

## Мысленные эксперименты с отложенным выбором и их реализации

Xiao-song Ma<sup>1)</sup>

*Institute for Quantum Optics and Quantum Information (IQOQI),  
Austrian Academy of Sciences,  
Boltzmannngasse 3, 1090 Vienna,*

*Austria*

*Department of Electrical Engineering,*

*Yale University, 15 Prospect Street,*

*New Haven, CT 06520,*

*USA*

*National Laboratory of Solid State Microstructures,*

*School of Physics,*

*Collaborative Innovation Center of Advanced Microstructures,*

*Nanjing University,*

*Nanjing 210093,*

*China*

Johannes Kofler<sup>2)</sup>

*Max Planck Institute of Quantum Optics (MPQ),*

*Hans-Kopfermann-Strasse 1, 85748 Garching,*

*Germany*

Anton Zeilinger<sup>3)</sup>

*Vienna Center of Quantum Science and Technology (VCQ),*

*University of Vienna,*

*Boltzmannngasse 5, 1090 Vienna,*

*Austria*

*Institute for Quantum Optics and Quantum Information (IQOQI),*

*Austrian Academy of Sciences,*

*Boltzmannngasse 3, 1090 Vienna,*

*Austria*

Корпускулярно-волновой дуализм восходит ко временам эйнштейновского объяснения фотоэффекта с помощью квантов света и гипотезы де Бройля о волновой природе материи. Квантовая механика использует абстрактное описание поведения физических систем, таких как фотоны, электроны или атомы. Становятся ли интуитивно понятными предсказания квантовой механики для единичных систем в экспериментах интерферометрии в терминах частиц или волн, зависит от конкретной конфигурации, которая используется в эксперименте. В принципе, это оставляет открытой возможность того, что квантовые системы априори всегда могут вести себя либо как частица, либо как волна во всех экспериментальных ситуациях и находится в ведении адаптации к конкретной экспериментальной ситуации. Это именно то, что физики пытаются исключить в экспериментах с отложенным выбором, в которых наблюдатель хочет зафиксировать частичный или волновой характер квантовой системы или даже реализовать непрерывное преобразование на позднем этапе эксперимента между этими двумя ипостасями. Здесь рассматривается история мысленных экспериментов с отложенным выбором, которая берёт начало с самого возникновения квантовой механике. Обсуждаются экспериментальные реализации, в частности, уилеровский эксперимент с отложенным выбором в интерферометрических установках, а также эксперименты с отложенным квантовым стиранием и обменом в запутанных системах. Последнее особенно интересно, потому что усиливает корпускулярно-волновой дуализм разделяемой спутанностью частиц в квантовой системе

---

<sup>1)</sup> xiaosong.ma@nju.edu.cn

<sup>2)</sup> johannes.kofler@mpq.mpg.de

<sup>3)</sup> anton.zeilinger@univie.ac.at

Содержание	2
I. Введение	3
II. Мысленные эксперименты с отложенным выбором	5
A. Микроскоп Гейзенберга	5
B. Фон Вайцзекер, Эйнштейн, Герман	6
C. Бор	7
D. Эксперимент Уилера	8
E. Квантовое стирание	11
F. Отложенный выбор со сменой спутывания	15
G. Квантовые вычисления	17
III. Реализации экспериментов с отложенным выбором	19
A. Первые реализации уилеровского эксперимента.	19
B. Уилеровский эксперимент отложенного выбора с единичными частицами: фотоны и атомы	22
C. Уилеровский эксперимент отложенного выбора с единичными (отдельными) фотонами и пространственноподобным разделением	23
IV. Реализация квантового стирания	25
A. Фотонное квантовое стирание	26
B. Квантовое стирание с "материальными" частицами	27
C. Квантовое стирание с отложенным выбором	29
D. Квантовое стирание при активном отключении причинности выбора	31
E. Квантовый отложенный выбор	34
F. Отложенный выбор при квантовом случайном блуждании	36
V. Реализация экспериментов отложенного выбора с заменой спутывания	37
A. Задержка замены спутанности	38
B. Замена спутанности с отложенным выбором	38
VI. Перспективы	41
Благодарности	43
Ссылки	43

## I. Введение

В 17-ом веке были разработаны две различные теории света. Гюйгенс объяснял оптические явления с помощью волновой теории, Ньютон выдвинул корпускулярную описание, согласно которому свет состоит из потока быстрых частиц. Большой авторитет Ньютона привел к общему признанию корпускулярной теории. Однако в начале 19-го века, Юнг продемонстрировал волновой характер света, в частности показывая интерференционные полосы в тени “щели карты, примерно – одна тридцатая дюйма в ширину,” образованные “светом, проходящим около каждой стороны” (Young, 1804). Волновая природа света была установлена и многими другими последующими экспериментами и, в частности, особый случай: у света была обнаружена электромагнитная природа.

Картина вновь изменилась в 1905 году, когда Эйнштейн объяснил фотоэффект гипотезой о том, что свет состоит из “квантов энергии, которые двигаются как целое, могут поглощаться и возникать целиком” (Einstein, 1905). Эти безмассовые корпускулы света, называемые фотонами, несут энергию  $E = h\nu$ , где  $h$  – постоянная Планка, а  $\nu$  – частота света. В 1909 году Тейлор исполнил низкоинтенсивный эксперимент юнговского типа, измеряя тень иглы со временем экспозиции равным 3 месяцам (Taylor, 1909). Несмотря на слабый свет, с интенсивностью в среднем менее одного фотона одновременно, наблюдалась интерференционная картина.

В 1924 г. де Бройль выдвинул постулат, что все массивные частицы ведут себя как волны (de Broglie, 1924). Длина волны, связанной с частицей обладающей импульсом  $p$ , определяется соотношением  $\lambda = h/p$ . Корпускулярно-волновой дуализм был подтвержден экспериментально с помощью дифракции пучка электронов на кристалле никеля (Davisson и Germer, 1927) и с помощью дифракции атомов гелия на поверхности кристалла фторида лития (Estermann и Stern, 1930). В 1961 году был проведён первый нефотонный эксперимент двухщелевого типа с использованием электронов (Joensson, 1961). Десятилетие спустя эксперименты по интерференции нейтронов (H. Rauch, W. Treimer и U. Bonse, 1974) позволили измерить квантовомеханический фазовый сдвиг, вызванный гравитационным полем Земли (Colella *et al.*, 1975). В современных интерферометрических экспериментах была продемонстрирована волновая природа и определены длины волн де Бройля (порядка  $1 \text{ pm}$ ) для молекул обладающих массой около 7000 атомных единиц (Gerlich *et al.*, 2011).

На языке квантовой механики корпускулярно-волновой дуализм отражает содержание *принципа суперпозиции*, то есть того факта, что отдельные системы описываются квантовыми состояниями, которые могут находиться в суперпозиции различных состояний с комплексными амплитудами. В эксперименте Юнга с двумя щелями, каждая квантовая система находится в одной временной точке с равными весами, будучи в состояниях левой или правой щелей. При какой из щелей будет найдена система – событие совершенно случайное. Однако, если датчики не размещаются в щелях, а находятся на большом расстоянии, суперпозиционное состояние системы выльется в состояние, которое породит интерференционную картину, что и отражает волновой характер системы. Эта картина не может возникнуть, когда состояние со щелями было бы простой классической смесью систем с левой и правой щелями.

Чтобы сделать изложение более точным, рассмотрим ситуацию, практически равносильную двухщелевому эксперименту с квантовыми системами, например, фотонами, электронами, нейтронами, которые входят в интерферометр Маха-Цандера (MZI, Mach, 1892; Zehnder, 1891) через полупрозрачное зеркало (светоделитель). Обозначим проходящий и отражённые лучи через  $b$  и  $a$ , соответственно (рис.1). Пусть в результате отражения фазовый сдвиг  $\varphi$  луча  $a$  получает значение  $\frac{\pi}{2}$ . Тогда квантовое состояние системы будет представлять собой суперпозицию с комплексными амплитудами двух путь-состояний в общем виде:

$$|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|b\rangle + ie^{i\varphi}|a\rangle). \quad (1)$$

В случае, если принимается решение измерить, по какому пути будет следовать система для установки детектора на  $a$  или  $b$ , возможен выбор только одного пути, в соответствии с характером поведения системы как частицы. До этого измерения считается, что система в суперпозиции обоих путей, а состояние  $|\psi\rangle$  определяет только *вероятности* для соответствующих исходов  $a$  или  $b$ , которые даются квадратами модулей амплитуд и равны  $p_a = p_b = \frac{1}{2}$ . Если, однако, два пути сольются воедино на втором сплитере с исходящими путями  $a'$  и  $b'$ , квантовое состояние системы (с общей фазой) трансформируется в

$$|\psi'\rangle = \cos\frac{\varphi}{2}|a'\rangle + \sin\frac{\varphi}{2}|b'\rangle. \quad (2)$$

Это состояние приводит к вероятностям обнаружения  $p_{a'} = \cos^2\frac{\varphi}{2}$  и  $p_{b'} = \sin^2\frac{\varphi}{2}$ . Появление  $\varphi$ -зависимых интерференционных полос свидетельствует о том, что система прошла по обоим путям интерферометра и отражает волновой характер процесса. Корпускулярно-волновое поведение *дополнительно* друг к другу (Bohr, 1928), что может быть выявлено только в разных экспериментальных ситуациях, но не одновременно (см. раздел П.С).

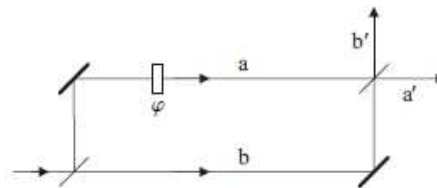


Рис. 1. Схема интерферометра Маха-Цандера. Квантовая система входит слева через полупрозрачный светоделитель. Когда детекторы размещаются на путях  $a$  и  $b$  внутри интерферометра, систему можно обнаружить на одном и только на одном пути, с вероятностью  $\frac{1}{2}$  для каждого. Это отражает картину того, что система путешествует по одному из путей как частица. Однако, если детекторы отсутствуют внутри интерферометра, при выходе после второго светоделителя слившихся лучей из портов  $a'$  и  $b'$ , вероятность обнаружения будет зависеть от фазы  $\varphi$ . Это отражает тот факт, что система путешествует по обоим путям как волна, что приводит к возникновению конструктивной и деструктивной интерференциям.

При взаимодействии двух физических систем 1 и 2 друг с другом, они в результате оказываются в *запутанном состоянии* и будут представлять нерасчленённую целостность двух состояний. Примером могут служить две частицы, каждая из которых находится в отдельном интерферометре:

$$|\psi\rangle_{12} = \cos\alpha|a\rangle_1|\bar{a}\rangle_2 + \sin\alpha e^{i\varphi}|b\rangle_1|\bar{b}\rangle_2. \quad (3)$$

Здесь с вероятностью  $\cos^2\alpha$  первая система находится на пути  $a$  интерферометра 1, вторая система на пути  $\bar{a}$  интерферометра 2. С вероятностью  $\sin^2\alpha$  они находятся на путях  $b$  и  $\bar{b}$ , соответственно. Опять же состояние в суперпозиции “ $a\bar{a}$  и  $b\bar{b}$ ” заметно отличается от классической смеси “ $a\bar{a}$  или  $b\bar{b}$ ”.

Запутанность может изучаться для многочастичных систем, произвольных многомерных пространств, смешанных состояний (Horodecki *et al.*, 2009; Pan *et al.*, 2012). Запутанность играет решающую роль в проверке локального реализма (Bell, 1964; Brunner *et al.*, 2013) и является важнейшим ресурсом для приложений в современной квантовой информатике (Horodecki *et al.*, 2009; Nielsen and Chuang, 2000).

В силу существования многих нелогичных особенностей в квантовой механике, до сих пор обсуждается вопрос о том, какой *смысл* несёт в себе квантовое состояние. Отражает ли оно какие-либо реальные физические свойства или это просто математический инструмент для предсказаний результатов измерений. В экспериментах с отложенным выбором особо подчеркиваются

определенные особенности и их неклассический характер. В интерференционных экспериментах с отложенным выбором, выбор – наблюдать квантовую систему как частицу или как волну, может быть отложен с помощью способа входа в интерферометр. Кроме того, появляется возможность наблюдения непрерывного преобразования между этими двумя крайними случаями. Это исключает наивную классическую интерпретацию того, что каждая квантовая система ведет себя либо как частица, либо как волна, адаптируясь априори к конкретной экспериментальной ситуации. С помощью многочастичных состояний можно апостериори решить – являются ли две системы спутанными или разделёнными, показывая её в режимах "частицы" или "волны", и что "запутанность" или сепарабельность не являются реалистичными физическими свойствами носителей.

Этот обзор имеет следующую структуру: в главе II, мы обсуждаем историю возникновения мысленных экспериментов с отложенным выбором, касающихся как одно- (корпускулярно-волновой дуализм) и многочастичных (запутывание) сценариев, таких как квантовое стирание с отложенным выбором и обмен при запутанности. В главах III, IV и V мы рассматриваем возможности экспериментальной реализации. Глава VI содержит выводы и перспективы. Некоторые фрагменты этого обзора основаны на (Ma, 2010).

## II. Мысленные эксперименты с отложенным выбором

### A. Микроскоп Гейзенберга

История мысленных экспериментов с отложенным выбором восходит к 1927 году, когда Гейзенберг положил в основу своей первоначальной формулировки квазиклассического варианта соотношения неопределённостей (Heisenberg, 1927). Для визуализации и определения положения электрона используется микроскоп. Благодаря пределу Аббе, точность  $\epsilon_x$  позиционного измерения определяется по существу длиной волны  $\lambda$  используемого света и поскольку разрешение становится лучше при более коротких длинах волн, чаще всего говорят о микроскопе на  $\gamma$ -лучах. Для угла открытия микроскопа  $\epsilon$  (см. рис. 2) законы оптики дают приблизительное отношение  $\epsilon_x \sim \lambda/\sin\epsilon$  для точности. Для позиционного измерения, по крайней мере, один фотон должен комптоновски рассеяться от электрона и достичь наблюдателя через микроскоп. Передача импульса зависит от угла выхода фотона, который имеет неопределённость в пределах  $\epsilon$ . Неопределённость величины переданного импульса в направлении  $x$  таким образом, составляет величину  $\eta_p = \sin\epsilon \cdot h/\lambda$  и влечёт неопределённость в импульсе электрона. Произведение позиционной точности и нарушения момента:

$$\epsilon_x \eta_p \sim h. \quad (4)$$

Для Гейзенберга это математическое соотношение было "прямым наглядным объяснением" (Heisenberg, 1927) квантовомеханических коммутационных соотношений  $[\hat{x}, \hat{p}_x] = i\hbar$  для операторов координат и импульсов. Он отметил (Heisenberg, 1991) (перевод с немецкого):

что каждый эксперимент, который, например, позволяет измерять положение, обязательно мешает в определенной степени определению скоростей.

В последующие годы принцип неопределенности Гейзенберга был точно получен в рамках формализма квантовой механики (Kennard, 1927; Robertson, 1929; Schrödinger, 1930; Weyl, 1928) и выражается известным неравенством

$$\Delta x \Delta p \geq \hbar/2, \quad (5)$$

приобретая иной смысл, поскольку не предполагает понятия возмущения при измерении:  $\Delta x$  и  $\Delta p$  представляют стандартные отклонения координаты и импульса для ансамбля одинаково приготовленных квантовых систем. В результате измерений можно получить значение либо координаты, либо импульса системы, но нельзя измерить их совместно. Каждое квантовое

состояние предсказывает внутреннюю неопределённость, которую невозможно преодолеть, то есть должно с необходимостью выполняться соотношение неопределённостей Гейзенберга (5). Экспериментальные наблюдения ансамблей одинаково подготовленных систем подтверждают эти выводы.

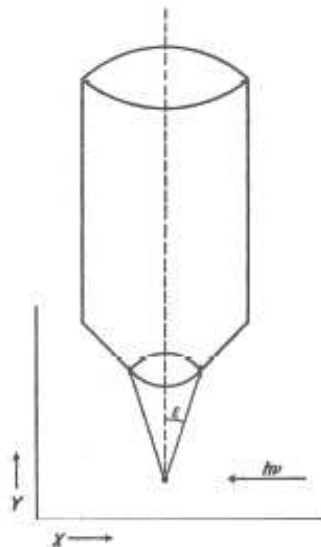


Рис. 2. Гейзенберговский микроскоп, описанный в лекциях 1929 года и опубликованных в 1930 году. Фотон с энергией  $h\nu$  рассеивается на электроне (представлено точкой) и достигает наблюдателя через микроскоп с углом открытия  $\varepsilon$ . Произведение позиционной неопределённости и возмущения импульса составляет величину порядка планковской постоянной  $h$ . Рисунок взят по ссылке (Heisenberg, 1991).

Совсем недавно, оригинальный вывод Гейзенберга, в смысле отношения ошибка-возмущение, был переосмыслен полностью в терминах квантовой механики (Branciard, 2013; Busch et al., 2013; Ozawa, 2004). В частности, сейчас известно, что неопределённость Гейзенберга предстаёт в трёх проявлениях, а именно:

- (i) для неопределённостей координаты и импульса в любом квантовом состоянии,
- (ii) для неточностей любых неточечных совместных измерений двух величин,
- (iii) для погрешностей измерения одной из величин в результате возмущения распределения другой (Busch et al., 2007).

Следует обратить внимание на то, что все эти проявления находятся в тесной связи с корпускулярно-волновым дуализмом и дополнительностью, поскольку дают частичную информацию о дополнительных наблюдаемых.

### **В. Фон Вайцекер, Эйнштейн, Герман (von Weizsäcker, Einstein, Hermann)**

В 1931 году фон Вайцекер подробно рассмотрел мысленный эксперимент Гейзенберга (Вайцекер, 1931). Он отметил, что можно измерять не только в плоскости наблюдения, как предполагалось первоначально, а и в фокальной плоскости микроскопа. Это измерение не только положения электрона, но и его динамики. Этот небольшой, но принципиально важный шаг был сделан Эйнштейном (для подобного типа эксперимент) и Германом (с микроскопом Гейзенберга), что дало явную возможность отложить измерение уже после соответствующего физического взаимодействия (Einstein, 1931; Hermann, 1935). Это проложило путь к парадигме измерений с отложенным выбором эксперименты. В статье, посвященной интерпретации квантовой механики, фон Вайцекер писал (Weizsäcker, 1941) (перевод с немецкого, курсив в оригинале):

При всём при этом, это не есть акт физического взаимодействия между объектом и измерительным прибором, что определяет, какая величина определяется и какая остаётся неопределённой, но это — акт наблюдения. Если, например, мы наблюдаем электрон с изначально известным импульсом с помощью одного фотона, то мы в принципе в состоянии решить, после того, как Фотон достиг объектива, конечно,

больше не взаимодействуя с электроном решить, будем ли мы двигать фотографическую пластину в фокальной плоскости или плоскости изображения объектива и таким образом определить импульс электрона после наблюдения или его позицию. Здесь физические "неудобства" использования фотона переносятся в описание состояния электрона, которое соотносится не как-либо непосредственно физически, а только через связь вероятностей, даваемых волновой функцией. Физическое влияние — это, видимо, важно только как техническая возможность интеллектуального акта, составляющего вполне определённый контекст наблюдения.

### С. Бор

Рассмотрим кратко точку зрения Бора на дополнительность, измерения и временной порядок в квантовых экспериментах. Уже в 1928 году Бор заявил в связи с использованием корпускулярного и волнового описания для электронов, что "мы имеем дело не с противоречивыми, а дополняющими друг друга картинами явления" (Bohr, 1928). В связи с "Дискуссиями с Эйнштейном о гносеологических проблемах в атомной физике" (Bohr, 1949) он писал:

Следовательно, доказательства, полученные в различных экспериментальных условиях не могут быть поняты в единой картине, и должны рассматриваться как взаимодополняющие в том смысле, что только совокупность явлений исчерпывает информацию об объектах.

Иными словами, "в квантовой теории, информация полученная в различных экспериментальных процедурах, которые в принципе не могут в силу различия физического характера необходимой аппаратуры быть получены совместно, не может быть представлена математически квантовым состоянием рассматриваемой системы. Фрагменты информации, получаемой от несовместимых измерения, являются взаимодополняющими" (Stapp, 2009).

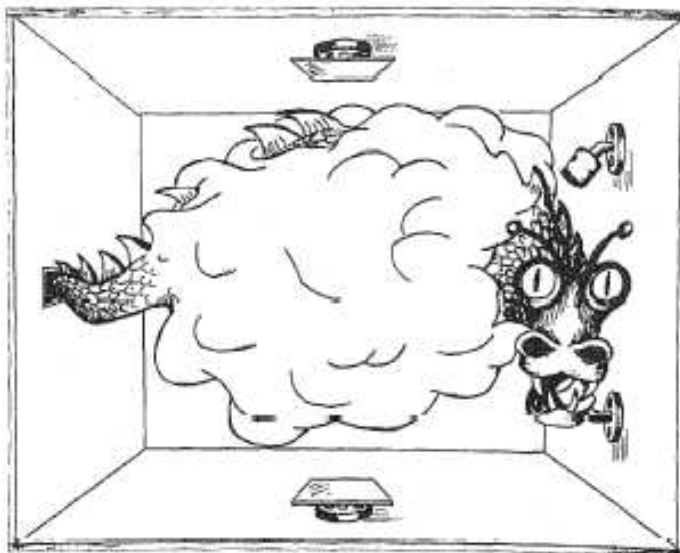


Рис. 3. Квантовый "феномен" как большой курящий дракон. Рисунок взят из (Miller and Wheeler, 1983).

Термин “феномен” определяется Бором следующим образом (Bohr, 1949):

В качестве более подходящего способа выражения я выступал за применение слова *феномен* исключительно для обозначения наблюдений, полученных при специфических обстоятельствах, в том числе при учёт и всей экспериментальной установки.

Миллер и Уилер ярко иллюстрируют понятие “элементарное квантовое явление” шуточной картинкой как показано на фиг. 3. Острый хвост и голова дракона соответствует “указанным обстоятельствам Бора” (экспериментальная подготовка и оформление) и “результатам наблюдений” (результатам эксперимента), соответственно. Тело дракона, между его головой и хвостом – неизвестно и в тумане: “О том, что дракон делает между ними, мы не имеем права говорить ни в этом, ни в любом эксперименте с отложенным выбором. Мы получаем показания приборов, но мы не знаем и не имеем права спрашивать – как это произошло. Элементарное квантовое явление – самое странное в этом странном мире” (Miller and Wheeler, 1983).

Уже в ответ на ЭПР-аргументацию (Einstein et al., 1935) Бор подчёркивает “свободу экспериментатора в обработке измерений” (Bohr, 1935). Позже он писал (Bohr, 1949):

Следует также добавить – очевидно, что можно не делать никакого различия в отношении наблюдаемых эффектов, получаемых определением экспериментальных соглашений – были ли средства проведения эксперимента и обработки результатов определены заранее или мы предпочли отложить завершение планирования эксперимента до более позднего момента, когда частица будет уже на пути от одного прибора к другому. В квантовомеханическом описании свобода в организации и проведении эксперимента находит своё выражение в возможности выбирать классические определения параметров, входящим в любое подходящее применение формализма.

Таким образом, на языке Гейзенберга, фон Вайцекера и Бора – главных сторонников копенгагенской интерпретации квантовой механики, наблюдатель волен выбирать в любой момент, даже после завершения физических взаимодействий дальнейшие классические условия эксперимента. Такое решение, например, позиционирование детектора в фокальной плоскости или плоскости изображения, определяет, какие именно из дополнительных наблюдаемых должны использоваться.

#### **D. Эксперимент Уилера**

Парадигма эксперимента с отложенным выбором была возрождена Уилером в 1978 году (Wheeler, 1978) и в серии работ между 1979 и 1981 годами, которые были объединены в 1984 году (Wheeler, 1984). Чтобы подчеркнуть сугубо неклассический принцип корпускулярно-волновой дополненности, он предложил схему, показанную на рис. 4, с интерферометром Маха-Цандера со входным сигналом в виде однофотонного волнового пакета. После первого полупосеребренного зеркала (светоделителя) слева возможны два пути распространения фотона: 2a и 2b. В зависимости от выбора наблюдателем здесь могут быть продемонстрированы разные свойства фотона. Если наблюдатель решит раскрыть частичную природу фотона, он не должен вставлять второе полупосеребрянное зеркало ( $\frac{1}{2}S$ ), как показано на рис. 4 внизу слева. В этом случае, с идеальными зеркалами (A и B) и 100%-ной эффективностью детектирования, с равными вероятностями будут работать оба детектора, но только один из них для каждого фотона и в совершенно случайном порядке. Как отметил Уилер “ [...] или один счётчик не отвечает, или другой. То есть, фотон двигается по одному из путей ” (Wheeler, 1984).



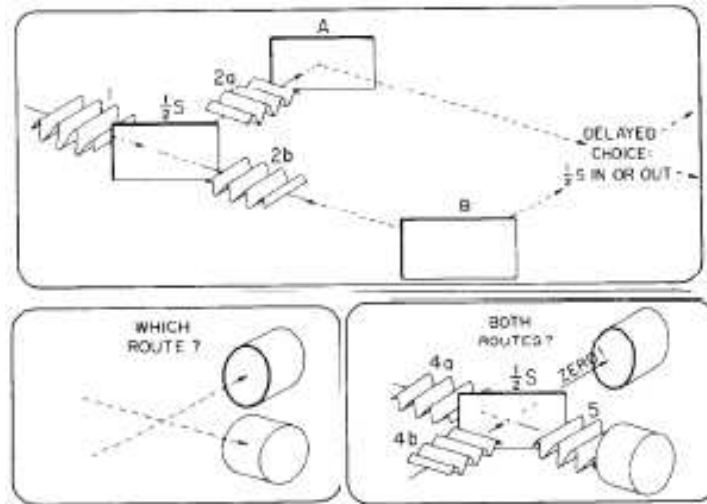


Рис. 4. Мысленный эксперимент Уилера с отложенным выбором с однофотонным волновым пакетом в интерферометре Маха-Цандера. Вверху: второе полупросветляющее зеркало ( $\frac{1}{2}S$ ) интерферометра может быть вставлено или удалено по желанию. Внизу слева: когда  $\frac{1}{2}S$  удалён, детекторы позволяют определить по какому пути распространяется фотон. Срабатывание детекторов для отдельных фотонов является абсолютно случайной. Внизу справа: при вставленном  $\frac{1}{2}S$  вероятности срабатывания двух детекторов зависит от разницы длин между двумя плечами. Рисунок взят из (Wheeler, 1984).

С другой стороны, если наблюдатель выбирает демонстрацию волновой природы фотона, он вставляет светоделитель  $\frac{1}{2}S$ , как показано справа внизу рис. 4. При одинаковых светоделителях и нулевой разности хода (или кратной длине волны фотона), будет срабатывать только детектор в правом нижнем углу. Как отметил Уилер: "это свидетельствует об интерференции [...] доказательстве того, что каждый квант света прибыл дважды с обоих направлений" (Wheeler, 1984).

Утверждать о том, что однофотонный пакет прошёл по двум путям или одному пути зависит от того, было ли вставлено второе полупросветляющее зеркало или нет. Чтобы исключить такую наивную интерпретацию, Уилер предложил версию эксперимента с отложенным выбором, в которой выбор того, какое свойство фотона будет наблюдаться (волна или частица) производится после того как фотон уже прошёл первый светоделитель. В словах Уилера: "В этом смысле мы имеем странную инверсию нормального порядка времени. Оставляя или удаляя зеркало, получаем неизбежное влияние на прошлую историю фотона". И "Таким образом решать пройдёт ли фотон по одному пути или по обоим после того, как путешествие было уже совершено" (Wheeler, 1984). Очень много похожего с рассуждениями, которые озвучивал Бор и с заключением, к которому он пришёл: говорить о свойстве квантовой системы, например, волна или частица можно и после квантового явления. В ситуации, которую только что обсуждали, это тот случай когда Фотон полностью закончил свое путешествие и был зарегистрирован.

На рис. 5, Уилер предложил наиболее показательный момент "в мысленном эксперименте с отложенным выбором в космологическом масштабе" (Wheeler, 1984). Он изложил это следующим образом:

Мы встаём утром и проводим день в размышлении, наблюдать ли нам "путь" или наблюдать интерференцию между "двумя путями". Когда наступает ночь и, наконец, доступен телескоп, мы удаляем полупосеребрянное зеркало или оставляем его на месте, в зависимости от нашего решения. Снабжаем телескоп монохроматическим фильтром для того, чтобы уменьшить счёт числа фотонов. Возможно придётся ждать час - два до первого фотона. Когда срабатывает счётчик, мы определяем путь, по которому он пришёл и источник (откуда); или и (плюс) другой путь, чья относительная фаза обязана разности волн, связанных с прохождением фотона от источника к получателю "обоих путей", отстоящих, возможно, на 50 000 световых лет друг от друга, испытывающий линзирование галактикой G-1. Но фотон уже прошёл расстояние в миллиарды лет до того, как мы приняли решение. Однако здесь и кроется смысл: говоря о свободном пути, мы подразумеваем, что фотон закончит свой путь тогда, когда это произойдёт. На самом же деле неправильно говорить о "маршруте" фотона. Для правильной формулировки напомним ещё раз, что не имеет смысла говорить о явлении, пока оно не было доведено до конца согласно необратимому акту своего завершения: "Элементарное явление не есть явление, пока оно не будет зарегистрировано наблюдателем".

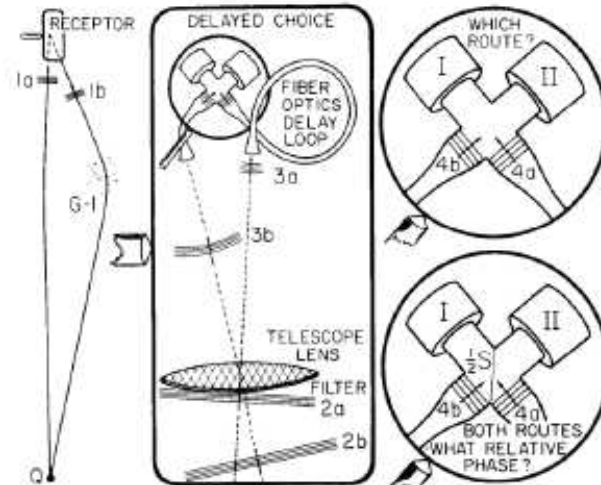


Рис. 5. Мысленный эксперимент с отложенным выбором в космологическом масштабе. Слева: вследствие гравитационного линзирования от галактики G-1 свет, исходящий от квазара (Q) получает два возможных пути достижения наблюдателя. Это напоминает конфигурацию рис. 4. Центр: установка приёмного устройства. Фильтры используются для регулирования когерентности света, что позволит выполнять интерференционный эксперимент. Фильтры используются для увеличения длины волны когерентного света, что позволяет выполнять в интерференционном эксперименте. С помощью фиброоптического контура задержки регулируются фазы интерферометра. Справа: выбор состояния полупосеребрянного зеркала (отсутствует - верхний фрагмент; присутствует - нижний фрагмент) на заключительном этапе эксперимента. Это позволяет зафиксировать маршрут частицы, либо отношение фаз обоих задействованных маршрутов. Учитывая, что расстояние между квазаром и наблюдателем миллиарды световых лет, а выбор может быть сделан задолго до того, как свет достигнет интерферометра, эта ситуация представляет довольно экстремальный пример мысленного эксперимента с отложенным выбором. Рисунок воспроизведён по работе (Wheeler, 1984).

Расстояние между квазаром и наблюдателем – миллиарды световых лет, а выбор экспериментатором будет сделан после входа фотона, эмитированного квазаром, в космический интерферометр. Скорость света в межгалактическом пространстве не совсем скорость света в вакууме. Будет ли выбор экспериментатора представлять эмиссию как времениподобное событие или как пространственноподобное, зависит от размеров интерферометра и интервала времени между событием выбора и прибытием фотона на второй светодетектор. Таким образом, в зависимости от конкретных параметров отложенный выбор Уилера может представиться как пространственноподобным, так и времениподобным событием в паре с другими событиями <sup>4)</sup>.

Уилер не обсуждал конкретно ситуацию, связанную с излучением и выбором, поскольку исключает причинность влияния эмиссии фотона на выбор, который и определяет представление фотона как частицы или волны.

А, вот, ситуация с событиями входа в интерферометр и выбора представления напоминает лазейку "свободы выбора" (Bell, 2004; Gallicchio et al., 2014; Scheidl et al., 2010), обсуждавшейся в контексте белловской проверки теорий скрытых параметров при использовании запутанных состояний двух систем. Вопрос уилеровского мысленного эксперимента состоит в том, чтобы ответить на вопрос - когда и как квантовая система решает вести себя как частица или как волна. Пространственноподобное разделение исключает неизвестную связь решения с выбором экспериментатора.

Хотя Уилер и предположил использование потока света, концептуально правильнее использовать единичные фотоны, а не поток света. Это важно и потому, что природа индивидуальной частицы для единичных фотонов гарантирует, что два детектора никогда не сработают в одно время. В противном случае объяснить результаты становится возможным с помощью квазиклассической теории света, согласно которой свет распространяется как классическая волна, а квантуется только при обнаружении (Paul, 1982).

Поэтому, главным требованием в корпускулярно-волновом дуализме к идеальному эксперименту с отложенным выбором есть:

- (1) свобода случайного выбора измерения с пространственноподобным разделением между выбором и входом квантовой системы в интерферометр, и
- (2) использование одночастичных квантовых систем.

### **Е. Квантовое стирание**

Как результат исследований запутанных атомно-фотонных систем Скалли и соавторы предложили в своих работах так называемый квантовый ластик (Scully and Drühl, 1982; Scully et al., 1991). Они рассматривали рассеяние света от двух атомов, локализованных в позициях 1 и 2 и проанализировали три различных случая (рис. 6):

А. Резонансный световой импульс  $I_1$  падает на два двухуровневых атома (рис. 6А), расположенных на участках 1 и 2. Один из двух атомов возбуждается и излучает фотон  $\gamma$ , возвращая атом в состояние **b**. Поскольку невозможно узнать, какой атом испустил  $\gamma$ , так как оба фотона теперь находятся в состоянии **b**, получаем интерференцию этих фотонов на детекторе. Это есть аналог двухщелевого эксперимента Юнга.

В. В случае трехуровневых атомов (рис. 6В), резонансный световой импульс  $I_1$  способен переводить атомы из начального состояния **c** в возбуждённое состояние **a**. Пусть первый возбуждённый атом в состоянии **a** испускает фотон  $\gamma$ , переходя сам в состояние **b**. Второй атом остаётся в состоянии **c**. Различимость атомов по внутреннему состоянию позволяет дать путь-информацию фотона, поэтому интерференция не может наблюдаться.

<sup>4)</sup> В описанном процессе можно выделить четыре события: излучение, вход в интерферометр, выбор режима наблюдения и регистрация. *Прим. редактора*

С. Дополнительный световой импульс  $I_2$  переводит первый атом из состояния  $\mathbf{b}$  в состояние  $\mathbf{b}'$  (рис. 6С). Затем излучение очередного фотона  $\phi$  переводит атом в состояние  $\mathbf{c}$ . Теперь одинаковые конечные внутренние состояния  $\mathbf{c}$  обоих атомов не могут обеспечить процесс эксперимента путь-информацией. Если возможность определить пространственный путь фотона  $\phi$  исчезает (путь-информация фотона "стирается"), интерференция восстанавливается. Отметим, что в этом здесь присутствуют два фотона: один  $\gamma$  для интерференции, другой  $\phi$  – носитель путь-информации. (Это очень напоминает суждения фон Вайцекером о микроскопе Гейзенберга).

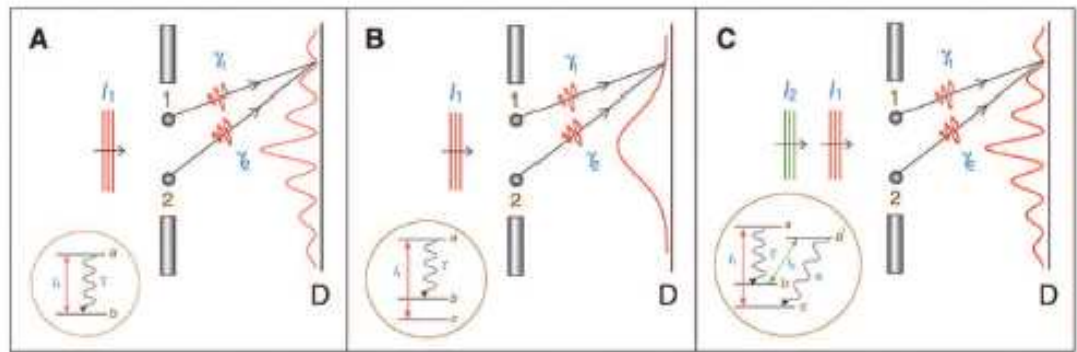


Рис. 6 (цветной в онлайн). Квантовый ластик с отложенным выбором (Scully and Drühl, 1982).

А. Два двухуровневых атома находятся в одинаковых начальных состояниях  $\mathbf{b}$ . Падающий импульс  $I_1$  возбуждает один из двух атомов до состояния  $\mathbf{a}$ , из которого он возвращается в состояние  $\mathbf{b}$ , испуская фотон  $\gamma$ . Поскольку конечные состояния обоих атомов одинаковые, можно наблюдать интерференцию фотонов на детекторе D.

В. Два атома находятся каждый в начальном состоянии  $\mathbf{c}$ , один из них возбуждается импульсом  $I_1$  до состояния  $\mathbf{a}$ , из которого он "падает" до состояния  $\mathbf{b}$ . Поскольку конечные состояния обоих атомов различаются, возможность наблюдать интерференцию фотонов отсутствует.

С. В рассмотрении добавлен четвёртый уровень атома. Импульс  $I_2$  переводит атом из состояния  $\mathbf{b}$  в состояние  $\mathbf{b}'$ . В состоянии  $\mathbf{b}'$  атом испускает фотон  $\phi$  и переходит в конечное состояние  $\mathbf{c}$ . Если при этом путь-информация  $\phi$  "сотрётся", картина интерференции может быть восстановлена. Рисунок взят из (Aharonov and Zubairy, 2005).

Scully и Drühl разработали устройство с отложенным выбором на основе электронно-оптического затвора, детектора фотонов, двух эллиптических полостей для реализации описанной выше экспериментальной конфигурации С (рис. 7). С помощью этого устройства можно выбрать – показать или стереть путь-информацию после того, как фотон  $\gamma$  был уже создан.

В другой работе (Scully et al., 1991) в качестве интерферирующей системы рассматривается поток атомов, когерентно распространяющихся через две полости. Состояние атома – есть квантовая суперпозиция  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|e\rangle_1 + |e\rangle_2)$ , где через  $|e\rangle_i$  обозначены возбуждённые квантовые состояния атомов, проходящих через полости  $i = 1, 2$  (см. фиг. 8). Возбуждённый атом может "провалиться" в основное состояние  $|g\rangle_i$  с излучением фотона в состоянии  $|\gamma\rangle_i$ . Две полости, связанные идеальными отражающими затворами и разделённые фотонной детекторной перегородкой используются как ловушки фотонов. Состоянием, обусловленным излучением одного фотона  $\gamma$  атомом в одной из полостей, отделённой детекторной перегородкой состояние атома (a) и фотона (p) будет:

$$|\Phi\rangle_{ap} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1|\gamma\rangle_1 + |g\rangle_2|\gamma\rangle_2) \quad (6)$$

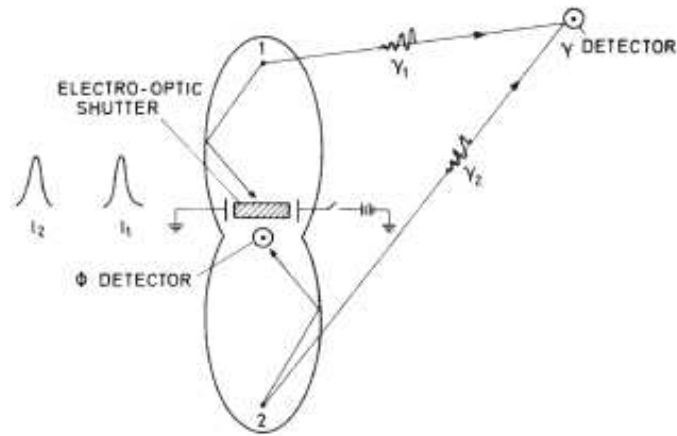


Рис. 7. "Квантовый ластик" с отложенным выбором (Scully and Dr'uhl, 1982); рисунок воспроизведён из этой работы.

Лазерные импульсы  $I_1$  и  $I_2$  попадают на атомы на участках 1 и 2. Рассеянный фотон 1 или 2 генерируется атомным переходом  $a \rightarrow b$ . Переход атома из  $b' \rightarrow c$  рождает фотон  $\phi$ . Это соответствует ситуации, изображенной на рис. 6С. При выполнении эксперимента в режиме отложенного выбора используются две эллиптические полости и электронно-оптический затвор. Полости отражают  $\phi$  на общий детектор. Электронно-оптический затвор передаёт  $\phi$  только тогда, когда он открыт. Выбор открытого или закрытого затвора задаёт определённую по поводу того, стирается информация от атома (1 или 2) испущенным фотоном или нет, что и определяет режим наблюдения волновой или корпускулярной природы. Выбор может быть отложен по отношению к моменту генерации.

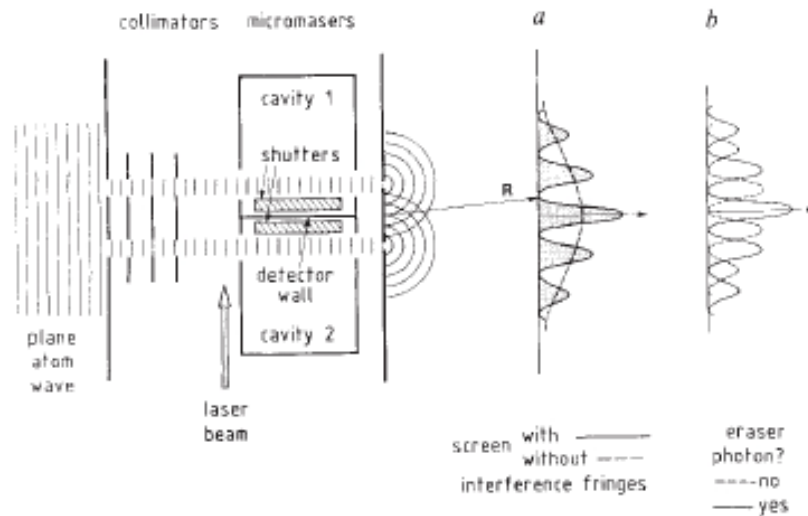


Рис. 8. "Квантовый ластик". Установка, предложенная в работе (Scully *et al.*, 1991); рисунок воспроизведён из этой работы.

Детекторная перегородка, разделяющая две полости для микроволновых фотонов, представляется зажатой двумя затворами.

а) Всегда открывается только один затвор, фотонные детекторы выявляют полость, где фотон был эмитирован и таким образом показывают путь-информацию для атомов. Следовательно, интерференция не наблюдается. Когда открываются оба затвора, фотонные детекторы стирают путь-информацию от атомов и возникает интерференция.

б) Оба затвора открыты. Предполагается, что детекторная перегородка может быть возбуждена симметричным фотонным состоянием  $|+\rangle_{12}$ . Следовательно, если фотон испущен в одну из полостей, но не обнаружен, он находился в антисимметричном состоянии  $|-\rangle_{12}$ . Обнаружение симметричного и антисимметричного фотонных состояний даёт возникновение противоположно модулированных боковых полос от атомов (сплошная и штрихованная кривые), соответственно.

Если затвор 1 открыт и затвор 2 закрыт, детектирование фотона (в полости 1) показывает положение атома в полости 1 и наоборот, если затвор 2 открыт, а 1 закрыт. Повторение эксперимента с этими двумя конфигурациями (то есть, когда только один затвор открыт) не приведет к интерференционной картине детектирования атомов (штрихованная кривая на рис. 8а). Такая же картина возникнет, когда оба затвора будут оба закрыты. Отсутствие интерференции в обоих случаях объясняется тем, что путь-информация всё ещё присутствует в окружении, независимо от того, принял её наблюдатель или не принял. Игнорирование фотонного состояния, которое несёт путь-информацию об атоме, приводит к смешанному состоянию атома вида  $\frac{1}{2}(|g\rangle_1\langle g| + |g\rangle_2\langle g|)$ , которое не может привести к интерференционной картине.

Состояние (6) может быть записано как

$$|\Phi\rangle_{\text{ap}} = \frac{1}{2}(|g\rangle_1 + |g\rangle_2)|+\rangle_{12} + \frac{1}{2}(|g\rangle_1 - |g\rangle_2)|-\rangle_{12} \quad (7)$$

с симметричным и антисимметричными фотонными состояниями:  $|+\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\gamma\rangle_1 + |\gamma\rangle_2)$  и  $|-\rangle_{12} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|\gamma\rangle_1 - |\gamma\rangle_2)$ . Если открываются оба затвора и обнаруживается симметричное фотонное состояние  $|+\rangle_{12}$ , невозможно в принципе различить из какой полости прибыл атом, поскольку его состояние есть когерентная суперпозиция  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1 + |g\rangle_2)$ . Обнаружение фотона в состоянии  $|+\rangle_{12}$  уже уничтожило путь-информацию об атоме. Поэтому картина интерференции атомов появляется снова (сплошная кривая на рис. 8а и 8б). Если обнаруживается антисимметричное состояние  $|-\rangle_{12}$ , состояние атома определяется как суперпозиция с различными относительными фазами между двумя путями  $\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1 - |g\rangle_2)$ , ведущая к сдвигу интерференционной картины (штриховая кривая на рис. 8б). В работе (Scully et al., 1991) предполагалось, что детектор обладает идеальной эффективностью обнаружения, но не может быть возбуждён антисимметричным состоянием фотона, из-за чего в случае, когда обе створки открыты, возникает смещение интерференционной картины и эффект фотонного ластика не может быть обнаружен. Детекторная перегородка здесь используется достаточно тонкая так, чтобы невозможно было различить – с какой стороны падал фотон и, следовательно, стал возможным коллапс суперпозиции фотонных состояний в симметричное или антисимметричное состояния. Важно отметить, что интерференционные картины атомов могут быть увидены при совпадении с фотонными прогнозами для симметричных и антисимметричных состояний.

Этот мысленный эксперимент вызвал противоречивые суждения о том, что более фундаментально – дополнительность или принцип неопределённости? (Englert et al., 1995; Storey et al., 1994, 1995). Wiseman и его коллеги примирили противоположные мнения и признали новизну концепции квантового стирания (Wiseman and Harrison, 1995; Wiseman et al., 1997). Экспериментальные демонстрации квантового стирания для атомных систем были реализованы и представлены в (Eichmann et al., 1993) and (D'urr et al., 1998) и будут рассмотрены в разделе IV B.

В этом эксперименте может быть организована конфигурация с отложенным выбором: можно выбрать – показывать или стереть путь-информацию атомов (не открывая или открывая оба затвора) после окончания атомом прохождения через две полости.

Детальный анализ основных аспектов одночастичных интерференционных экспериментов, сопровождающихся декогеренцией, сообщалось в (Scully et al., 1989). Авторы рассмотрели квантовые корреляции (система-аппаратура), которые лежат в основе декогеренции, а не от реакции или столкновений. Эта тема будет обсуждаться в разделах III и IV.

### Г. Отложенный выбор со сменой спутывания

Когда две системы находятся в запутанном квантовом состоянии, корреляции совместной системы хорошо определены, но не свойства отдельных систем (Einstein et al., 1935; Schrödinger, 1935). Peres поднял вопрос о том, можно ли производить запутывание между двумя системами после того, как они уже были зарегистрированы детекторами (Peres, 2000). Примечательно, что квантовая механика позволяет это сделать через смену запутывания (Zukowski et al., 1993). Отметим, что Cohen ранее анализировали подобную ситуацию в контексте гипотетической генерации перепутывания в сепарабельных состояниях (Cohen, 1999).

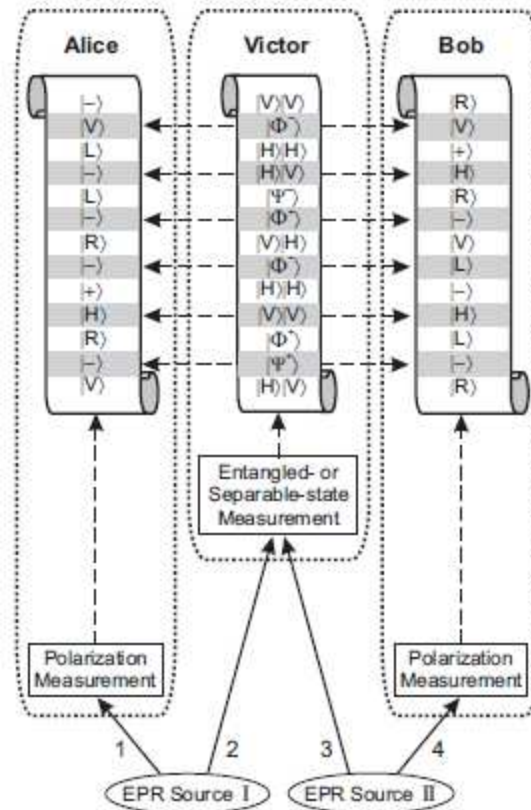


Рис. 9. Концепция отложенного выбора со сменой спутывания.

Две спутанные пары фотонов 1&2 и 3&4, например, в состоянии  $|\psi^-\rangle_{12}|\psi^-\rangle_{34}$  от ЭПР-источников I и II, соответственно. Алиса и Боб выполняют измерения поляризаций фотонов 1 и 4 в каких-либо трех взаимно несмещённых базисах и записывают результаты. Виктор имеет возможность выполнить измерения над фотонами 2 и 3 в режимах — либо запутанности, либо сепарабельности. Если Виктор решил выполнять измерения в режиме сепарабельности в четырёхмерном двухчастичном базисе  $|H\rangle_2|H\rangle_3$ ,  $|H\rangle_2|V\rangle_3$ ,  $|V\rangle_2|H\rangle_3$  и  $|V\rangle_2|V\rangle_3$ , тогда результат измерения будет случайным членом среди четвёрки произведений двух состояний. Фотоны 1 и 4 проецируются в соответствующее произведение состояний, оставаясь сепарабельными. С другой стороны, если Виктор решит выполнить измерение в режиме запутанности на фотонах 2 и 3 в белловском базисе  $|\psi^+\rangle_{23}$ ,  $|\psi^-\rangle_{23}$ ,  $|\Phi^+\rangle_{23}$ ,  $|\Phi^-\rangle_{23}$ , тогда случайным результатом измерения будет одно из четырёх белловских состояний. Следовательно, фотоны 1 и 4 также проецируются в соответствующее белловское состояние. Таким образом, спутанность от пар 1&2 и 3&4 переходит к парам 2&3 и 1&4. Рисунок адаптирован из (Ma et al., 2012).

В фотонной реализации замены спутанности две пары поляризационно запутанных фотонов 1&2 и 3&4 испускаются из различных ЭПР-источников (рис. 9). Целостное запутанное 4<sup>x</sup>-фотонное состояние представляется, например, в виде

$$|\psi\rangle_{1234} = |\psi^-\rangle_{12}|\psi^-\rangle_{34}, \quad (8)$$

где  $|\psi^-\rangle_{ij} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle_i|V\rangle_j - |V\rangle_i|H\rangle_j)$  – спутанное антисимметричное белловское состояние (синглетное) фотонов  $i$  и  $j$ . Буквами H и V обозначаются горизонтальные и вертикальные поляризации, соответственно. Фотон 1 отправляется к Алисе, фотон 4 отправляется к Бобу, фотоны 2 и 3 отправляются к Виктору.

Алиса и Боб выполняют измерения на фотонах 1 и 4, в трёх взаимно несмещённых базисах (Wootters and Fields, 1989),  $|H\rangle/|V\rangle$ ,  $|R\rangle/|L\rangle$  и  $|+\rangle/|-\rangle$ , с  $|R\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle + i|V\rangle)$ ,  $|L\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle - i|V\rangle)$  и  $| \pm \rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|H\rangle \pm i|V\rangle)$ . Если Виктор выбирает для своих фотонов 2 и 3 режим раздельного измерения в H/V-базисе, то есть в базисе сепарабельных (произведений) состояний  $|H\rangle_2|H\rangle_3$ ,  $|H\rangle_2|V\rangle_3$ ,  $|V\rangle_2|H\rangle_3$  и  $|V\rangle_2|V\rangle_3$ , тогда ответом на эксперимент будет случайный результат – один из четырёх. При измерении Виктора фотоны 1 and 4 остаются в сепарабельном состоянии и проецируются в соответствующее произведение  $|V\rangle_1|V\rangle_4$ ,  $|V\rangle_1|H\rangle_4$ ,  $|H\rangle_1|V\rangle_4$  или  $|H\rangle_1|H\rangle_4$ , соответственно. Таким образом, поляризационные измерения Алисы и Боба только коррелируются в базисе  $|H\rangle/|V\rangle$ .

Однако состояние (8) можно записать в базисе белловских состояний фотонов 2 и 3:

$$|\psi\rangle_{1234} = \frac{1}{2}(|\psi^+\rangle_{14}|\psi^+\rangle_{23} - |\psi^-\rangle_{14}|\psi^-\rangle_{23} - |\Phi^+\rangle_{14}|\Phi^+\rangle_{23} - |\Phi^-\rangle_{14}|\Phi^-\rangle_{23}) \quad (9)$$

с запутанными симметричными белловскими триплет-состояниями:  $|\psi^+\rangle_{ij} = \frac{1}{2}(|H\rangle_i|V\rangle_j + |V\rangle_i|H\rangle_j)$ ,  $|\psi^-\rangle_{ij} = \frac{1}{2}(|H\rangle_i|H\rangle_j + |V\rangle_i|V\rangle_j)$ . Если Виктор решит выполнить измерение белловского состояния, то есть измерять в базисе спутанных состояний  $|\psi^+\rangle_{23}$ ,  $|\psi^-\rangle_{23}$ ,  $|\Phi^+\rangle_{23}$  и  $|\Phi^-\rangle_{23}$ , ответом на его измерение будет один случайный результат из четырёх возможных. Состояниями фотонов Алисы и Боба будут проекциями на соответствующие спутанные состояния  $|\psi^+\rangle_{14}$ ,  $|\psi^-\rangle_{14}$ ,  $|\Phi^+\rangle_{14}$ ,  $|\Phi^-\rangle_{14}$ . Поляризационные измерения Алисы и Боба, таким образом, коррелируют во всех возможных базисах. Это означает, что Виктор может установить запутанность между фотонами 1 и 4, хотя они никогда не взаимодействовали и не имели общего прошлого. После смены запутанности между парами 1&2 и 3&4, далее они не перепутываются, сохраняя единообразие (Coffman et al., 2000).

Peres предложил расширить протокол работы в режиме спутанность-замена, сочетая его с парадигмой отложенного выбора Уилера. Он предположил, что корреляции фотонов 1 и 4 может быть определена даже после того, как они были обнаружены через позднее проецирование фотонов 2 и 3 в запутанное состояние.

В соответствии с выбором Виктора и его результатами, Алиса и Боб могут отсортировать свои уже записанные данные в подмножества и проверить каждое подмножество на спутанность и сепарабельность пар разноместных фотонов, которые не "общались" и не взаимодействовали в прошлом. Подобный эксперимент приводит, казалось бы, к парадоксальной ситуации – “запутанность производится постфактум, после того как запутанных частицы были уже измерены и может даже больше не существуют” (Peres, 2000). Поскольку свойство – является ли квантовое состояние фотонов 1 и 4 сепарабельным или запутанным, может быть свободно выбрано Виктором применением режима измерения (сепарабельного или белловского) фотонов 2 и 3 после того как фотоны 1 и 4 уже измерены, отложенный выбор корпускулярно-волнового дуализма одной частицы распространяется до *спутанно-сепарабельного дуализма* двух частиц.



### Г. Квантовые вычисления

Фотонный эксперимент Уилера с отложенным выбором (рис. 10(a)) и отслеживании фазовых зависимостей в интерферометре может быть представлен на языке квантовых вычислений (Nielsen and Chuang, 2000), где *гейты Адамара*<sup>5)</sup> представляют светоделители, а "*ancilla*"<sup>6)</sup> использует квантовый генератор случайных чисел (QRNG) для моделирования выбора (рис. 10(b)). Квантовый вариант эксперимента было предложен авторами (Ionićiu and Terno, 2011), где "*ancilla*" может управлять когерентно вторым светоделителем интерферометра (рис. 10(c)). Смещения состояний могут быть достигнуты при рассмотрении общих "*ancilla*"-состояний:  $\cos \alpha |0\rangle + \sin \alpha |1\rangle$ , с амплитудами, зависящими от параметра  $\alpha$  (рис. 10(d)). Здесь второй светоделитель в представлении суперпозиции может как присутствовать, так и отсутствовать. Тогда, следуя языку Уилера, фотон должен быть в суперпозиции частицы и волны одновременно. Кроме того, можно произвольно выбирать временной порядок измерений. В частности, если измерять "*ancilla*" *после* того, как поведение фотона будет описано как частицы или волны и зафиксировано детектором. С экспериментальной точки зрения это выгодно, поскольку не требуется быстрого переключения устройств.

При соответствующей юстировке интерферометра перед детекторами рис. 10(d) состояниями фотона и "*ancilla*" будут:

$$|\Psi\rangle = \cos \alpha |\text{particle}\rangle |0\rangle + \sin \alpha |\text{wave}\rangle |1\rangle \quad (10)$$

с фотонными состояниями

$$|\text{particle}\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|0\rangle + e^{i\varphi} |1\rangle) \quad (11)$$

$$|\text{wave}\rangle = e^{i\frac{\varphi}{2}}(\cos \frac{\varphi}{2} |0\rangle + i \sin \frac{\varphi}{2} |1\rangle) \quad (12)$$

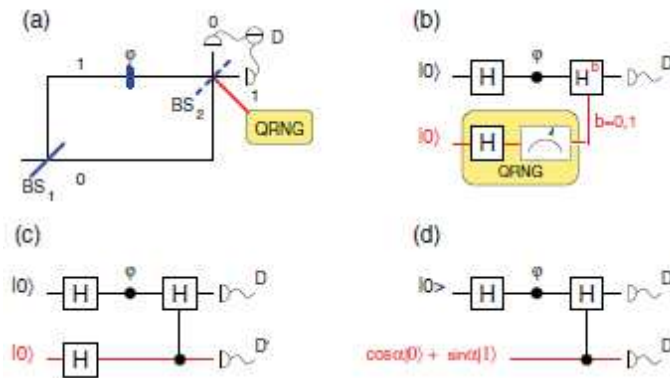


Рис. 10 (цветной в онлайн).

(a) "Классический" эксперимент с отложенным выбором: второй светоделитель  $BS_2$  вставляется или не вставляется после того, как фотон уже вошел в интерферометр.

(b) Эквивалентная квантовая сеть: *ancilla* (нижний вход, красным цветом) ведёт себя как квантовый генератор случайных чисел (QRNG). Начальное состояние  $|0\rangle$  переводится гейтом Адамара  $H$  в  $(|0\rangle + |1\rangle)/\sqrt{2}$ . Измерение в вычислимом  $|0\rangle/|1\rangle$ -базисе даёт случайный выход, который определяет – применим или неприменим второй гейт Адамара с используемым системным кубитом (эквивалентным  $BS_2$ )

(c) Отложенный выбор с квантовым лучевым делителем: второй лучевой делитель  $BS_2$  (контролируемый элементом Адамара) когерентно контролируется состоянием дополнительного кубита. Сейчас в суперпозиции присутствия и отсутствия.

(d) QRNG может быть взятым при подготовке вспомогательного кубита (*ancilla*) в состоянии,  $\cos \alpha |0\rangle + \sin \alpha |1\rangle$ . Рисунок взят из Ionićiu and Terno, 2011.

<sup>5)</sup> *гейты Адамара* - "логические" элементы в квантовой информатике, реализующие предопределённые преобразования

<sup>6)</sup> "*ancilla*" – вспомогательные кубиты, в которых возникает необходимость при квантовых вычислениях. *прим. ред.*

Частичное совпадение между последними состояниями даётся соотношением  $\langle \text{particle} | \text{wave} \rangle = 2^{-1/2} \cos \varphi$ . Вероятность найти фотон в состоянии 0 есть  $I_p(\varphi) = \frac{1}{2}$  (визуализация  $V = 0$ ) – для частичного состояния и  $I_w(\varphi) = \cos^2 \frac{\varphi}{2}$  (визуализация  $V = 1$ ) – для волнового состояния. Соотношение (10) – есть количественное выражение дополнителности, а вопрос о поведении системы как волны или частицы мы сейчас можем видеть объективно во взаимных базисах. Если фотонные данные анализируются в соответствующих под'ансамблях на фоне результатов "ancilla", это отчётливо покажет поведение системы – либо частицеподобное ("ancilla" в состоянии  $|0\rangle$ , фотонная визуализация  $V = 0$ ), либо волноподобное ("ancilla" в состоянии  $|1\rangle$ , фотонная визуализация  $V = 1$ ).

Для суперпозиции с равными весам ( $\alpha = \pi/4$ ), анализ только самих фотонных данных как функции  $\varphi$ , приводит к интерференционной картине с пониженной визуализацией  $V = \frac{1}{2}$ . Изменение  $\alpha$  от 0 (фотон с полной определённости в состоянии  $|\text{particle}\rangle$ ) до  $\frac{\pi}{2}$  (определённость состояния –  $|\text{wave}\rangle$ ) позволяет реализовать морфинг свойства частица-волна. При игнорировании результатов "ancilla" детектор для фотонного состояния 0 покажет вероятность  $I_p(\varphi) \cos^2 \alpha + I_w(\varphi) \sin^2 \alpha$ , то есть

$$\cos^2 \alpha + \cos^2 \frac{\varphi}{2} \sin^2 \alpha, \quad (13)$$

соответствующую визуализации  $V = \sin^2 \alpha$ .

Анализ экспериментов квантового отложенного выбора на предмет скрытых переменных нуждается в описании целостной системы (спутанных) фотона и "ancilla". Утверждалось, что квантовые эксперименты с отложенным выбором без пространственноподобного разделения между системой фотоном-"ancilla", эквивалентны классическим экспериментам с отложенным выбором с пространственноподобным разделением (C'eleri et al., 2014). Возможность непрерывного морфинга, предсказанная квантовой механикой в квантовых экспериментах с отложенным выбором невозможно описать теориями скрытых переменных для системы фотон-"ancilla", которая подчиняется объективности ("частица" и "волна" являются неотъемлемыми атрибутами фотона в течение его жизни), детерминизм (скрытые переменные определяют индивидуальные результаты) и независимость (скрытые переменные не зависят от экспериментальной установки, то есть от выбора  $\alpha$ ) (Ionicioiu et al., 2014). Кроме того, эти три предположения, действительно, несовместимы с какой-либо теорией, не только с квантовой механикой (Ionicioiu et al., 2015).

### III. Реализации экспериментов с отложенным выбором

#### A. Первые реализации уилеровского эксперимента.

Идея Уилера мысленного эксперимента с отложенным выбором нашла своё продолжение в 80-х годах прошлого столетия. Были предложены несколько новых конкретных реализаций по экспериментам и анализу различных физических систем, в том числе с применением нейтронных (Greenberger et al., 1983; Miller, 1983; Miller and Wheeler, 1983) и фотонных интерферометров (Alley et al., 1983; Mittelstaedt, 1986). Были опубликованы и новаторские начинания в реализации этих экспериментов (Alley et al., 1986; Hellmuth et al., 1987; Schleich and Walther, 1986).

Hellmuth с сотрудниками выполнили эксперименты с отложенным выбором с низкоуровневыми интенсивностями на интерферометрах Маха-Цандера (MZI) в пространственной области с хорошим временным разрешением атомной флуоресценции в интервале времени (Hellmuth et al., 1987). Макет в пространственной области и схема эксперимента с отложенным выбором представлены на рис. 11. В качестве источника света для MZI был использован ослабленный пикосекундный лазер (в среднем менее 0.2 фотона в импульсе). Два 5-м (20 нс) фибера использовались для задержки фотонов. Время прохождения фотонов через интерферометр составляло около 24 нс. Пара: ячейка Поккельса (PC) и поляризатор (POL), размещённые в верхней части рисунка справа MZI, — использовалась в качестве затвора.

Когда полуволна напряжения воздействует на ячейку Поккельса происходит поворот поляризации распространяющихся фотонов таким образом, что они отражаются. В этом случае затвор оказывается фактически закрытым и интерференция исчезает, так как верхний путь интерферометра прерывается и только фотоны нижней части могут достичь фотоумножителей (PM1 и PM2). Это обеспечивает нас информацией о пути, по которому фотон достигнет светоделиителя 2 (Beam Splitter 2), поскольку это может произойти только через открытый путь. С другой стороны, если затвор был открыт по прибытии фотона, можно будет наблюдать интерференционную картину, поскольку информация о пути фотона отсутствует.

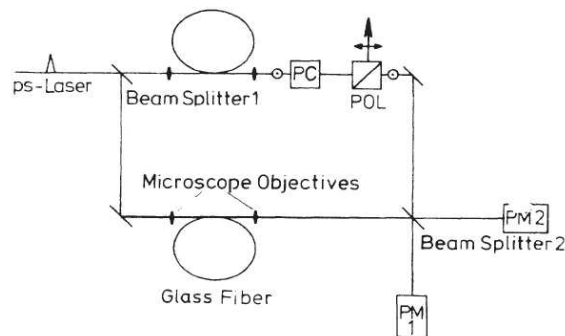


Рис. 11 Макет и схема эксперимента с отложенным выбором (Hellmuth et al., 1987). В качестве затвора использована пара: ячейка Поккельса (PC) и поляризатор (POL).

Временная структура этого эксперимента в режиме "отложенного выбора" определяется следующим. При встрече первого светоделиителя (Beam splitter 1), амплитуда входного фотона, расщепляется на два пути следования — верхний и нижний. Затем фотон задерживается 2-фибером на 20 нс (для каждого свой). В течение распространения фотона в фибере, открывается затвор верхнего пути со временем нарастания 4 нс, а поток верхнего пути, выходя из своего фибера, встречает открытый затвор и светоделиитель 2 (Beam splitter 2), последовательно. Таким образом, в этом случае открытие затвора было отложено до момента после вхождения фотона в beam splitter 1 и когда он оказался уже внутри интерферометра. При таком сценарии эксперимента вход фотона в MZI был локализован в прошлом светового конуса открытого затвора.

В "нормальном режиме" открытие затвора было до встречи входящего фотона с Beam splitter 1. Авторы изменили экспериментальную ситуацию от нормального режима к режиму задержки выбора (открытие затвора после встречи фотоном Beam splitter 1) для каждого последующего светового импульса, при сохранении остальной конфигурации эксперимента, в частности, фазы MZI. График числа обнаруженных фотонов счётчиком PM 1, как функция изменения фазы представлен на рис. 12. Результаты измерения PM 2 показали взаимодополняющее поведение, то есть картинка была сдвинута на величину фазы  $\pi$  по отношению к записанным PM 1

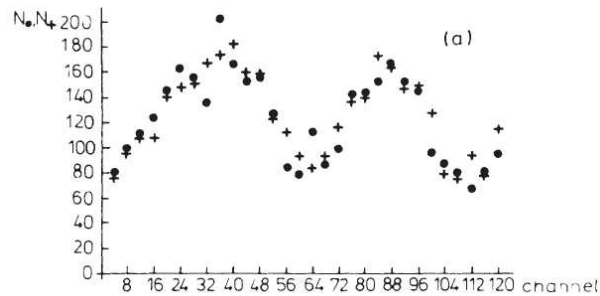


Рис. 12 Результаты эксперимента с отложенным выбором (Hellmuth *et al.*, 1987). Интерференционные картины для нормального режима (точки) и режима с отложенным выбором (кресты) измеренные PM 1 аналогичны и согласуются с квантово-механическими предсказаниями.

Этот эксперимент был одной из первых реализаций мысленного эксперимента Уилера, хотя использовались не одиночные фотоны, а реальный активный выбор просто не был реализован. Время включения ячейки Погкельса было затянуто, что в итоге дало результаты обычной проверки волновых свойств света

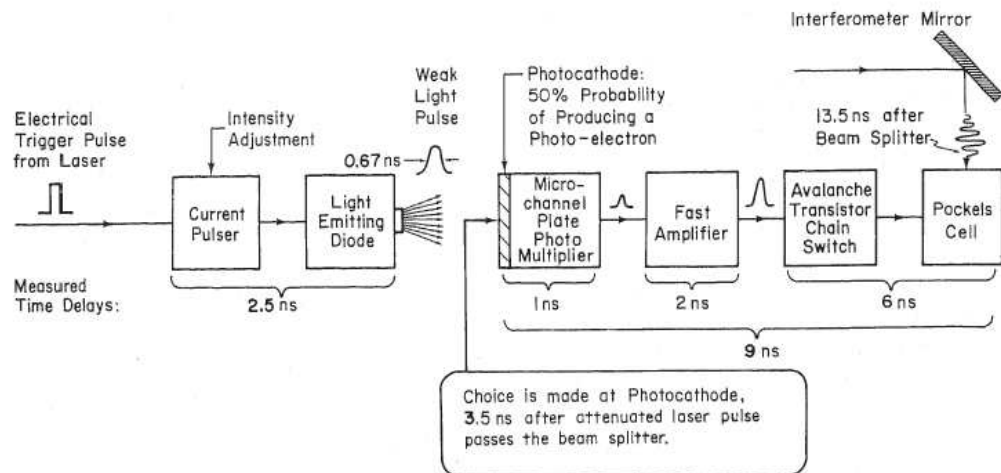


Рис. 13. Принципиальная схема устройства генерации случайных вариантов выбора, предложенная (Alley *et al.*, 1983) и использованная в работе (Alley *et al.*, 1986).

Слабый световой импульс (*weak light pulse*) длительностью  $0.67 \text{ ns}$  излучается светодиодом (*light emitting diode*). При детектировании события светового импульса происходит случайный выбор определяющих параметров ячейки Погкельса (*Pockels cell*). Фотокатод (*photocathode*) с 50% вероятностью продуцирования фотоэлектрона в пределах  $1 \text{ ns}$  усиливается быстрым усилителем (*fast amplifier*) в пределах  $2 \text{ ns}$ . Этот электрический импульс вызывает переключение потоковой цепи (*avalanche transistor chain switch*) и, следовательно, ячейки Погкельса. Время выбора может быть настроено по отношению к фотонному входу в MZI.

Alley с коллегами продвинулись дальше в конкретике схемы по реализации уилеровского мысленного эксперимента с отложенным и случайным выбором для конфигурации MZI (открытой или закрытой. Alley *et al.*, 1983). Три года спустя, они сообщили об успешной демонстрации

эксперимента (Alley et al., 1986). Все подробности этой работы описаны в (Jakubowicz, 1984). Концептуально эксперимент был похож на представленный в (Hellmuth et al., 1987) с некоторыми важными различиями. Это было реализовано с 4 м на 0.3 м свободного пространства интерферометра, где осуществлялся отложенный случайный выбор. Дополнительный фотоумножитель (PhotoMultiplier) был использован для обнаружения фотонов, которые отражались в интерферометре, благодаря поляризатору в сочетании с ячейкой Поккельса. Случайный выбор производился на фотокатоде, который имел 50%-ную вероятность "родить" фотоэлектрон после удара лазерного импульса. Этот фотоэлектрон затем усиливается и используется для переключения электронно-оптических модуляторов (EOM) в MZI. Подробная схема генерации случайного выбора показана на рис. 13.

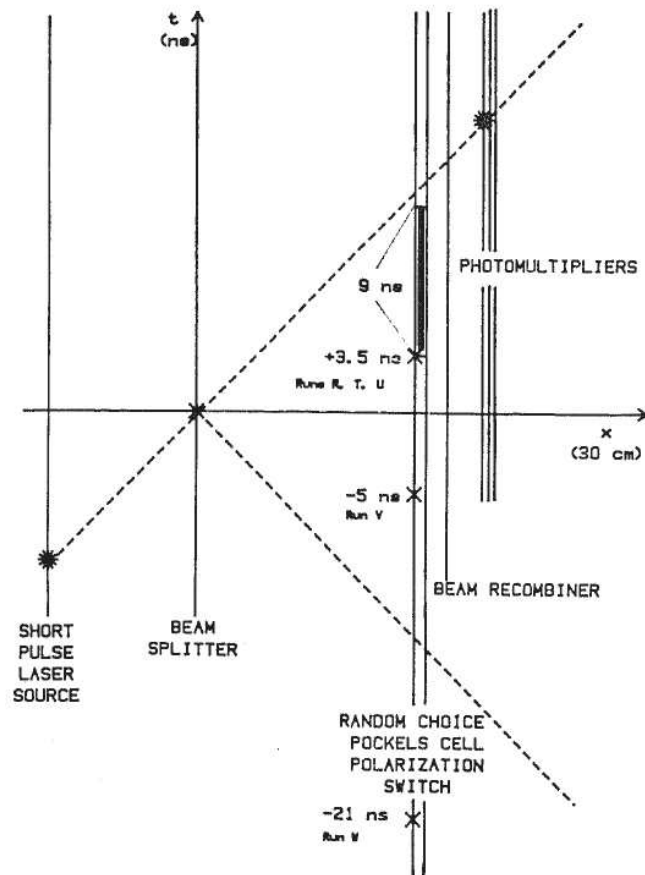


Рис. 14. Пространственно-временная диаграмма, представленная в (Alley et al., 1986).

Здесь показаны локализации случайно выбранных событий, возникших по отношению к фотонным встречам светоделителя и, следовательно, входам в MZI в лабораторной системе отсчёта. В точках R, T, U и Y выбор событий был осуществлён с пространственноподобным разделением от события фотонного входа в интерферометр (начало схемы).

Были реализованы пять экспериментальных запусков в различных пространственно-временных конфигурациях. Эквивалентная одномерная пространственно-временная диаграмма представлена на рис. 14. В точках (на схеме) R, T и U выбор событий не только отставал на 3.5 нс по отношению ко входам фотонов в MZI в лабораторной системе отсчёта (событие E – начальная точка на рис. 14), но был также пространственноподобно разделённым по отношению к событию E. В точке Y процедура выбора была также пространственноподобно отделена от E, но 5-ю нс ранее. В точке W выбор был времениподобно разделённым от E и раньше на 5 нс. Была получена 90% визуализация интерференционной картины при измерении в режиме обнаружения волновых свойств входящих фотонов, а при измерении в режиме обнаружения корпускулярных свойств

интерференция не наблюдалась. Авторы делают вывод: "предсказания квантовой механики подтверждаются даже при выборе конфигурации в конце процесса, будучи подготовленными случайным образом в начале 'элементарного квантового явления' " (Alley et al., 1986).

### В. Уилеровский эксперимент отложенного выбора с единичными частицами: фотоны и атомы

В целях использования одночастичных квантовых состояний для выполнения корпускулярно-волновых экспериментов с отложенным выбором Balduhn с коллегами (Balduhn et al., 1989) сообщили о возникновении единичных фотонов при спонтанной параметрической даун-конверсии<sup>7)</sup> (Friberg et al., 1985). Макет установки показан на рис. 15. Для детектирования одного фотона был использован переключатель ячейки Поккельса (P) в интерферометре Саньяка (Sagnac, 1913), через который распространялся другой (сигнальный) фотон.

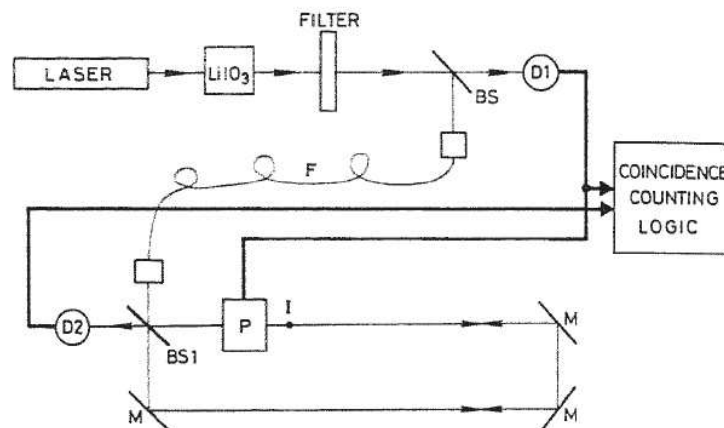


Рис. 15. Схема эксперимента с отложенным выбором согласно (Balduhn et al., 1989).

Фотонные пары продуцируются посредством параметрической даун-конверсии в кристалле  $\text{LiIO}_3$ . Детектирование (триггером) фотона 1 в D1 сигнализирует о распространении фотона 2 по волокну F к интерферометру Саньяка. При детектировании D1 в интерферометре срабатывает ячейка Поккельса P, через которую сигнальные фотоны распространяются в направлении пути по часовой стрелке или против к детектору D2. Сигнальные фотоны показывают волновое поведение, если ячейка Поккельса даёт непрерывно левое отклонение или отключается. Корпускулярное поведение обнаруживается, если ячейка Поккельса включается в момент, когда сигнальные фотоны в интерферометре достигают контрольной точки I

При распространении по пути в направлении по часовой стрелке сигнальный фотон проходит сперва ячейку Поккельса P, затем контрольную точку I. При движении против часовой стрелки, однако, ситуация обратная.

(а) Если ячейка Поккельса была выключена во время распространения фотона через интерферометр, поляризация сигнального фотона не изменяется и остаётся одинаковой для обоих направлений пути распространения – по часовой стрелке и против.

(б) Аналогично, если ячейка Поккельса была включена постоянно, поляризация изменяется по обоим путям.

В обоих случаях (а) и (б) конечные состояния поляризации будут одинаковыми для обоих путей, что ведёт к интерференции. Однако, если ячейка Поккельса была включена в момент, когда сигнальный фотон прибыл в контрольную точку I и оставалась в таком состоянии пока фотон не встретил светоделитель снова, интерференции не наблюдается. Это происходит потому, что поляризация при движении по часовой стрелке остаётся неизменной, хотя поляризация при движении против часовой стрелке меняется. Степень поляризации свободно изменяется и

<sup>7)</sup> SPDC – *spontaneous parametric down-conversion* (спонтанное параметрическое рассеяние)

различима между двумя путями распространения и, следовательно, разрушает возможность интерференции.

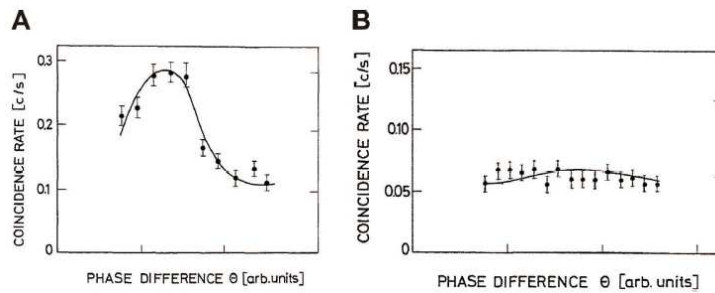


Рис. 16. Экспериментальные результаты эксперимента по отложенному выбору (Baldzuhn *et al.*, 1989).

А: Если ячейка Поккельса была постоянно включена или выключена, наблюдается картина интерференции.

В: Если ячейка Поккельса включается в момент, когда сигнальный фотон достигает контрольной точки I, показанной на рисунке, картина интерференции отсутствует.

Экспериментальные результаты представлены на рис. 16. Если ячейка Поккельса была постоянно включена или выключена, наблюдается картина интерференции (рис. 16А). Это соответствует волновому поведению фотона. С другой стороны, если ячейка Поккельса включается в момент, когда сигнальный фотон достигает контрольной точки I, показанной на рисунке, картина интерференции отсутствует (рис. 16В), что соответствует корпускулярному поведению фотона.

Аспект отложенного выбора в этом эксперименте был реализован задержкой сигнального фотона с помощью оптического волокна (обозначенным 'F' на рис. 15) при вариации времени приложения напряжения к ячейке Поккельса. Это позволяло переключать ячейку Поккельса в момент, когда фотон был в контрольной точке, то есть внутри интерферометра. Пространственно-подобного разделения событий выбора момента выполнения измерения и входа фотона в интерферометр в этом эксперименте не было реализовано.

Совсем недавно поступило сообщение о реализации уилеровского мысленного эксперимента с отложенным выбором с единичными атомами (Manning *et al.*, 2012). Физические светоделители и зеркала были заменены оптическими импульсами Брэгга. Выбор применения последнего импульса светоделителя или неприменения контролировался квантовым генератором случайных чисел. При этом событие выбора происходило после входа атома в интерферометр.

### **С. Уилеровский эксперимент отложенного выбора с единичными (отдельными) фотонами и пространственноподобным разделением**

Два важных требования к идеальной реализации отложенного выбора в мысленном эксперименте по корпускулярно-волновому дуализму, а именно: использование одночастичных квантовых состояний при пространственноподобном разделении между событиями выбора и измерения, соотносёнными с моментами и точками входа частицы в интерферометр, — были одновременно и полностью выполнены в (Jacques *et al.*, 2007, 2008). В качестве источников единичных фотонов применялись N-V цветные центры в кристаллах алмаза (Kurtsiefer *et al.*, 2000). Как показано на рис. 17А, для выполнения релятивистского пространственноподобного разделения были использованы 48-метровый поляризационный интерферометр и быстрый электронно-оптический модулятор (ЕОМ), управляемый квантовым генератором случайных чисел (QRNG). Случайные числа генерировались с помощью "выстрелов" усилителя импульсами света белого шума.

Пространственно-временная диаграмма этого эксперимента иллюстрируется рис. 17B. Последовательность измерения над  $n$ -ым фотоном состоял из трёх шагов.

Первый. Выбор был сделан посредством QRNG, создавшим двоичное число (синий цвет), которое определило конфигурацию интерферометра. Этот выбор происходил одновременно с запуском эмиссии  $n$ -го фотона.

Второй. Случайные числа (битовые значения 1, 0, 1 для фотонов  $n-1$ ,  $n$ ,  $n+1$  на рис. 17B) задавались напряжением EOM  $V = 0$  (битовое значение 0) или  $V = V_n$  (битовое значение 1) в течение  $40 \text{ ns}$  (красный цвет), что определяло состояние второго светоделителя ( $\text{BS}_{\text{output}}$ ).

Третий. Наконец, фотон был зарегистрирован детекторами D1 или D2 после пребывания в интерферометре в момент  $\tau_{\text{interf}}$ . Синие зоны на рис. 17B представляют будущее световых конусов моментов выбора

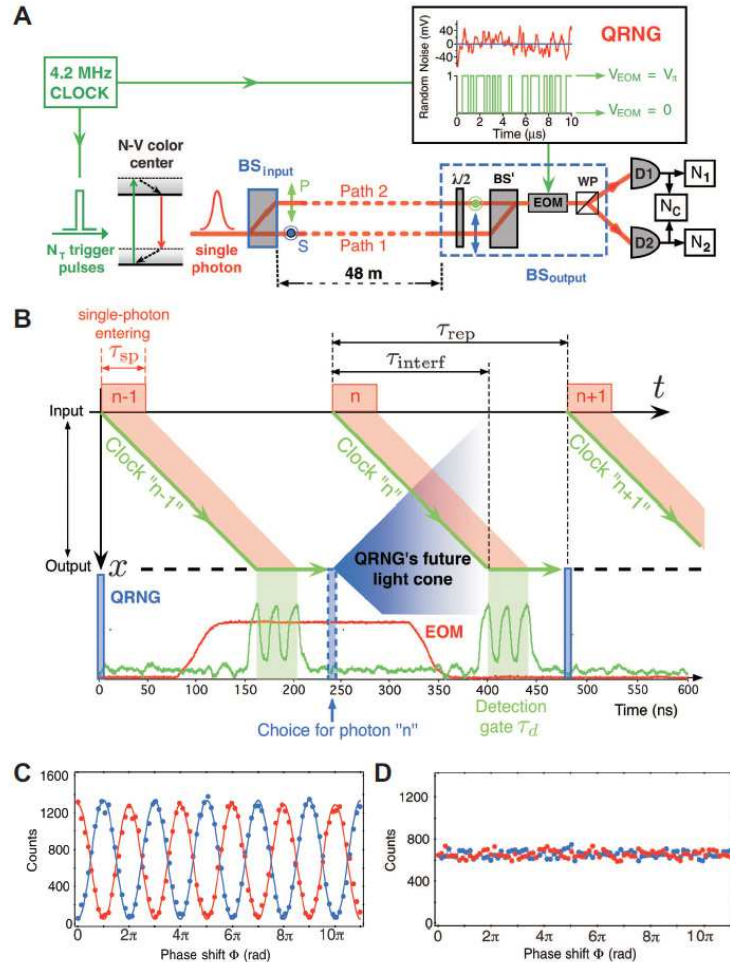


Рис. 17 (цветной в онлайн). Эксперимент с отложенным выбором, реализованный в (Jacques *et al.*, 2007).

A: Макет установки. Единичные фотоны генерируются N-V цветовыми центрами кристалла алмаза. Для выполнения релятивистского пространственноподобного разделения использованы 48-метровый поляризационный интерферометр и быстрый электронно-оптический модулятор (EOM), управляемый квантовым генератором случайных чисел (QRNG).

B. Пространственно-временная диаграмма эксперимента. Выбор – открыть или закрыть интерферометр – определял пространственноподобное разделение события от входа в интерферометр.

C. Если EOM был включён, поляризационная различимость двух путей стиралась и возникала интерференционная картина.

D. Если EOM был выключен, интерференционная картина отсутствовала, что было обусловлено поляризационной различимостью двух путей.



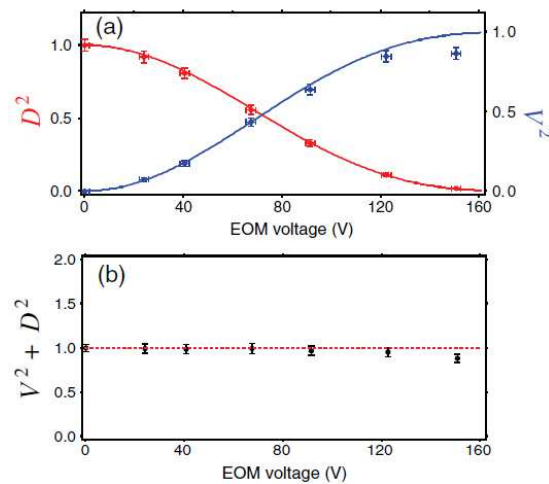


Рис. 18 (цветной в онлайн). Экспериментальная визуальность ( $V^2$ , начало от 0) и различимость ( $D^2$ , начало от 1), результаты из работы (Jacques *et al.*, 2008).

(a)  $V^2$  и  $D^2$ , как функции напряжения ЕОМ (соответствующие отражению второго светоделителя). Сплошная линия теоретическое ожидание.

(b)  $V^2 + D^2$  как функция напряжения ЕОМ в соответствии с неравенством (14).

Событие "вход фотона в интерферометр" было пространственноподобно разделено от события соответствующего выбора. Если ЕОМ было включено с напряжением  $V = V_\pi$ , стиралось поляризационное различие двух путей и при этом наблюдалась картина интерференции при настройке фазы интерферометра  $BS_{input}$  (рис. 17C). Однако, если ЕОМ был выключен, тогда из-за поляризационного различия двух путей, интерференционная картина отсутствовала (рис. 17D).

Кроме того, Jacques с коллегами изменили управление напряжением, прилагаемым к ЕОМ, и реализовали быстро переключаемый светоделитель с регулируемым коэффициентом отражения  $R$  (Jacques *et al.*, 2008). QRNG переключал светоделитель случайным образом в режимы включено и выключено. Каждая случайная установка значения  $R$  позволяла получать частично интерференцию с визуальностью  $V$  при частичной путь-информации. Путь-информация была параметризована различимостью  $D$ . Авторы подтвердили, что для  $V$  и  $D$  выполняется соотношение дополнителности (Englert, 1996; Greenberger and Yasin, 1988; Jaeger *et al.*, 1995; Wootters and Zurek, 1979):

$$V^2 + D^2 \leq 1, \quad (14)$$

где равенство имеет место для чистого состояния (см. рис 18). Визуальность определяется как  $V = (p_{max} - p_{min}) / (p_{max} + p_{min})$  с  $p_{max}$  и  $p_{min}$  — максимальной и минимальной вероятностями регистрации фотона на детекторе, через который сканируется фаза интерферометра. Различимость (или путь-информация) определяется как  $D = D_1 + D_2$  с  $D_i = |p(i, 1) - p(i, 2)|$  и  $p(i, j)$  — вероятностью того, что фотон следует по пути  $i = 1, 2$  и регистрируется детектором  $j = 1, 2$ . Величина  $D_1$  измерялась при блокировке пути 2 и наоборот.

#### IV. Реализация квантового стирания

Эксперименты отложенного выбора с двумя частицами дают больше возможностей, чем с одиночной, особенно в экспериментах, выполненных с запутанными частицами в контексте квантового стирания: выбор установок измерения для одной частицы может быть произведен после регистрации другой частицы. Это было показано в экспериментах по квантовому стиранию, в которых путь-информация одной частицы была уничтожена более поздним измерением над другой частицей, что позволило апостериори разрешать статус одночастичной характеристики измеренной частицы, а именно — либо корпускулярный, либо волновой. Следующие разделы будут посвящены обсуждению экспериментальных реализаций.

### А. Фотонное квантовое стирание

Спутанность фотонных пар по энергии-времени (Friberg et al., 1985; Joobeur et al., 1994), импульсу (Rarity and Tapster, 1990) и поляризации (Kwiat et al., 1995; Shih and Alley, 1988), сгенерированных SPDC, широко используются в экспериментах по реализации фотонного квантового стирания. Herzog и его коллеги, используя фотонные пары, сгенерированные при помощи SPDC типа I, продемонстрировали различными экспериментами концепцию квантового стирания (Herzog et al., 1995). Поляризация, как и время задержки, ими были использованы в качестве квантовых маркеров и волновых пластин ( $\lambda/2, \lambda/4 \dots$ ) в качестве узкополосных фильтров для квантовых ластиков. Они использовали спутывание моментов и поляризационные корреляции между парами фотонов и выполняли удалённые измерения на одном из фотонов при выявлении или стирании путь-информации на другом фотоне.

Устройство с двумя щелями и двумя спутанными частицами позволяет воспроизвести мысленный эксперимент с микроскопом Гейзенберга и квантовым ластиком. Dopfer и его последователи использовали SPDC типа I для генерации фотонных пар (Dopfer, 1998; Zeilinger, 1999, 2005). При условии фазовой синхронизации фотоны 1 и 2 были линейно спутаны по импульсным состояниям. На рис. 19А представлена одна из экспериментальных конфигураций.

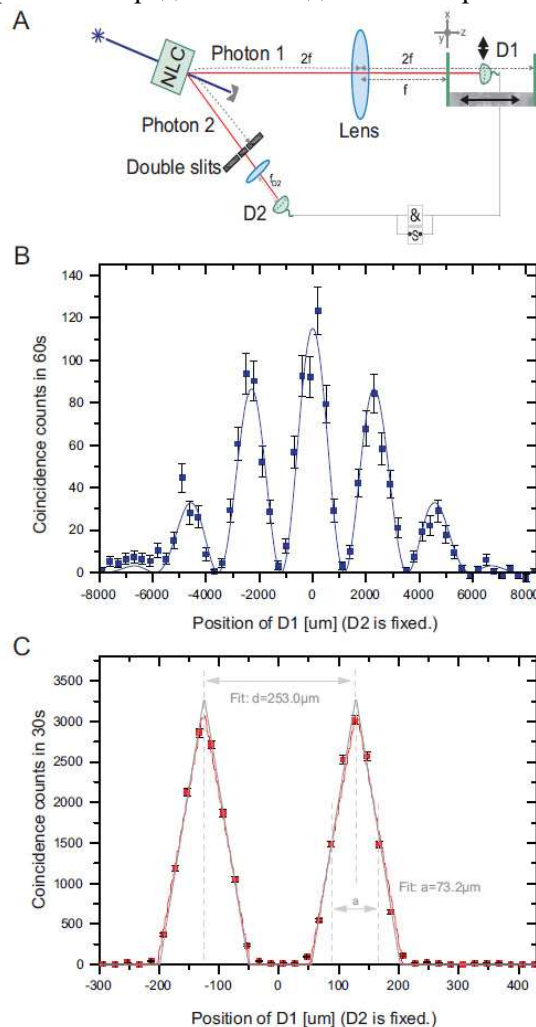


Рис. 19 (цветной в онлайн).

**А:** Схема эксперимента, использующего импульсное спутывание состояний двух фотонов.

**В:** Картина высокой визуальности, полученная, когда D1 позиционировался в фокальной плоскости объектива, стирая при этом всю путь-информацию.

**С:** Двухщелевой профиль, полученный, когда D1 позиционировался в плоскости изображения объектива, выявляя путь-информацию с уничтожением интерференционной картины. (Dopfer, 1998).

Фотон 2 прошёл двойную щель (double-slit), объектив и был измерен детектором D2 в фокальной плоскости. Фотон 1 был направлен через другой объектив с фокусным расстоянием  $f$  и измерен детектором D1, который имел возможность движения вдоль осей  $x$  и  $z$ . Это позволило реализовать идею фон Вайцекера перехода от фокальной плоскости к плоскости изображения.

Если D1 размещался в фокальной плоскости объектива (то есть на расстоянии  $f$  от объектива), измерение импульсного состояния 1-го фотона вело к потере информации о его положении. В силу импульсной спутанности измерение импульсного состояния фотона 1 проецировало состояние фотона 2 в собственное импульсное состояние, которое не могло раскрыть какой-либо информации о положении. Поэтому это не давало никаких сведений о том, какую щель прошёл фотон 2. Когда детектировались оба фотона, сведения о пути, естественно, отсутствовали. Поэтому, когда были измерены результаты между D1 и D2 как функция положения D1 вдоль оси  $x$ , интерференционная картина проявлялась с высокой визуальностью равной 97.22% (Fig. 19B).

С другой стороны, когда D1 размещался в плоскости изображения (то есть на расстоянии  $2f$  от объектива), детектирование фотона 1 выявляло путь фотона 2 через двойную щель. На рис. 19C два видных пика указывают на профиль двойной щели без интерференционной картины.

В эксперименте Walborn'a и его коллег (Walborn et al., 2002), фотон поляризационно запутанной пары падал на специальное двухщелевое устройство, где  $\lambda/4$  - пластины ориентировались так, что их быстрые оси были ортогональны и были размещены перед каждой щелью так, чтобы служить путь-маркерами.  $\lambda/4$  - пластины вращали поляризационные состояния фотонов, проходящих через них и, следовательно, сами щели. Это вращение вводило различимость двух возможных путей и, следовательно, разрушало интерференцию. Для восстановления интерференции использовалась поляризационная запутанность и поляризация другого спутанного фотона, измеренного в подходящем базисе. Этот эксперимент был выполнен в условиях с отложенным стиранием, при котором интерферирующий фотон детектировался перед спутыванием в пару. Экспериментальные данные показали согласие с предсказаниями квантовой механики.

## **В. Квантовое стирание с "материальными" частицами**

Рассеяние света на лазерно-охлаждённых атомах даёт информацию о локализации атомов, что может быть использовано для реализации экспериментов по квантовому стиранию, если расстояния между атомами достаточно большие по сравнению с длинами волн рассеянного света и достаточны для условий визуального позиционирования атомов. В работе (Eichmann et al., 1993), представлен эксперимент с рассеянием света на двух ионах. При использовании поляризации авторы реализовали случаи А и В, описанные в разделе II.Е и наблюдали поляризационно-обнаруживаемые интерференционные картины.

D'urr с соавторами провели атомный интерферометрический эксперимент, показывающий, что возмущение импульса атома для путь-определения слишком мало для разрушения интерференционной картины (D'urr et al., 1998). Принцип этого эксперимента показан на рис. 20a. Используя стоячую волну от решётки, полученную с помощью резонансного лазерного излучения, коллимированный атомный луч А был расщеплён на два луча (В и С): луч В отражался, а луч С передавался дальше. После свободного распространения в течение времени  $t_{sep}$ , они разделились до расстояния  $d$ . Лучи В и С затем были снова расщеплены второй стоячей световой волной решётки. На достаточном расстоянии в двух областях наблюдались две интерференционные картины. Авторы экспериментально меняли фазы атомного интерферометра с помощью установки различных разделяющих интервалов  $t_{sep}$  между первой и второй стоячими волнами решёток. Интерференционные картины с визуальностями  $(75 \pm 1)\%$  и  $(44 \pm 1)\%$  для  $t_{sep} = 105 \mu s$  и  $255 \mu s$  показаны на рис. 20b и 20c и находятся в хорошем согласии с теоретическими ожиданиями.

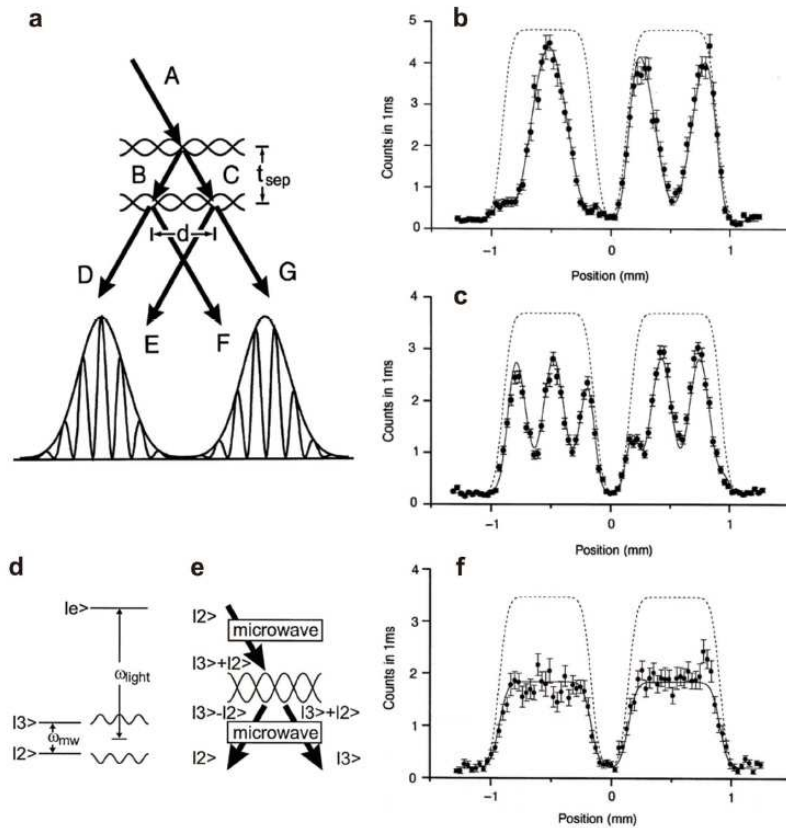


Рис. 20. Эксперимент с квантовым стиранием (D'urr *et al.*, 1998) на основе атомного интерферометра.

**a:** Атомный луч был разделён на два луча (В и С); луч В отражается первой решёткой Брэгга, формируя стоячую волну, а луч С распространяется дальше. Оба луча свободно распространяются в течение периода времени  $t_{sep}$  и приобретают поперечное пространственное расхождение  $d$ . Лучи В и С также разделяются второй световой волновой решёткой. На достаточном расстоянии в двух областях наблюдались две интерференционные картины. Эти интерференционные картины возникли из суперпозиции лучей D и E (F и G).

**b:** и **c:** показывают на достаточном расстоянии характерную интерференционную "бахрому" для  $t_{sep} = 105 \mu\text{s}$  с  $d = 1.3 \mu\text{m}$  и для  $t_{sep} = 255 \mu\text{s}$  с  $d = 3.1 \mu\text{m}$ , соответственно. Левая и правая части интерференционных картинок генерируются атомными лучами D, E и F, G (показанными на **a**). Пунктирные линии показывают суммарную интенсивность двух интерференционных картин, полученных с относительным сдвигом фазы  $\pi$ .

**d:** Показана упрощённая схема внутренних атомных состояний, которые адресовались с использованием микроволнового ( $mw$ ) излучения и света.

**e:** Иллюстрируется принцип соотнесения пути атомов с их электронными состояниями. Решёточные стоячие волны продуцируют относительный  $\pi$ -фазовый сдвиг состояния  $|2\rangle$  относительно  $|3\rangle$  как условие распространения по пути. В интерферометре Рамсея использовались два микроволновых  $\frac{\pi}{2}$ -импульса, которые конвертировались в различные относительные фазы и в разные конечные внутренние состояния  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$ , соответственно.

**f:** Когда путь-информация была сохранена во внутреннем состоянии

Внутренние электронные состояния  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  использовались как путь-детекторы для В и С (рис. 20 d). Эти два состояния адресовались и менялись микроволновыми импульсами. Рис. 20e показывает как внутриатомные электронные состояния работали в управлении путями атомов. Авторы конвертировали входное состояние  $|2\rangle$  в суперпозицию  $|2\rangle + |3\rangle$  с помощью  $\pi/2$ -микроволнового импульса с частотой  $\omega_{mw} = \omega_3 - \omega_2$ , где  $\omega_2$  и  $\omega_3$  частоты состояний  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$  (мы опускаем нормировки в соответствии с оригинальными обозначениями). Затем стоячая волна решётки, сформированная лазером с частотой  $\omega_{light}$ , настроенной на половину пути между  $|2\rangle \rightarrow |e\rangle$  и  $|3\rangle \rightarrow |e\rangle$ , переходит в возбуждённое состояние  $|e\rangle$ , то есть с  $\omega_{light} = \omega_e - \frac{\omega_3 - \omega_2}{2}$ . Благодаря этой настройке, был реализован внутренний фазовый сдвиг. В отраженной части (В) световая решётка индуцирует фазовый сдвиг  $\pi$  состояния  $|2\rangle$  относительно  $|3\rangle$ , результируясь в состоянии  $|3\rangle - |2\rangle$ . В проходящей части (С), фазовый сдвиг не индуцируется и, следовательно, состояние остаётся таким:  $|3\rangle + |2\rangle$ . Последующий  $\pi/2$ -микроволновый импульс конвертировал суперпозицию состояний отраженной и проходящей части в  $|2\rangle$  и  $|3\rangle$ , соответственно. Следовательно, путь атома в интерферометре коррелировался с его внутренними электронными состояниями. Поэтому интерференционные картины не возникали, как показано на рис. 20f.

В данном эксперименте возмущение пути, которое было индуцировано микроволновым импульсом, было на четыре порядка меньше, чем период "бахромы" и следовательно это не может объяснить исчезновение интерференционных картин. Вместо этого, "сам факт того, что путь-информация запомненная детектором может быть считана, уже разрушает интерференционную картину" (D'urr et al., 1998).

Недавно сообщалось об экспериментальной реализации квантового стирания в мезоскопических электронных устройствах (Weisz et al., 2014). Взаимодействующие электроны были использованы для извлечения путь-информации и было продемонстрировано плавное изменение степени квантового стирания.

Заметим также, что в качестве удобных для демонстрации квантового стирания, теоретически были предложены нейтральные системы каонов (Bramon et al., 2004). Осцилляции *странности* могли бы представлять интерференционную картину, подобную волновому поведению.

### С. Квантовое стирание с отложенным выбором

Для имитации запутанных атом-фотонных систем (Kim et al., 2000) было предложено использовать пары спутанных фотонов (Scully et al., 1991). Макет экспериментальной установки показан на рис. 21a. Неколлинеарные пары фотонов генерируются либо в области А, либо в области В кристаллом бората  $\beta$ -бария с помощью SPDC типа-I. Из каждой пары фотон 1, имитирующий атом, распространяется вправо и фокусируется объективом. Затем он детектируется  $D_0$ , который установлен на шаговый двигатель, способный к поперечному движению вдоль  $x_0$ .

Фотон 2, распространяющийся влево, пройдёт через один или два из трёх светоделителей. Если пара была сгенерирована в области А, фотон 2 будет следовать по пути **a** встречи со светоделителем BSA, где имеет 50%-ную вероятность отражения или дальнейшего распространения. Если же пара генерируется в области В, у фотон 2, распространяясь по пути **b**, имеются те же 50%-ные вероятности следовать дальше или быть отражённым.

В случае прохождения фотоном 2 BSA или BSB, он будет обнаружен детекторами  $D_3$  или  $D_4$ , соответственно. Детектирование  $D_3$  или  $D_4$  даёт путь-информацию (либо путь **a**, либо путь **b**) фотона 2, обеспечивая также путь-информацией для фотона 1 при линейном спутывании импульсов фотонной пары. В силу этого, интерференционная картина отсутствует, что показано на рис. 21b.

С другой стороны, отраженный в BSA или BSB фотон 2 продолжает свой путь (50:50) к другому светоделителю BS, после чего будет обнаружен либо  $D_1$ , либо  $D_2$ . Детектирование  $D_1$  или  $D_2$  стирает путь-информацию, которую нес фотон 2, в результате чего появляется интерференционная картина для фотона 1 (рис. 21 с). Это подтверждает теоретическое предсказание.

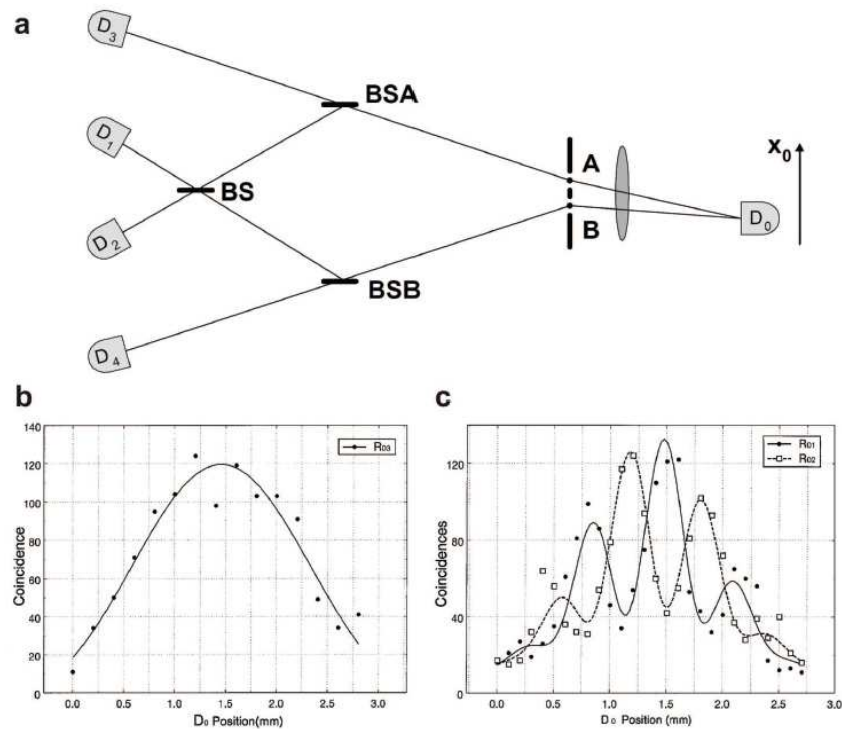


Рис. 21. Эксперимент квантового стирания при отложенном выборе (Kim *et al.*, 2000).

**a:** Схема эксперимента. Пары запутанных фотонов эмитируются либо из области A, либо из области B ВВО кристалла с помощью спонтанной параметрической конверсии. Эти два процесса когерентны. Детекторы  $D_3$  или  $D_4$  дают путь-информацию, а детекторы  $D_1$  или  $D_2$  стирают её.

**b:** Иллюстрация совпадения между  $D_0, D_3$ , как функции поперечного положения  $x_0$  детектора  $D_0$ . Демонстрируется отсутствие интерференции.

**c:** Совпадение между  $D_0, D_1$  и  $D_0, D_2$ , построенные как функции  $x_0$ . Получены интерференционные полосы.

"Выбор" наблюдения интерференции или её отсутствия происходит случайно на фотоне 2 при отражении или прохождении им BSA или BSB. В реальном эксперименте фотоны путешествуют почти коллинеарно, но расстояние от ВВО до BSA и BSB порядка 2.3 м (нс), что гораздо больше, чем расстояние от ВВО к  $D_0$ . Таким образом, после  $D_0$  переключенным фотоном 1, фотон 2 был ещё на пути к BSA или BSB, то есть выбор пути или обоих путей был "отложен" по сравнению с обнаружением фотона 1.

Как расширение эксперимента квантового стирания с отложенным выбором на основе двухфотонного представления, использующего запутанные пары (сигнальный и холостой фотоны) была представлена работа (Scarcelli *et al.*, 2007). Полная путь-информация сигнального фотона была направлена к удалённому холостому фотону через "призрак" изображения. Задавая различные размеры апертур, авторы могли либо получать, либо стирать путь-информацию. В случае стирания путь-информации, возникала интерференция с визуальностью около 95%. При отсутствии стирания интерференция не наблюдалась.

### D. Квантовое стирание при активном отключении причинности выбора

Квантовое стирание при активном отключении причинности выбора было экспериментально продемонстрировано в (Ma et al., 2013). С этой целью событие стирания путь-информации в системе, вызывающей интерференцию, должно было быть пространственно-подобно отделено от события его обнаружения. Основываясь на теории относительности, событие квантового стирания было причинно отключено от всех соответствующих событий.

Концепция эксперимента показана на рис. 22А. Поток спутанных фотонных пар (Ma et al., 2009) продуцировался со спутыванием между путём а или b для одного фотона (системный фотон s) в интерферометре и поляризацией H или V другого фотона (фотон среды e):

$$|\Psi\rangle_{se} = \frac{1}{\sqrt{2}}(|a\rangle_s|H\rangle_e + |b\rangle_s|V\rangle_e). \quad (15)$$

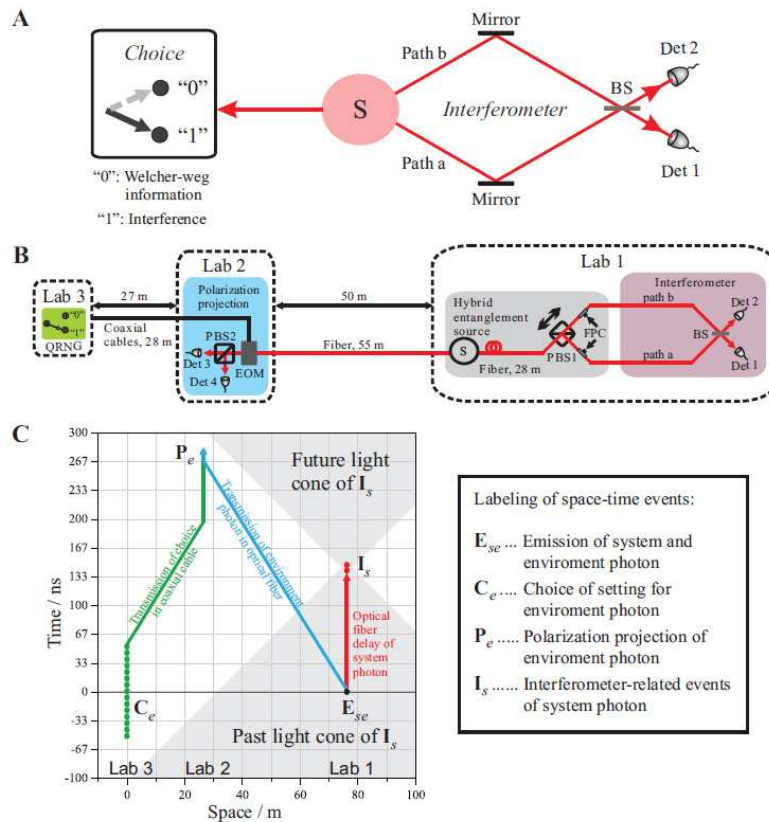


Рис. 22 (цветной в онлайн). Квантовое стирание с причинно отключённым выбором.

**А:** Принцип. Источник S эмитировал поляризационно спутанные пары фотонов. Системные фотоны распространялись через интерферометр (правая сторона), а фотоны окружения служили объектами измерения поляризации (левая сторона).

**В:** Схема Венского эксперимента. В Lab 1 поляризационно-спутанное состояние, сгенерированное с помощью спонтанной параметрической даун-конверсии типа-II, было преобразовано в смесь спутанного состояния с помощью поляризационного светоделителя (PBS1) и двух фиберполяризационных контроллеров (FPC). В Lab 2 настройка поляризации фотона среды осуществлялась в электронно-оптическом модуляторе (EOM) и другим поляризационным светоделителем (PBS2). В Lab 3 выбор был сделан с помощью квантового генератора случайных чисел (QRNG) (Jennewein et al., 2000).

**С:** Пространственно-временная диаграмма. События  $C_e$  отложенного выбора и поляризационного проецирования фотона окружения  $P_e$  пространственно-подобно отделяются от всех событий  $I_s$  измерения интерференции системного фотона. Кроме того, события  $C_e$  были пространственно-подобно отделены от эмиссии спутанной пары от источника  $E_{se}$ . Заштрихованные области – прошлое и будущее световых конусов событий  $I_s$ . Всё это полностью гарантирует выполнимость эйнштейновской локальности (Ma et al., 2013).

Аналогично первоначальному замыслу квантового стирания, фотонно-поляризационное окружение несёт путь-информацию системного фотона, что обусловлено запутанностью двух фотонов. В зависимости от того, в каком поляризационном базисе окружения был измерен фотон, возможно либо получение путь-информации системного фотона и фиксировать отсутствие интерференции, либо стирание путь-информации и наблюдать интерференцию. Последнее зависит от конкретного решения по фотону окружения, что даст разные интерференционные картины, которые покажет системный фотон.

Концепция квантового стирания в смысле локальности Эйнштейна была проверена в двух разных масштабах расстояний. В первом эксперименте, выполненном в Вене в 2007 году, фотон среды был отправлен от системного фотона по фибру на расстояние 55 м (рис. 22В and С). В ходе второго эксперимента, выполненного на Канарских островах в 2008 году, фотоны были разделены 144 км свободного пространства. Детали по первому эксперименту и пространственно-временной диаграмме см. на рис. 22.

В плане количественной демонстрации квантового стирания эйнштейновской локальности, авторы использовали дуальную комплементарность формы (14) (Englert, 1996; Greenberger and Yasin, 1988; Jaeger et al., 1995; Wootters and Zurek, 1979), в которой  $D$  и  $V$  присутствуют как признаки путь-информации (различимость) и интерференции (визуальность), соответственно. Форма (14) является обобщением одночастичного неравенства комплементарности (экспериментально проверенного в (Jacques et al., 2008) и обсуждалась в разделе III.C). Эйнштейновская локальность,  $D$  и  $V$  измерялись в последовательных запусках эксперимента как функция приложенного напряжения ЕОМ, что меняло поляризационный проекционный базис фотона окружения. Был использован непрерывный переход между измерениями корпускулярной и волновой природы квантового объекта. Результаты показаны на рис. 23.

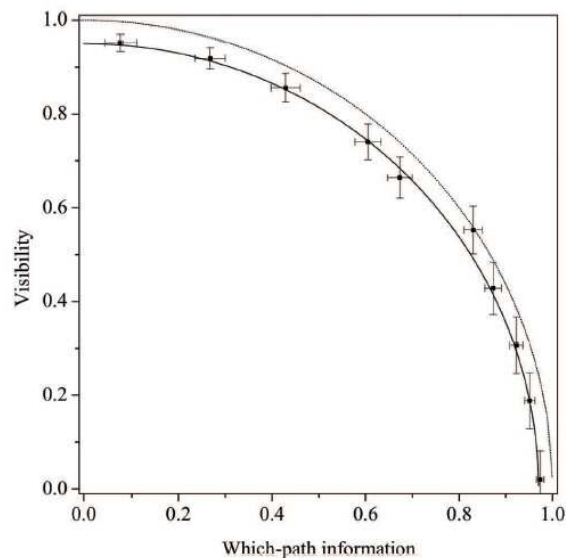


Рис. 23. Экспериментальная проверка неравенства комплементарности эйнштейновской локальности, демонстрирующего компромисс показателей – путь-информации  $D$  и визуальности интерференции  $V$ . Пунктирная линия является идеальной кривой неравенства. Сплошная линия  $V = 0.95 [1 - (D/0.97)^2]^{1/2}$  – есть оценочная из эксперимента (Ma et al., 2013).

Отметим, что подобные установки были предложены в работах (Ballentine, 1998; Grangier, 1986; Kwiat and Englert, 2004). Еще один успешный эксперимент такого рода был представлен в (Kaiser et al., 2012). Kaiser и его последователи использовали поляризационно-спутанные фотонные пары на телекоммуникационной длине волны. Каждый "тест"-фотон отправлялся в интерферометр (с фазой  $\theta \equiv \varphi$ ), а соответствующий "факт"-фотон являлся предметом



поляризационного измерения. Пока не применялось никакого активного случайного выбора в экспериментах, регистрирующие события подтверждающего и тестового фотона были пространственноподобно разделены (рис. 24).

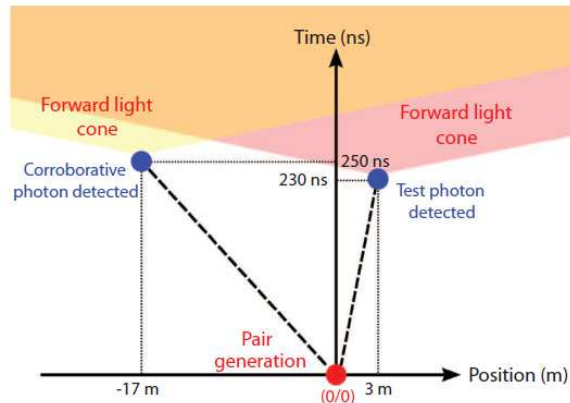


Рис. 24 (цветной в онлайн). Пространственно-временная диаграмма эксперимента (Kaiser *et al.*, 2012). Детекторы подтверждающего фотона и тестового фотона пространственноподобно разделены.

В интерферометре использовался поляризационно-зависимый светоделитель (PDBS) с объёмной оптикой, которая способна отражать горизонтально поляризованные тестовые фотоны почти со 100%-ной вероятностью и с показателем отражение/прохождение вертикально поляризованных фотонов с вероятностями 50%/50%. Затем поляризационный светоделитель сориентированный на  $45^\circ$  к H/V стирал всю поляризационную информацию, которая потенциально существовала на выходе PDBS. Подтверждающий фотон проходил EOM, который вращал поляризационное состояние на угол  $\alpha$  перед измерением. Общий вектор состояния тестового ( $t$ ) и подтверждающего фотонов ( $c$ ):

$$|\Psi\rangle_{tc} = \frac{1}{\sqrt{2}} [(\cos\alpha |\text{particle}\rangle_t - \sin\alpha |\text{wave}\rangle_t)|H\rangle_c + (\cos\alpha |\text{wave}\rangle_t + \sin\alpha |\text{particle}\rangle_t)|V\rangle_c]. \quad (16)$$

Здесь  $|\text{particle}\rangle$  и  $|\text{wave}\rangle$  определяются подобно (11) и (12). Это позволило проверить предсказания интенсивности согласно (13) при непрерывном переходе от корпускулярных свойств к волновым.

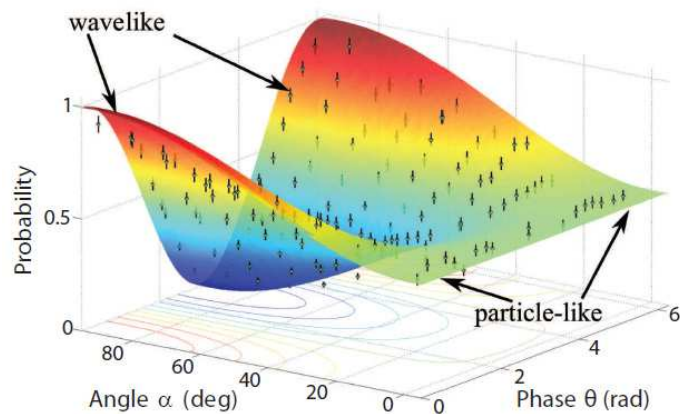


Рис. 25 (цветной в онлайн). Экспериментальные результаты, изложенные в (Kaiser *et al.*, 2012). Когда подтверждающий фотон был обнаружен с горизонтальной поляризацией, тестовый фотон продуцировал интенсивность соответствующую выражению (13) с  $\theta \equiv \varphi$ . Та же самая картина возникала, когда подтверждающий фотон измерялся в  $|+\rangle/|-\rangle$ -базисе, подтверждая спутанность.

### Е. Квантовый отложенный выбор

У процедуры квантового отложенного выбора есть несколько общих особенностей с квантовым стиранием. Эксперимент, следующий предложению, описанному в разделе II.G, был реализован с помощью *одиночных* фотонов в интерферометре (Tang et al., 2012). Это было достигнуто путём принятия поляризационного состояния самого фотона в качестве ancilla. В то время как для вертикальной поляризации интерферометр открыт, через второй светоделитель проходят только фотоны с горизонтальной поляризацией  $|H\rangle$ . Подобно (10), с начальным поляризационным состоянием  $\sin \alpha |V\rangle + \cos \alpha |H\rangle$  общее однофотонное состояние преобразуется в

$$|\psi\rangle = \sin \alpha |\text{particle}\rangle|V\rangle + \cos \alpha |\text{wave}\rangle|H\rangle, \quad (17)$$

где  $|\text{particle}\rangle = (|0\rangle + e^{i\varphi}|1\rangle)/\sqrt{2}$  и  $|\text{wave}\rangle = e^{i\varphi/2} \times (\cos \frac{\varphi}{2} |0\rangle - i \sin \frac{\varphi}{2} |1\rangle)$ , подобно (11) и (12) путь-состояния в интерферометре. Следует обратить внимание на различные соглашения по параметру  $\alpha$  для ancilla в состояниях (10) и (17).

Экспериментальная установка показана на рис. 26. Если окончательное путь-измерение было нечувствительным к поляризации (то есть без поляризаторов на конце), результаты детектирования описываются смесью состояний (матрицей плотности)

$$\sin^2 \alpha |\text{particle}\rangle\langle\text{particle}| + \cos^2 \alpha |\text{wave}\rangle\langle\text{wave}|. \quad (18)$$

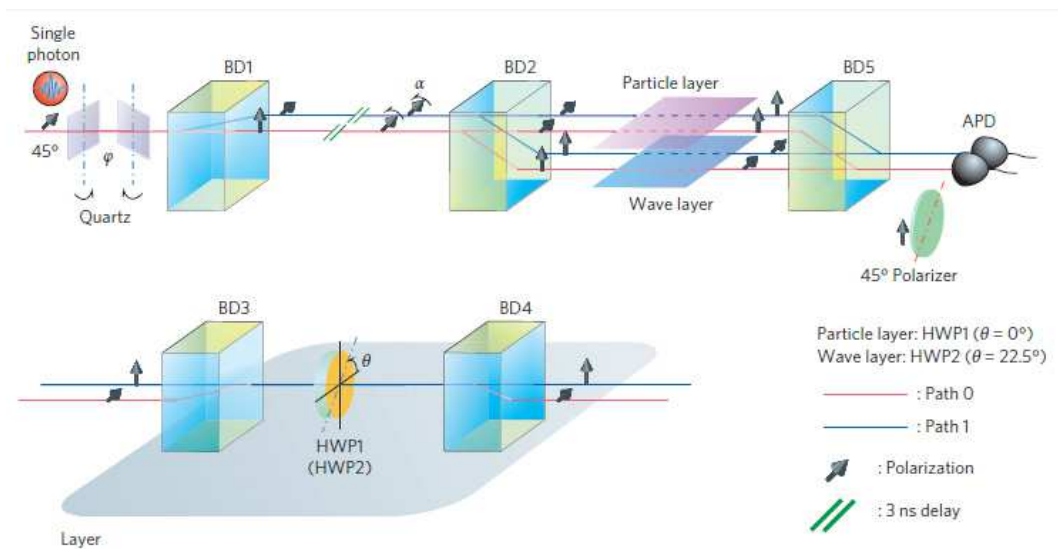


Рис. 26 (цветной в онлайн). Квантовый эксперимент отложенного выбора с единичными фотонами. Единичный фотон входит в интерферометр через лучевой дисплейсер BD1, который расщепляет его на два – с горизонтальной и вертикальной поляризациями. Фаза  $\varphi$  была сканирована кварцевыми пластинами перед входом в BD1. Второй светоделитель при закрытом (открытом) интерферометре снабжён комбинацией BD3, BD4 и  $\lambda/2$ -пластинами HWP1 (HWP2). Для HWP2, в волновом случае, оптические оси устанавливались в направлении  $22.5^\circ$ , при этом проявлялась интерференция (закрытый интерферометр). Для HWP1, в корпускулярном случае,  $\theta$  устанавливался в  $0$  (открытый интерферометр), показывая свойства частиц. В зависимости от поляризации (параметр  $\alpha$ ), BD2 контролировал свойства, демонстрируемые каждым случаем прохождения фотона – корпускулярные или волновые. Оба случая объединялись с помощью BD5.  $45^\circ$  - поляризатор мог быть вставлен, для поствыбора поляризации в состоянии  $(|H\rangle + |V\rangle)/\sqrt{2}$ . Окончательно два детектора могли зафиксировать путь фотонов – 0 или 1 (Tang et al., 2012).

Это соответствует игнорированию результатов ancill'ы раздела II.G и ведёт к функциональной зависимости визуальности картины вида  $\cos^2 \alpha$ . Если, однако, был поствыбор поляризации для состояния  $(|H\rangle + |V\rangle)/\sqrt{2}$  (то есть  $45^\circ$ ), его путь-состояние осталось в "корпускулярно-волновой суперпозиции"

$$\sin \alpha |\text{particle}\rangle + \cos \alpha |\text{wave}\rangle. \tag{19}$$

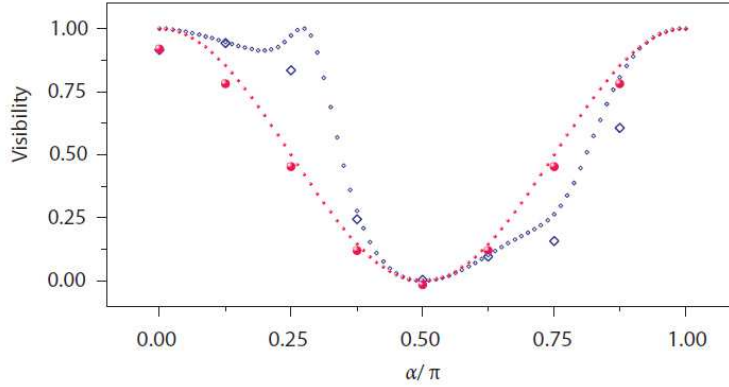


Рис. 27 (цветной в онлайн). Визуальность как функция  $\alpha$  для смешанного состояния (18) в красном (закрашенные кружки) и для состояния суперпозиции (19) в синем (незакрашенные ромбы) цветах. Красная кривая имеет форму  $\cos^2 \alpha$ , в то время как синие отражают корпускулярно-волновые свойства. Крупными символами отмечены экспериментальные результаты, мелкими - теоретически результаты модели (Tang *et al.*, 2012).

Экспериментальные результаты для этих двух состояний весьма различны. Рис. 27 показывает визуальность как функцию  $\alpha$  состояния (18) красным цветом и состояния (19) синим цветом. Красная кривая соответствует ожидаемой зависимости  $\cos^2 \alpha$ , и только волновая часть в (18) ведёт к "бахроме". Синяя кривая – более сложная и отражает факт того, что присутствовала квантовая интерференция между волновыми и корпускулярными свойствами.

Двухфотонный эксперимент выполнялся также в реализации предложения (Ionicioiu and Terno, 2011) и был выполнен (Peruzzo *et al.*, 2012). Установки, которые использовались в фотонном устройстве поясняются на рис. 28.

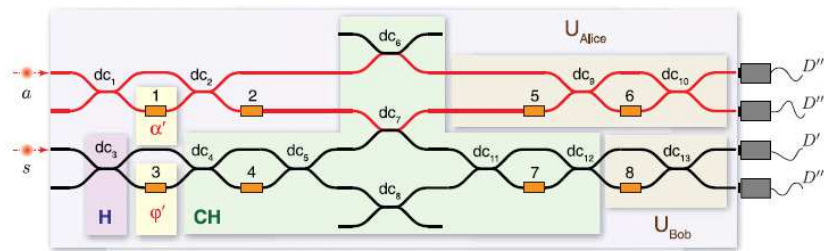


Рис. 28 (цветной в онлайн). Двухфотонный эксперимент с квантовым отложенным выбором.

Незапутанные фотонные пары инжектировались в интегрированное фотонное устройство. Системный фотон ( $s$ , чёрный оптический путь) прошёл гейт Адамара (H) с фазовым сдвигом  $\varphi$ . Роль "второго светоделиителя" играл гейт-адамаровский контроллер (CH), интегрированный с интерферометром Маха-Цандера. Фотон ancill'ы ( $a$ , красный оптический путь) проходит с фазовым сдвигом  $\alpha$ , позволяя суперпозицию присутствия и отсутствия в светоделителе системного фотона. Для теста Белла перед фотонными детекторами выполняется вращения единичного кубита ( $U_{Alice}$  и  $U_{Bob}$ ). Направляющие разветвители (dc) и активные нагреватели показаны оранжевыми прямоугольниками (Peruzzo *et al.*, 2012).

Измерение интенсивности детектором  $D'$  показало прекрасное согласие с предсказанием теории, данным уравнением (13), что показано на рис. 29. Поскольку ancilla-фотон в конце был измерен в своём вычислимом базисе, данные системного фотона могут быть объяснены классической моделью, в которой ancilla-фотон был подготовлен как смесь вида  $\cos^2\alpha |0\rangle\langle 0| + \sin^2\alpha |1\rangle\langle 1|$ . Конкретное состояние при каждом запуске будет известно системным фотонам прежде решения по измерению поведения или частицы, или волны.

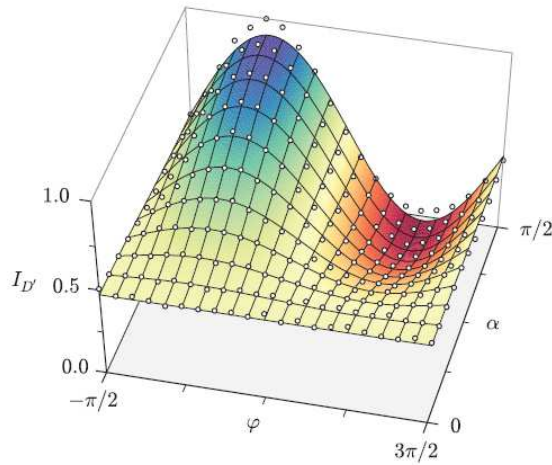


Рис. 29 (цветной в онлайн). Непрерывный переход между волновым и корпускулярным поведением. Экспериментальные данные показаны белыми точками и нанесены (на окрашенной поверхности) на основе соотношения (13) (Peruzzo *et al.*, 2012).

Чтобы удостовериться в том, что "выбор" не является классической переменной, известной заранее, спутанность состояния (10) должна была быть показана явно. Это было сделано с помощью унитарных преобразований на финальной стадии установки (рис. 28) проверки неравенства Clauser-Horne-Shimony-Holt (Clauser *et al.*, 1969). Максимальная запутанность состояния (10) достигается при  $\alpha = \frac{\pi}{4}$  (начальный ancilla находится в суперпозиции с равными весами) и с  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  (когда  $\langle \text{particle} | \text{wave} \rangle = 0$ ). Для этого параметрического выбора, белловское значение  $S = 2.45 \pm 0.03$  было отмечено как значительное нарушение локального реализма – порядка 2 (Peruzzo *et al.*, 2012). Однако авторы признали, что требование исключения классического описания корпускулярно-волнового дуализма без дальнейших предположений, приведёт к появлению лазейки в белловской проверке, что было продемонстрировано тремя группами авторов (Hensen2015; Giustina2015; Shalm2015).

Две другие реализации сценария квантового отложенного выбора были успешно достигнуты в области ядерного магнитного резонанса (ЯМР) экспериментами с молекулами  $^{13}\text{CHCl}_3$ . В работе (Roy *et al.*, 2012) системные кубиты (то есть пути в интерферометре) были закодированы в ядерных спинах водорода, в то время как ancilla-кубиты (контроль интерферометра) были закодированы в ядерных спинах углерода. В работе (Auccaise *et al.*, 2012) было ровно наоборот. Оба эксперимента показали отличное согласие с квантовыми предсказаниями.

#### Г. Отложенный выбор при квантовом случайном блуждании

Экспериментальная реализация отложенного выбора при двумерном (2D) квантовом блуждании была изложена в работе (Jeong *et al.*, 2013). Там стандартный однофотонный интерферометр был заменён на 2D квантовую решётку, которая была привязана к временной сетке событий с единичным фотоном, с использованием поляризационно-оптических элементов и волокон. В квантовом блуждании неоднократно использовались операторы сдвигов и совпадений. Экспериментальная схема показана на рис. 30.

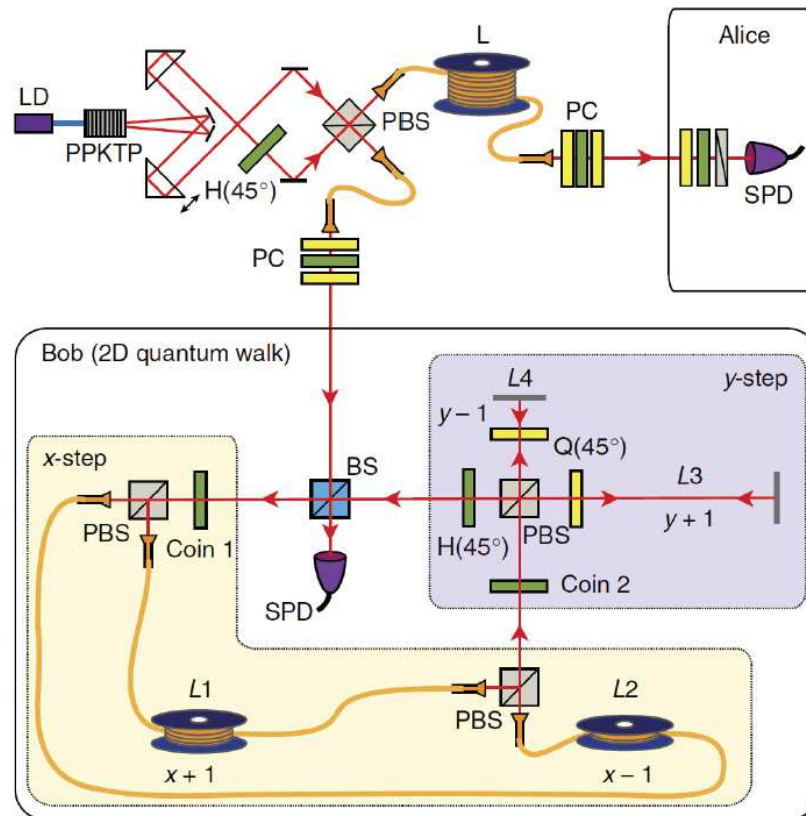


Рис. 30 (цветной в онлайн). Схема эксперимента отложенного выбора при квантовом случайном блуждании (Jeong *et al.*, 2013). Спутанные фотонные пары генерируются в РРКТР кристалле. Фотон каждой пары распространялся с задержкой по 340-метровому волокну, отправляясь к Алисе, которая могла выполнить измерение поляризации в любом базисе. Это представляло собой задержку факта проецирования начального состояния другого фотона, который был отправлен Бобу без каких-либо волокон-задержек. В оптической петле фотоны Боба выполняли 2D-квантовые блуждания (шагами по  $x$  и  $y$ ) во временной области. Перед каждой шаговой операцией применялись операции совпадения ("Совпадение 1" и "Совпадение 2" – есть гейты Адамара). Для того, чтобы однозначно сопоставить 2D-квантовое блуждание по решётке фотонным моментам прибытия, были специально подобраны длины оптических волокон (L1-L4).

Суть эксперимента подобна концепции "квантового ластика". Путь, по которому фотон интерферирует при 2D-квантовом блуждании схематически зависит от его поляризации, которая определяется (с задержкой) измерением поляризации его удалённого двойника. Это был первый эксперимент, реализующий 2D-квантовое блуждание единичного фотона в режиме отложенного выбора. Кроме того, авторы также показали первую экспериментальную модель блуждания Гровера, которая может использоваться для квантового алгоритма поиска (Grover, 1997). Сходство между теоретическими и экспериментальными распределениями вероятностей превышало 0.95.

## V. Реализация экспериментов отложенного выбора с заменой спутывания

Замена спутывания (Zukowski *et al.*, 1993) является обобщением квантовой телепортации состояний (Bennett *et al.*, 1993), что позволяет телепортировать спутанные состояния. Это имеет решающее значение для квантовой информатики, поскольку является одним из базовых блоков квантовых повторителей (Briegel *et al.*, 1998; Duan *et al.*, 2001), 3-человеческой квантовой криптографии (Chen *et al.*, 2005) и других вычислительных протоколов. С другой стороны, замена спутанности также позволяет проводить эксперименты и анализы по основаниям квантовой физики, в том числе по "лазейкам" белловских проверок (Simon and Irvine, 2003) и по другим фундаментальным разделам квантовой механики (Greenberger *et al.*, 2008a,b). Сам протокол с заменой запутывания был экспериментально продемонстрирован с помощью различных

физических систем (Barrett et al., 2004; Halder et al., 2007; Kaltenbaek et al., 2009; Matsukevich et al., 2008; Pan et al., 1998; Riebe et al., 2004; Yuan et al., 2008) квантовой спутанности

В свете выводов о том, какой тип физических взаимодействий и процессов требуется для продуцирования квантовой запутанности, Перес выдвинул радикальную идею отложенного выбора в среде запутанных состояний (Peres, 2000). Реализации этого предложения обсуждаются ниже.

#### **А. Задержка замены спутанности**

Эксперимент по задержке замены спутанности был выполнен в 2001 году (Jennewein et al., 2001). Концептуальная установка представлена на рис. 9. Детектирование фотонов 2 и 3 Виктором было задержано двумя 10-метровыми (около 50 нс) оптическими фибрами после выхода из анализатора белловских состояний. Детекторы Алисы и Боба располагались рядом друг с другом. Время в пути фотонов 1 и 4 от источника до этих детекторов составляло около 20 нс. Виктор был удалён от Алисы и Боба на расстоянии около 2.5 м, что соответствовало величине времени в пути для света около 8 нс. Поэтому измерения Виктора были времениподобным будущим по отношению к измерениям Алисы и Боба. Наблюдаемая точность измерения состояния  $\rho_{14}$  фотонов 1 и 4 в идеальном синглетном состоянии (определяемая как  ${}_{14}\langle\Psi^-|\rho_{14}|\Psi^- \rangle_{14}$ ) составляла около 0.84 для обоих фотонов и была выше классического предела  $-2/3$  и предела приблизительно 0.78, необходимого для нарушения неравенства Белла, как показано на рис. 31. Это была первая попытка реализации отложенного выбора замены спутывания, хотя переключаемый анализатор Белл-состояний не был реализован.

Отметим, что в работе (Sciarrino et al., 2002) представлено описание успешного эксперимента по задержке смены спутанности, который был выполнен с двумя синглетными спутанными состояниями. Это позволило использовать пару запутанных фотонов, а не четыре фотона. Полученные визуальность корреляции составила  $(91 \pm 2)\%$ .

#### **В. Замена спутанности с отложенным выбором**

Изыщная и убедительная реализация мысленного эксперимента Переса была предложена (Ma et al., 2012). Схема этого эксперимента показана на рис. 32. Существенным моментом здесь является реализация проекций двухчастичного состояния на основе случайного отложенного выбора. Выбор заключался либо в выполнении измерения белловского состояния (BSM), либо в измерении сепарабельного состояния (SSM) на фотонах 2 и 3. В порядке реализации этого, был использован двухчастичный анализатор состояния с двухфотонной интерференцией на высокоскоростном перестраиваемом светоделителе в сочетании с детекторами фотонов.

Начальное четырёхфотонное спутанное состояние представлено вектором (8). Алиса и Боб измеряют поляризацию фотонов 1 и 4 без каких-либо задержек. Фотоны 2 и 3 были отправлены через 104 м по однорежимным фибрам, соответствующим задержке времени на 520 ps. Виктор активно выбирал и выполнял измерения на фотонах 2 и 3 (либо BSM, либо SSM) используя высокоскоростной двухчастичный анализатор состояния (BiSA). Квантовый генератор случайных чисел (QRNG) был использован для случайного выбора. И выбор, и измерение над фотонами 2 и 3 были во времениподобном будущем от событий регистрации фотонов 2 и 3. Это проецировало состояние двух уже зарегистрированных фотонов 1 и 4 либо на спутанное, либо на сепарабельные состояния.

Диаграмма временной последовательности соответствующих событий показана на рис. 33. Каждый успешный запуск (4-х кратное совпадение) обоих событий измерения и выбора Виктором были во времениподобном будущем к событиям измерения Алисы и Боба. В этом эксперименте существование запутанности было проверено измерением идеальности состояния и ожидаемости значений спутанности соответствующими операторами (Gühne and Toth, 2009).

Было установлено, что фотоны 1 и 4 были спутаны или сепарабельны только в зависимости от типа применяемого измерения Виктором вневременным порядком (рис. 34).

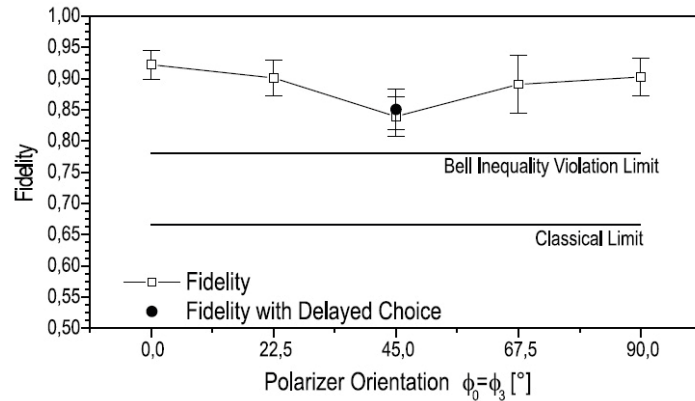


Рис. 31. Экспериментальные результаты задержки замены спутанности (Jennewein *et al.*, 2001). Представлена точность запутанности, полученной посредством корреляционных измерений между фотонами 1 и 4. Данные показаны белыми квадратами (чёрным закрашенным кругом), полученные когда измерение Виктором Белловского состояния было пространственноподобно разделено (времениподобным будущим) с измерениями Алисы и Боба. Углы  $\phi_0/\phi_3$  являются настройками поляризационных анализаторов для фотонов 1/4, которые были согласованы на равенство. Минимальная точность выше достижимого предела классического протокола замены, а также выше предела необходимого для нарушения неравенства Белла при смене запутанности состояния.

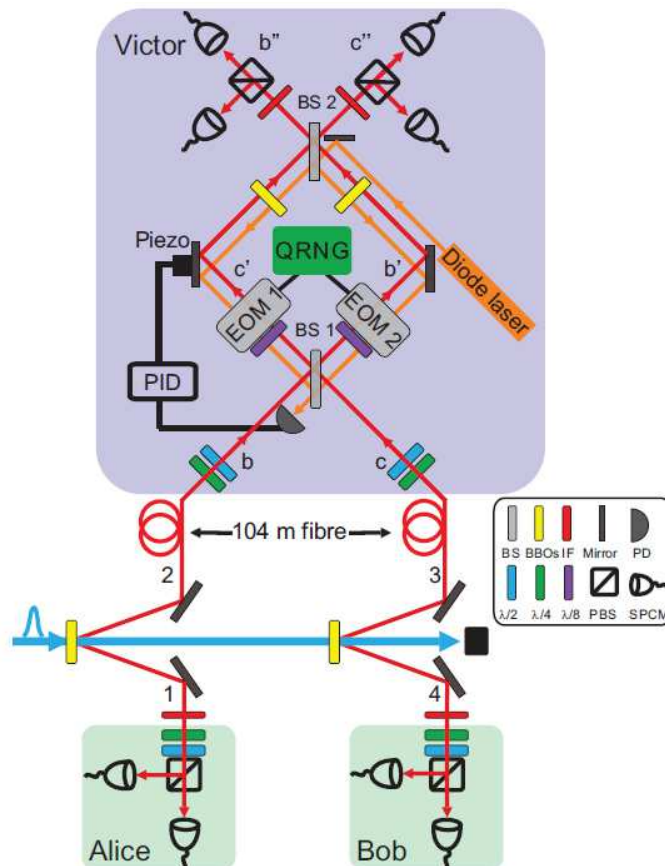


Рис. 32 (цветной в онлайн). Экспериментальная установка замены спутанности с отложенным выбором (Ma *et al.*, 2012). Две поляризационно спутанные пары (фотоны 1&2 и 3&4) генерируются с помощью ВВО кристаллов. Алиса и Боб измеряют поляризации фотонов 1 и 4 в тех базисах, которые выбрали. Фотоны 2 и 3 задерживались 104-м (каждый) фибром и затем "накладывались" на высокоскоростной двухчастичный анализатор состояния (BiSA, фиолетовый блок). BiSA выполнял либо измерение Белловского состояния (BSM), либо измерение сепарабельного состояния (SSM), в зависимости от результата QRNG. Для компенсации фазового шума анализатора BiSA применялась активная фазовая стабилизация.

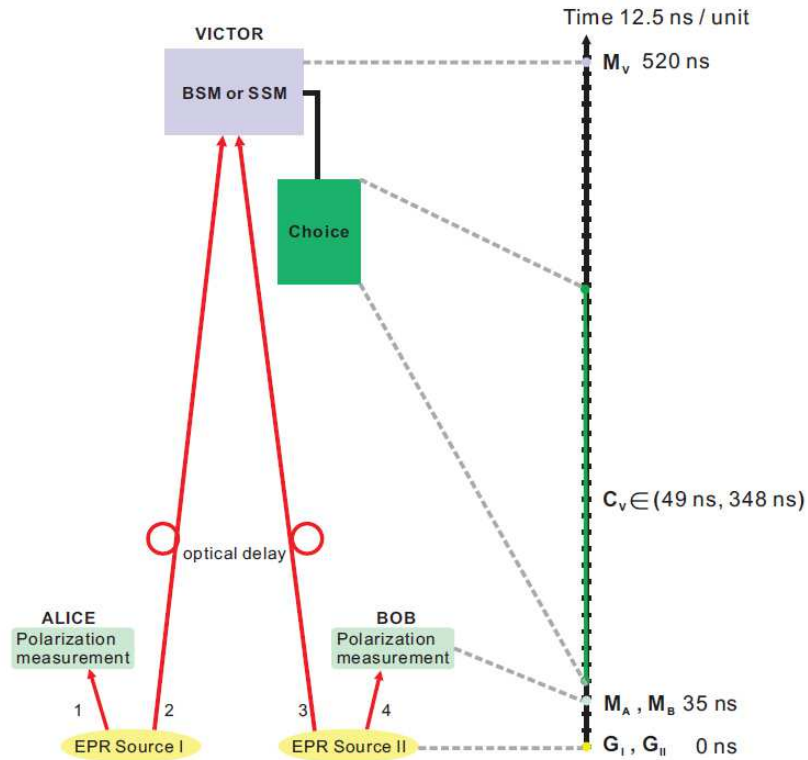


Рис. 33 (цветной в онлайн). Временная диаграмма эксперимента отложенного выбора замены спутанности (Ma *et al.*, 2012). Две запутанные фотонные пары (1&2 и 3&4), сгенерированы EPR-источниками I и II (события  $G_I$  и  $G_{II}$ ) на момент 0 ns. Алиса и Боб измерили поляризации фотонов 1 и 4 в момент 35 ns (события  $M_A$  и  $M_B$ ). Фотоны 2 и 3 были задержаны и отправлены Виктору, который реализовал выбор (событие  $C_V$ ) – выполнил либо измерение белловского состояния (BSM), либо измерение сепарабельного состояния (SSM) (событие  $M_V$ ). Выбор Виктора и измерение производится после измерений поляризаций Алисой и Бобом.

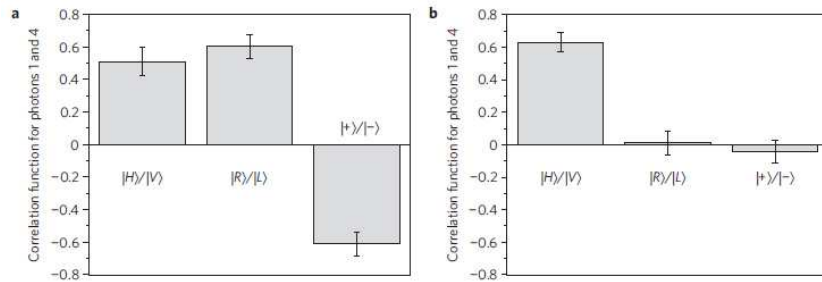


Рис. 34 Корреляционные функции из эксперимента (Ma *et al.*, 2012).

**a:** Виктор подвергает фотоны 2 и 3 белловскому измерению  $|\Phi^-\rangle_{23}$  и наблюдению результата. Фотоны 1 и 4 Алисы и Боба проецируются в соответствующее спутанное состояние  $|\Phi^-\rangle_{14}$ , показывая корреляции во всех трёх взаимно несмещённых базисах  $|H\rangle/|V\rangle$ ,  $|R\rangle/|L\rangle$  и  $|+\rangle/|-\rangle$ . Спутанность между фотонами 1 и 4 подтверждается абсолютной величиной суммы соответствующих значений, превышающих 1.

**b:** Когда Виктор выполнил измерение сепарабельного состояния в  $|H\rangle/|V\rangle$  – базисах, фотоны 1 и 4 оказались в соответствующих сепарабельных состояниях и, следовательно, показали корреляции в этом базисе, но не в двух других.



## VI. Перспективы

Мысленные эксперименты с отложенным выбором и их реализация играют важную роль в основаниях квантовой физики, поскольку служат ярким примером иллюстрации счётно-интуитивных и сугубо неклассических черт квантовой механики. Резюме по фотонным экспериментам с отложенным выбором представлены в таблице I.

Эксперименты Уилера с отложенным выбором бросают вызов реалистическому объяснению корпускулярно-волнового дуализма. При таком объяснении каждый фотон, как предполагается, ведёт себя совершенно определённо либо как волна (распространяясь по обоим путям интерферометра), либо как частица (распространяясь только по одному пути) адаптируясь априори к экспериментальной ситуации. Однако, возможность принятия решения – вставлять или не вставлять второй светоделитель в интерферометр, реализующее пространственноподобное разделение при фотонном входе в интерферометр, делает эту картину несостоятельной.

В экспериментах с отложенным выбором, таких как отложенное квантовое стирание с двумя спутанными квантовыми системами, можно выбрать так, что одна система будет проявлять волновое или частицеподобное поведение при выборе отличных измерений над другой. Эти измерения и выбор можно осуществить даже после того, как определённость системы уже обнаружена.

Таблица I. Обзор экспериментов с отложенным выбором, реализованных на фотонах.

Столбцы 'С и I', 'M и I' содержат информацию для пространственно-временных отношений между событиями С (выбор), I (вход в интерферометр) и M (измерение фотона). Отметим, что в экспериментах было задействовано более, чем один фотон; символом M отмечается измерение вспомогательных фотон(а/ов). Другие сокращения: 'sep.' - пространственноподобное разделение; 'after' и 'before' - для времениподобного *после* и времениподобного *раньше*; 'ext.' и 'int.' - для внешний и внутренний; 'QRNG' - квантовый генератор случайных чисел; 'BS'- светоделитель (сплиттер). Например, запись в столбце 'С и I' таблицы с отметкой 'before' означает, что С происходит времениподобно и раньше I.

Experiment / Ref.	Number of photons	Nature of the Choice	C and I	M and I
(Alley <i>et al.</i> , 1983)	1	ext. choice, photon detection	sep.	after
(Hellmuth <i>et al.</i> , 1987)	1	fixed setting	before	after
(Baldzuhn <i>et al.</i> , 1989)	1	fixed setting	before	after
(Jacques <i>et al.</i> , 2007, 2008)	2	ext. choice, shot noise	sep.	after
(Dopfer, 1998)	2	fixed setting	before	after
(Walborn <i>et al.</i> , 2002)	2	fixed setting	before	after
(Kim <i>et al.</i> , 2000)	2	int. choice, 50/50 BS	after	after
(Ma <i>et al.</i> , 2013)	2	ext. choice, QRNG with 50/50 BS	sep. & after	sep. & after
(Tang <i>et al.</i> , 2012)	1	quantum delayed choice, fixed setting	before	after
(Kaiser <i>et al.</i> , 2012)	2	quantum delayed choice, fixed setting	before	sep.
(Peruzzo <i>et al.</i> , 2012)	2	quantum delayed choice, fixed setting	before	after
(Jeong <i>et al.</i> , 2013)	1	fixed setting	before	after
(Jennewein <i>et al.</i> , 2001)	4	fixed setting	before	after
(Sciarrino <i>et al.</i> , 2002)	2	fixed setting	before	n/a
(Ma <i>et al.</i> , 2012)	4	ext. choice, QRNG with 50/50 BS	after	after

В экспериментах с отложенным выбором и сменой запутанности можно показать, что определённость двух квантовых систем спутанных или сепарабельных может переопределиваться даже после измерения. Это обобщает корпускулярно-волновой дуализм единичных систем до спутанности-сепарабельности двух (и более) систем.

Общей особенностью экспериментов с отложенным выбором является то, что появляется возможность имитировать влияние будущих действий на прошлые события. Однако парадокса не возникнет, если квантовые состояния рассматривать только как "каталог знаний о системе" (Schrödinger, 1935) без описания любыми скрытыми переменными. Тогда состояние есть список

вероятностей для всех возможных результатов измерений, а не реальный физический объект. Относительный временной порядок событий при измерениях не имеет существенного значения для физических взаимодействий и сигналов, не говоря уже о прошлом, а необходимость в трактовке экспериментальных результатов исчезает. Для интерпретации квантовых экспериментов любые попытки объяснить что происходит при индивидуальном наблюдении одной системы должны включать все экспериментальные конфигурации, а также полное квантовое состояние, потенциально описывающее объединение со всеми другими системами. Согласно Бору и Уилеру – нет элементарного явления, пока оно не зарегистрировано. (Bohr, 1949; Wheeler, 1984). В свете квантового стирания и смены запутанности, можно даже сказать, что некоторые зарегистрированные явления не получают смысла, пока они не будут связаны отношениями с другими явлениями (Ma et al., 2012).

Эксперименты с отложенным выбором и их реализации сыграли важную роль в развитии квантовой физики. Применимость парадигмы отложенного выбора в практике квантовой обработки информации ещё предстоит изучить. Например, авторы (Lee et al., 2014) внедрили и экспериментально продемонстрировали протокол подавления декогеренции при отложенном выборе. В их эксперименте решение о подавлении декогеренции на спутанном двухкубитном состоянии откладывается до завершения декогеренции и даже после детектирования кубита. Этот результат предлагает новый способ решения марковской декогеренции путём отложенного выбора, что может быть полезным для практического распределения через диссипативный канал.

Концепция отложенного выбора при смене запутанности имеет важное значение для обеспечения безопасности в квантовых коммуникационных схемах таких как 3-человеко-квантовые системы криптографии (Chen et al., 2005), а также может использоваться в схемах мгновенных вероятностных квантовых вычислений. В последнем случае, телепортация квантового состояния и замена запутанности подразумевают скорости заведомо превышающие в классических процедурах (Brukner et al., 2003; Jennewein, 2002). Это может быть реализовано путём отправки фотона в белловском состоянии на вход квантового компьютера и выполнения квантовых вычислений. Поскольку этот фотон является частью белловского состояния, его индивидуальные свойства не определены. Поэтому и выход квантового вычисления не будет определён. Однако, как только входной сигнал получает определённость, он может быть телепортирован на состояние фотона, который был подан в квантовый компьютер. Если результаты измерений белловских состояний (BSM) в конкретном белловском состоянии, которое не требует корректировки унитарным преобразованием, тогда сразу на выходе квантового компьютера будет спроецирован правильный результат. Это означает, что расчет производится квазимгновенно. Следует отметить, что это мгновенное квантовое вычисление – по сути вероятностное, поскольку вероятности BSM в четырёх белловских состояниях равны и составляют величину  $1/4$ .

Наконец, мы наблюдаем, что развитие квантовой механики изначально сопровождалось рядом хитроумных мысленных экспериментов, которые с течением времени и различными способами находили свои решения, что открывало возможности для новых экспериментов и даже для приложений. Однако, в то время как история парадигмы отложенного выбора возвращает к ранним дням квантовой механики, только в последние десятилетия многие замечательные эксперименты демонстрируют свои вычислительно-интуитивные аспекты в различных ситуациях различных физических систем. Можно ожидать, что мысленные эксперименты с отложенным выбором приведут нас к новым фундаментным экспериментам и к дальнейшим практическим применениям их результатов.

## Благодарности

Мы благодарим Guido Vacchiagaluppi, Daniel Greenberger, Radu Ionicioiu, Thomas Jennewein, Florian Kaiser, Marlan Scully, S'ebastien Tanzilli, Daniel R. Terno, and Marek Zukowski за полезные комментарии и замечания.

Авторы также выражают признательность за поддержку Международному фонду стипендий Марии Кюри в рамках 7-го Европейского сообщества рамочных программ и Австрийскому научному фонду в рамках программы SFB Европейской комиссии.

## Ссылки

- Aharonov, Y. and M. S. Zebairy, 2005, *Science* **307**, 875.
- Alley, C. O., O. Jakubowicz, C. A. Steggerda, and W. C. Wickes, 1983, in *International Symposium on foundation of Quantum Mechanics in the light of New Technology* (Physical Society of Japan, Tokyo).
- Alley, C. O., O. Jakubowicz, and W. C. Wickes, 1986, in *2nd International Symposium on foundations of Quantum Mechanics in the light of New Technology* (Physical Society of Japan, Tokyo).
- Auccaise, R., R. M. Serra, J. G. Filgueiras, R. S. Sarthour, I. S. Oliveira, and L. C. C'eleri, 2012, *Phys. Rev. A* **85**, 032121.
- Baldzuhn, J., E. Mohler, and W. Martienssen, 1989, *Z. Phys. B: Cond. Mat.* **77**, 347.
- Ballentine, L. E., 1998, *Quantum Mechanics: A Modern Development* (World Scientific Publishing Company).
- Barrett, M. D., J. Chiaverini, T. Schaetz, J. Britton, W. M. Itano, J. D. Jost, E. Knill, C. Langer, D. Leibfried, R. Ozeri, and D. J. Wineland, 2004, *Nature* **429**, 737.
- Bell, J. S., 1964, *Physics (NY)* **1**, 195.
- Bell, J. S., 2004, *Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics*, Rev. Ed., pp 243-244 (Cambridge Univ.Press, Cambridge, UK).
- Bennett, C. H., G. Brassard, C. Cr'epeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, 1993, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895.
- Bohr, N., 1928, *Nature* **121**, 580.
- Bohr, N., 1935, *Phys. Rev.* **48**, 696.
- Bohr, N., 1949, in *Albert Einstein: Philosopher-Scientist*, ed. P. A. Schlipp, The Library of Living Philosophers (MJF Books New York).
- Bramon, A., G. Garbarino, and B. C. Hiesmayr, 2004, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 020405.
- Branciard, C., 2013, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110**, 6742.
- Briegel, H.-J., W. D'ur, J. I. Cirac, and P. Zoller, 1998, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5932.
- de Broglie, L., 1924, *Recherches sur la th'eorie des quanta*, Ph.D. Thesis, Paris.
- Brukner, C., J.-W. Pan, C. Simon, G. Weihs, and A. Zeilinger, 2003, *Phys. Rev. A* **67**, 034304.
- Brunner, N., D. Cavalcanti, S. Pironio, V. Scarani, and S. Wehner, 2013, *Rev. Mod. Phys.* **86**, 419.
- Busch, P., T. Heinonen, and P. Lahti, 2007, *Phys. Rep.* **452**, 155.
- Busch, P., P. Lahti, and R. F. Werner, 2013, *Phys. Rev. Lett.* **111**, 160405.
- C'eleri, L. C., R. M. Gomes, R. Ionicioiu, T. Jennewein, R. B. Mann, and D. R. Terno, 2014, *Found. Phys.* **44**, 576.
- Chen, Y.-A., A.-N. Zhang, Z. Zhao, X.-Q. Zhou, C.-Y. Lu, C.-Z. Peng, T. Yang, and J.-W. Pan, 2005, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 200502.
- Clauser, J. F., M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, 1969, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 880.
- Coffman, V., J. Kundu, and W. K. Wootters, 2000, *Phys. Rev. A* **61**, 052306.
- Cohen, O., 1999, *Phys. Rev. A* **60**, 80.
- Colella, R., A. W. Overhauser, and S. A. Werner, 1975, *Phys. Rev. Lett.* **34**, 1472.
- Davisson, C. and L. H. Germer, 1927, *Phys. Rev.* **30**, 705.
- Dopfer, B., 1998, *Zwei Experimente zur Interferenz von Zwei-Photonen Zust'anden. Ein Heisenbergmikroskop und Pendell'osung*, Ph.D. Thesis, University of Innsbruck.
- Duan, L. M., M. D. Lukin, J. I. Cirac, and P. Zoller, 2001, *Nature* **414**, 413.
- D'urr, S., T. Nonn, and G. Rempe, 1998, *Nature* **395**, 33.
- Eichmann, U., J. C. Bergquist, J. J. Bollinger, J. M. Gilligan, W. M. Itano, D. J. Wineland, and M. G. Raizen, 1993, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2359.
- Einstein, A., 1905, *Ann. d. Phys* **322**, 23.
- Einstein, A., 1931, reported in: *Angewandte Chemie* **45**, 718 (1932).
- Einstein, A., B. Podolsky, and N. Rosen, 1935, *Phys. Rev.* **47**, 777.
- Englert, B.-G., M. O. Scully, and H. Walther, 1995, *Nature* **375**, 367.
- Englert, B.-G., 1996, *Phys. Rev. Lett.* **77**, 2154.
- Estermann, I. and O. Stern, 1930, *Z. Phys.* **61**, 95.
- Friberg, S., C. K. Hong, and L. Mandel, 1985, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 2011.
- Gallicchio, J., A. S. Friedman, and D. I. Kaiser, 2014, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 110405.
- Gerlich, S., S. Eibenberger, M. Tomandl, S. Nimmrichter, K. Hornberger, P. J. Fagan, J. Tuexen, M. Mayor, and

- M. Arndt, 2011, *Nature Commun.* **2**, 263.
- Giustina, M. *et al.*, 2015, *Phys. Rev. Lett.* **115**, 250401.
- Grangier, P., 1986, *Experimental study of non-classical properties of light; single-photon interferences*, Ph.D. Thesis, Institut d'Optique et Universit Paris.
- Greenberger, D. M., M. A. Horne, C. G. Shull, and A. Zeilinger, 1983, in *International Symposium on foundations of Quantum Mechanics in the light of New Technology* (Physical Society of Japan, Tokyo).
- Greenberger, D. M. and A. Yasin, 1988, *Phys. Lett. A* **128**, 391.
- Greenberger, D. M., M. Horne, and A. Zeilinger, 2008a, *Phys. Rev. A* **78**, 022110.
- Greenberger, D.M., M. Horne, A. Zeilinger, andM. Zukowski, 2008b, *Phys. Rev. A* **78**, 022111.
- Grover, L. K., 1997, *Phys. Rev. Lett.* **79**, 325.
- Gühne, O. and G. Toth, 2009, *Phys. Rep.* **474**, 1.
- Halder, M., A. Beveratos, N. Gisin, V. Scarani, C. Simon, and H. Zbinden, 2007, *Nature Phys.* **3**, 692.
- Heisenberg, W., 1927, *Zeitschrift für Physik* **43**, 172.
- Heisenberg, W., 1991, *Physikalische Prinzipien der Quantentheorie* (B.I.-Wissenschaftsverlag, Mannheim / Wien / Zürich).
- Hellmuth, T., H. Walther, A. Zajonc, and W. Schleich, 1987, *Physical Review A* **35**, 2532.
- Hermann, G., 1935, *Naturwissenschaften* **23**, 718.
- Hensen, B., *et al.*, 2015, *Nature* **526**, 682.
- Herzog, T. J., P. G. Kwiat, H. Weinfurter, and A. Zeilinger 1994, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3034.
- Horodecki, R., P. Horodecki, M. Horodecki, and K. Horodecki, 2009, *Rev. Mod. Phys.* **81**, 865.
- Ionicioiu, R. and D. R. Terno, 2011, *Phys. Rev. Lett.* **107**, 230406.
- Ionicioiu, R., T. Jennewein, R. B. Mann, and D. R. Terno, 2014, *Nature Comm.* **5**, 4997.
- Ionicioiu, R., R. B. Mann, and D. R. Terno, 2015, *Phys. Rev. Lett.* **114**, 060405.
- Jacques, V., E. Wu, F. Grosshans, F. Treussart, P. Grangier, A. Aspect, and J.-F. Roch, 2007, *Science* **315**, 966.
- Jacques, V., E. Wu, F. Grosshans, F. Treussart, P. Grangier, A. Aspect, and J.-F. Roch, 2008, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 220402.
- Jaeger, G., A. Shimony, and L. Vaidman, 1993, *Phys. Rev. A* **51**, 54.
- Jakubowicz, O. G., 1984, *A delayed random choice quantum mechanics experiment using light quanta.*, Ph.D. Thesis, Maryland University, College Park.
- Jennewein, T., U. Achleitner, G. Weihs, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, 2000, *Rev. Sci. Instrum.* **71**, 1675.
- Jennewein, T., G. Weihs, J.-W. Pan, and A. Zeilinger, 2001, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 017903.
- Jennewein, T., 2002, *Quantum Communication and Teleportation Experiments using Entangled Photon Pairs*, Ph.D. Thesis, University of Vienna.
- Jeong, Y. C, C. D. Franco, and H. T. Lim, and M. S. Kim, and Y. H. Kim, 2013, *Nat. Comm.* **4**, 2471.
- Joensson, C., 1961, *Z. Phys.* **161**, 454.
- Joobeur, A., B. E. A. Saleh, and M. C. Teich, 1994, *Phys. Rev. A* **50**, 3349.
- Kaiser, F., T. Coudreau, P. Milman, D. B. Ostrowsky, and S. Tanzilli, 2012, *Science* **338**, 637.
- Kaltenbaek, R., R. Prevedel, M. Aspelmeyer, and A. Zeilinger, 2009, *Phys. Rev. A* **79**, 040302.
- Kennard, E. H., 1927, *Z. Phys.* **44**, 326.
- Kim, Y.-H., R. Yu, S. P. Kulik, Y. Shih, and M. O. Scully, 2000, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 1.
- Kurtsiefer, C., S. Mayer, P. Zarda, and H. Weinfurter, 2000, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 290.
- Kwait, P. G., K. Mattle, H. Weinfurter, A. Zeilinger, A. V. Sergienko, and Y. Shih, 1995, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4337.
- Kwiat, P. G. and B.-G. Englert, 2004, in *Science and Ultimate Reality: Quantum Theory, Cosmology and Complexity*, ed. J. D. Barrow, P. C. W. Davies, and S. C. L. Harper, Jr (Cambridge University Press).
- Lee, L. C. Lim, H. T. Hong, K. H. Jeong, Y. C. Kim, M. S. and Kim Y. H., 2014, *Nat. Comm.* **5**, 4522.
- Ma, X.-S., A. Qarry, J. Kofler, T. Jennewein, and A. Zeilinger, 2009, *Phys. Rev. A* **79**, 042101.
- Ma, X.-S., 2010, *Nonlocal delayed-choice experiments with entangled photons*, Ph.D. Thesis, University of Vienna.
- Ma, X.-S., S. Zotter, J. Kofler, R. Ursin, T. Jennewein, C. Brukner, and A. Zeilinger, 2012, *Nature Phys.* **8**, 479.
- Ma, X.-S., J. Kofler, A. Qarry, N. Tetik, T. Scheidl, R. Ursin, S. Ramelow, T. Herbst, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, T. Jennewein, and A. Zeilinger, 2013, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA* **110**, 1221.
- Mach, L., 1892, *Z. Instrumentenk.* **12**, 89.
- Manning, A. G., R. I. Khakimov, R. G. Dall, and A. G. Truscott, 2015, *Nature Phys.* May 2015.
- Matsukevich, D. N., P. Maunz, D. L. Moehring, S. Olmschenk, and C. Monroe, 2008, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 150404.
- Miller, W. A., 1983, in *International Symposium on foundations of Quantum Mechanics in the light of New Technology* (Physical Society of Japan, Tokyo).
- Miller, W. A. and J. A. Wheeler, 1983, in *International Symposium on foundations of Quantum Mechanics in the light of New Technology* (Physical Society of Japan, Tokyo).
- Mittelstaedt, P., 1986, in *2nd International Symposium on foundations of Quantum Mechanics in the light of New Technology* (Physical Society of Japan, Tokyo).
- Nielsen, M. A. and I. L. Chuang, 2000, *Quantum Computation and Quantum Information* (Cambridge University Press, Cambridge).

- Ozawa, M., 2004, Phys. Lett. A **320**, 367.
- Pan, J.-W., D. Bouwmeester, H. Weinfurter, and A. Zeilinger, 1998, Phys. Rev. Lett. **80**, 3891.
- Pan, J.-W., Z.-B. Chen, C.-Y. Lu, H. Weinfurter, A. Zeilinger, and M. Zukowski, 2012, Rev. Mod. Phys. **84**, 777.
- Paul, H., 1982, Rev. Mod. Phys. **54**, 1061.
- Peres, A., 2000, J. Mod. Opt. **47**, 139.
- Peruzzo, A., P. Shadbolt, N. Brunner, S. Popescu, and J. L. O'Brien, 2012, Science **338**, 634.
- Rarity, J. G. and P. R. Tapster, 1990, Phys. Rev. Lett. **64**, 2495.
- Rauch, H., W. Treimer, and Bonse, U. 1974, Phys. Lett. A **47**, 369.
- Riebe, M., H. Haffner, C. F. Roos, W. Hansel, J. Benhelm, G. P. T. Lancaster, T. W. Korber, C. Becher, F. Schmidt-Kaler, D. F. V. James, and R. Blatt, 2004, Nature **429**, 734.
- Robertson, H. P., 1929, Phys. Rev. **34**, 163.
- Roy, S. S., A. Shukla, and T. S. Mahesh, 2012, Phys. Rev. A **85**, 022109.
- Sagnac, G., 1913, Comptes Rendus **157**, 708.
- Scarcelli, G., Y. Zhou, and Y. Shih, 2007, EPJ D **44**, 167.
- Scheidt, T., R. Ursin, J. Kofler, S. Ramelow, X. Ma, T. Herbst, L. Ratschbacher, A. Fedrizzi, N. Langford, T. Jennewein, and A. Zeilinger, 2010, Proc. Natl. Acad. Sci. USA **107**, 19708.
- Schleich, W. and H. Walther, 1986, in *2nd International Symposium on foundations of Quantum Mechanics in the light of New Technology* (Physical Society of Japan, Tokyo).
- Schrödinger, E., 1930, Physikalisch-mathematische Klasse **14**, 296.
- Schrödinger, E., 1935, Naturwissenschaften **23**, 844.
- Sciarrino, F., E. Lombardi, G. Milani, and F. De Martini, 2002, Phys. Rev. A **66**, 024309.
- Scully, M. O. and K. Drühl, 1982, Phys. Rev. A **25**, 2208.
- Scully, M. O., B.-G. Englert, and J. Schwinger, 1989, Phys. Rev. A **40**, 1775.
- Scully, M. O., B.-G. Englert, and H. Walther, 1991, Nature **351**, 111.
- Shalm, L. K., *et. al.* 2015, Phys. Rev. Lett. **115**, 250402.
- Shih, Y. H. and C. O. Alley, 1988, Phys. Rev. Lett. **61**, 2921.
- Simon, C. and W. T. M. Irvine, 2003, Phys. Rev. Lett. **91**, 110405.
- Stapp, H., 2009, in *Compendium of Quantum Physics*, ed. D. Greenberger, K. Hentschel, and F. Weinert (Springer).
- Storey, P., S. Tan, M. Collett, and D. Walls, 1994, Nature **367**, 626.
- Storey, P., S. Tan, M. Collett, and D. Walls, 1995, Nature **375**, 368.
- Tang, J.-S., Y.-L. Li, X.-Y. Xu, G.-Y. Xiang, C.-F. Li, and G.-C. Guo, 2012, Nature Photon. **6**, 600.
- Taylor, G. I., 1909, Proc. Cam. Phil. Soc. **15**, 114.
- Walborn, S. P., M. O. Terra Cunha, S. Pádua, and C. H. Monken, 2002, Phys. Rev. A **65**, 033818.
- Weisz, E., H. K. Choi, I. Sivan, M. Heiblum, Y. Gefen, D. Mahalu, and V. Umansky, 2014, Science **344**, 1363.
- Weizsäcker, C. F. v., 1941, Z. Phys. **118**, 489.
- Weizsäcker, K. F. v., 1931, Z. Phys. **70**, 114.
- Weyl, H., 1928, *Gruppentheorie und Quantenmechanik* (Leipzig, Hirzel).
- Wheeler, J. A., 1978, in *Mathematical Foundations of Quantum Theory*, ed. R. Marlow (Academic Press, New York).
- Wheeler, J. A., 1984, in *Quantum Theory and Measurement*, ed. J. A. Wheeler and W. H. Zurek (Princeton University Press).
- Wiseman, H. M. and F. E. Harrison, 1995, Nature **377**, 584.
- Wiseman, H. M., F. E. Harrison, M. J. Collett, S. M. Tan, D. F. Walls, and R. B. Killip, 1997, Phys. Rev. A **56**, 55.
- Wooters, W. K. and W. H. Zurek, 1979, Phys. Rev. D **19**, 473.
- Wooters, W. K. and B. D. Fields, 1989, Ann. Phys. **191**, 363.
- Young, T., 1804, Phil. Trans. R. Soc. Lond. **94**, 1.
- Yuan, Z.-S., Y.-A. Chen, B. Zhao, S. Chen, J. Schmiedmayer, and J.-W. Pan, 2008, Nature **454**, 1098.
- Zehnder, L., 1891, Z. Instrumentenk. **11**, 275.
- Zeilinger, A., 1999, Rev. Mod. Phys. **71**, S288.
- Zeilinger, A., G. Weihs, T. Jennewein, and M. Aspelmeyer, 2005, Nature **433**, 230.
- Zukowski, M., A. Zeilinger, M. A. Horne, and A. K. Ekert, 1993, Phys. Rev. Lett. **71**, 4287.

Рассматривается история мысленных экспериментов с отложенным выбором, которая берёт начало с самого возникновения квантовой механики. Обсуждаются, в частности, уилеровский эксперимент с отложенным выбором в интерферометрических установках, а также эксперименты с квантовым стиранием и обменом в запутанных системах. Последнее особенно интересно, потому что усиливает корпускулярно-волновой дуализм разделяемой спутанностью частиц в квантовой системе. В дальнейшем предполагается включение в перевод методов практической реализации описанных мысленных экспериментов и их результаты. Однако без сомнения, данный материал будет полезен для интересующихся вопросами отложенного выбора на проблемном уровне по состоянию на 2016 год. Залогом тому является приведённая библиография.

**Для связи:**[quadrica-m@mail.ru](mailto:quadrica-m@mail.ru)<http://orcid.org/0000-0002-1435-9220>**Авторский семинар**<http://my.mail.ru/community/physiks.princips/?ref=cat><http://quadrica.ucoz.net/><https://independent.academia.edu/KasimovVladimir><https://vk.com/public128913510><https://www.facebook.com/quadrica.m>