Экспериментальная проверка соотношения дополнительности между свойствами волны и частицы у единичных фотонов

В. Жак, Е. Ву, Ф. Грошан, Ф. Трессар, Ф. Гранжье, А. Аспек и Ж.-Ф. Рош (Франция)

Перевод М.Х.Шульмана

---

arXiv:0801.0979v1 [quant-ph] 7 Jan 2008

Delayed-choice test of complementarity with single photons

Vincent Jacques[1], E Wu[1,2], Frederic Grosshans[1], Francois Treussart[1], Philippe Grangier[3], Alain Aspect[3] and Jean-Francois Roch[1]

[1]*Laboratoire de Photonique Quantique et Mol?eculaire, Ecole Normale Sup?erieure de Cachan, UMR CNRS 8537, Cachan, France*
[2]*State Key Laboratory of Precision Spectroscopy, East China Normal University, Shanghai, China*
[3]*Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, UMR CNRS 8501, Palaiseeau, France*

(Dated: January 8, 2008)

Мы описываем опыт по проверке соотношения дополнительности между свойствами волны и частицы у единичных фотонов, в котором синхронизированные импульсы с единичными фотонами эмитируются отдельным источником – N-V цветным центром (nitrogen-vacancy color center) на алмазном нанокристалле. Единичные фотоны направляются в интерферометр Маха-Цандера, имеющий выходной светоделитель с управляемым коэффициентом отражения R. При этом выбор режима светоделителя (открыт или закрыт) осуществляется случайным образом и на пространственно-подобном удалении (в релятивистских терминах) от точки входа фотона в интерферометр, как и требуется при реализации эксперимента Уилера с отложенным выбором. Каждый набор значений R позволяет нам наблюдать интерференцию с определенной *видностью* (*visibility*) V и получить неполную информацию о том, какой путь выбран фотоном, с *различимостью* (*distinguishability*) D. Установлено, что измеренные значения V и D подчиняются условию $V^2 + D^2 \leq 1$.

PACS numbers: Valid PACS appear here

Как подчеркивал Бор [1], принцип дополнительности составляет сердцевину квантовой механики. Знаменитый пример: иллюстрация дуализма волна-частица при рассмотрении одиночных частиц в интерферометре с двумя плечами [2], где производится выбор – наблюдать ли интерференционную картину, связанную с волновым поведением, или выяснять, каким путем прошел фотон в интерферометре, что отвечает представлениям о частице [3]. Хотя интерференция наблюдалась на уровне отдельной частицы для электронов [4],

нейтронов [5], атомов [6, 7] и молекул [8], лишь небольшое число экспериментов с массивными частицами было явно посвящено проверке подавления информации о выборе пути (which-path information – WPI) интерференционной картиной [9, 10, 11, 12, 13], и наоборот.

В случае фотонов было установлено, что строгие эксперименты по изучению интерференции при наличии двух путей требуют использования источника одиночных фотонов [14], с помощью которого может быть получена полная и однозначная WPI, дополнительная к наблюдаемой интерференции [14, 15, 16]. Чтобы исключить слишком наивное представление о дополнительности, предполагающее, что частица может “знать” о выборе экспериментальной конфигурации уже в момент попадания в прибор (запись интерференционной картины или определение WPI) и затем соответственно скорректировать свое поведение [17], Уилер предложил схему “с отложенным выбором”, когда выбор между двумя взаимно дополнительными измерениями делается существенно позже момента попадания частицы в интерферометр [18]. Реализации этого мысленного эксперимента [19, 20, 21, 22] подтвердили, что выбранные наблюдаемые могут быть определены с идеальной точностью даже в том случае, когда выбор с помощью квантового генератора случайных чисел делается на пространственно-подобном удалении от точки входа частицы в интерферометр [22].

В 1978 г. Вутерс и Зурек [23] рассмотрели промежуточную ситуацию, в которой взаимодействие с интерферометром как с квантовым устройством позволяет нам добиться неидеального – но значимого – знания WPI без разрушения интерференционной картины, которая продолжает оставаться наблюдаемой с хорошей – хотя и пониженной – видностью (visibility). В 1988 г. Greenberger и Yasin заметили, что при несбалансированном интерферометре, который использовался в некоторых экспериментах по нейтронной интерферометрии, возникала частичная WPI при сохранении ограниченной видности интерференционной картины [24]. Взаимно дополнительные величины (WPI и видность интерференции) могут быть, следовательно, частично определены одновременно.

Углубленный теоретический анализ обеих схем, который независимо опубликовали Jaeger и др. [25] и Englert [26], приводит к неравенству [27]

$$V^2 + D^2 \leq 1 \qquad (1)$$

которое ограничивает сверху максимальные значения одновременно определенных параметров – интерференционной видности V и различимости пути (path distinguishability) D. Второй из этих параметров позволяет оценить доступность WPI в квантовой системе.

Случаи “все-или-ничего” (V = 1, D = 0) или (V = 0, D = 1) [4, 5, 6, 7, 8, 14, 15, 16], очевидно, полностью соответствуют неравенству (1). Промежуточные ситуации, отвечающие частичной WPI и пониженной видности интерференции, были исследованы применительно к атомам [28], ядерным спинам [29] и слабому световому излучению лазера [30]. Однако ни одно из этих исследований не проводилось по схеме с отложенным выбором. Мы описываем здесь эксперимент по проверке неравенства для взаимной дополнительности (1) в промежуточных режимах с помощью источника истинно одиночных фотонных импульсов по схеме с отложенным выбором.

Следуя Englert [26], мы констатируем, что различимость D, ограниченная неравенством (1), в действительности соответствует двум различным понятиям. Априорная различимость, именуемая также “предсказуемостью (predictability)”,

отвечает WPI, получаемой с помощью несбалансированного интерферометра с различными потоками частиц вдоль двух путей. Однако альтернативой при проверке свойства дополнительности в схеме с отложенным выбором является только апостериорная различимость. Такая апостериорная различимость может быть введена как созданием запутывания между частицей и WPI-маркером [13, 31], так и с помощью интерферометра с несбалансированным выходным светоделителем [28].

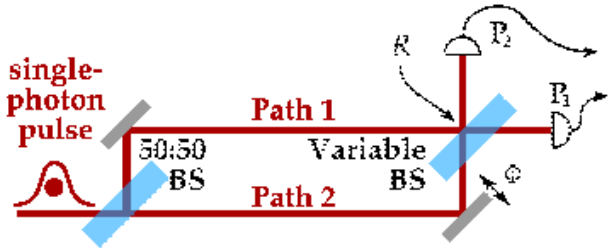


Рисунок 1: Теоретическая схема эксперимента с отложенным выбором по проверке взаимной дополнительности. Одиночный фотонный импульс (single-photon pulse) направляется в интеферометр Маха-Цандера, содержащий входной 50/50-светоделитель (BS), каналы прохождения (Path 1 и Path 2), и управляемый выходной светоделитель (VBS). Коэффициент отражения может случайным образом устанавливаться равным нулю или величине R уже после того, как фотон попал в интерферометр. Фотодетекторы одиночных фотонов P_1 и P_2 позволяют зарегистрировать как WPI, так и интерференцию.

Мы выбрали последний случай, выбрав схему, показанную на рис. 1, в которой одиночный фотонный импульс направляется в интеферометр Маха-Цандера с входным 50/50-светоделителем и управляемым выходным светоделителем, коэффициентом отражения R которого можно управлять. Когда R отличен от 0.5, можно получить некоторую информацию о выборе пути (WPI), наблюдая, какой из детекторов (P_1 или P_2) сработал. Выбор – открыть или закрыть этот светоделитель – случаен и осуществляется на пространственно-подобном удалении от места входа фотона внутрь интерферометра, как и требуется в схеме с отложенным выбором.

Эксперимент начинается с синхронизированного однофотонного источника на фотолюминисцентном N-V цветном центре (nitrogen-vacancy color center) на алмазном нанокристалле [32]. Линейно поляризованные одиночные фотонные импульсы направляются в поляризационный интерферометр Маха-Цандера, описанный в [22]. Входной поляризационный светоделитель BS расщепляет световой импульс на две пространственно разделенные компоненты равной амплитуды, ассоциированные с ортогональными направлениями поляризации S и P. Далее два луча свободно распространяются на протяжении 48 м, что соответствует времени пролета фотона 160 нс.

Выходной управляемый светоделитель VBS состоит из поляризационного светоделителя PBS, в который попадают оба луча, электрооптического модулятора (EOM), который действует как управляемая волновая пластинка, а также призмы Волластона (WP), собственные поляризационные состояния которой соответствуют поляризационным каналам S и P интерферометра (рис. 2). При заданной относительной ориентации β модулятора EOM коэффициент отражения R светоделителя VBS зависит от напряжения V_{EOM}, приложенного к EOM, в соответствии с соотношением:

$$R = \sin^2 2\beta \times \sin^2\left(\frac{\pi}{2}\frac{V_{\mathrm{EOM}}}{V_\pi}\right) \qquad (2)$$

где V_π - напряжение полупериода в EOM. Параметры β и V_π были независимо измерены для наших экспериментальных условий и оказались равны β = 24 ± 1? и V_π = 217 ± 1 В при длине волны λ = 670 нм, которая отвечает максимуму излучения отрицательно-заряженного N-V цветного центра [32]. Это позволяет изменять R от 0 до 0.5 при изменении V_{EOM} от 0 до 170 В.

При R = 0 VBS является эквивалентом абсолютно прозрачного (или отсутствующего) светоделителя. В этом случае каждый “клик” в одном из двух фотодетекторов (P_1 или P_2), расположенных в выходных портах интерферометра, ассоциируется с выбором конкретного пути. Это позволяет получить доступ к полной WPI (D = 1), а интерференция при этом не наблюдается (V = 0). Если же R ≠ 0, то пути 1 и 2 дают частичную рекомбинацию в VBS. Тогда WPI частично теряется, вплоть до полного исчезновения при R = 0.5. С другой стороны, интерференция может наблюдаться за счет изменения фазы Φ между путями 1 и 2. Эксперимент будет состоять в проверке соотношения между D и V при данном значении R, которое задается EOM с помощью напряжения V_{EOM}.

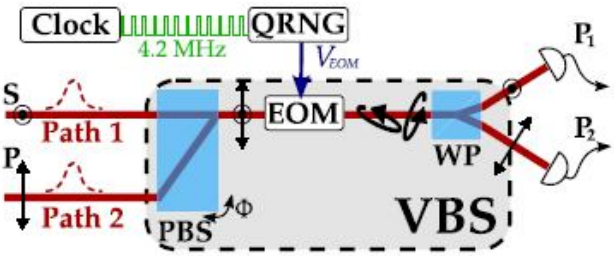


Рисунок 2: Использование управляемого выходного светоделителя (VBS). Оптическая ось поляризующего светоделителя (PBS) и собственные поляризационные состояния призмы Волластона (WP) выровнены и образуют угол β с оптической осью EOM. Напряжение V_{EOM}, прикладываемое к EOM случайным образом, переключается в соответствии с выходным сигналом квантового генератора случайных чисел (QRNG), расположенного на выходе интерферометра и синхронизируемого импульсами с частотой 4.2 МГц, что переключает режим эмиссии одиночных фотонов.

Для экспериментальной проверки взаимной дополнительности в схеме с отложенным выбором выбранная конфигурация интерферометра, определяемая величиной R, должна быть каузально изолирована от точки входа фотона в интерферометр. Это условие гарантируется пространственно-подобной (в релятивистском смысле) удаленностью места случайного выбора. При каждом измерении величина коэффициента отражения VBS случайным образом выбирается между 0 и данным значением R, используя квантовый генератор случайных чисел (QRNG), который расположен на выходе интерферометра (рис. 2) [22]. Случайные числа генерируются с помощью усиленного сигнала дробового эффекта от белого светового луча, создающего внутренний квантовый случайный процесс. В эксперименте с синхронизацией, т.е. через каждые τ_{rep} = 238 ns, производится быстрое сравнение амплитуды дробового сигнала с нулем, в результате чего формируется случайный бит 0 или 1, а затем коэффициент

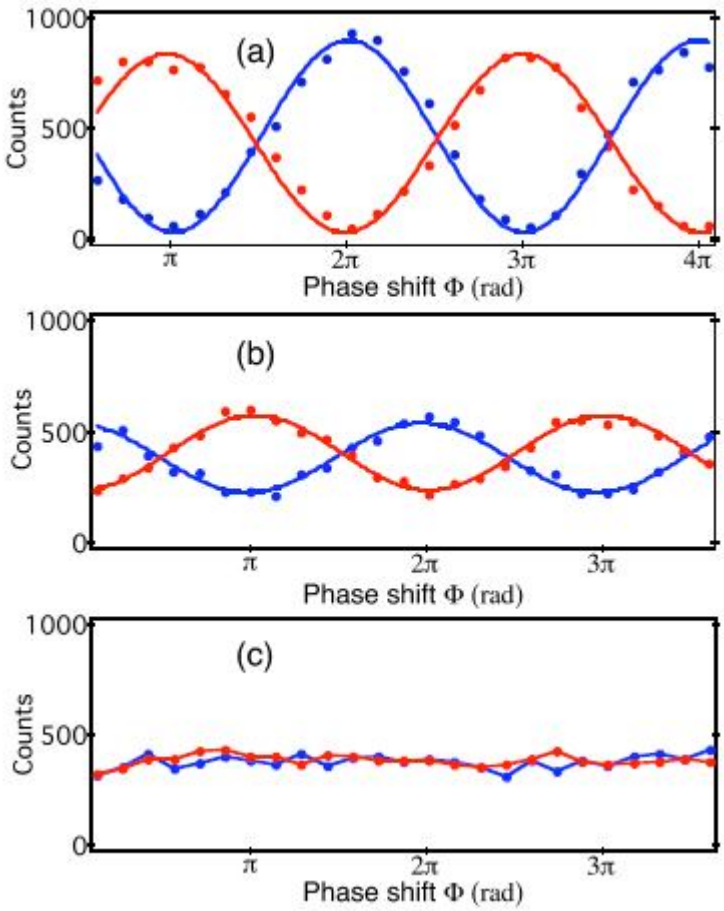
отражения VBS изменяется между 0 и R за счет подачи (или нет) соответствующего напряжения на EOM в соответствии с уравнением (2). В лабораторной системе отсчета случайный шум формируется одновременно с попаданием фотона в интерферометр, что и обеспечивает необходимое пространственно-подобное разделение [22].

Поскольку полная иллюстрация дополнительности требует использования одиночных частиц, квантовое поведение световой волны сначала исследовалось с помощью двух выходных детекторов, включенных независимо, и счетчиков совпадений без подачи напряжения на EOM. В этой ситуации, в которой выходной светоделитель практически отсутствовал, мы измеряли параметр корреляции α [14, 16], который эквивалентен второму порядку корреляционной функции в окрестности нуля $g^{(2)}(0)$. Для идеального источника одиночных фотонов квантовая оптика предсказывает идеальную антикорреляцию α = 0, в соответствии с представлением о фотоне как о частице, которая не может одновременно быть обнаружена в обоих плечах интерферометра. Для нашего источника [32] мы получили α = 0.15±0.01, т.е. значение, много меньшее единицы, что показывает, что мы действительно работали в режиме, близком к однофотонному [33].

Проверка взаимной дополнительности в режиме отложенного выбора с импульсами из одиночных фотонов выполнена с помощью EOM, случайно переключаемого для каждого фотона, попадающего в интерферометр, между двумя значениями (0 и R) коэффициента отражения управляемого светоделителя VBS. Фазовый сдвиг Φ между двумя плечами интерферометра изменяется путем отклонения поляризующего светоделителя PBS с помощью пьезоэлектрического привода (см. рис. 2). Для каждого фотона мы записывали выбранную конфигурацию интерферометра, результаты детектирования и положение пьезоэлектрического привода. Все данные регистрировались в реальном времени, но обрабатывались только после завершения экспериментальной серии. События, отвечавшие каждой конфигурации интерферометра, в конечном счете сортировались. При данном значении R информация о световой волне определялась значением видности V интерференции, выражаемой соотношением

$$V = 2\sqrt{R(1-R)}\ . \qquad (3)$$

Результаты, представленные на рис. 3, показывают, что V уменьшается при снижении R (коэффициент отражения случайным образом выбирается между значениями 0 и R).



Фазовый сдвиг Φ (рад)

Рисунок 3: Видность интерференции V, измеренная в режиме отложенного выбора для различных значений напряжения V_{EOM}, прикладываемого случайным образом к EOM. Случаи (a), (b), (c) отвечают, соответственно, $V_{EOM} \approx 150$ В (R = 0.43 и V = 93±2%), $V_{EOM} \approx 40$ В (R = 0.05 и V = 42 ± 2%) и $V_{EOM} = 0$ (R = 0 и V = 0). Каждая точка записывалась в течение 1.9 с. Фоновые значения счетчиков (Counts) событий (примерно 60 $с^{-1}$ в каждом случае) были вычтены из данных.

Чтобы проверить неравенство (1), требуется далее определить значение различимости D и оценить количество WPI, которую можно извлечь при каждом значении R. Введем величины D_1 и D_2, соответственно ассоциированные с WPI для путей 1 и 2:

$$D_1 = |p(P_1, \text{путь } 1) - p(P_2, \text{путь } 1)| \qquad (4)$$

$$D_2 = |p(P_1, \text{путь } 2) - p(P_2, \text{путь } 2)| \qquad (5)$$

где $p(P_i, \text{путь } j)$ – вероятность того, что частица проследовала путем j и зарегистрирована детектором P_i. Для одиночной частицы, попадающей в выходной светоделитель, находим

$$D_1 = D_2 = \frac{1}{2} - R\,. \qquad (6)$$

Окончательно параметр различимости D определим как [26]

$$D = D_1 + D_2 = 1 - 2R\,. \qquad (7)$$

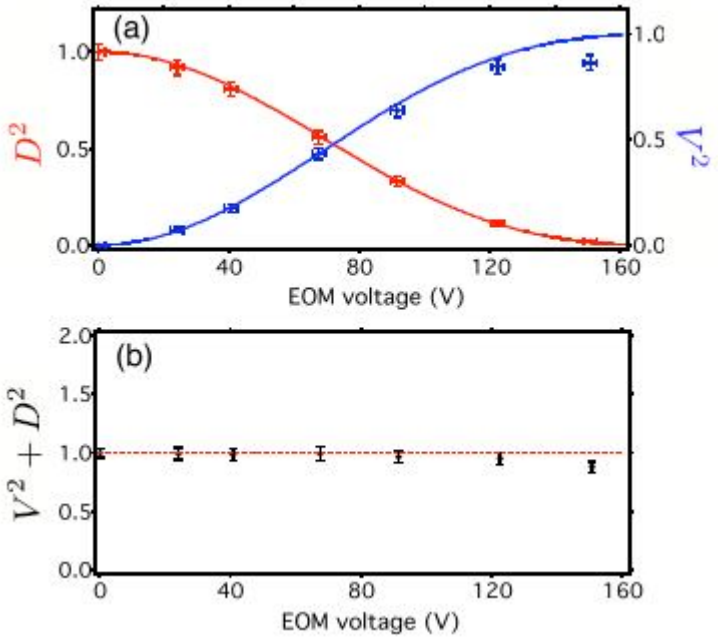


Рисунок 4: Проверка взаимной дополнительности для импульсов с одиночными фотонами в режиме отложенного выбора.
(a) Волно-подобная информация V^2 и частице-подобная информация D^2 в функции напряжения EOM, отвечающего заданному значению R коэффициента отражения светоделителя VBS. Сплошные линии – теоретические предсказания при $\beta = 24^\circ$ и $V_\pi = 217$ В, использованы уравнения (2), (3) и (7).
(b) Сумма $V^2 + D^2$ в функции напряжения EOM.

Чтобы проверить это соотношение, мы оценили значения D_1 и D_2, поочередно применяя блокирование одного из путей интерферометра и измеряя количества срабатываний N_1 и N_2 в детекторах P_1 и P_2, которые статистически связаны с D_1 и D_2 согласно выражениям [22, 28]:

$$D_1 = \left|\frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}\right|\Bigg]_{\text{путь 2 блокирован}} \qquad (8)$$

$$D_2 = \left|\frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2}\right|\Bigg]_{\text{путь 1 блокирован}} \qquad (9)$$

Эти измерения также были выполнены в режиме отложенного выбора на основе вышеописанной процедуры. В конце концов, мы получили независимое измерение D и V для различных значений коэффициента, устанавливаемых в интерферометре случайным образом. Окончательные результаты, представленные на рис. 4, дают $V^2 + D^2 = 0.97 \pm 0.03$, что близко к случаю идеального баланса между величинами V и D, ограниченными неравенством (1), причем каждая величина варьируется от 0 до 1. Результаты измерения в этом эксперименте с отложенным выбором находятся в полном согласии с предсказаниями квантовой механики.

Не было выявлено никаких наблюдаемых отличий между результатами, полученными в режимах с отложенным и “нормальным” выбором. Это показывает, что принцип дополнительности не может быть интерпретирован с помощью “наивной” точки зрения, согласно которой фотон на входе интерферометра мог бы корректировать свою природу в зависимости от конфигурации эксперимента. Как

указывал Бор [34], “ясно, что с точки зрения наблюдаемых эффектов, полученных при конкретной конфигурации эксперимента, можно не делать различий в отношении того, были ли фиксированы условия эксперимента заранее, или мы отложили их фиксацию до более позднего момента, когда частица уже двигалась от одной части установки к другой (it obviously can make no difference as regards observable effects obtainable by a definite experimental arrangement, whether our plans of constructing or handling the instrument are fixed beforehand or whether we prefer to postpone the completion of our planning until a later moment when the particle is already on its way from one instrument to another)”. Такое интригующее свойство квантовой механики побуждает отвергнуть некоторые общепринятые представления о физической реальности.

Мы горячо благодарим A. Clouqueur и A. Villing за подготовку электроники и J.-P. Madrange за подготовку всей механической части интерферометра. Этой работе оказал поддержку Institut Universitaire de France.

[1] N. Bohr, Naturwissenschaften 16, 245 (1928).
[2] R. P. Feynman, R. B. Leighton, and M. L. Sands, *Lectures on Physics* (Addison Wesley, 1963).
[3] Мы отсылаем к исходной дискуссии о дополнительности для одиночных частиц и не рассматриваем схемы с парами запутанных частиц, где измерения для одной частицы позволяют получить информацию о выборе пути для второй частицы.
[4] A. Tonomura, J. Endo, T. Matsuda, T. Kawasaki, and H. Ezawa, Am. J. Phys. 57, 117 (1989).
[5] J. Summhammer, G. Badurek, H. Rauch, U. Kischko, and A. Zeilinger, Phys. Rev. A 27, 2523 (1983).
[6] O. Carnal and J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. 66, 2689 (1991).
[7] D. S. Keith *et al.*, Phys. Rev. Lett. 66, 2693 (1991).
[8] M. Arndt *et al.*, Nature 401, 680 (1999).
[9] T. Pfau, S. Spalter, Ch. Kurtsiefer, C. R. Ekstrom, and J. Mlynek, Phys. Rev. Lett. 73, 1223 (1994).
[10] M. S. Chapman *et al.*, Phys. Rev. Lett. 75, 3783 (1995).
[11] E. Buks, R. Schuster, M. Heiblum, D. Mahalu and V. Umansky, Nature 391, 871-874 (1998).
[12] S. Durr, T. Nonn, and G. Rempe, Nature 395, 33 (1998).
[13] P. Bertet *et al.*, Nature 411, 166 (2001).
[14] P. Grangier, G. Roger, and A. Aspect, Europhys. Lett. 1, 173 (1986).
[15] C. Braig, P. Zarda, C. Kurtsiefer, and H. Weinfurter, Appl. Phys. B 76, 113 (2003).
[16] V. Jacques *et al.*, Eur. Phys. J. D 35, 561 (2005).
[17] G. Greenstein and A. G. Zajonc, *The Quantum Challenge*, 2nd edition (Jones and Bartlett Publishers, 2005).
[18] J. A.Wheeler, pp. 182-213 in *Quantum Theory and Measurement*, J. A. Wheeler and W. H. Zurek eds (Princeton University Press, 1984).
[19] T. Hellmut, H. Walther, A. G. Zajonc, and W. Schleich, Phys. Rev. A 35, 2532 (1987).
[20] J. Baldzuhn, E. Mohler, and W. Martienssen, Z. Phys. B 77, 347 (1989).
[21] B. J. Lawson Daku *et al.*, Phys. Rev. A 54, 5042 (1996).
[22] V. Jacques *et al.*, Science 315, 966 (2007).
[23] W. K. Wootters and W. H. Zurek, Phys. Rev. D 19, 473 (1979).
[24] D. M. Greenberger and A. Yasin, Physics Letters A 128, 391 (1988).
[25] G. Jaeger, A. Shimony and L. Vaidman, Phys. Rev. A 51, 54-67 (1995).
[26] B.-G. Englert, Phys. Rev. Lett. 77, 2154 (1996).

[27] Подобное же неравенство установлено в работе P. Grangier, These d?etat (1986), Institut d'Optique et Universit?e Paris 11; доступно он-лайн по ссылке http://tel.ccsd.cnrs.fr/tel-00009436.
[28] S. Durr, T. Nonn, and G. Rempe, Phys. Rev. Lett. 81, 5705 (1998).
[29] X. Peng *et al.*, J. Phys. A 36, 2555 (2003).
[30] P. Mittelstaedt, A. Prieur, and R. Schieder, Found. Phys. 17, 891 (1987). P. D. Schwindt, P. G. Kwiat, and B.-G. Englert, Phys. Rev. A 60, 4285 (1999). Как подчеркивается в [28], эти эксперименты в действительности могут быть полностью интерпретированы в рамках классической электродинамики, поскольку они не соответствуют случаю истинных однофотнных импульсов (см. [14]).
[31] M. O. Scully, B. G. Englert, and H.Walther, Nature 351, 111 (1991). .
[32] A. Beveratos *et al.*, Eur. Phys. J. D 18, 191 (2002).
[33] Неидельное значение параметра α обусловлено остаточной фоновой люминисценцией алмазного образца и его линией двухфононного рамановского рассеяния, то и другое вместе вызывают появление некоррелированных фотонов, подчиняющихся распределению Пуссона.
[34] N. Bohr, in *Albert Einstein: Philosopher Scientist*, 2nd ed., edited by P. A. Schilpp (Library of Living Philosophers, Evanston, IL, 1951), p.230.