$  (одиночные фотоны накачки) присутствует в *каждой* реализации. Аналогично, перекрывая свет в других каналах, доказывается одновременное присутствие поля в каналах  $A$  и  $B$  (парных фотонов) в *каждой* реализации. Другими словами, если бы при всех открытых каналах в каких-либо реализациях поле отсутствовало по крайней мере в одном из каналов, то вероятность фотоотсчетов на детекторе  $A$  была бы нулевой. Значит, поле присутствует в *каждой* реализации во всех трех каналах,  $A$ ,  $B$  и  $C$ , между кристаллами. Об этом свидетельствует и косинусная зависимость  $1 + \cos(\Phi_a + \Phi_b - \Phi_c)$  вероятности

сти фотоотсчетов от линейной комбинации всех трех фаз: ее нельзя представить в виде суммы вероятностей  $P(\Phi_a, \Phi_b)$  и  $P(\Phi_c)$ . Хотя в эксперименте [2] эта гармоническая зависимость наблюдалась с некоторым постоянным фоном, так что "нулей", строго говоря, не было, последний аргумент не теряет силы.

Таким образом, в поле между кристаллами одновременно должны присутствовать все три фотона. Но это противоречит закону сохранения энергии, поскольку на вход интерферометра подавался один фотон накачки, энергия которого вдвое меньше энергии трех фотонов. Такой эксперимент интерференции поля в состоянии с определенной энергией и неопределенным числом фотонов противоречит модели с определенным *априори* числом фотонов. Даже если использовать предположение об интерференции "частей фотонов", в сумме дающих постоянное значение энергии поля, то придется признать, что в схеме на рис. 2 в свободном пространстве между кристаллами присутствуют все три таких "части фотона" (поскольку поле одновременно должно присутствовать во всех трех каналах). Тогда в первой серии эксперимента (с изъятим вторым кристаллом) эти "части фотонов" при детектировании случайным образом мгновенно складываются то в один, то в два фотона. Но это и есть отсутствие фотонов в поле до момента регистрации света детектором. "Фотон является фотоном, если это — зарегистрированный фотон" [3].

### 3. Квантовая нелокальность

Рассмотрим эксперимент с интерферометром Маха–Цендера (рис. 3). Подадим на него однофотонное состояние и уберем вначале второй светоделитель, расположенный перед фотодетекторами. Детекторы будут регистрировать одиночные фотоотсчеты либо в одном, либо в другом канале, и никогда оба одновременно, так как на входе — один фотон.

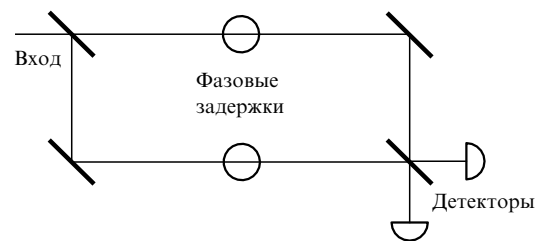
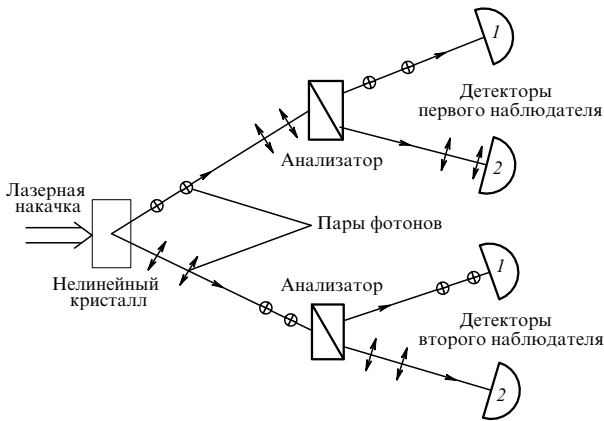


Рис. 3. Схема интерферометра Маха–Цендера.

Вернем светоделитель. Вероятность фотоотсчетов на детекторах описывается гармонической функцией  $1 \pm \cos(\Phi_1 - \Phi_2)$ , где  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  — фазовые задержки в плечах интерферометра. Знак зависит от того, каким детектором ведется регистрация. Эту гармоническую функцию нельзя представить в виде суммы двух вероятностей  $P(\Phi_1) + P(\Phi_2)$ . Следовательно, после первого светоделителя фотон присутствует как бы в обоих плечах интерферометра одновременно, хотя в первом акте эксперимента он находился только в одном плече. Это необычное поведение в пространстве и носит название *квантовой нелокальности*. Ее нельзя объяснить с позиций привычных пространственных интуиций здравого смысла, обычно присутствующих в макромире.



**Рис. 4.** Эксперимент с парами одновременно испускаемых фотонов: хотя на рисунке у фотонов показаны определенные поляризации, реально до момента регистрации хотя бы одного фотона ни у одного из фотонов пары нет определенной поляризации. Тем не менее их поляризации всегда оказываются взаимно ортогональными. В момент регистрации одного из фотонов пары происходит мгновенное изменение состояния второго фотона — он получает определенную поляризацию.

Причина, по-видимому, состоит в том, что векторы квантовых состояний принадлежат гильбертову векторному пространству, для которого пространственная локальность вовсе не является обязательной.

Вот еще один пример квантовой нелокальности (рис. 4) [4]. В некоторых кристаллах реализуется так называемый второй тип параметрического взаимодействия, когда фотоны плоско-поляризованного лазерного света распадаются на пары рассеянных фотонов с взаимно ортогональными поляризациями. Рождение пары происходит одновременно, но поляризация каждого фотона заранее неизвестна. Например, один из пары может после анализатора попасть на детектор 2 первого наблюдателя, что соответствует поляризации в плоскости рисунка, тогда как второй фотон при этом *необходимо* попадет на детектор 1 второго наблюдателя, что соответствует ортогональной его поляризации. С вероятностью 1/2 может наблюдаться взаимно обратная ситуация (сработает детектор 1 первого наблюдателя, и 2 — второго). Если интерпретация результатов эксперимента, описанного в разделе 2, правильна, то можно считать, что *априори*, т.е. до момента регистрации хотя бы одного из фотонов пары, определенной поляризации каждого из фотонов пары не существовало. В момент же регистрации — срабатывания детектора в одном из каналов — происходит так называемая редукция квантового состояния: если второй фотон пары еще не достиг детектора, то с вероятностью единица он приобретает поляризацию, ортогональную зарегистрированной у первого. Согласно общепринятому мнению, подтвержденному экспериментально, редукция происходит мгновенно (конечно, в пределах возможностей экспериментаторов). Фотоны пары могут разлететься на несколько километров друг от друга, но "информация" о результате детектирования первого фотона мгновенно изменяет квантовое состояние второго: оно становится состоянием с определенной поляризацией.

Можно ли при этом говорить о сверхсветовой скорости передачи информации при помощи параметрического рассеяния света? По-видимому, это невозможно.

Дело в том, что для функционирования линии связи между удаленными наблюдателями пар фотонов они, помимо детекторов, должны еще располагать и "телефоном", ибо, не имея сведений о результате детектирования первого фотона, наблюдатель второго видит фактически случайный сигнал с равновероятной (1/2) поляризацией.

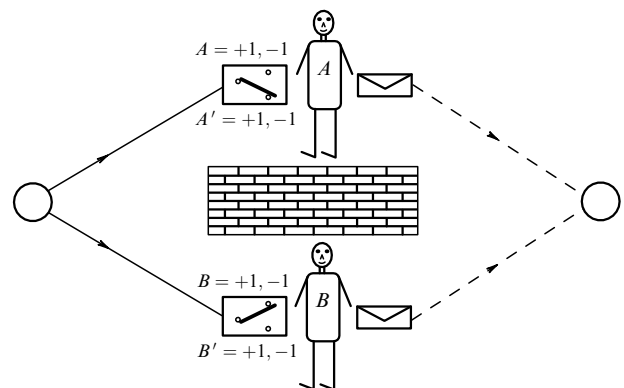
#### 4. О парадоксе Белла

В несколько упрощенном виде вариант одного из экспериментов по проверке теоремы Белла для двух наблюдателей представлен на рис. 5. Источник света одновременно испускает пары фотонов, один из которых направляется к первому наблюдателю — *A*, а второй — к *B*. У каждого наблюдателя имеется измерительный прибор, регистрирующий фотоны. Он может работать в двух режимах (символически это показано в виде двух положений переключателя, аналогично переключателю диапазонов радиоприемника). Прибор устроен так, что в результате регистрации фотона мы получаем бинарную информацию типа "да-нет". Удобнее обозначить результат измерения как +1 либо -1. Наблюдатели ведут протоколы измерений, в которых они указывают время регистрации фотона и результат регистрации (+1 или -1). Если регистрация произошла в режиме "верхнего" положения переключателя, то результат +1 у первого наблюдателя записывается как  $A = +1$ , если в режиме "нижнего" положения, то  $A' = +1$ . Аналогично у второго наблюдателя. Между собой наблюдатели не сообщаются (символически — между ними кирпичная стена). Протоколы измерений они направляют координатору (кружок справа). Координатор берет результаты одновременных измерений и составляет из них произведения типа  $AB$  или  $AB'$  (всего четыре варианта) в зависимости от режима, в котором происходила регистрация. Предварительно план эксперимента согласуется с наблюдателями: когда им следует производить переключение режимов. Эти произведения усредняются, и из них составляется так называемое неравенство Белла:

$$|S| \leq 1, \quad \text{где } S = \frac{\langle AB \rangle + \langle A'B \rangle + \langle AB' \rangle - \langle A'B' \rangle}{2}.$$

Угловыми скобками обозначена операция усреднения.

Вывести неравенство Белла очень просто [3]. Предположим, что результат измерения каждого акта испускания фотонных пар полностью предопределен источни-



**Рис. 5.** Схема эксперимента проверки неравенства Белла.

ком в момент их испускания, и источник не подвержен какому-либо влиянию со стороны измерительных приборов и наблюдателей. Тогда все возможные результаты измерений (значения  $A$ ,  $A'$ ,  $B$  и  $B'$ ) предопределены. Поскольку их значения равны  $+1$  или  $-1$ , величина  $(AB + A'B + AB' - A'B')/2$  также равна  $+1$  или  $-1$  соответственно, и усреднение не может вывести  $S$  из интервала  $[-1, +1]$ .

При определенных условиях неравенство Белла может нарушаться (см., например, [5–11]). Это означает, что фотоны пары ведут себя не как независимые объекты, но как коррелированная система, т.е. результат регистрации фотона у первого наблюдателя ( $+1$  или  $-1$ ) как бы моментально становится "известен" второму фотону, хотя они могли уже разлететься на очень большое расстояние. Например, в экспериментах [8, 9] расстояние между наблюдателями  $A$  и  $B$  составляло более 10 км. Использовалась так называемая схема интерференции Франсона, в которой каждый наблюдатель принимает фотон на вход интерферометра Маха–Цендера. Разность хода в плечах этих интерферометров выбиралась большей длины когерентности, так что обычная однофотонная интерференция, которая обсуждалась в начале раздела о квантовой нелокальности (см. рис. 3), отсутствовала. Тем не менее квантовая корреляция между разлетевшимися на 10 км фотонами оставалась, и неравенство Белла нарушалось.

Этому факту существует несколько объяснений. Первое состоит в формальном утверждении, что измеряемых значений параметров фотонов просто не существует. Это концепция отсутствия априорных значений параметров. Однако при этом невыясненным остается вопрос о природе связи между параметрами, которых не существует!

Второе объяснение привлекает таинственную взаимосвязь неизвестной природы между разлетающимися фотонами, происходящую мгновенно между пространственно удаленными объектами — квантовая нелокальность, о которой упоминалось выше.

Третье предполагает, что одна из пары разлетающихся частиц "живет" в "отрицательном времени" — из будущего в прошлое. Это означает, что она рождается в детекторе и летит к источнику. В момент встречи в источнике рождается вторая частица. Поскольку первая для нас существует, как на киноплёнке, запущенной в обратную сторону, нам кажется, что обе частицы рождаются одновременно в источнике.

Но на описанные эксперименты можно взглянуть иначе. В приведенных умозаключениях использовались традиционно понимаемые пространство и время, в которых реально существует световое поле. Эти посылки, однако, принимаются не всеми физиками. Например, в монографиях профессора Московского университета Ю.С. Владимиров [12, 13] развивается теория, согласно которой всеобщего пространства и времени в микромире не существует. Такой подход, как представляется, разрешает квантовые парадоксы, поскольку снимается само понятие *априорности* в отсутствие времени в микромире. Время (и пространство) возникает лишь как результат некоторого усреднения "индивидуальных времен" большого количества элементарных частиц, характерного уже для макрообъектов. Однако тщательная проработка теории Ю.С. Владимиров еще впереди.

Для нас же важно то, что в научном мире серьезно обсуждаются возможности существования объектов вне пространства-времени. Еще раз в этой связи подчеркнем, что векторы квантовых состояний, принадлежащие гильбертову векторному пространству, не подвержены стандартным пространственно-временным ограничениям.

## 5. Теорема Белла с учетом потерь

Нарушение неравенства Белла, зарегистрированное в экспериментах [5], опровергающее теорию скрытых параметров, подверглось последующей критике, поскольку наличие потерь позволяет эти результаты формально объяснить локальной теорией скрытых параметров (см., например, [6, 7] и цитируемую там литературу). В данном разделе показана возможность реабилитировать эксперименты [5].

Если верна локальная теория скрытых параметров, то результаты измерений по схеме на рис. 5 предопределены в момент испускания пар элементарных частиц источником и могут быть описаны четырехмерными совместными вероятностями

$$P_{AA'BB'}(a, a', b, b') = \int_{A(a, a', b, b')} P(\lambda) d\lambda, \quad (1)$$

которые представляют собой вероятности как бы одновременного измерения всех четырех величин. Здесь заглавными буквами обозначены измеряемые величины, а маленькими — их значения ( $+1$  или  $-1$ ).  $A(a, a', b, b')$  — подмножество полного множества скрытых параметров источника  $\{\lambda\}$ , при котором измеряемые величины принимают значения  $a, a', b, b'$ , а  $P(\lambda)$  — распределение плотности вероятности скрытых параметров. Для краткости будем обозначать четырехмерные вероятности просто их значениями, например,

$$P_{AA'BB'}(a = +1, a' = -1, b = -1, b' = +1) = (+ - - +).$$

Таких совместных вероятностей будет  $2^4$ . Их сумма равна единице, а каждая из них находится в интервале  $[0, +1]$ . При этом момент

$$\langle AB \rangle = \sum_{1-16} ab P_{AA'BB'}(a, a', b, b'),$$

и аналогично для остальных трех моментов. Если подставить эти моменты в выражение для наблюдаемой Белла

$$S = \frac{\langle AB \rangle + \langle A'B \rangle + \langle AB' \rangle - \langle A'B' \rangle}{2},$$

которая была введена в предыдущем разделе, то легко убедиться в справедливости неравенства Белла типа Клаузера–Хорна–Шимони–Хольта

$$|\langle AB \rangle + \langle A'B \rangle + \langle AB' \rangle - \langle A'B' \rangle| \leq 2. \quad (2)$$

Это второй способ его вывода. Квантовая теория предсказывает нарушение этого неравенства, что и было зафиксировано в экспериментах [5]. Однако эффективность детекторов была меньше единицы и фактически измерялись трихотомные переменные  $a, a', b, b' = 0, \pm 1$ . При этом неравенство (2) может нарушаться и в рамках локальной теории скрытых параметров, поскольку появляются дополнительные возможности комбинаций значений совместных вероятностей. Их количество ста-

новится равным  $3^4$ . Конкретные примеры приведены в работах [6, 7].

Однако на совместные четырехмерные вероятности можно наложить ограничения, связанные с тем, что вероятность срабатывания детекторов у наблюдателей  $A$  и  $B$  равна квантовым эффективностям  $\eta_a$  и  $\eta_b$  соответственно с учетом всех потерь. Предположим, что они не зависят от совокупности скрытых параметров  $\{\lambda\}$  (допустимость этого предположения обсудим ниже); тогда

$$(\pm \pm \pm \pm)_{\eta < 1} = \eta_a^2 \eta_b^2 (\pm \pm \pm \pm)_{\eta = 1},$$

поскольку четырехмерная вероятность представляет собой вероятность четырех фотоотсчетов. 16 совместных вероятностей с одним нулем также можно выразить через вероятности регистрации частиц идеальными детекторами, например,

$$(0 \pm \pm \pm)_{\eta < 1} = (1 - \eta_a) \eta_a \eta_b^2 [(+ \pm \pm \pm)_{\eta = 1} + (- \pm \pm \pm)_{\eta = 1}].$$

32 совместные вероятности с двумя нулями определяются аналогично следующему примеру:

$$(0 \pm 0 \pm)_{\eta < 1} = (1 - \eta_a) \eta_a (1 - \eta_b) \eta_b [(+ \pm \pm \pm)_{\eta = 1} + (- \pm \pm \pm)_{\eta = 1} + (+ \pm - \pm)_{\eta = 1} + (- \pm - \pm)_{\eta = 1}],$$

а каждая из 16 совместных вероятностей с тремя нулями равна сумме 8 вероятностей схемы с идеальными детекторами, умноженной на  $(1 - \eta_a)^2 (1 - \eta_b) \eta_b$  или на  $(1 - \eta_a) \eta_a (1 - \eta_b)^2$  в зависимости от расположения нулей. Оставшаяся вероятность того, что не сработает ни один из детекторов,

$$(0000) = (1 - \eta_a)^2 (1 - \eta_b)^2 \sum_{\pm \pm \pm \pm} (\pm \pm \pm \pm).$$

Теперь можно найти моменты:

$$\langle AB \rangle_{\eta < 1} = \eta_a \eta_b \langle AB \rangle_{\eta = 1}, \quad (3)$$

и аналогично для остальных трех моментов. Определим также

$$\langle |AB| \rangle_{\eta < 1} = \eta_a \eta_b. \quad (4)$$

Таким образом, эксперимент с идеальными детекторами можно описать моментами схемы с реальными детекторами, например,

$$\langle AB \rangle_{\eta = 1} = \frac{\langle AB \rangle_{\eta < 1}}{\langle |AB| \rangle_{\eta < 1}} = \frac{\sum_M ab}{M}, \quad (5)$$

где  $M$  — число парных регистраций частиц двумя наблюдателями, т.е. когда одиночные отсчеты отбрасываются. Но именно так и проводилась статистическая обработка экспериментов [5].

Вернемся к адекватности предположения о независимости квантовых эффективностей детекторов от совокупности скрытых параметров  $\{\lambda\}$ . Если оно верно, то правильны и итоговые соотношения (3), (4), а их легко проверить экспериментально, вводя регулируемые потери в каналы наблюдателей  $A$  и  $B$ . В случае успешной их проверки можно воспользоваться выражением (5). Хотя, строго говоря, проверить их во всем возможном диапазоне квантовых эффективностей вплоть до единицы вряд ли удастся. Тем не менее соотношения (3), (4) достаточно очевидны, и вряд ли кто-либо из специалистов в них усомнится. Отметим, что в квантовые эффективности включены все возможные потери в каналах. Таким образом, по моментам, полученным в реальном эксперименте, можно восстановить моменты, которые были бы получены в идеальной схеме без потерь.

Последние примерно 10 лет ведутся довольно интенсивные дорогостоящие попытки экспериментального опровержения теории скрытых параметров в схемах с высокоэффективными детекторами (см., например, [11]). Изложенные здесь соображения позволяют снизить требования к квантовой эффективности детекторов для экспериментального опровержения локальной теории скрытых параметров.

**Благодарности.** Я благодарен С.А. Белозерову, С.П. Кулику и А.С. Чиркину за полезные стимулирующие обсуждения и помощь и посвящаю эту заметку светлой памяти Давида Николаевича Клышко. Работа поддержана грантом INTAS (№ 01-2097).

## Список литературы

1. Belinskii A V, Klyshko D N *Laser Phys.* **6** 1082 (1996)
2. Burlakov A V et al. *Phys. Rev. A* **56** 3214 (1997)
3. Клышко Д Н *УФН* **164** 1187 (1994)
4. Belinsky A V *Laser Phys.* **12** 939 (2002)
5. Aspect A, Grangier P, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **47** 460 (1981); Aspect A, Dalibard J, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **49** 1804 (1982)
6. Белинский А В *Письма в ЖЭТФ* **64** 294 (1996)
7. Белинский А В *УФН* **167** 323 (1997)
8. Tittel W et al. *Phys. Rev. A* **57** 3229 (1998)
9. Tittel W et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 3563 (1998)
10. Kwiat P G et al. *Phys. Rev. A* **60** R773 (1999)
11. Brista G et al. *Phys. Lett. A* **268** 12 (2000)
12. Владимиров Ю С *Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий Ч. 1 Теория систем отношений* (М.: Изд-во МГУ, 1996)
13. Владимиров Ю С *Реляционная теория пространства-времени и взаимодействий Ч. 2 Теория физических взаимодействий* (М.: Изд-во МГУ, 1998)

## Quantum nonlocality and the nonexistence of the *a priori* values of observables in experiments with photons

A.V. Belinskii

Physics Department, M.V. Lomonosov Moscow State University,  
Vorob'evy Gory, 119899 Moscow, Russian Federation  
Tel. (7-095) 143-48 31  
E-mail: belinsky@inbox.ru

Actual and gedanken experiments are described in which the unusual aspects of the behaviour of elementary particles in spacetime can be observed.

PACS numbers: 03.65.Ud, 42.50.Dv, 42.50.Xa

Bibliography — 13 references

Received 13 January 2003, revised 7 March 2003