

## О подавлении запутанностью однофотонной интерференции

А. В. Белинский<sup>a</sup>

*Московский государственный университет имени М. В. Ломоносова,  
физический факультет. Россия, 119991, Москва, Ленинские горы, д. 1, стр. 2*

Поступила в редакцию 03.09.2020, после доработки 21.09.2020, принята к публикации 28.09.2020.

Предложены схемы измерения наличия или отсутствия интерференции в зависимости от запутанности или незапутанности состояний исходного бифотонного поля. При этом исчезновение интерференции в схеме типа «который путь?» никак не связано с непосредственным воздействием измерителя на измеряемую систему. Достаточно лишь информации о том, по какому каналу прошла частица. Показано, что запутанность подавляет однофотонную интерференцию, но не двухфотонную, которую можно наблюдать в схеме типа интерференции Франсона. Приведены расчеты, подтверждающие работоспособность схемных решений и сделанных в работе выводов.

**Ключевые слова:** квантовые запутанные состояния, однофотонная и многофотонная интерференции, интерференция Франсона, интерференционные схемы типа «который путь?».

УДК: 53.01. PACS: 03.65.Ud, 42.65.Lm.

### ВВЕДЕНИЕ

С самого начала открытия нелинейного параметрического рассеяния света [1] и обнаружения загадочных свойств квантовых запутанных состояний исследователи пытались установить, можно ли преодолеть принцип неопределенностей Гейзенберга за счет жесткой корреляции одновременно рождаемых частиц, хотя история подобного рода усилий восходит еще к парадоксу Эйнштейна—Подольского—Розена (ЭПР) [2]. Эти надежды были связаны с тем, что измерение одной из квантовых частиц запутанной пары позволяет установить аналогичный параметр другой частицы за счет жесткой корреляции между ними, т. е. измеряя состояние второй частицы, казалось бы, можно попытаться одновременно установить значения канонически сопряженных наблюдаемых, что никак не соответствует принципу неопределенностей. Однако отрезвляющим фактором явилась теорема Белла [3] и ее многочисленные экспериментальные проверки, начало которым положили авторы работ [4, 5]. Это удивительно потому, что измерение одной частицы как бы стирает информацию о канонически сопряженной наблюдаемой и повторное измерение второй частицы ничего не дает.

Другим загадочным фактом является исчезновение интерференции одиночных квантовых частиц, когда экспериментатору становится известным через какую щель двущелевой схемы или по какому плечу двухлучевого интерферометра прошла частица — эксперименты типа «который путь?» (см., например, [6]). И хотя этот результат является твердо установленным, он до сих пор не перестает удивлять, поскольку неизвестной остается причина, физическая модель и смысл такого исчезновения. Поэтому не проходит интерес к новым схемным решениям и демонстрациям этого загадочного явления (см., например, [7] и цитируемую там литературу), чему и посвящена настоящая работа.

История экспериментов типа «который путь?» восходит еще к первому наблюдению интерференции одиночных квантовых частиц на двущелевом интерферометре типа интерферометра Юнга [8].

Как писал Р. Фейнман [9], «... только этот эксперимент, который специально придуман таким образом, чтобы охватить все загадки квантовой механики и столкнуть вас со всеми парадоксами, секретами и странностями природы на все сто процентов. Оказывается, любой другой случай в квантовой механике всегда можно объяснить, сказав: “Помните наш эксперимент с двумя отверстиями? Здесь — то же самое”... Именно в нем заключена основная загадка».

Узнать, через какую щель прошла частица, например электрон, можно с помощью так называемого «микроскопа Гейзенберга» [10]. Щели подсвечиваются сбоку фотонами, по рассеянию которых электронами можно определить типы траекторий последних. Сам В. Гейзенберг трактовал это как результат воздействия измерителя — подсвечивающих фотонов — на объект измерения: интерферирующие или, точнее, неинтерферирующие электроны. Но так ли важно это силовое влияние измерителя? Или основной причиной является именно сама информация о траектории частицы?

Эксперимент можно упростить, наблюдая прохождение фотонов через аналогичный интерферометр Юнга и установив взаимно ортогональные скрещенные поляризаторы в отверстиях или щелях (см., например, [11–13]). Тогда по состоянию поляризации регистрируемого фотона можно выяснить, через какую щель он прошел. Здесь нет непосредственного влияния измерителя состояния поляризации на фотоны, но отсутствие интерференции может быть объяснено просто взаимно ортогональными поляризациями регистрируемых частиц, что, естественно, подавляет интерференцию. Да и сама установка поляризаторов в щелях изменяет состояние фотонов, что можно также трактовать как воздействие на измеряемый объект.

Для минимизации воздействия измерителя в эксперименте [6] типа «который путь?» наблюдалась интерференция или ее отсутствие одиночных атомов рубидия. Они сверху падали на стоячие световые волны, на которых реализовывались альтернативные траектории. Облучение микроволновыми импульсами практически не влияло на тяжелые атомы рубидия, но позволяло выяснить, по какой

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

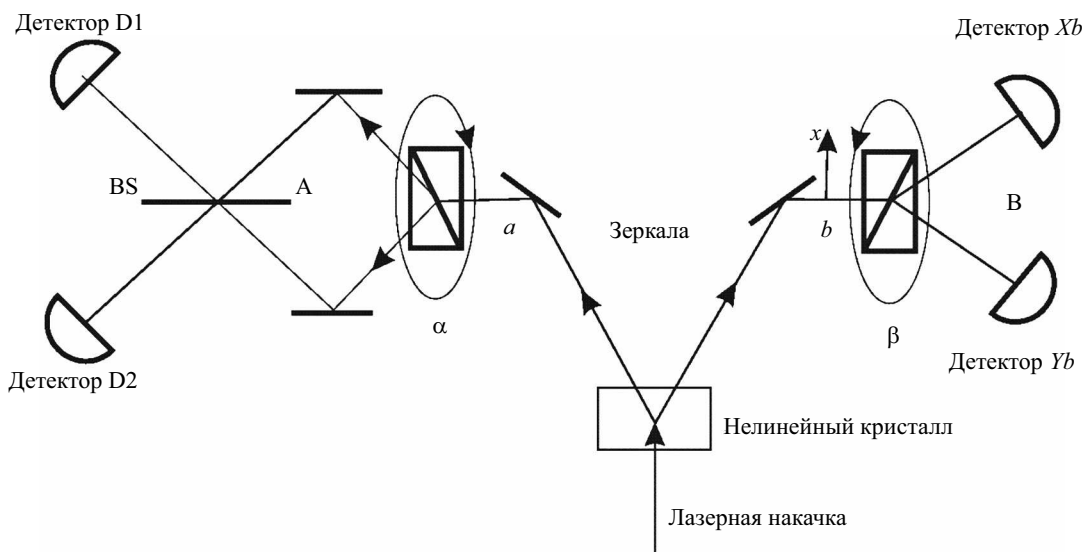


Рис. 1. Схема наблюдения интерференции, точнее, ее отсутствия, наблюдателем А с помощью детекторов D1 и D2, установленных после светоделителя BS. Об этом он узнает по вероятностям срабатывания этих детекторов

из альтернативных траекторий падал атом. Облучение меняло состояние резонансного перехода атома рубидия. Различным траекториям соответствовало неодинаковое состояние этого перехода, по которому и определялся путь атома. Интерференция при этом подавлялась.

Силовое влияние микроволнового облучения на атомы пренебрежимо мало, поэтому авторы [6] заключили, что основной причиной исчезновения интерференции является не воздействие измерителя, а наличие самой информации, получаемой в результате такого измерения. Это очень важный вывод, но, как и в случае поляризаторов в щелях, можно возразить, что причина подавления интерференции — изменение состояния атомов измерителем, в результате которого атомы в различном состоянии не интерферируют.

Далее предложены схемы, как представляется, свободные от этого недостатка. Интерферирующие или неинтерферирующие фотоны никак не взаимодействуют с измерителем, поскольку выяснение их траекторий производится за счет регистрации запутанных фотонов, пространственно никак не связанных с интерферометром.

### 1. СХЕМА ИЗМЕРЕНИЙ

Рассмотрим рис. 1. Пара фотонов поступает к наблюдателям А и В в известный промежуток времени из источника параметрического рассеяния бифотонов, освещаемого лазерной накачкой, т.е. лазерная накачка пронизывает нелинейный кристалл с квадратичной нелинейностью, и в нем рождается пара запутанных фотонов. Один из них направляется к наблюдателю А, а второй — к наблюдателю В. Фотоны запутаны по поляризации.

У наблюдателей имеются поляризационные призмы Волластона, на которые направляются фотоны — каждому свой. В принципе, можно измерить состояние поляризации этих фотонов с помощью детекторов Xb и Yb. Но производить такое измерение или нет — решает наблюдатель В. Если он произвел это измерение, то оказывается известной

траектория, путь, по которому пойдет фотон после призмы Волластона у наблюдателя А. Углы поворота призмы Волластона  $\alpha$  и  $\beta$  выбираются равными, т.е. они одинаково ориентированы в пространстве друг относительно друга.

Далее, у наблюдателя А фотон, разделенный на два канала, поступает на 50%-й светоделитель и регистрируется одним из детекторов D1 или D2. Таким образом, наблюдатель А фактически регистрирует интерференцию или отсутствие ее с помощью такого несколько модернизированного интерферометра Маха—Цендера. При этом в одном из каналов интерферометра следует установить фазовую полуволновую пластину, которая бы поворачивала плоскость поляризации линейно поляризованного излучения на  $\pi/2$ , иначе интерференции не будет в принципе из-за смещения пучков с взаимно ортогональными поляризациями.

Принцип работы основан на том, что если наблюдатель В произвел измерение состояния поляризации своего фотона с помощью поляризационной призмы Волластона и детекторов, то траектория второго фотона  $a$  становится известной, т.е. наблюдателю В становится известно, в каком из каналов интерферометра Маха—Цендера находится фотон наблюдателя А, следовательно, интерференции быть не должно и фотон с равной вероятностью  $1/2$  будет зарегистрирован на одном из детекторов D1 или D2. Так ли это? Проверим это соответствующими расчетами.

### 2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим формальную процедуру описания системы.

Возьмем пару запутанных фотонов, коррелированных по поляризации. Их вектор состояния равен

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

Здесь  $|1\rangle$  — однофотонные фокковские состояния,  $|0\rangle$  — вакуум, 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, поскольку их плоскости поляризации всегда совпадают при регистрации. Такие состояния обычно готовят с помощью параметрического рассеяния света (см., например, [1] и цитируемую там литературу).

Направим каждый из фотонов пары на призму Волластона, разделяющую взаимно ортогональные поляризации на два отдельных канала. Фактически она работает как светоделитель, а для фотонов с абсолютно случайной поляризацией — как 50%-й светоделитель.

Перейдем теперь к измерению первого фотона  $a$ .

В представлении Гейзенберга действие 50%-го светоделителя, расположенного перед детекторами D1 и D2, описывается соотношением (см., например, [13] и цитируемую там литературу)

$$\hat{a}_{1,2} = \frac{\hat{a}_x e^{-i\phi_a} \pm \hat{a}_y}{\sqrt{2}}. \quad (2)$$

«Плюс» здесь соответствует первому детектору D1, а «минус» — второму D2.  $\hat{a}_i$  — операторы уничтожения фотона соответствующей моды. Фазовым множителем  $e^{-i\phi_a}$  учтена относительная фазовая задержка в одном плече интерферометра относительно другого. Жесткая корреляция состояния поляризации фотонов запутанной пары обуславливает поступление фотонов одинаковой поляризации в одноименные каналы обоих наблюдателей. Необходимым условием при этом должно быть равенство углов поворота призм Волластона  $\alpha$  и  $\beta$  (см., например, [13]).

Вероятность поступления фотона на детекторы D1 и D2 определяется операторами среднего числа фотонов

$$\langle \hat{n}_{1,2} \rangle = \langle \hat{a}_{1,2}^+ \hat{a}_{1,2} \rangle, \quad (3)$$

где  $\hat{a}_{1,2}^+$  — операторы рождения фотонов соответствующей моды. Неединичная квантовая эффективность детекторов в данном случае не меняет существа дела, просто некоторые из реализаций окажутся пропущенными.

В отсутствие коллапса, т. е. когда наблюдатель В не производит измерения, (3) надо усреднять по состоянию (1). В результате получаем

$$\langle \hat{n}_{1,2} \rangle = 1/2, \quad (4)$$

т. е. вероятность появления фотонов на обоих детекторах будет одинаковой, что свидетельствует об отсутствии зависимости от  $\phi_a$  и, соответственно, об отсутствии интерференции. Итак, обычного правила результатов экспериментов типа «который путь?» «обмануть» не удалось.

Но почему же одиночный фотон не интерферирует? Формальная причина в запутанности состояния (1). Если мы будем просто готовить бифотонное состояние без запутанности по поляризации, т. е. с фиксированной линейной поляризацией

обоих фотонов, причем такой, что плоскость поляризации будет ориентирована под углом  $\pi/4$  к главным плоскостям призмы Волластона, то в (1) останется только одно из двух слагаемых и прямой расчет даст

$$\langle \hat{n}_1 \rangle = 1/2(1 + \cos \phi_a), \quad \langle \hat{n}_2 \rangle = 1/2(1 - \cos \phi_a). \quad (5)$$

Итак, измеряя вероятностный закон срабатывания детекторов, можно установить рожден ли фотон в запутанной паре или нет. Конечно, одной реализации в общем случае недостаточно, за исключением случая, когда в первом же измерении фотон зарегистрирован одним из детекторов, вероятность срабатывания которого настроена нулевой при наличии интерференции. Если же сработал другой детектор, то необходимы еще несколько реализаций пока либо сработает первый, и тогда вопрос будет решен однозначно, либо он не сработает никогда в представительной выборке измерений.

Как создать или устранить запутанность по поляризации экспериментально? В случае использования первого типа параметрического взаимодействия, когда оба фотона имеют одинаковую обыкновенную линейную поляризацию, для приготовления запутанного состояния необходимо использовать два нелинейных кристалла, вплотную соединенных друг с другом и ориентированных под углом  $\pi/2$  [14]. Состояние бифотонной пары будет при этом описываться формулой (1). Но если убрать один из этих кристаллов, то в (1) останется лишь одно из слагаемых и запутанность по поляризации, разумеется, исчезнет.

Но всякая ли интерференция уничтожается запутанностью? Ответ на этот вопрос в следующем разделе. Но предварительно отметим следующий замечательный факт. Совершенно не важно, производит измерения наблюдатель В или нет, в любом случае интерференции у А не будет. Важно лишь то, что путь фотона у А потенциально может быть установлен.

### 3. МОДЕРНИЗАЦИЯ СХЕМЫ И ДВУХФОТОННАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ФРАНСОНА

Представленная на рис. 1 схема предполагает несимметричные отношения между наблюдателями: А и В. Но ее легко можно симметризовать, поставив обоих наблюдателей в абсолютно эквивалентные условия такие же, как у наблюдателя А на рис. 1. Для этого у наблюдателя В можно установить точно такой же интерферометр Маха—Цендера, как показано на рис. 2.

Однофотонной интерференции по-прежнему не будет, но, может быть, удастся реализовать двухфотонную интерференцию интенсивностей типа схемы Франсона [15, 16]? Проведем соответствующие расчеты.

Поскольку схема симметрична, у наблюдателя В ситуация описывается аналогично (2). Вычислим вероятность одновременной регистрации фотонов одноименных детекторов у обоих наблюдателей. Прямые несложные расчеты с использованием (1), (2) дают

$$\begin{aligned} \langle \hat{n}_{01} \hat{n}_{b3} \rangle &= 1/2(1 + \cos(\phi_a + \phi_b)), \\ \langle \hat{n}_{02} \hat{n}_{b4} \rangle &= 1/2(1 - \cos(\phi_a + \phi_b)), \end{aligned}$$

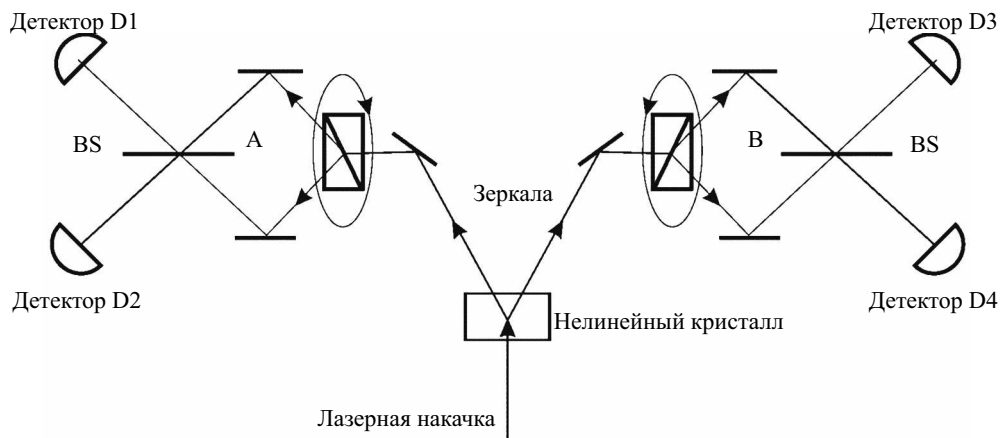


Рис. 2. Схема наблюдения двухфотонной интерференции интенсивностей типа схемы Франсона

т.е. интерференция вновь появилась, но уже не одиночных фотонов, а одновременной регистрации пары фотонов у наблюдателей А и В, которая легко реализуется с помощью схемы совпадений [17].

Результат объясняется просто, ведь в симметричной схеме траектории фотонов остаются неизвестными, и препятствий для наблюдения двухфотонной интерференции нет. Это несколько напоминает эффект квантового ластика [7, 18], с той лишь разницей, что в данном случае речь идет об интерференции интенсивностей типа Брауна—Твиса [19].

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Какой вывод можно сделать из приведенного рассмотрения? Оно на новых примерах еще раз подтверждает незыблемое правило: либо неизвестность траекторий, либо отсутствие интерференции. Было бы крайне интересно проникнуть в смысл этого ограничения. Но за неимением ответа на этот принципиальный вопрос остается лишь еще раз удивляться загадочности квантовых явлений на примерах новых экспериментальных схем.

Твердо можно быть уверенным лишь в том, что причина подавления интерференции состоит не в воздействии измерителя на квантовые частицы, а в потенциальной возможности получить информацию, по какому пути прошла каждая конкретная частица.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 18-01-00598а).

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Клышко Д. Н. Фотоны и нелинейная оптика. М.: Наука, 1980. 254 с. (Klyshko D. N. Photons and nonlinear optics. 1988. CRC Press.)
2. Einstein A., Podolsky B., Rosen N. // Phys. Rev. 1935. **47**. P. 777.
3. Bell J. S. // Physics. 1964. **1**. P. 195.
4. Aspect A., Dalibar J., Roger G. // Phys. Rev. Lett. 1982. **49**. P. 1804.
5. Aspect A., Grangier P., Roger G. // Phys. Rev. Lett. 1981. **47**. P. 460; Phys. Rev. Lett. 1982. **49**. P. 91.
6. Dürr S., Nonn T., Rempe G. // Nature. 1998. **395**. P. 33.
7. Ma X., Kofler J., Zeilinger A. // Rev. Mod. Phys. 2016. **88**. 015005.
8. Taylor G. I. // Proc. Camb. Phil. Soc. 1909. **15**. P. 144.
9. Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M. The Feynman lectures on physics. Addison-Wesley publishing company, inc. 1963. **6**. (Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. **6**. М.: Мир, 1976.)
10. Heisenberg W. Über den anschaulichen Inhalt der quantentheoretischen Kinematik und Mechanik. Zeitschrift für Physik, 1927. **43**. P. 172. (Wheeler J. A., Zurek H. Quantum Theory and Measurement. Princeton Univ. Press, 1983. P. 62.)
11. Mahler D. H., Rozema L., Fisher K. et al. // Sci. Adv. 2016. **2**. e1501466.
12. Белинский А. В. // УФН. 2019. **189**. С. 1352.
13. Белинский А. В. Квантовые измерения. М.: БИНОМ. Лаборатория знаний, 2015.
14. Joobeur A., Saleh B. E. A., Teich M. C. // Phys. Rev. A. 1994. **50**. P. 3349.
15. Franson J. D. // Phys. Rev. A. 1991. **44**. P. 4552.
16. Белинский А. В. // ЖЭТФ. 1993. **103**, № 5. С. 1538.
17. Белинский А. В., Клышко Д. Н. // УФН. 1993. **163**, № 8. С. 1. (Belinskii A. V., Klyshko D. N. Physics—Uspekhi. 1993. **36**, N 8. P. 653.)
18. Kim Y. H., Yu R., Kulik S. P. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. **84**. P. 1.
19. Brown H. R., Twiss R. Q. // Nature. 1956. **177**. P. 27.

### On Entanglement-Suppressed Single-Photon Interference

A. V. Belinsky

Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University. Moscow 119991, Russia.

E-mail: belinsky@inbox.ru.

Schemes to measure the presence or absence of interference depending on the entangled or nonentangled states in an initial biphoton field are proposed. The disappearance of interference in the “which way” scheme is shown to have nothing to do with the direct impact of the detector on the explored system. Sufficient information is

provided by the channel that is used by a passing particle. It is shown that entanglement suppresses the one-photon interference but does not suppress biphoton interference, which can be observed using a scheme similar to the Franson type interference. Calculations are presented that confirm the efficiency of the proposed approach and our conclusions.

*Keywords:* entangled quantum states, single-photon and multi-photon interference, the Franson interference, “which way” interference schemes.

PACS: 03.65.Ud, 42.65.Lm.

*Received 03 September 2020.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin*. 2020. **75**, No. 6. Pp. 618–622.

#### **Сведения об авторе**

Белинский Александр Витальевич — доктор физ.-мат. наук, профессор, вед. науч. сотрудник; e-mail: [belinsky@inbox.ru](mailto:belinsky@inbox.ru).