

Экспериментальное подтверждение эффекта антикорреляции фотонов в светоделителе: интерференция одиночных фотонов в новом свете

Ф. Гранжье, Ж. Роже и А. Аспек (Франция)

Сокращенный перевод М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

EUROPHYSICS LETTERS

15 February 1986

Europhys. Lett., 1 (4), pp. 173-179 | (1986)

Experimental Evidence for a Photon Anticorrelation Effect on a Beam Splitter: A New Light on Single-Photon Interferences.

P. GRANGIER, G. ROGER and A. ASPECT (*)

Institut d'Optique Théorique et Appliquée, B.P. 43 - F 91406 Orsay, France

(received 11 November 1985; accepted in final form 20 December 1985)

PACS. 42.10. – Propagation and transmission in homogeneous media.

PACS. 42.50. – Quantum optics.

(*) Also with Collège de France, Laboratoire de Spectroscopie Hertzienne de l'ENS, 24 rue Lhomond, 75005 Paris 5ème.

This article has been downloaded from IOPscience.

1986 Europhys. Lett. 1 173 (<http://iopscience.iop.org/0295-5075/1/4/004>)

Аннотация. – Сообщается о двух экспериментах, использующих атомный каскад в качестве источника света и триггерную схему для второго фотона каскада. Первый эксперимент показывает сильную антикорреляцию при синхронизированном детектировании на двух выходах светоделителя; этот результат противоречит любой классической волновой модели света, но согласуется с квантовым описанием, имеющим дело с однофотонными состояниями. Тот же источник фотонов и схема детектирования использовались во втором эксперименте, где с видностью более 98% наблюдалась интерференция.

В течение последних пятнадцати лет неклассические эффекты в области статистических свойств света интенсивно изучались с теоретической точки зрения [1], а некоторые из них были экспериментально продемонстрированы в работах [2-7]. Все они были связаны со свойствами когерентности второго порядка, определяемыми с помощью измерений функций интенсивности корреляции или статистических моментов. Однако оставалась непроверенной очень простая ситуация, связанная с однофотонными состояниями света, проходящего через светоделитель. В этом случае квантовая механика предсказывает идеальную антикорреляцию при детектировании фотонов на обоих выходах светоделителя (учтем, что одиночный фотон можно измерить только на одном из них, т.е. только один раз!), в то время как любое описание на основе классических волновых полей должно допускать некоторое количество совпадений. В данной работе описывается эксперимент, близкий к идеальной ситуации, поскольку он показал частоту совпадений, в пять раз меньшую нижнего классического предела.

Когда речь заходит об однофотонных состояниях света, стоит вернуться к знаменитым историческим “экспериментам по интерференции одиночных

фотонов” [8]. Позже было установлено, что фактически опыты с выполнялись не с однофотонным состоянием¹, а с хаотическим светом, для которого, как хорошо известно, квантовые свойства когерентности второго порядка не должны отличаться от классических даже при сильно ослабленном луче [9]². Вот почему авторы выполнили также интерференционный эксперимент с тем же прибором, что и в первом эксперименте, т.е. со светом, для которого демонстрируются свойства, характерные для однофотонных состояний. Этот интерференционный эксперимент описывается во второй части данной работы.

Экспериментальная схема (рис. 1) использует двухфотонный излучательный каскад, описанный также в [10], который излучает пары фотонов ν_1 и ν_2 с различными частотами. Интервалы времени между актами детектирования ν_1 и ν_2 распределены согласно экспоненциальному закону, соответствующему распаду промежуточного состояния каскада с временем жизни $\tau_s = 4.7$ нс.

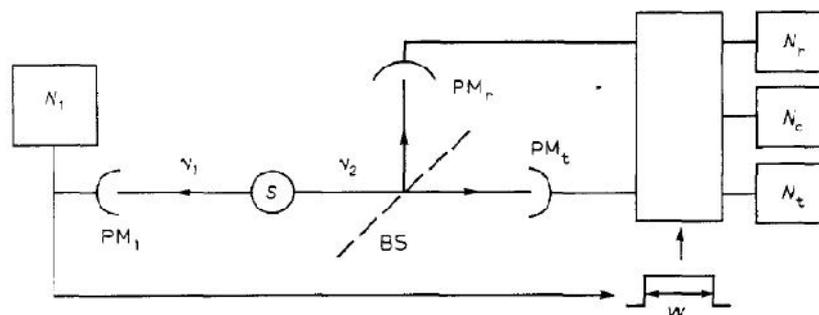


Рисунок 1. Схема триггерного эксперимента.

Источник фотонов S генерирует пару фотонов ν_1 и ν_2 . Фотоны ν_1 запускают формирование окна экспозиции длительностью $w \approx 2\tau_s$. Подсчет этих фотонов (в течение длительности окна) осуществляется счетчиком частоты следования N_1 . Фотоны ν_2 поступают на светоделитель BS, после чего регистрируются с помощью фотоумножителей PM_t (прошедшие фотоны) и PM_r (отраженные фотоны) счетчиками частоты следования прошедших (N_t) и отраженных (N_r) фотонов, а также счетчиком частоты следования совпадающих событий N_c . Совпадение регистрируется в случае, если в течение *одного и того же окна* сработали оба фотоумножителя PM_r и PM_t .

¹ Обычно однофотонный характер состояния доказывается тем, что количество энергии, переносимой за некоторое характерное время (время когерентности, или время полета между источником и детектором), мало по сравнению с $h\nu$. Необходимость понятия фотона в этом случае постулируется, вероятно, в связи с тем, что процесс детектирования кажется дискретным. Однако хорошо известно, что этот аргумент не является окончательным, поскольку все характеристики фотоэлектрического эффекта могут быть приписаны тому факту, что “атомный детектор управляется законами квантовой механики” (см. [1] или: W. E. LAMB and M. O. SCULLY in *Polarisation. Matière et Rayonnement*, ed. Société Française de Physique, Presses Universitaires de France, 1969).

² На самом деле был выполнен ряд экспериментов, демонстрирующих интерференцию с сильно ослабленными импульсами квази-монохроматического света, энергия которых была столь малой, что через интерферометр за определенный промежуток времени могло пройти не более одного импульса. Каждый импульс формировал *единственную* точку на фотографической пластине, так что Тейлору в 1909 г. потребовалась экспозиция длительностью шесть месяцев для получения интерференционной картины. — Примеч. пер. (см. P. Ghose, “Wave-particle duality”, <http://www.ias.ac.in/pramana/v51/651-661.pdf>)

Результаты измерений дают следующие вероятности для счетчиков одиночных событий, отнесенных к длительности окна w :

$$p_t = \frac{N_t}{N_1}, \quad p_r = \frac{N_r}{N_1}, \quad (1a)$$

тогда как вероятность совпадения событий (регистрации фотонов на обоих выходах светоделителя), очевидно, равна

$$p_c = \frac{N_c}{N_1}. \quad (1b)$$

В течение окна экспозиции вероятность детектирования фотона ν_2 , приходящего от того же атома, который испустил и фотон ν_1 , гораздо выше, нежели вероятность детектирования фотона от какого-либо другого атома источника. Следовательно, мы оказываемся в ситуации, близкой к идеальной эмиссии однофотонного состояния, так что можно ожидать характерного поведения для такого состояния, т.е. антикорреляции между результатами детектирования по обе стороны светоделителя.

Введем теперь безразмерный параметр

$$\alpha = \frac{p_c}{p_r p_t} = \frac{N_c N_1}{N_r N_t}. \quad (7)$$

Для *классического света* характерно отсутствие отрицательных корреляций между p_r и p_t , поэтому для него можно ожидать выполнения условия $\alpha \geq 1$. Однако в случае однофотонного входного состояния регистрация фотонов сразу на обоих выходах светоделителя невозможна, так что $\alpha = 0$. Очевидно, при переходе от однофотонного состояния к классическому свету должна существовать область, в которой параметр α плавно нарастает от 0 до 1. И действительно, авторы работы приводят следующее выражение для α в этом режиме³:

$$\alpha_{QM} = \frac{2f(w)Nw + (Nw)^2}{(f(w) + Nw)^2}, \quad (8)$$

Величина $f(w)$, очень близкая к 1 в нашем эксперименте, представляет собой произведение множителя $1 - \exp[-w/\tau_s]$ (перекрытие между окном экспозиции и экспоненциальным процессом распада в каскаде) на другой

³ Эта формула основана на квантовомеханическом анализе корреляций 1-го и 2-го порядка между вкладами атомов по отдельности и совместными вкладами различных атомов, выполненном в докторской диссертации Ф. Гранжье "Etude experimentale de proprietes non-classiques de la lumiere: interference a un seul photon" 15.09.1986, Universite de Paris-sud, Centre d'Orsay. Вначале Гранжье с соавторами использовали свет, генерируемый импульсными светодиодами, ослабленный до уровня, при котором регистрировался лишь один импульс из 1000, причем средняя энергия импульса соответствовала 0.01 фотону. Тем не менее, величина α получалась близкой к единице, т.е. антикорреляция не наблюдалась. Это показывало, что ослабленный свет, излучаемый классическим источником, не соответствует однофотонному состоянию. Хотя возбужденный атом излучает одиночный фотон, "в поле зрения" детекторов оказывается множество атомов классического источника, к тому же число возбужденных атомов флуктуирует.— Примеч. пер.

множитель. Последний чуть превышает единицу и связан с угловой корреляцией между v_1 и v_2 [11].

Легко видеть, что числитель выражения (8) отличается от знаменателя отсутствием члена $(f(w))^2$, что как раз и связано с тем, что одиночный фотон может быть зарегистрирован только один раз. Соответственно, данная дробь оказывается меньше единицы. Соответствующий эффект будет сильным, если величина Nw выбрана много меньше, чем $f(w)$; чтобы данное требование было выполнено, именно так и было сделано в эксперименте.

Возбуждение атомов достигалось с помощью двухфотонного процесса с использованием двух однолинейных лазеров с разными частотами [10]. Частоты и интенсивности лазеров регулируются с помощью определенных контуров, что обеспечивает кратковременную и долговременную стабильность частоты следования импульсов возбуждения N с точностью до нескольких процентов. Окно w формируется с помощью двух преобразователей времени в амплитуду, за которыми следуют пороговые схемы. Эти "одноканальные анализаторы" запускаются импульсами с выхода PM_1 , подаваемыми на вход START, и останавливаются импульсами с выхода PM_t или PM_r , подаваемыми на вход STOP. Окна, соответствующие N_t и N_r , могут, таким образом, регулироваться и подаваться с интервалом 0.1 нс. Третий преобразователь времени в амплитуду измеряет длительность интервалов при различных регистрациях, что позволяет управлять системой формирования окна.

Значение w выбрано таким образом, чтобы максимально нарушалось полуклассическое неравенство $\alpha \geq 1$ благодаря максимизации величины $(1 - \alpha)/\sigma_\alpha$, где σ_α - стандартное отклонение при измерении α во время подсчета импульсов. Этот критерий дает $w \approx 9$ нс.

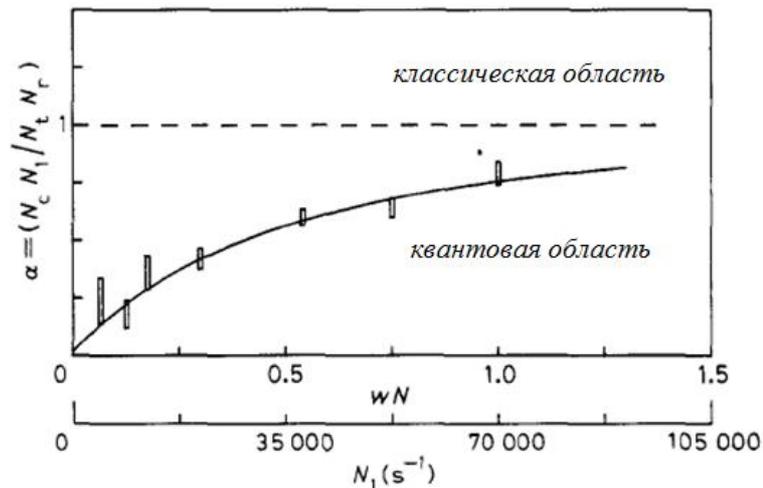


Рисунок 2. Параметр антикорреляции α в зависимости от величины Nw (числа каскадных реакций в пределах окна экспозиции) и частоты следования импульсов запуска каскада N_1 . Показанная ошибка соответствует \pm одному стандартному отклонению. Сплошная кривая отвечает теоретическому предсказанию по уравнению (8). Неравенство $\alpha \geq 1$ характеризует классическую область.

На рис. 2 изображены теоретические и экспериментальные значения α в зависимости от величины Nw (см. уравнение (8)), или, что эквивалентно, в зависимости от счетчика N_1 . Максимальное нарушение более чем на 13 стандартных отклонений получено для $\alpha = 0.18 \pm 0.06$. В этой точке полное

накопленное время $T \approx 5$ часов, $N_1 \approx 8800 \text{ s}^{-1}$ (включая темную область 300 s^{-1}), $N_r \approx 5 \text{ s}^{-1}$ (“темная зона” 0.02 s^{-1}). В этом случае число ожидаемых совпадений в соответствии с классической теорией должно быть $N_c^{\text{class}} T \geq 50$, в то время как мы получили $N_c^{\text{exp}} T = 9$. Следовательно, свет, излучаемый после каждого “триггерного запуска”, демонстрирует существенно квантовое антикорреляционное поведение⁴.

Можно осуществить “однофотонный” интерференционный эксперимент, создав на основе светоделителя BS1 интерферометр Маха-Цандера (рис. 3). В соответствии с квантовой механикой вероятности p_{MZ1} и p_{MZ2} детектирования в пределах окна экспозиции на каждом из выходов будут модулироваться противоположным образом в зависимости от разности путей δ с видностью единица.

В данном эксперименте оптическая система была разработана так, чтобы зарегистрировать широкий луч от источника [10] (диаметр светоделителя 40мм при полной расходимости 25 мрад) без искажения видимости интерференционной картины. Это было достигнуто благодаря наблюдению интерференции в фокальных плоскостях двух линз на выходах MZ1 и MZ2 и работе с разностью путей, близкой к нулю.

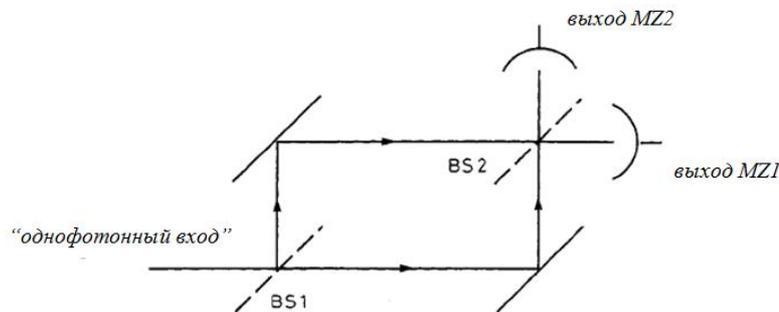


Рисунок 3. Интерферометр Маха-Цандера. Вероятности детектирования на выходах MZ1 и MZ2 противоположно модулированы в зависимости от разности путей между плечами интерферометра.

Два светоделителя BS1 и BS2 представляют собой два мультидиэлектрических покрытия на общей кальциевой плате ($60 \times 120 \text{ мм}^2$). Толщина этой платы и зеркал близка к $\lambda/50$; ориентация регулируется механическими средствами с той же степенью точности. Частоты следования импульсов на выходах интерферометра измеряются в функции разности путей δ , где δ варьируется с помощью пьезомеханической системы, которая обеспечивает параллельное перемещение зеркала с требуемой точностью.

Интерферометр сначала был проверен с использованием света от того же источника, но без формирования каких-либо окон экспозиции. Мы выявили

⁴ Был выполнен эксперимент со счетчиком, использующий импульсный светодиод; частота следования возбуждающих электрических импульсов N_t и вероятности $p_t = N_t/N_1$ и $p_r = N_r/N_1$ могли приводиться к тем же величинам. Но поскольку импульс света на выходе диода может быть описан классически, ожидаемое число совпадений подчиняется неравенству $\alpha \geq 1$. Этот пункт был тщательно проверен экспериментально.

видность интерференции⁵ $V = 98.7\% \pm 0.5\%$, легко воспроизводимую день ото дня в пределах ошибки измерения. В эксперименте же с использованием окон экспозиции δ изменялась относительно 0 шагами по $\lambda/50$, всего было 256 шагов, время счета составляло 1 с на шаг. Эти фрагменты по 5 периодов интерференции по отдельности хранились в компьютере и обрабатывались с целью повышения отношения сигнал/шум. Один фрагмент и полученный результат при $\alpha = 0.18$ показан на рис. 4. Дополнительные методы анализа данных дали то же значение $V > 98\%$ для всех значений α (рис. 5).

Были также выполнены два триггерных эксперимента с тем же источником и той же схемой запуска и регистрации фотонов. Они иллюстрируют дуализм волна-частица для света. Действительно, если мы хотим использовать определенные представления для интерпретации этих экспериментов, мы должны в первом случае опираться на корпускулярную доктрину (“фотоны не расщепляются в светоделителе”), поскольку нарушается неравенство $\alpha \geq 1$, справедливое для классической волновой модели. Напротив, нам надлежит использовать волновую картину (“электромагнитное поле когерентно расщепляется в светоделителе”), чтобы интерпретировать второй (интерференционный) эксперимент. Разумеется, два дополнительных описания соответствуют взаимно исключающим схемам эксперимента⁶.

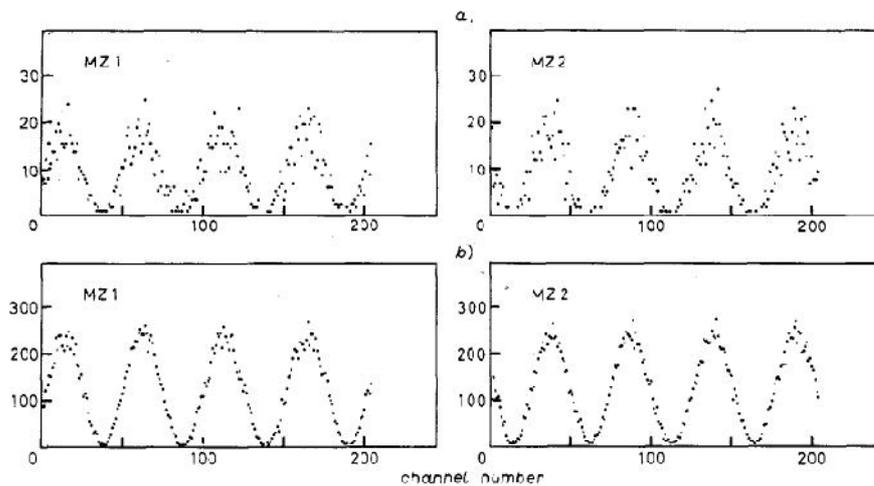


Рисунок 4. Число отсчетов на выходах MZ1 и MZ2 в зависимости от разности путей δ (channel number – число каналов; один канал соответствует изменению δ на $\lambda/50$). Эксперимент соответствует параметру антикорреляции $\alpha = 0.18$. (a) 1 с счета на канал; (b) 15 с счета на канал (компиляция 15 элементарных фрагментов типа (a))

⁵ Видность интерференции определяется выражением $V = (N_{MZ1}^{Max} - N_{MZ1}^{Min}) / (N_{MZ1}^{Max} + N_{MZ1}^{Min})$, где N_{MZ1}^{Max} и N_{MZ1}^{Min} – максимальная и минимальная частоты следования на выходе MZ1 при варьировании δ (“темные” показания фотоумножителей при этом вычитались).

⁶ Обсуждение (и, возможно, эксперимент) может быть сделано более тонким, если рассматривать “неразрушающее измерение” прохождения фотона в плече интерферометра (N. IMOTO, H.A. HAUS and Y. YAMAMOTO: *Phys. Rev. A*, **32**, 2287 (1985) и ссылки там). Такое устройство должно предупреждать фазовые флуктуации, разрушающие интерференционную картину.

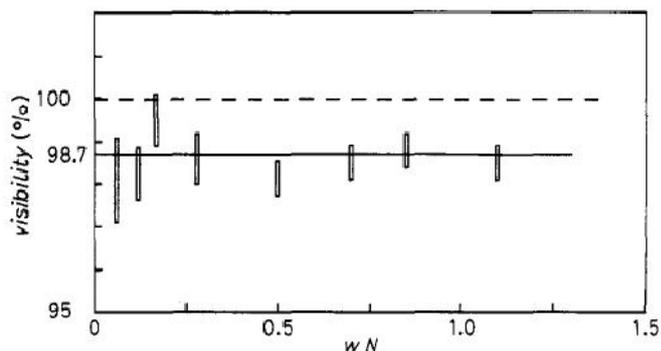


Рисунок 5. Видность интерференции в однофотонном режиме в зависимости от величины Nw (ср. с рис. 2). Была выполнена коррекция (менее 0.3%) для “темной зоны” счетчиков фотоумножителей. Оценка области ошибок является консервативной.

С точки зрения квантовой оптики следует подчеркнуть, что продемонстрирована ситуация со свойствами “однофотонного состояния”. Идеальный источник таких состояний формирует набор световых квантов с частотой ν_2 в телесном угле 4π и содержит устройство экспозиции, запускаемое фотонами ν_1 . Благодаря этому могут быть выполнены многие эксперименты, связанные с неклассическими свойствами света, например – с формированием “суб-пуассоновского света” [12]⁷.

Хотя подобная схема допустима, с ней очень сложно работать по практическим соображениям. Тем не менее, существуют подобные схемы, которые кажутся более перспективными: в них пары фотонов генерируются в процессе преобразования с понижением частоты [12, 13, 14]. Там вследствие условия для фаз угловая корреляция между фотонами ν_1 и ν_2 очень сильна, так что становится возможным формировать однофотонные состояния в одиночной пространственной моде.

Ссылки

- [1] For a review, see: R. LOUDON: *Rep. Prog. Phys.*, **43**, 913 (1980).
- [2] D. C. BURNHAM and D. L. WEINBERG: *Phys. Rev. Lett.*, **25**, 84 (1970); S. FRIBERG, C. K. HONG and L. MANDEL: *Phys. Rev. Lett.*, **54**, 2011 (1985).
- [3] J. F. CLAUSER: *Phys. Rev. D*, **9**, 853 (1974).
- [4] H. J. KIMBLE, M. DAGENAIS and L. MANDEL: *Phys. Rev. Lett.*, **39**, 691 (1977).
- [5] R. SHORT and L. MANDEL: *Phys. Rev. Lett.*, **51**, 384 (1983).
- [6] J. D. CRESSER, J. HAGER, G. LEUCHS, M. RATEIKE and H. WALTHER: *Topic in Current Physics*, Vol. **27**, edited by R. BONIFACIO (Springer-Verlag, Berlin, 1982), p. 21.
- [7] M. C. TEICH and B. E. A. SALEH: *J. Opt. Soc. Am. B*, **2**, 275 (1985).
- [8] For a review, see: F. M. PIPKIN: *Adv. At. Mol. Phys.*, **14**, 281 (1978).
- [9] R. LOUDON: *The Quantum Theory of Light*, 2nd Edition (Clarendon, Oxford, 1983), p. 222.
- [10] A. ASPECT, P. GRANGIER and G. ROGER: *Phys. Rev. Lett.*, **47**, 460 (1981).
- [11] E. S. FRY: *Phys. Rev. A*, **8**, 1219 (1973).
- [12] B. E. A. SALEH and M. C. TEICH: *Opt. Commun.*, **52**, 429 (1985).
- [13] L. MANDEL: Communication at the Conference *New trends in Quantum Optics and Electrodynamics*, Roma, 1985.
- [14] E. JAKEMAN and J. G. WALKER: *Opt. Commun.*, **55**, 219 (1985).

⁷ Вместо “стирающей” схемы, предложенной в [12], можно также использовать контур обратной связи, активируемый ν_1 и реагирующий на темп каскадов с целью подавления пуассоновских флуктуаций в каскадах, возбуждаемых в определенное время. См. также [14].