

УДК 530.145.1

*А. В. Белинский,<sup>1</sup> А. К. Жуковский<sup>2</sup>***«КВАНТОВАЯ НЕЛОКАЛЬНОСТЬ» ИЛИ «НЕЛОКАЛЬНЫЙ РЕАЛИЗМ»?<sup>3</sup>**

Предложен вариант эксперимента с коррелированной парой частиц в запутанном (entangled) состоянии, который демонстрирует эффект изменения поляризации запутанного фотона, показывающий реальность всех различных состояний суперпозиции и соответствующего им вектора состояния квантовой системы. Анализируются возможные последствия этого факта. Вместо опровергнутого экспериментами по проверке неравенств Белла понятия «локального реализма» предлагается парадигма «квантового реализма» в рамках реляционной парадигмы. Анализируются результаты экспериментального исследования нарушений неравенства Леггетта в связи с проверкой адекватности различных видов нелокальных теорий скрытых параметров. Предложен новый способ их оценки на основании исследования эффектов подавления взаимной корреляции фотонов на светоделителе и приготовления сжатых состояний. Доказана внутренняя противоречивость интерпретации квантовой механики на основании нелокальной теории скрытых параметров.

**Ключевые слова:** квантовые частицы, реляционная парадигма, квантовая запутанность, нелокальность, копенгагенская интерпретация, скрытые параметры, вектор квантового состояния, физическая реальность.

**PACS:** 03.65.Ud, 42.65.Lm

**Введение**

Квантовые измерения, в отличие от обычных классических измерений, обладают тем характерным свойством, что до момента измерения (априори) физическая величина не обладает каким-либо конкретным значением, если она не находится в собственном состоянии измеряемой величины (см., например, [1-3] и цитируемую там литературу). Именно это свойство, а не статистичность измерений, выделяет квантовую теорию в самостоятельный раздел современной физики. В противном случае она была бы просто подразделом статистической физики. И именно это свойство находится в полном соответствии с копенгагенской интерпретацией квантовой теории.

Согласно проекционному постулату фон Неймана [4] в момент измерения происходит редукция вектора состояния, то есть проецирование его на линейную оболочку собственных векторов, соответствующих измеренному диапазону значений измеряемой величины (см., например, [3,5] и цитируемую там литературу). Особый интерес обычно вызывает редукция квантового состояния у пары или более коррелированных частиц, находящихся в запутанном (entangled) состоянии, поскольку измерение, произведенное над одной частицей, ведет к мгновенному изменению квантового состояния другой (или остальных), улетевших от первой на произвольное, возможно, и значительное, расстояние. Проекционный постулат фон Неймана, строго говоря, не описывает такую редукцию. Его обобщение на перепутанные состояния предложил Ф. Я. Халили [6]. Но принципиальный вывод о мгновенной редукции остается в силе. Именно поэтому до сих пор не прекращаются попытки создания сверхсветовых линий связи, основанных на этом явлении (см., например, [7] и цитируемую там литературу). Нам же представляется, что детальное исследование этого явления позволяет выявить особенности нелокального характера квантовых процессов. Для одиночных фотонов этот факт квантовой нелокальности доказан экспериментально [8], смотри также [9,10]. Однако, в случае пары запутанных частиц возможны новые интересные эффекты.

Дело в том, что нарушение неравенств Белла [11,12], выведенных в предположениях «локального реализма», и зарегистрированных в экспериментах Аспе и других [13-16], строго говоря, может быть обусловлено одной из следующих трех причин: отсутствие существования скрытых параметров при возможной локальности ( $a$ ), отсутствие существования скрытых параметров

<sup>1</sup>E-mail: belinsky@inbox.ru

<sup>2</sup>E-mail: andrez@rambler.ru

<sup>3</sup>Работа поддержана грантом РФФИ №14-02-00458.

+ существование квантовой нелокальности ( $b$ ) и нелокальность в смысле нелокальной теории скрытых параметров ( $c$ ). И, рассуждая логически, сами по себе перечисленные выше эксперименты разрешить эту тройственную альтернативу, отдав предпочтение одной из них, не в состоянии (подробнее смотри в [17]). Дилемма представляется крайне интересной еще и потому, что она, фактически, еще раз поднимает вопрос о роли и степени «вероятности» в физическом мире. Если физические опыты однозначно покажут, что их объяснение возможно только с позиций отсутствия скрытых параметров, то это наглядно продемонстрирует нам то, что мир действительно «случаен», а значит, «электрон под воздействием электромагнитного излучения, действительно может самостоятельно выбирать не только момент, когда он перескочит с одной орбиты на другую, но и направление движения» [18]. Если же теория скрытых параметров все еще будет признаваться способной к существованию, онтологическая «случайность», как свойство реальности, по-прежнему будет оставаться под вопросом.

Дальнейшие исследования показали, что против нелокальной теории скрытых параметров существуют весьма веские аргументы [19,20], которые, впрочем, полностью исключить ее, как представляется, не могут, поскольку включают те или иные модельные допущения. Однако главными «претендентами» на описание реальности, которые могли бы объяснить нарушение неравенств Белла, остаются варианты ( $a$ ) и ( $b$ ). Частицы при этом должны действительно находиться в состоянии суперпозиции всех своих возможных состояний. Поэтому представляет интерес также анализ реальности существования квантовых объектов до момента их регистрации и статуса вектора квантового состояния системы: является ли он всего лишь элементом виртуальной реальности, пригодной только для проведения соответствующих расчетов, или все же он описывает реально существующие состояния квантовых объектов?

И хотя большинство исследователей отвергает возможность ( $a$ ), хотелось бы для очистки совести еще раз проанализировать ее право на существование.

### 1. Что происходит между рождением квантовой частицы и ее регистрацией?

Рассмотрим следующий эксперимент (см. рис. 1). Возьмем два антикоррелированных по поляризации фотона в запутанном состоянии:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |0\rangle_x^a |1\rangle_x^b |1\rangle_y^a |0\rangle_y^b + |1\rangle_x^a |0\rangle_x^b |0\rangle_y^a |1\rangle_y^b \right). \quad (1.1)$$

Здесь индексы « $a$ » и « $b$ » относятся, соответственно, к первому и второму фотону запутанной пары, а взаимно ортогональные поперечные направления  $x$  и  $y$  определяют ортогональные направления поляризации. Структура этого вектора состояния такова, что, хотя направление поляризации  $x$  и  $y$  каждого из фотонов пары « $a$ » или « $b$ » равновероятны, между собой они строго коррелированы, точнее антикоррелированы, поскольку их плоскости поляризации взаимно ортогональны.

Такие состояния обычно готовят с помощью параметрического рассеяния света при нелинейном взаимодействии второго типа (см., например, [21] и цитируемую там литературу).

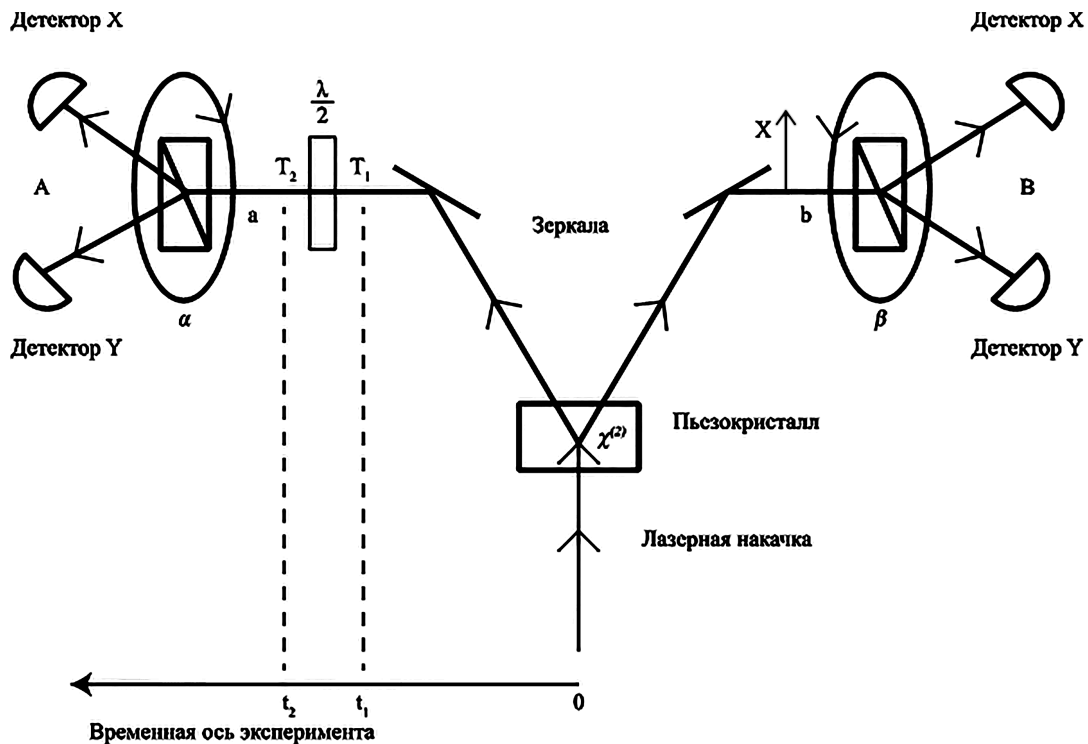
Установим в одном канале, скажем в « $a$ », фазовую полуволновую поляризационную пластину, которая ориентирована так, что плоскости поляризации ее обыкновенного и необыкновенного лучей составляет угол  $\pi/4$  с соответствующими плоскостями пьезокристалла. Пластина используется для того, чтобы повернуть плоскость поляризации на  $\pi/2$ . Изменение поляризации на плоских зеркалах мы не учитываем, поскольку в реальном эксперименте можно обойтись и без них. Итак, фазовая пластина изменит вектор состояния (1.1) следующим образом:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |1\rangle_x^a |1\rangle_x^b |0\rangle_y^a |0\rangle_y^b + |0\rangle_x^a |0\rangle_x^b |1\rangle_y^a |1\rangle_y^b \right). \quad (1.2)$$

После того, как фотон « $a$ » пройдет эту  $\lambda/2$  пластину, произведем измерение в канале « $b$ ». Пусть, например, фотон « $b$ » после призмы Волластона оказался в канале с « $y$ » поляризацией. Тогда, после измерения, вектор (1.2) редуцирует до

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left( |1\rangle_y^a + |1\rangle_y^b \right) \quad (1.3)$$

или просто до  $|1\rangle_y^a$ , и фотон « $a$ » окажется в канале с поляризацией « $y$ » после поляризационной призмы.



**Рис. 1.** Схема исследования коррелированных пар фотонов. В нелинейном кристалле с квадратичной нелинейностью (обычно пьезокристалле) под действием лазерной накачки генерируются пары фотонов в запутанном состоянии. Сигнальный «*a*» и холостой «*b*» фотоны имеют взаимно ортогональные плоскости поляризации. Они направляются, соответственно, к наблюдателям А и В, у каждого из которых есть призма Волластона, разделяющая взаимно ортогональные поляризации, и два детектора: «*x*» и «*y*». Угловая ориентация призм у наблюдателей одинакова и определяется, соответственно, углами поворота  $\alpha = \beta$  вокруг направления распространения фотонов. В канале А установлена фазовая полуволновая поляризационная пластина. Плоскости поляризации ее обыкновенного и необыкновенного лучей ориентированы под углом  $\pi/4$  по отношению к соответствующим плоскостям пьезокристалла, то есть она поворачивает плоскость поляризации фотона на угол  $\pi/2$ . Внизу нарисована временная ось эксперимента. На ней показаны моменты регистрации (измерения) поляризации фотона «*b*» –  $t_1$  и  $t_2$ , который всегда измеряется раньше «*a*». На траектории фотона «*a*» также отмечены условные точки, в которых он будет находиться в момент этих измерений –  $T_1$  и  $T_2$ . Важным является то, что измерения «*b*» должны быть выполнены так, чтобы в первом случае «*a*» находился до пластины  $\lambda/2$ , а во втором – после нее.

Если же, напротив, фотон «*b*» в результате измерения окажется в канале с «*x*» поляризацией, то все будет наоборот.

Нет никаких сомнений, что реальный эксперимент подтвердит эти простые рассуждения.

Если измеряемой величины квантовой наблюдаемой априори не существует, то оба фотона до измерения не имеют вообще никакой поляризации. На такой фотон пластина  $\lambda/2$  никак повлиять не может, следовательно, после измерения состояния поляризации фотона «*b*», фотон «*a*» должен приобрести взаимно ортогональную поляризацию, то есть результат эксперимента окажется полностью противоположным.

Более того, изменяя момент времени регистрации фотона «*b*», мы могли бы управлять поведением фотона «*a*». Действительно, увеличивая или уменьшая расстояние от нелинейного кристалла до призмы Волластона в канале «*b*», мы можем управлять моментом времени редукции вектора состояния  $|\psi\rangle$ : если это произойдет до прибытия фотона «*a*» на полуволновую поляризационную пластину, то у обоих фотонов будут зарегистрированы одинаковые состояния поляризации, а если после, то, согласно приведенным рассуждениям, они были бы противоположны. Но, как было показано выше, этого, конечно не произойдет. Что же это означает?

А означает это то, что, либо измеряемые величины до измерения все же обладают определенными значениями, что противоречило бы копенгагенской интерпретации, но является возможным, поскольку не противоречит результатам Аспе и других в смысле нелокальной теории

скрытых параметров. Либо следует заключить, что, хотя измеренные величины не имеют определенных значений *априори*, но жесткая корреляция между ними, все же, есть, то есть мы наблюдаем как бы нелокальную корреляцию всех возможных состояний суперпозиции частиц.

Обе альтернативы удивительны и, при сочетании с экспериментами по проверке неравенств Белла, не оставляют места для простых локальных моделей. В первом случае пришлось бы говорить о нелокальной теории скрытых параметров, поскольку только так удалось бы объяснить нарушение неравенств Белла, зафиксированное в экспериментах [13-16] и других. А во втором – о нелокальной корреляции физических величин, не обладающих какими-либо конкретными значениями в привычном для нас «классическом» смысле этого слова, то есть находящихся в состоянии суперпозиции всех своих возможных состояний. На этом основании можно надежно отвергнуть вариант (а) – отсутствия скрытых параметров без нелокальности, поскольку если нет скрытых параметров, то откуда берется сверхклассическая корреляция результатов измерений обеих частиц? Таким образом, нелокальность обязательно присутствует в обеих (b и c) альтернативах. При этом важно понимать, что речь идет о принципиально разных видах нелокальности: в первом – о «нелокальном реализме», а во втором – о квантовой нелокальности в смысле не просто мгновенной редукции вектора состояния, а редукции его определенным образом, с учетом взаимной корреляции запутанных (entangled) частиц.

Рассмотрим обе эти альтернативы более подробно.

## 2. «Нелокальный реализм»

«Нелокальным реализмом» мы называем состояние реальности, при которой результаты квантовых процессов предопределяются некоей совокупностью скрытых параметров, и допускается возможность нелокальных взаимодействий.

Ясно, что нелокальная связь двух наблюдателей *A* и *B* (рис. 1) может иметь двоякий характер. Во-первых, это может быть коррелированность измерительных устройств этих наблюдателей, а, во-вторых, коррелированность результатов самих измерений (см. также [19]). Каков физический смысл этого различия?

Хорошо известно, что корреляционная функция измерения двух коррелированных по поляризации фотонов с квантовым состоянием (1.2) в схеме, аналогичной (рис. 1), но без фазовой пластины и с произвольной ориентацией призм, имеет вид (см., например, [17,19] и цитируемую там литературу):

$$\langle AB \rangle = \cos 2\phi, \quad (2.1)$$

где  $\phi = \alpha - \beta$  – угол между скрещенными поляризационными призмами. Это результат строгого квантового расчета, многократно подтвержденный экспериментально. Никакая локальная классическая модель не в состоянии симулировать эту зависимость (подробнее см. [17]). Именно этот факт является причиной нарушения неравенств Белла квантовой теорией. Возникает вопрос – может ли к данной формуле привести не квантовая, а классическая, пусть нелокальная, теория? Или, иными словами, можно ли как-то по-другому, классическим образом сконструировать реальность, чтобы она также стала описываться формулой (2.1)? Ответ очевиден: эта реальность должна быть «прямым прочтением» формулы (2.1), то есть предположением о том, что результат измерения зависит от угла  $\phi$  в соответствии с (2.1). В этом случае мы точно инсценируем (2.1), и нарушение неравенства Белла станет полностью соответствовать картине, реализующейся в эксперименте. Однако, какой вид нелокальности будет присутствовать в сконструированной нами реальности? Ясно, что первый, когда результат измерений зависит от взаимной нелокальной связи регистрирующих устройств, но не от самих результатов измерений. Именно такой вид нелокальности рассмотрен Леггеттом [19] при выводе его критерия адекватности предсказаний нелокальной теории скрытых параметров, а впоследствии экспериментально исследован группой Цайленгера [20]. Совершенно очевидно, как его можно отвергнуть, даже не прибегая к поиску возможностей формального нарушения неравенства Леггетта [19]. Такой вид нелокальности «настроен» на вполне определенный вид поляризационной корреляции (1.2) пары запутанных частиц, направляемых к двум наблюдателям. Достаточно его изменить, и квантовый закон (2.1) перестанет выполняться в рассматриваемой системе нелокальной связи регистрирующих устройств.

Но как изменить корреляционную функцию поляризации запутанных частиц? Достаточно изменить поляризацию одной из них по отношению к другой, например, поставив на пути ее фазовую пластину, скажем,  $\lambda/4$ , как в эксперименте [20]. И тогда предсказания квантовой теории не будут соответствовать приспособленной под другой вид поляризации нелокальной связи.

Собственно говоря, именно это и было зарегистрировано в эксперименте [20]. Но может ли он полностью разоблачить все виды нелокальных теорий скрытых переменных? Ясно, что нет, ибо остается еще вариант нелокальной связи – зависимости результатов измерения одного наблюдателя от результатов другого. А это, пожалуй, и есть наиболее интересный вид нелокальной связи, который очень напоминает коллапс вектора состояния пары запутанных частиц при регистрации, по крайней мере, одной из них. Итак, вопрос о полном опровержении нелокальных теорий скрытых параметров остается еще открытым, а теория «нелокального реализма», все еще остается одним из возможных объяснений существования реальности.

### 3. Контрпример «нелокального реализма»

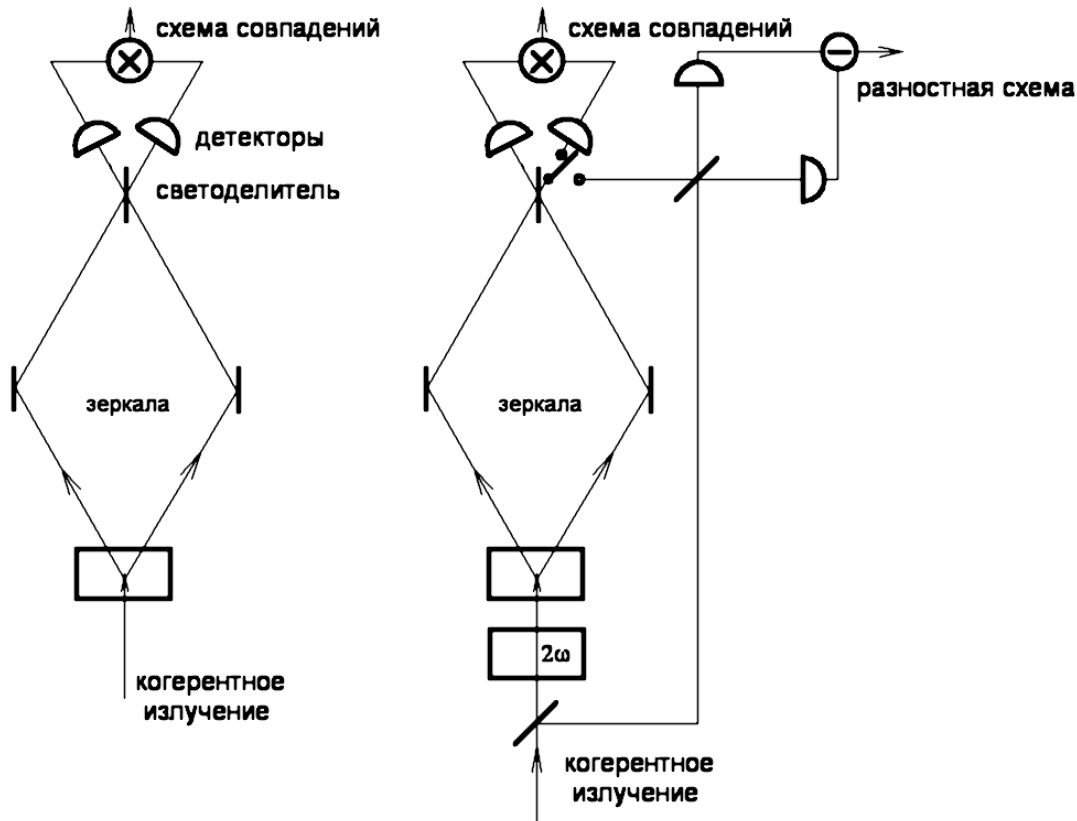
Эксперименты по проверке неравенств Белла, формализовавшего парадокс Эйнштейна-Подольского-Розена ([13-16] и другие), надежно опровергли локальную теорию скрытых параметров, то есть так называемый «локальный реализм» (см. также [2,22]). Гипотеза локальности в данном случае предполагает то, что два наблюдателя, регистрирующие пару коррелированных частиц – каждый свою – никак не связаны между собой и показания измерительных приборов одного абсолютно не влияют на показания другого (см., например, [17,23]). Несмотря на то, что справедливость этих допущений, в рамках экспериментов по тестированию теоремы Белла, проверить невозможно, в квантовой теории нелокальность стала уже экспериментальным фактом (правда, в смысле квантовой нелокальности одиночных фотонов [8], о чем говорилось выше). Но отказавшись от гипотезы локальности и приняв нелокальную концепцию скрытых параметров, можно легко объяснить нарушение неравенств Белла, что правда, заметим в скобках, исключит не только копенгагенскую интерпретацию, и, например, многомировую интерпретацию в терминах совместных историй, но и поставит под сомнение статус квантовой теории вообще, как самостоятельного раздела современной науки.

И если доказать справедливость нелокальной теории скрытых параметров, как представляется, весьма трудно, а то и практически невозможно, то для опровержения ее достаточно хотя бы одного контрпримера, выявляющего внутреннюю противоречивость этой концепции.

Хорошо известно, что в силу принципа неопределенностей Гейзенберга у фоковских состояний с определенным числом фотонов фаза (или ее косинус и синус) полностью неопределенна, то есть находится в суперпозиции всех возможных ее значений (см., например, [1,3] и цитируемую там литературу). Как этот непреложный факт трактует нелокальная теория скрытых параметров? Она утверждает, что фаза у фотона в состоянии, например,  $|1\rangle$ , все же есть, но она нелокальным образом «приспосабливается» к конкретной экспериментальной ситуации, как бы заранее «зная» всю последующую историю преобразования и измерения фотона. Так можно объяснить не только нарушение неравенств Белла, но и всевозможные интерференционные квантовые эффекты. И, несмотря на весьма экзотический характер этих построений, опровергнуть их формально весьма непросто. Попытаемся все же сделать это, проанализировав эффекты подавления корреляции фотоотсчетов [24] и приготовления сжатых состояний при параметрическом рассеянии света (см., например, [25]).

Эффект подавления корреляции фотоотсчетов – удивительный и до конца непонятный, в смысле его интерпретации, феномен, демонстрирующий специфику квантовой теории. Он состоит в следующем. Если на один из входов 50%-ого светоделителя подать одиночный фотон, то с вероятностью  $1/2$  он окажется на одном из выходов, проявляя тем самым, свои типично корпускулярные свойства. Но что если на каждый из входов светоделителя подать по одному фотону одновременно? Казалось бы, с вероятностями  $1/4$  должно появиться по два фотона на одном из выходов, либо с вероятностью  $1/2$  по одному из фотонов на каждом выходе. На самом деле все не так: вероятность второго события оказывается равной нулю, а фотоны на выходах появляются только парами. Как в этом убедиться? В эксперименте [24] сигналы с двух детекторов, установленных на выходах светоделителя и работающих в режиме одиночных фотоотсчетов, направлялись на схему совпадений (см. рис. 2, слева). С точностью до технических шумов, сигнал с последней оказывался нулевым.

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



**Рис. 2.** Схема наблюдения эффекта подавления взаимной корреляции фотонов (слева) и одновременной регистрации сжатого состояния (справа). Под действием лазерной накачки в нелинейном кристалле, обычно пьезокристалле, генерируется пара фотонов. Они направляются на светоделитель и детектируются. Схема совпадений регистрирует одновременное прибытие фотонов на оба фотодетектора (слева). Для 50%-ного светоделителя вероятность таких событий нулевая. Справа, с помощью схемы балансного гомоинного детектирования одновременно регистрируются флуктуации квадратурной компоненты поля. В эту схему излучение направляется переключателем режимов работы.

В представлении Шредингера надо ввести матрицу светоделителя:

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

где  $\rho$  и  $\tau$  – амплитудные коэффициенты отражения и пропускания светоделителя соответственно, в нашем случае равные  $1/\sqrt{2}$ .

Преобразование фоковских состояний  $|n_1\rangle, |n_2\rangle$  на входах описывается действием оператора светоделителя [26]:

$$\hat{B}|n_1, n_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{n_1 n_2}} \sum_{k_1, k_2}^{n_1, n_2} C_{k_1}^{n_1} C_{k_2}^{n_2} B_{11}^{k_1} B_{12}^{k_2} B_{21}^{n_1-k_1} B_{22}^{n_2-k_2} \times \sqrt{(k_1 + k_2)! (n_1 + n_2 - k_1 - k_2)!} |k_1 + k_2, n_1 + n_2 - k_1 - k_2\rangle. \quad (3.1)$$

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

Как интерпретировать этот результат? Согласно [26], его можно расценивать как проявление корпускулярно-волнового дуализма. Действительно, с одной стороны, фотоны ведут себя как частицы, демонстрируя одиночные и двойные фотоотсчеты, а с другой – как бы интерферируют на светоделителе как волны с определенной разностью фаз. С какой? Очевидно, 0 или  $\pi$ , чтобы на выходах светоделителя всегда оказывалось по 2 или 0 фотонов. Итак, фактически предполагается наличие определенной разности фаз у смешиваемых на светоделителе фотонов. В противном

случае, не было бы эффекта подавления корреляции фотоотсчетов. А наличие этой разности фаз как раз и является тем скрытым параметром, который полностью предопределяет исход эксперимента, то есть мы имеем дело с теорией скрытых параметров в явном виде. Но давайте теперь посмотрим, к каким следствиям приводит эта интерпретация.

Как получить состояние  $|1, 1\rangle$  на входе светоделителя? Очень просто: в результате параметрического рассеяния [27]. Именно так и поступили экспериментаторы [24]. Но что происходит при смешении на светоделителе сигнального и холостого пучков параметрического процесса? Приготовление сжатых состояний света, характеризуемых подавлением квантовых флуктуаций одной их квадратурных компонент поля в ущерб другой (см., например, [25] и цитируемую там литературу). А совместимо ли такое приготовление с предположением о том, что между сигнальным и холостым пучками всегда должна быть разность фаз 0 или  $\pi$ , что следует из упомянутой выше интерпретации результата эксперимента [24]?

Введем операторы уничтожения фотонов сигнального и холостого пучков:  $\hat{a}$  и  $\hat{b}$ . Они описываются преобразованием Боголюбова операторов затравочных вакуумных мод  $\hat{a}_0$  и  $\hat{b}_0$ :

$$\hat{a} = \mu\hat{a}_0 + \nu\hat{b}_0^\dagger, \quad \hat{b} = \mu\hat{b}_0 + \nu\hat{a}_0^\dagger. \quad (3.2)$$

В одном из каналов введем фазовую задержку  $\theta$ . Ясно, что на эффект подавления взаимной корреляции [24] она никак не повлияет. Это легко следует и из вышеприведенного рассмотрения в представлении Гейзенберга. Но как фазовая задержка отразится на приготовлении сжатых состояний? Оператор уничтожения фотона моды одного из выходов светоделителя, по-прежнему, обозначим  $\hat{c} = (\hat{a} + \hat{b} e^{i\theta})/\sqrt{2}$ . Соответственно, квадратурная компонента равна  $\hat{X} = (\hat{c} + \hat{c}^\dagger)/2$ . Найдем ее дисперсию:

$${}_a\langle 0|{}_b\langle 0|\hat{X}^2|0\rangle_b|0\rangle_a = \left(2 + \mu\nu e^{i\theta} + \mu^* \nu^* e^{-i\theta}\right) / 8 = (1 + \mu\nu \cos\theta) / 4 \quad (3.3)$$

при действительных  $\mu$  и  $\nu$ . Здесь использовано  $|\mu|^2 + |\nu|^2 = 1$ , следующее из коммутационных соотношений  $[\hat{a}, \hat{a}^\dagger] = [\hat{b}, \hat{b}^\dagger] = 1$ .

Итак, мы получили, что эффект сжатия существенно зависит от фазы  $\theta$ . Это и понятно, ведь на одном выходе светоделителя свет находится в сжатом состоянии, а на другом – наоборот, с увеличенной дисперсией квадратуры, что соответствует изменению фазы на  $\pi$ . Но совместимо ли это с предположением, что разность фаз сигнального и холостого пучков с вероятностью 1/2 осциллирует, принимая значения 0 или  $\pi$ ? Очевидно, нет, поскольку в этом случае при усреднении эффект сжатия полностью бы исчез. А он зафиксирован экспериментально (см. например, [28]). Итак, основная посылка нелокальной теории скрытых параметров о наличии определенной фазы фотона приводит к логическому противоречию, свидетельствующему о ее неадекватности.

Правда можно возразить, что в эксперименте подавления взаимной корреляции фотоотсчетов разность фаз фотонов одна, а при регистрации сжатых состояний – другая, несмотря на то, что исходное состояние на входах одно и то же. Хотя это уже граничит с полным абсурдом, попытаемся опровергнуть это возражение формально.

Введем в схеме эксперимента переключатель режимов (на рис. 2, справа), который изменяет прямое детектирование правого детектора на балансное гомодинирование. Последнее регистрирует флуктуации квадратурной компоненты поля (см., например, [25] и цитируемую там литературу), и если их уровень ниже уровня вакуумного состояния, то можно констатировать приготовление сжатого состояния. В первой фазе эксперимента, наряду с фиксацией эффекта подавления взаимной корреляции фотонов, регистрируем скорость фотоотсчетов каждого из фотодетекторов. Затем переключаем схему во второй режим, когда наблюдается сжатое состояние. Если при этом разность фаз между фотонами изменилась со скачков 0 или  $\pi$  на постоянную разность фаз, что абсолютно необходимо для приготовления сжатого состояния, то должна измениться и скорость фотоотсчетов в левом детекторе, поскольку при фиксированной фазе 0 или  $\pi$  фотоотсчетов либо не будет вообще, либо их станет вдвое больше. Вряд ли такое произойдет. Совершенно понятно, что скорость фотоотсчетов не изменится, поскольку, изменяя условия регистрации излучения, выходящего из одного выхода светоделителя, мы не можем повлиять на результаты регистрации в другом, так как это следует явным образом из принципа причинности. Итак, нелокальная теория скрытых параметров никак не может объяснить этот результат, что и делает ее абсолютно несостоятельной. Но если все же она верна, то скорость фотоотсчетов изменится, хотя это представляется крайне маловероятным.

Как же тогда интерпретировать результаты эксперимента [24], если ни определенной фазы одиночных фотонов, ни их разности фаз не существует? По-видимому, дело в том, что, согласно фейнмановской интерпретации квантовой теории [29], интерферируют не фотоны, а их альтернативные траектории. Действительно, как формируется состояние  $|1, 1\rangle$  на выходе светоделиителя? Двумя способами: либо оба фотона проходят светоделиитель, либо оба отражаются. Но в последнем случае за счет того, что один из фотонов отражается от более плотной среды, он приобретает фазовый набег  $\pi$ . Оператор фазового набегу  $\hat{U}_\theta = e^{-i\theta\hat{n}}$  переводит состояние  $|1, 1\rangle$  в состояние  $-|1, 1\rangle$ . Таким образом, обе возможные альтернативные траектории деструктивным образом интерферируют, подавляя взаимные корреляции. Этот простой и наглядный подход позволяет решать и более сложные задачи, связанные с преобразованием фоковских состояний светоделиителем, не пользуясь сложной и громоздкой формулой (3.1).

## Заключение

Подведем итоги. Сами по себе эксперименты по проверке неравенств Белла ([13-16] и другие) не могут доказать наличия квантовой нелокальности и корреляции априорно несуществующих измеряемых величин. Отвергнув вариант реальности под названием «локальный реализм», они, фактически, оставили нам следующие альтернативы: либо локальность при отсутствии скрытых параметров, либо квантовая нелокальность при отсутствии скрытых параметров, либо нелокальность в присутствии скрытых параметров. Предложенный нами эксперимент, схема которого представлена на рисунке 1, позволяет надежно отвергнуть первую из них.

Несмотря на то, что теория «нелокального реализма» все еще остается одним из возможных объяснений существования реальности, приведенные нами соображения (см. эксперимент, представленный на рисунке 2 наряду с [19,20]), свидетельствуют о том, что нелокальная теория скрытых параметров выглядит крайне противоречиво и, практически, опровергает саму себя. Поэтому единственным приемлемым вариантом существования элементарных частиц остается квантовая нелокальность при отсутствии скрытых параметров.

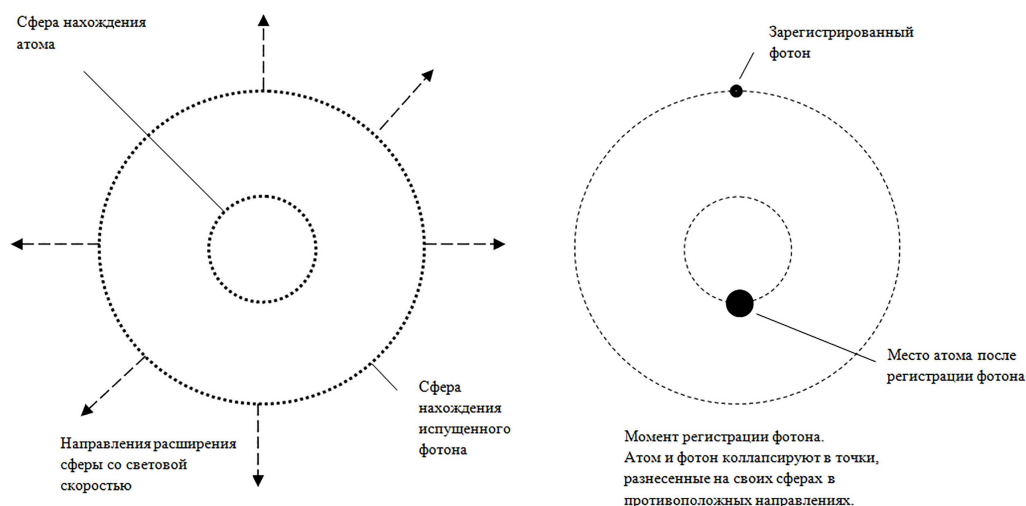
Правда при этом остается невыясненным еще один вопрос: действительно ли до измерения (априори) не существует измеряемых величин (а при более общем подходе и физической реальности как таковой), или же не существует конкретных значений измеряемых величин, а они существуют в виде суперпозиции всех возможных значений, определяемых вектором квантового состояния системы? Предлагаемый нами эксперимент (рис. 1), как представляется, может ответить и на этот вопрос. Действительно, если бы измеряемой величины априори не существовало вообще, то полуволновая фазовая пластина никак не могла бы повлиять на результат измерения. Если же это все-таки происходит, то несомненно, что пластина «поворачивает» обе составляющие квантовой суперпозиции, то есть изменяет вектор состояния системы от (1.1) к (1.2), а этого не могло бы произойти, если бы этой суперпозиции реально не существовало бы. Итак, мы приходим к выводу, что вектор квантового состояния системы не является некой виртуальной реальностью, способной лишь быть частью расчетной модели, а представляет собой элемент физической реальности, а это, в свою очередь, свидетельствует и о том, что квантовые объекты имеют статус физической реальности и до момента их регистрации. В этом смысле можно говорить о том, что квантовые объекты существуют в парадигме «квантового реализма» в отличие от классического «локального» или даже «нелокального реализма».

Какую же интерпретацию можно предложить для осмысления описанных здесь явлений? Ясно, что копенгагенской здесь недостаточно, поскольку она ничего не объясняет, а по сути лишь ставит новые вопросы, на которые сама же отвечать запрещает. Тогда что же?

Рассмотрим еще один пример. Пусть покоящийся в вакууме одиночный атом в возбужденном состоянии испускает фотон (см. рис. 3). Должен ли атом при этом испытать отдачу в силу закона сохранения импульса? Конечно, должен. Но в какую сторону? Пока фотон не зарегистрирован – неизвестно. Итак, фотон может находиться на поверхности сферы, расширяющейся со световой скоростью. Тогда и атом будет на поверхности сферы меньшего радиуса, но тоже расширяющейся, конечно, с меньшей скоростью, причем на *всей* этой поверхности, иначе мы вновь приходим к теориям скрытых параметров. В момент регистрации фотона обе эти сферы мгновенно коллапсируют практически в точки, разнесенные в противоположных направлениях.

И если для фотона такое «схлопывание» можно хоть как-то объяснить якобы его полевой структурой, то для атома это выглядит весьма экзотично. Ведь фотон до момента регистрации может распространяться сколь угодно долго. Не будет же и атом «распухать» вместе с ним. Не логичней ли объяснить это явление как внепространственно-временное существование микро-





**Рис. 3.** Процесс испускания фотона одиночным атомом, находящимся в вакууме, в возбужденном состоянии. До момента регистрации фотон находится на поверхности сферы, расширяющейся со световой скоростью. Исходя из закона сохранения импульса, атом также должен находиться на поверхности сферы меньшего радиуса, расширяющейся с меньшей скоростью. На правой части рисунка показан момент регистрации, когда сферы должны мгновенно сколлапсировать в точки, разнесенные в противоположных направлениях.

объектов? Парадоксальность квантовых эффектов при этом получает вполне рациональное объяснение в рамках реляционной парадигмы [30].

Авторы благодарны Д.А. Балакину за полезные замечания и предложения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Belinsky A.V., Klyshko D.N. Interference of light of the third and fourth orders and the notion of a photone // *Laser Physics*. 1996. Vol. 6. P. 1082–1091.
2. Белинский А.В. Квантовая нелокальность и отсутствие априорных значений измеряемых величин в экспериментах с фотонами // *Успехи физических наук*. 2003. Т. 173. № 8. С. 905–909.
3. Белинский А.В. Квантовые измерения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2008. 182 с.
4. Neumann J. *The Mathematical foundations of quantum mechanics*. Princeton: Princeton University Press, 1955. 455 p.
5. Menskii M.B. Decoherence and the theory of continuous quantum measurements // *Physics Uspekhi*. 1998. Vol. 41. P. 923–940.
6. Braginsky V.B., Khalili F.Ya. *Quantum Measurement*. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. 200 p.
7. Малинецкий Г.Г., Ахромеева Т.С. Новые проблемы теории измерений // *Состояние и проблемы измерений: материалы 13 Всероссийской конференции*. МГТУ им. Н.Э.Баумана. Москва, 2015. С. 9–13.
8. Fuwa M., Takeda S., Zwierz M., Wiseman H. M., Furusawa A. Experimental proof of nonlocal wavefunction collapse for a single particle using homodyne measurements // *Nature Communications*. 2015. № 6. Article number 6665.
9. Vaidman L. Past of a quantum particle // *Phys. Rev. A*. 2013. Vol. 87. 052104.
10. Danan A., Farfurnik D., Bar-Ad S., Vaidman L. Asking Photons Where They Have Been // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Vol. 111. 240402.
11. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox // *Physics*. 1964. Vol. 1. № 3. P. 198–200.
12. Clauser J.F., Horne M.A., Shimony A., Holt R.A. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories // *Phys. Rev. Lett.* 1969. Vol. 23. P. 880–884.
13. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Tests of Realistic Local Theories via placeCityBell's Theorem // *Phys. Rev. Lett.* 1981. Vol. 47. P. 460–463.

14. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of placeCityBell's Inequalities // *Phys. Rev. Lett.* 1982. Vol. 49. P. 91–94.
15. Aspect A., Dalibar J., Roger G. Experimental Test of placeCityBell's Inequalities Using Time – Varying Analyzers // *Phys. Rev. Lett.* 1982. Vol. 49. P. 1804–1807.
16. Hensen B., Bernien H., Dreau A.E. Experimental loophole-free violation of a Bell inequality using entangled electron spins separated by 1.3 km // *Nature.* 2015. Vol. 526. P. 682–686.
17. Белинский А.В., Клышко Д.Н. Интерференция света и теорема Белла // *Успехи физических наук.* 1993. Т. 163. № 8. С. 1–45.
18. Bohr N. The Emergence of Quantum Mechanics. Collected works. Vol. 5. Amsterdam-New York-Oxford-Tokyo: North-Holland Physics Publishing, 1984. 528 p.
19. Leggett A.J. Nonlocal Hidden-Variable Theories and Quantum Mechanics: An Incompatibility Theorem // *Found. of Phys.* 2003. Vol. 33. P. 1469–1493.
20. Groblacher S., Paterek T., Kaltenbaek R. An experimental test of non-local realism // *Nature.* 2007. Vol. 446. P. 871–875.
21. Белинский А.В. Расчет скорости совпадения одиночных фотоотсчетов при регистрации излучения невырожденного параметрического рассеяния // *Вестник Московского университета.* 1999. № 3. С. 34–38.
22. Белинский А.В. Теорема Белла с учетом потерь // *Оптика и спектроскопия.* 2004. Т. 96. № 5. С. 732–734.
23. Евдокимов Н В, Клышко Д Н, Комолов В П, Ярочкин В А. Неравенства Белла и корреляции ЭПР-Бома: действующая классическая радиочастотная модель // *УФН.* 1996. № 166. С. 91–107.
24. Hong S.K., Ou Z.Y., Mandel L. Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference // *Phys. Rev. Lett.* 1987. Vol. 59. P. 2044–2046.
25. Ахманов С.А., Ахмедиев Н.Н., Белинский А.В. и др. Новые физические принципы оптической обработки информации. М.: Наука, 1990. 400 с.
26. Leonhardt U. Measuring the Quantum State of Light. Cambridge: Cambridge University Press, 1997. 194 p.
27. Klyshko D.N. Photons and nonlinear optics. New York-London-Paris-Montreux-Tokyo-Melbourne: Gordon and Breach Science Publishers, 1988. 438 p.
28. Slusher R.E., Hollberg L.W., Yurke B., Mertz J.C., Valley J.F. Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity // *Phys. Rev. Lett.* 1985. Vol. 55. P. 2409–2412.
29. Feynman R.P., Hibbs A.R. Quantum mechanics and path integration. New York: McGraw–Hill, 1965. 377 p.
30. Белинский А.В., Владимиров Ю.С. Реляционно-статистическая природа закономерностей квантовой теории // *Пространство, время и фундаментальные взаимодействия.* 2016. № 1. С. 32–42.

Поступила в редакцию 01.02.2016

Белинский Александр Витальевич, д. ф.-м. н., ведущий научный сотрудник кафедры математического моделирования и информатики и профессор кафедры физики Земли, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.  
E-mail: belinsky@inbox.ru

Жуковский Андрей Кузьмич, физик, кафедра математического моделирования и информатики, кафедра физики Земли, Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2.  
E-mail: andrez@rambler.ru

**A. V. Belinsky, A. K. Zhukovskiy**  
**“Quantum nonlocality” or “nonlocal realism”?**

*Keywords:* quantum particles, relational paradigm, entanglement, nonlocality, Copenhagen interpretation, hidden parameters, quantum state vector, physical reality.

PACS: 03.65.Ud, 42.65.Lm

In this article, a variant of an experiment involving a correlated pair of particles in the entangled state is proposed. This experiment demonstrates the entangled photon polarization change effect, showing reality of all the various superposition states and of the respective quantum system state vector. Analysis of possible consequences of this fact is also provided. Instead of the local realism concept, which has been disproved by experiments aimed at checking validity of Bell-type inequalities, in this article a “quantum realism paradigm”, which stays within the limits of the relational paradigm, is suggested. The Leggett inequality violations experimental testing results are analyzed in conjunction with various sorts of nonlocal hidden parameters theories verification, and a new method for such verification, which is based on investigating the photons cross-correlation suppression effects, obtainable using a beam splitter, with squeezed state preparation, is proposed. Inherent inconsistency of the quantum mechanics interpretation, based on the nonlocal hidden parameters theory, has been proved.

#### REFERENCES

1. Belinsky A.V., Klyshko D.N. Interference of light of the third and fourth orders and the notion of a photone, *Laser Physics*, 1996, vol. 6, pp. 1082–1091.
2. Belinskii A.V. Quantum nonlocality and the absence of a priori values for measurable quantities in experiments with photons, *Physics Uspekhi*, 2003, vol. 46, pp. 877–881.
3. Belinsky A.V. *Kvantovye izmereniya* (Quantum measurement), Moscow: BINOM. Laboratoriya znaniy, 2008, 182 p.
4. Neumann J. *The Mathematical Foundations of Quantum Mechanics*, Princeton: Princeton University Press, 1955, 455 p.
5. Menskii M.B. Decoherence and the theory of continuous quantum measurements, *Physics Uspekhi*, 1998, vol. 41, pp. 923–940.
6. Braginsky V.B., Khalili F.Ya. *Quantum Measurement*, Cambridge: Cambridge University Press, 1992, 200 p.
7. Malinetskij G.G., Akhromeeva T.S. New problems of measurement theory, *Condition and measurement problems: abstracts of 13 All-Russian Conference*, Bauman Moscow state technical university, Moscow, 2015, pp. 9–13.
8. Fuwa M., Takeda S., Zwierz M., Wiseman H. M., Furusawa A. Experimental proof of nonlocal wavefunction collapse for a single particle using homodyne measurements, *Nature Communications*, 2015, no. 6, article number 6665.
9. Vaidman L. Past of a quantum particle, *Phys. Rev. A.*, 2013, vol. 87, 052104
10. Danan A., Farfurnik D., Bar-Ad S., Vaidman L. Asking Photons Where They Have Been, *Phys. Rev. Lett.*, 2013, vol. 111, 240402.
11. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox, *Physics*, 1964, vol. 1, no. 3, pp. 198–200.
12. Clauser J.F., Horne M.A., Shimony A., Holt R.A. Proposed Experiment to Test Local Hidden-Variable Theories, *Phys. Rev. Lett.*, 1969, vol. 23, pp. 880–884.
13. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Tests of Realistic Local Theories via Bell’s Theorem, *Phys. Rev. Lett.*, 1981, vol. 47, pp. 460–463.
14. Aspect A., Grangier P., Roger G. Experimental Realization of Einstein-Podolsky-Rosen-Bohm Gedankenexperiment: A New Violation of Bell’s Inequalities, *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 49, pp. 91–94.
15. Aspect A., Dalibar J., Roger G. Experimental Test of Bell’s Inequalities Using Time – Varying Analyzers, *Phys. Rev. Lett.*, 1982, vol. 49, pp. 1804–1807.
16. Hensen B., Bernien H., Dreau A.E. Experimental loophole-free violation of a Bell inequality using entangled electron spins separated by 1.3 km, *Nature*, 2015, vol. 526, pp. 682–686.
17. Belinskii A.V., Klyshko D.N. The interference of light and the Bell’s theorem, *Physics Uspekhi*, 1993, no. 36, pp. 653–693.
18. Bohr N. *The Emergence of Quantum Mechanics. Collected works. Vol. 5*, Amsterdam-New York-Oxford-Tokyo: North-Holland Physics Publishing, 1984, 528 p.
19. Leggett A.J. Nonlocal Hidden-Variable Theories and Quantum Mechanics: An Incompatibility Theorem, *Found. of Phys.*, 2003, vol. 33, pp. 1469–1493.
20. Groblacher S., Paterek T., Kaltenbaek R. An experimental test of non-local realism, *Nature*, 2007, vol. 446, pp. 871–875.

21. Belinsky A.V. Calculation of the speed of single photon counts coincidence when registering non-degenerate parametric down-conversion of radiation, *Moscow University Physics bulletin*, 1999, no. 3, pp. 34–37.
22. Belinsky A.V. Bell's theorem with the inclusion of losses, *Optics and Spectroscopy*, 2004, vol. 96, no. 5, pp. 665–667.
23. Evdokimov N.V., Klyshko D.N., Komolov V.P., Yarochkin V.A. Bell's inequalities and EPR-Bohm correlations: working classical radiofrequency model, *Physics Uspekhi*, 1996, vol. 39, pp. 83–98.
24. Hong C.K., Ou Z.Y., Mandel L. Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference, *Phys. Rev. Lett.*, 1987, vol. 59, pp. 2044–2046.
25. Akhmanov S.A., Akhmediev H.H., Belinsky A.V. et. al. *Novye fizicheskie printsipy opticheskoy obrabotki informatsii* (New physical principles of optical information processing), Moscow: Nauka, 1990, 400 p.
26. Leonhardt U. *Measuring the Quantum State of Light*, Cambridge: Cambridge university press, 1997, 194 p.
27. Klyshko D.N. *Photons and nonlinear optics*, New York-London-Paris-Montreux-Tokyo-Melbourne: Gordon and Breach Science Publishers, 1988, 438 p.
28. Slusher R.E., Hollberg L.W., Yurke B., Mertz J.C., Valley J.F. Observation of Squeezed States Generated by Four-Wave Mixing in an Optical Cavity, *Phys. Rev. Lett.*, 1985, vol. 55, pp. 2409–2412.
29. Feynman R.P., Hibbs A.R. *Quantum mechanics and path integration*, New York: McGraw–Hill, 1965, 377 p.
30. Belinsky A.V., Vladimirov Yu.S. Relational-statistical nature of quantum theory laws, *Prostranstvo, vremya i fundamental'nye vzaimodejstviya*, 2016, no. 1, pp. 32–42.

Received 01.02.2016

Alexandr Vitalievich Belinsky, Doctor of Sciences in Physics and Mathematics, The Leading Researcher of the Department of Mathematical Modeling and Informatics, Professor of the Department of Physics of the Earth, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 1/build.2, Moscow, 119991, Russia.

E-mail: belinsky@inbox.ru

Andrey Kuzmich Zhukovskiy, Physicist, Department of Mathematical Modeling and Informatics, Department of Physics of the Earth Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Leninskie gory, 1/build.2, Moscow, 119991, Russia.

E-mail: andrez@rambler.ru