

Сверхсветовое туннелирование фотонов

Сокращенный перевод М.Х.Шульмана

arXiv:quant-ph/9501016v1 18 Jan 1995

Quantum Nonlocality in Two-Photon Experiments at Berkeley

Raymond Y. Chiao[†], Paul G. Kwiat[‡] and Aephraim M. Steinberg[§]

[†] *Department of Physics, University of California, Berkeley, CA 94720-7300, U.S.A.*

[‡] *Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck, Technikerstrasse 25, A-6020 Innsbruck, Austria*

[§] *National Institute of Standards and Technology, Phys A167, Gaithersburg, MD 20899, U.S.A.*

(Preprint quant-ph/9501016; This version was produced on December 21, 1994)

Приводится перевод фрагмента статьи с описанием экспериментов, демонстрирующих сверхсветовую природу процесса туннелирования. В этих экспериментах отчетливым образом проявляется нелокальный характер квантового мира. Утверждается, что квантовая нелокальность не является несовместимой с причинностью по Эйнштейну.

ДВУХФОТОННЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА

Двухфотонный распад, или параметрическое преобразование с понижением частоты, происходит внутри кристалла с $\chi^{(2)}$ нелинейностью (мы использовали кристалл KDP - potassium dihydrogen phosphate). Этот процесс является обратным по отношению к генерации второй гармоники, когда два красных фотона комбинируются в виде одного ультрафиолетового фотона удвоенной частоты.

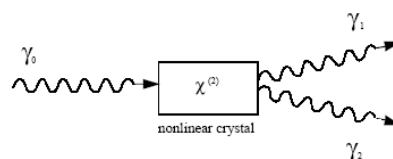


Рисунок 4. Параметрическое преобразование с понижением частоты

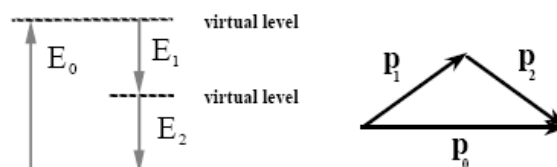


Рисунок 5. Диаграмма уровней энергии, треугольник сохранения импульса

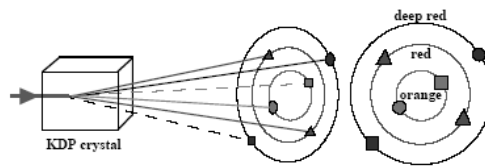


Рисунок 6. Процесс параметрического преобразования. Одинаковая форма отмечает скоррелированные фотоны, а каждое кольцо соответствует различному цвету.

В нашем кристалле одиночный фотон γ_0 , генерируемый непрерывным ультрафиолетовым лазером (одномодовый лазер на ионах аргона с длиной волны 351 нм), преобразуется в два красных фотона γ_1 и γ_2 , каждый с длиной волны около 702 нм. При этом сохраняются энергия и импульс (векторно):

$$\begin{aligned} E_0 &= E_1 + E_2 \\ p_0 &= p_1 + p_2 \end{aligned} \quad (6)$$

Родительский фотон γ_0 называют фотоном “накачки”, дочерний фотон γ_1 - “сигнальным” фотоном, а дочерний фотон γ_2 - “нахлебником (idler)” фотоном (по историческим причинам. Вокруг оси, определенной лучом УФ-лазера, возникает радуга цветных конусов (см. рис. 6), где любые два коррелированных фотона находятся на противоположных сторонах конуса, например, внутренний “квадратный” оранжевый фотон соответствует внешнему “квадратному” инфракрасному фотону, и т.д.. В двухфотонном распаде два связанных фотона всегда формируются одновременно: их рождение наблюдается с разбросом в десятки фемтосекунд. Хотя излучение лазера накачки имеет непрерывный характер, нет оснований полагать, что его работа зависит от времени, такая корреляция для фотонов означает, что как только зарегистрирована одна из частиц, вторая коллапсирует в очень короткий волновой пакет. Этот волновой пакет является узким, т.к. есть много способов распределения энергии родительского фотона, так что каждый дочерний фотон обладает широким спектром. Однако вследствие запутывания сумма энергий двух фотонов очень хорошо определена. Таким образом, сумма их энергий и разница их времен прилета может становиться известной одновременно с высокой точностью, хотя абсолютное время излучения неизвестно. Это контрастирует со случаем единичной частицы, чье время и энергия могут определяться с произвольной погрешностью из-за принципа неопределенности; следовательно, корреляции в точности те же, что использовали Эйнштейн и прочие для обоснования неполноты квантовой механики.

ПРИНЦИП ИЗМЕРЕНИЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

С учетом правил Фейнмана для интерференции возможные процессы для двух фотонов и светоделителя таковы:

(1) Оба фотона проходят через светоделитель; результат – совпадение “кликов” в D1 и D2 (рис. 11, справа)

(2) и (3) Один из фотонов отражается, другой проходит через светоделитель; результат – нет совпадения.

(4) Оба фотона отражаются; результат – совпадение “кликов” в D1 и D2 (рис. 11, слева).

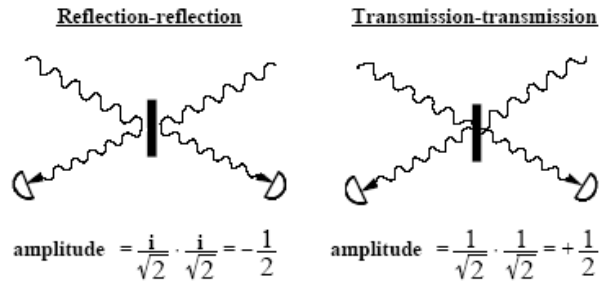


Рисунок 11. Два неразличимых процесса, приводящих к совпадению

Если два фотона попадают в светоделитель одновременно, случаи совпадения кликов в процессах (1) и (4) неразличимы, при этом возникает интерференция (см. рис. 11). Фазовый множитель i (т.е. сдвиг на четверть периода по фазе) для амплитуды отражения на рис. 11 слева (относительно амплитуды прохождения) возникает вследствие симметрии во времени в симметричном светоделителе без потерь [25], это приводит к деструктивной интерференции амплитуд вероятности “отражение-отражение” и “прохождение-прохождение”.

Следовательно, полная амплитуда для совпадений будет равна $(1^2/2 + i^2/2) = 0$; совпадений никогда не будет. Другими словами, два фотона всегда попадают в один и тот же порт светоделителя (см. рис. 12), если только разность путей равна нулю, т.е. если волновые пакеты прибывают в светоделитель одновременно. Однако процессы (1) и (4) становятся различимыми, если волновые пакеты прибывают в светоделитель в разные моменты времени, тогда совпадения происходят в течение половины времени. Следовательно, при варьировании разности путей можно отображать меру перекрытия фотонных волновых пакетов; ширина области минимума совпадений (см. рис. 13) является мерой длины когерентности волнового пакета для одиночных фотонов.

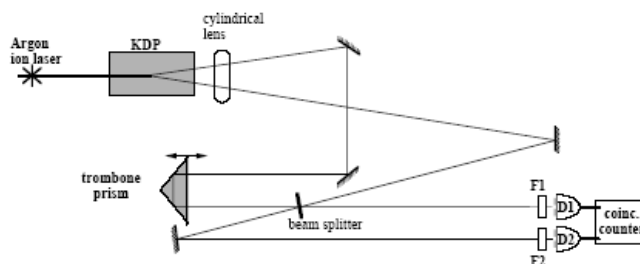


Рисунок 12. Hong-Ou-Mandel (HOM) интерферометр (версия Berkeley)

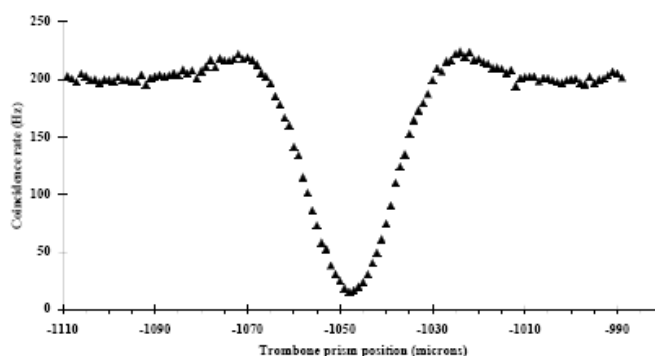


Рисунок 13. Темп совпадений (Гц) в зависимости от положения (мкм) перемещаемой отражающей призмы (trombone prism)

УСТРАНЕНИЕ ДИСПЕРСИИ ПРИ ДВУХФОТОННОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

Вернемся к классической задаче о распространении света в диспергирующей среде. Мы знаем, что пик классического электромагнитного волнового пакета, распространяющегося в стекле, пройдет через него с групповой скоростью, но не вполне ясно, как следует интерпретировать этот классический волновой пакет, когда речь идет о волновой функции одиночного фотона, чтобы затем использовать интерпретацию Борна этой волновой функции. Если бы эта интерпретация оказалась корректной, то фотон просто должен был бы распространяться в этой среде с групповой скоростью. Однако, как отметили Зоммерфельд и Бриллюэн [30], на классическом уровне существуют как минимум пять видов скорости распространения в диспергирующей среде: фазовая, групповая, скорость распространения энергии, скорость распространения “сигнала” и скорость распространения фронта, все они отличаются одна от другой расположением линии поглощения, где имеется область аномальной дисперсии. В частности, в этих областях групповая скорость может стать “сверхсветовой”, т.е. больше скорости света в вакууме.

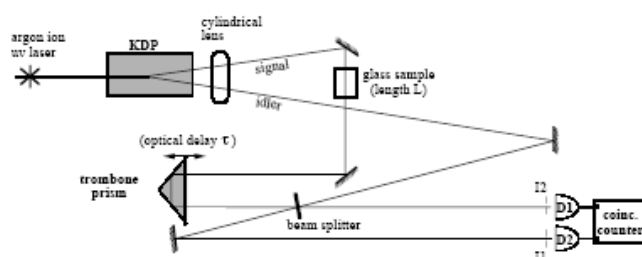


Рисунок 17. Схема исключения дисперсии при измерении времени распространения фотона: установка Hong-Ou-Mandel со вставкой стеклянного образца.

Если фотон должен распространяться в такой среде с групповой скоростью, то может ли он также перемещаться со “сверхсветовой” скоростью? Если нет, то с какой из этих скоростей распространяется фотон в диспергирующей среде? (Эти вопросы становятся особенно острыми для среды с инвертированными популяциями, где нерезонансные (off-resonance) волновые пакеты могут распространяться со

сверхсветовой скоростью без затухания с малой дисперсией [31]; см. также сопровождающую статью Chiao et al.)

Побуждаемые этими вопросами, мы осуществили эксперимент, в котором на пути одного из фотонов помещался образец из стекла (см. рис. 17). Стекло замедляет фотон, который проходит через него, так что для установления минимума темпа соответствий необходимо ввести эквивалентную компенсирующую задержку τ путем регулировки положения отражающей призмы. Мы измеряли амплитуду этой задержки для различных образцов стекла, при этом удавалось определять время прохождения порядка 35 пс с точностью ± 1 фс. Таким способом мы смогли подтвердить, что одиночные фотоны в прозрачных спектральных областях проходят сквозь стекло с групповой скоростью, что интересно как пример корпускулярно-волнового единства.

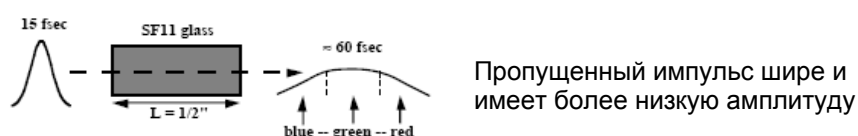


Рисунок 18. Импульс с расплыванием, обусловленным нормальной дисперсией

Ясно, что интерес к измерению оптической задержки возрастает, когда речь идет о среде с дисперсией. Рассмотрим ограничение на разрешение во времени для такого интерферометра. Короткому волновому пакету или импульсу соответствует широкий спектр. В диспергирующей среде, однако, широкий спектр, отвечающий сверхбыстрому импульсу (или однофотонному волновому пакету), может привести к большой дисперсии. Можно ожидать, что это расплывание волнового пакета способно также привести к расширению области минимума для совпадений в НОМ-интерферометре, поскольку физическое объяснение существования этой области (в терминах информации о выборе конкретного пути, заключенной во времени прилета фотонов), как представляется, требует, чтобы ширина этой области имела размер волнового пакета, поступающего на светоделитель. Таким образом, компромисс между шириной импульса и связанным с дисперсией расплыванием волнового пакета мог бы установить окончательный предел разрешения для измерений на данном образце. Например, 15-фс волновой пакет, распространяющийся через стекло SF11 толщиной полдюйма (один из исследованных нами образцов), должен был бы распространяться за 60 фс из-за возникающей в таком образце дисперсии. Природа этого расплывания заключается в локальных смещениях частоты от низких до высоких значений (при нормальной дисперсии “красные” длины волн распространяются быстрее, чем “синие”). Следовательно, более ранние участки расплывающегося импульса соответствуют “более красным” длинам волн, а более поздние участки – “более синим” длинам волн, см. рис. 18.

В нашем эксперименте, однако, мы обнаружили, что комбинация корреляций-во-времени с корреляциями-по-энергии, демонстрируемая нашими запутанными фотонами, привела к устранению этих дисперсионных эффектов. Пока индивидуальный волновой пакет, который проходит через стекло, расплывается согласно классической оптике, невозможно узнать, был ли фотон отражен или прошел сквозь светоделитель (см. рис. 12). Это означает, что когда индивидуальный фотон прилетает к детектору, нельзя выяснить, прошел ли он через стекло или это сделал его “близнец” (с антикоррелирующей частотой); вследствие расхождения

частот, задержка относительно пика волнового пакета в этих двух случаях противоположна.

Точная компенсация происходит в случае (наиболее доминирующего) линейного дисперсионного члена групповой скорости, но ощутимого расплывания 15-фс интерференции не происходит. Это прямое следствие природы ЭПР-состояния, в том, что касается одновременных корреляций по энергии и во времени. Подробный теоретический анализ, предсказывающий эти результаты, согласуются с приведенным здесь простым аргументом [32].

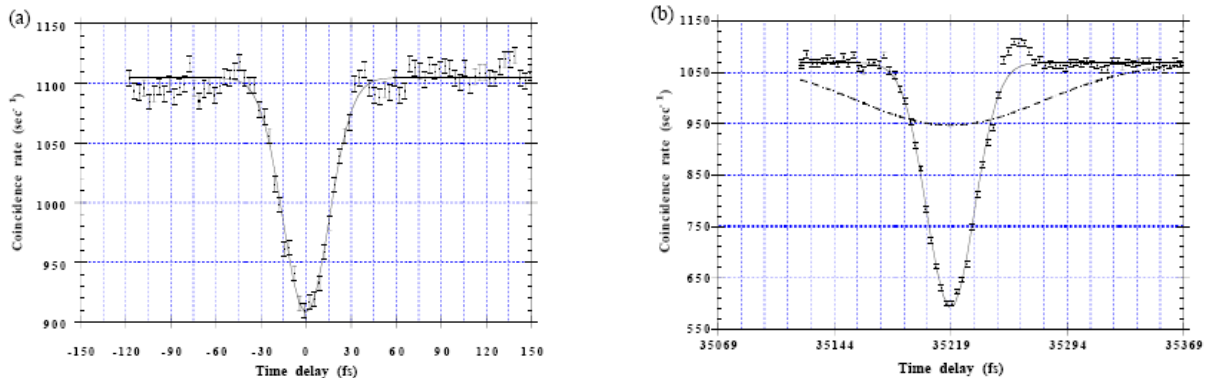


Рисунок 19. Темп совпадений в НОМ в функции относительного оптического времени задержки в интерферометре.

(а) Толстая линия соответствует гипотезе о гауссиане, среднеквадратическое значение, с шириной 15.3 фс.

(б) Профиль совпадений после введения 1/2-дюймового образца стекла SF11 в сигнальное плечо интерферометра. Минимум сдвигается на 35,219 фс, но расплывания не наблюдается. По классической теории 15-фс импульс должен был бы расплыться до как минимум 60 фс, как показывает в целях сравнения пунктирная линия.

На рис. 19 мы видим, что действительно имеется очень малое расплывание в данных, отвечающих наличию стеклянного образца, сравнительно со случаем отсутствия стекла. Определенно, расплывание до величины 60 фс (пунктирная кривая) этими данными опровергается. Устранение дисперсии важно для приложений; в частности, при измерении времени туннелирования, описываемом далее, отчетливость области минимума – и, следовательно, временное разрешение – неконтролируемым образом деградирует из-за наличия дисперсии в оптических элементах нашей установки или в самом образце.

ИЗМЕРЕНИЯ ПРОДОЛЖИТЕЛЬНОСТИ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ФОТОНА

Туннелирование – одно из наиболее поразительных следствий квантовой механики. Эффект Джозефсона в физике твердого тела, синтез в ядерной физике и инстантоны в физике высоких энергий – все это проявления данного феномена. В каждом учебнике по квантовой механике приводится расчет вероятности

туннелирования. И, тем не менее, вопрос о продолжительности туннелирования частицы через барьер, впервые поставленный в 1930-х, остается дискуссионным и по сей день. Этот вопрос возникает потому, что импульс в области барьера оказывается мнимым. Первый ответ, групповое время – group delay (также известное как “фазовое время – phase time”, потому что оно описывает время появления пика волнового пакета в приближении стационарной фазы), может в некоторых пределах оказаться парадоксально малым, влекущим преодоление барьера со сверхсветовой скоростью [33,34]. Это кажущееся нарушение причинности по Эйнштейну не вытекает из нерелятивистского характера уравнения Шредингера, поскольку оно также следует и из полностью релятивистских уравнений Максвелла. В общем случае следует предположить, что такие сверхсветовые скорости не могут иметь физического смысла [30], но в случае туннелирования не было найдено приемлемого решения.

Вследствие развития физики твердого тела, а также исследований туннелирования в гетероструктурах, назрела необходимость решения этой проблемы, начиная с 1980-х, когда появилось множество противоречивых теоретических работ [35–37]. Появились также некоторые экспериментальные статьи, описывающие более или менее косвенные измерения времени преодоления барьера. Кто-то принимал “полуклассическое время” Buttiker и Landauer [35,38], в то время как другие [39,40] соглашались с идеей группового времени (“фазового времени”). Мы описали первое прямое измерение времени, подтверждающее, что продолжительность туннелирования может быть сверхсветовой, опирающееся на исследование одиночных фотонов, проходящих сквозь диэлектрическое зеркало [6]. После этого некоторые другие микроволновые эксперименты подтвердили, что эффективная групповая скорость классических очень малых волн в разных конфигурациях может быть сверхсветовой [41–43]. Кроме того, недавний эксперимент с фемтосекундным лазером, используя классические импульсы, подтвердил наши более ранние результаты, связанные со сверхсветовым туннелированием в диэлектрических зеркалах [44].

В эксперименте мы снова использовали источник с параметрическим понижением частоты и двухфотонный интерферометр Hong-Ou-Mandel (НОМ). Преимущество использования этих связанных частиц в том, что после туннелирования через барьер одной частицы ее время пролета может быть сравнено с временем пролета ее “близнеца” (который не проходит через барьер), это обуславливает ясное операционное определение и прямое измерение продолжительности туннелирования. Поскольку эта техника связана с подсчетом совпадений, может отчетливо наблюдаться корпускулярный аспект туннелирования: каждое выявление совпадения соответствует единичному событию туннелирования.

В нашей установке барьер туннеля представляет собой многослойное диэлектрическое зеркало. Такие зеркала состоят из четверть-волновых слоев материалов с высоким и низким показателем преломления, и, следовательно, характеризуются одномерной “фотонной запрещенной энергетической зоной (photonic band gap)” [45], т.е. диапазон частот, которые соответствуют чисто мнимым значениям волнового вектора. Они представляют собой оптическую реализацию модели Kronig-Penney физики твердого тела и, таким образом, аналогичны кристаллическим структурам, обладающим запрещенными энергетическими зонами, как и сверхрешеткам (as well as to superlattices). Наши зеркала имели структуру $(HL)^5H$, где H представляет оксид титана (с коэффициентом преломления 2.22), а L

– кварцевое стекло (с коэффициентом преломления 1.41). Их общая толщина составляет 1.1 мкм, что соответствует времени пролета со скоростью света $d/c = 3.6$ фс. Их запрещенные энергетические зоны простираются приблизительно на 600 – 800 нм, а амплитуды пропускания имеют минимум 1% при 692 нм.

Полуклассическое время рассчитывалось, исходя из групповой скорости, которая должна поддерживаться в бесконечной периодической среде (т.е. пренебрегая отражением на краях барьера). Поскольку волновой вектор для частот запрещенной энергетической зоны становится чисто мнимым, то это дает полуклассическое время; чтобы расширить это на область запрещенной зоны, мы просто ввели множитель i по аналогии с временем взаимодействия по Buttiker и Landauer [35]. “Ларморово время” является мерой ларморовой прецессии, которую туннелирующий электрон должен испытать в бесконечно малом магнитном поле, ограниченном областью барьера. Buttiker предположил, что ларморово время учитывает тенденцию проникающих электронов выравнивать свои спины вдоль магнитного поля, равно как и прецессию в поле [46]. Групповое время – это производная от фазы при прохождении барьера в соответствии с угловой частотой света, согласно методу стационарной фазы. Все три времени опускаются ниже уровня $d/c = 3.6$ фс и, таким образом, соответствуют сверхсветовым скоростям, хотя их индивидуальное поведение различно (см. рис. 20). Например, групповое время остается приблизительно постоянным – около 1.7 фс – для большей части запрещенной энергетической зоны. Полуклассическое время, с другой стороны, опускается ниже уровня 3.6 фс только в узком диапазоне частот и становится равным нулю лишь в центре запрещенной зоны. Ларморово время по Buttiker оказывает близким к групповому времени и в центре, и по краям запрещенной зоны, но отличается от него в промежуточных точках.

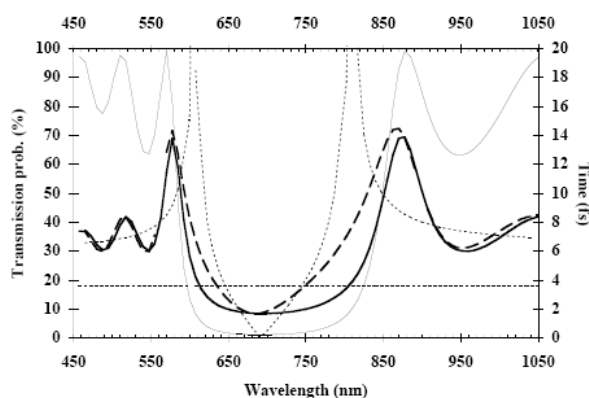


Рисунок 20. Теоретические кривые.

Тонкая сплошная линия показывает вероятность прохождения (левая ось) через наше многослойное покрытие в зависимости от длины волны падающего излучения. Толстая сплошная линия показывает групповое время (group delay). Толстая штриховая линия показывает время пролета по Büttiker-Larmor. Тонкая пунктирная (точки) линия показывает полуклассическое время пролета (правая ось). Горизонтальная пунктирная (точки) линия соответствует 3.6 фс, т.е. “причинно-следственному пределу” d/c .

Наша установка показана на рис. 21. Мы использовали кристалл KDP (potassium dihydrogen phosphate), накачиваемый непрерывным УФ лазером с длиной волны 351 нм, вследствие чего по схеме с параметрическим понижением частоты рождаются фотоны. Они направляются зеркалами и одновременно сталкиваются с поверхностью 50/50 - светоделителя. Один фотон каждой пары пролетает по воздуху, в то время как его партнер сталкивается с нашим образцом. Последний состоит из эталонной подложки из кварцевого стекла, половина одной стороны которого покрыта структурой 1.1 мкм толщины, описанной выше; у второй половины этой стороны подложки покрытие отсутствует (противоположная сторона целиком покрыта анти-отражательным слоем). Этот образец смонтирован на двух многослойных опорах. Первая является прецизионным средством сдвига, которая может смещать образец в любое из двух положений перпендикулярно направлению пути луча. В одном из этих положений фотон должен туннелировать сквозь покрытие 1.1 мкм, а в другом – пролететь через воздушный промежуток толщиной также 1.1 мкм. В обоих случаях он преодолевает подложку одной и той же толщины. Вторая опора позволяет отклонять образец, регулируя угол падения луча относительно нормали к поверхности.

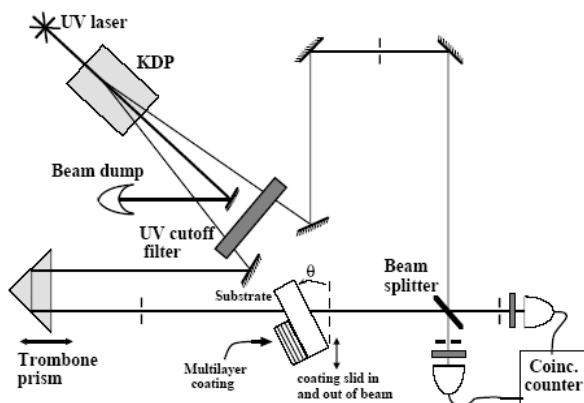


Рисунок 21. Экспериментальная установка для определения времени распространения одиночного фотона через многослойное диэлектрическое зеркало.

Если двухфотонные волновые пакеты перекрываются во времени в светоделителе, то описанная ранее деструктивная интерференция приводит к теоретическому отсутствию совпадений темпа детектирования. Таким образом, поскольку разность длин путей изменялась перемещением отражательной призмы ("trombone" prism) с системой Burleigh Inchworm (см. рис. 21), темп совпадений (среднеквадратичное значение) снижается до примерно 20 фс, что отвечает времени корреляции для двух фотонов (определенному их 6-м частотной полосой) [24,32,47]. Как объяснялось выше, темп снижается до минимума, когда два волновых пакета идеально перекрываются в светоделителе. По этой причине, если обеспечить избыточную задержку в одном из плеч такого интерферометра (помещая покрытие 1.1 мкм на пути луча), то необходимо будет переместить призму, чтобы скомпенсировать эту задержку и восстановить минимум совпадений. Чтобы устранить систематические ошибки в той мере, насколько это возможно, мы осуществили для каждой серии наших данных медленное сканирование призмы относительно минимума, осуществляя при этом периодически скольжение покрытия

в луче и вне его, так что в каждом положении призмы мы могли непосредственно сравнить результаты при наличии и в отсутствие барьера.

Мы обнаружили, что расположение барьера с нормальным углом падения (как первоначально планировалось) привело к смещению минимума в такое положение, при котором призма была расположена дальше от барьера. Это определяет знак эффекта: внешнюю задержку потребовалось удлинить, что привело к тому, что средняя продолжительность прохождения фотона внутри барьера оказалась меньше, чем продолжительность прохождения им того же самого расстояния по воздуху. Поскольку мы повернули зеркало относительно вертикальной оси, запрещенная энергетическая зона сдвинулась в сторону меньших длин волн в соответствии с законом Брюстера, и для р-поляризованных фотонов мы установили, что запрещенная энергетическая зона также уменьшилась из-за уменьшения отражательной способности диэлектрического интерфейса при не-нормальном угле падения (ср. с углом Брюстера). Так, при 0° наши фотоны с длиной волны 702 нм оказываются вблизи центра запрещенной энергетической зоны, в то время как при 55° они попадают на край зоны, где вероятность прохождения превышает 40%. Как ясно можно видеть на рис. 22, продолжительность меняется от сверхсветового до субсветового значения при сканировании угла падения, в согласии с теорией.

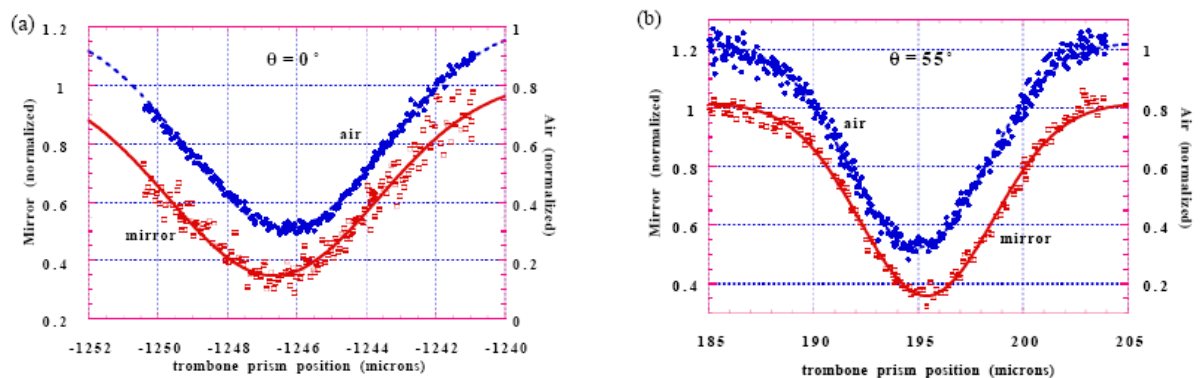


Рисунок 22. Эти измерения были сознательно удалены из-за проблемы латекса.

Наши данные для нормального угла падения [6] показывают, что полуклассическое время оказалось неадекватным для описания длительности распространения. В то же время, данные были приблизительно совместимыми как с моделью группового времени, так и с концепцией ларморова времени, предложенного Buttiker [46]. Более поздние данные [7] подытожены на рис. 23. Можно убедиться в очевидности “сверхсветового” времени, которое становится субсветовым при приближении фотонов к краю полосы. Имеется разумное согласие с теорией группового времени, хотя остается расхождение порядка половины фемтосекунды (и более при больших углах падения); мы считаем, что это может быть связано с отклонением барьера от идеальности, например, с вариацией толщины слоев и остаточной абсорбцией рассеяния. Хотя это расхождение еще не полностью понято, данные для двух различных зеркал, которые мы использовали (обе кривые представлены на рисунке), ясно показывают, что наблюдаемая продолжительность лучше соответствует теории группового времени, чем ларморову времени.

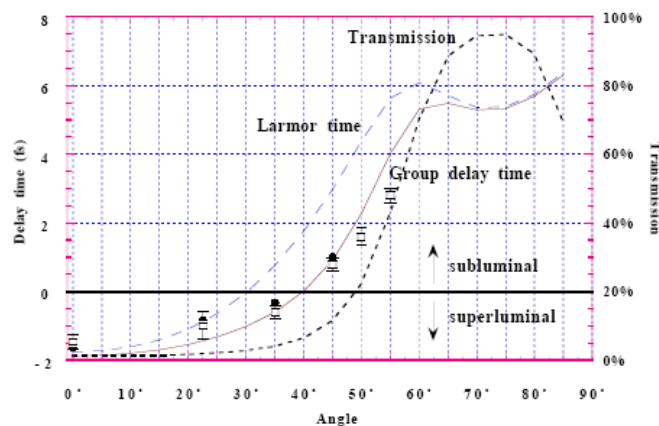


Рисунок 23. Левая ось: измеренная продолжительность для первого зеркала ($\square$) и второго зеркала ($\bullet$) в зависимости от угла падения, в сравнении с теоретической зависимостью групповой продолжительности (group delay time) и ларморовым временем взаимодействия (Larmor interaction time), предложенным Buttiker. Правая ось: степень прохождения в зависимости от угла падения. Все кривые даны для р-поляризации.

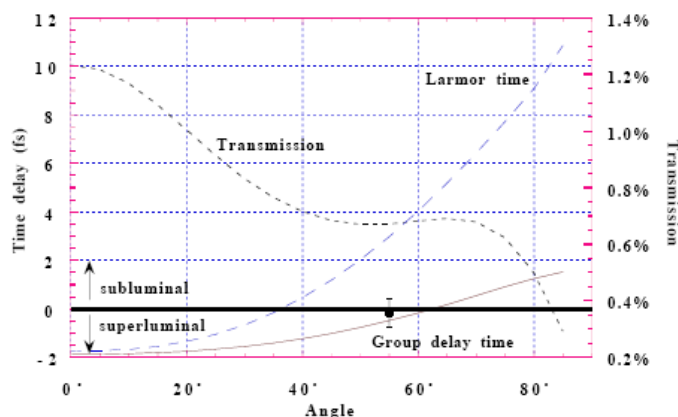


Рисунок 24. То же, что и на рис. 23, но для s-поляризации. Из-за очень низкой степени прохождения могут быть показаны только предварительные данные, но различные характеристики теоретических кривых как для прохождения, так и для отражения дают основание думать, что с помощью улучшения отношения сигнал-шум будущая работа в этом направлении поможет объяснить расхождение между экспериментом и теорией (как и более решительно отвергнуть использование ларморова времени для описания измеряемой продолжительности).

Чтобы исследовать указанное расхождение, наряду с использованием другого зеркала с теми же самыми параметрами, мы начали измерять времена для s-поляризации, где способность к отражению растет с углом, делая запрещенную энергетическую зону шире, а не уже. Предварительные результаты показаны на рис. 24 вместе с теоретическими кривыми; и те, и другие показывают, почему это может быть интересно для последующих исследований, и почему в этом случае сложнее обеспечить адекватное соотношение между сигналом и шумом. Представленные

результаты согласуются с теорией группового времени, но не с ларморовым временем.

Мы, таким образом, подтвердили, что пик туннелирующего волнового пакета действительно может оказаться на дальней стороне барьера быстрее, чем если бы он перемещался со сверхсветовой скоростью. Однако эти “гладкие” волновые пакеты не могут переносить информацию; фактически передаются только небольшая часть начального края падающей гауссианы, а “коллапсирует” ли фотон к этой части или к отраженной части, не может контролироваться в эксперименте. Таким образом, в этих нелокальных эффектах причинность не нарушается. Превышение скорости света может быть понято, представляя себе низкое прохождение через наш барьер как возникающее из деструктивной интерференции между волнами, которые преодолевают барьер в течение различных промежутков времени. При нарастании падающего волнового пакета можно пренебречь множественными отражениями, поскольку их интенсивность мала по сравнению с парциальной волной при ее единичном прохождении; таким образом, деструктивная интерференция не очень эффективна. В более поздние времена, когда поля, заключенные в области барьера, успевают приобрести стационарное состояние, интерференция уменьшает прохождение в их установившееся значение. Таким образом, перемещается преимущественно начальный край пакета, а не остальная его часть, при этом проходящий пик сдвигается к более раннему моменту времени. Недавняя работа, основанная на теории “слабого измерения” [48], и идея распределения условных вероятностей для положения квантовых частиц исходят из того, что этот сверхсветовой эффект связан с тем фактом, что туннелирующая частица проходит область барьера за очень короткое время, исключая случай бесконечно малой длины затухания между двумя краями барьера [49–51].

Кажется, что частица “пропускает” основную часть барьера. Далее, нелокальность подчеркивается тем, что такой подход позволяет описать распределения условной вероятности для частицы, которая сначала прилетает слева, а затем детектируется как вылетающая справа. Эти распределения вероятности описывают в принципе измеримые эффекты и действительно связаны с прохождением барьера со скоростью, большей скорости света в вакууме. Они подразумевают, что одиночная туннелирующая частица может влиять на ожидаемые значения двух различных измерительных устройств, разделенных пространственно-подобным интервалом, настолько большим, что связь между устройствами была бы слишком слабой для возмущения процесса туннелирования, и, следовательно, слишком слабой для сдвига любого из измерительных устройств на величину, сравнимую с его внутренней неопределенностью.

Имеется иной способ объяснения того, что причинность по Эйнштейну не нарушается; скорость фронта, с которой распространяется изменение формы волны, никогда не превосходит скорости света (см. сопровождающую статью Chiao et al).

Библиография

- [1] Einstein A, Podolsky B and Rosen N 1935 *Phys. Rev.* 47 777
- [2] Franson J D 1989 *Phys. Rev. Lett.* 62 2205
- [3] Kwiat P G, Steinberg A M and Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. A* 47 R2472
- [4] Kwiat P G, Steinberg A M and Chiao R Y 1992 *Phys. Rev. A* 45 7729
- [5] Steinberg A M, Kwiat P G and Chiao R Y 1992 *Phys. Rev. Lett.* 68 2421

- [6] Steinberg A M, Kwiat P G and Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. Lett.* 71 708
- [7] Steinberg A M and Chiao R Y 1994 *Phys. Rev.* Submitted (quant-ph/9501013) *Sub-femtosecond determination of transmission delay times for a dielectric mirror (photonic bandgap) as a function of angle of incidence*
- [8] Bohm D 1983 in *Quantum Theory and Measurement* ed J A Wheeler and W H Zurek (Princeton: Princeton) p 356
- [9] Freedman S J and Clauser J F 1972 *Phys. Rev. Lett.* 28 938
- [10] Clauser J F and Shimony A 1978 *Rep. Prog. Phys.* 41 1881
- [11] Aspect A, Dalibard J and Roger G 1982 *Phys. Rev. Lett.* 49 1804
- [12] Bell J S 1964 *Physics* 1 195
- [13] Rarity J G and Tapster P R 1990 *Phys. Rev. Lett.* 64 2495
- [14] Schrödinger E 1983 in *Quantum Theory and Measurement* ed J A Wheeler and W H Zurek (Princeton: Princeton) p 152
- [15] Chiao R Y, Kwiat P G and Steinberg A M 1991 *Proceedings Workshop on Squeezed States and Uncertainty Relations* ed D Han, Y S Kim and W W Zachary (NASA Conference Publication 3135) p 61
- [16] Brendel J, Mohler E and Martienssen W 1992 *Europhys. Lett.* 20 575
- [17] Rarity J G and Tapster P R 1994 *Phys. Rev. Lett.* 73 1923
- [18] Clauser J F, Horne M A, Shimony A and Holt R A 1969 *Phys. Rev. Lett.* 23 880
- [19] Kwiat P G 1993 *Nonclassical Effects from Spontaneous Parametric Down-Conversion: Adventures in Quantum Wonderland* PhD thesis (U C Berkeley)
- [20] Scully M O, Englert B -G and Walther H 1991 *Nature* 351 111
- [21] Feynman R P, Leighton R B and Sands M 1965 *The Feynman Lectures on Physics* (Reading, MA: Addison-Wesley) III 3-5
- [22] Stern A Aharonov Y and Imry Y 1990 *Phys. Rev. A* 41 3436
- [23] Jordan T F 1993 *Phys. Rev. A* 48 2449
- [24] Hong C K, Ou Z Y and Mandel L 1987 *Phys. Rev. Lett.* 59 2044
- [25] Steinberg A M and Chiao R Y 1994 *Phys. Rev. A* 49 3283
- [26] Shih Y H and Alley C O 1988 *Phys. Rev. Lett.* 61 2921
- [27] Ou Z Y and Mandel L 1988 *Phys. Rev. Lett.* 61 50
- [28] Wheeler J A 1983 in *Quantum Theory and Measurement* ed J A Wheeler and W H Zurek (Princeton: Princeton) p 182
- [29] Kwiat P G, Steinberg A M and Chiao R Y 1994 *Phys. Rev. A* 49 61
- [30] Brillouin L 1960 *Wave Propagation and Group Velocity* (New York: Academic Press)
- [31] Chiao R Y 1993 *Phys. Rev. A* 48 R34
- [32] Steinberg A M, Kwiat P G and Chiao R Y 1992 *Phys. Rev. A* 45 6659
- [33] MacColl L A 1932 *Phys. Rev.* 40 621
- [34] Wigner E P 1955 *Phys. Rev.* 98 145
- [35] Büttiker M and Landauer R 1982 *Phys. Rev. Lett.* 49 1739
- [36] Hauge E H and Stovneng J A 1989 *Rev. Mod. Phys.* 61 917
- [37] Landauer R and Martin T 1994 *Rev. of Mod. Phys.* 66 217
- [38] Landauer R 1989 *Nature* 341 567
- [39] Landauer R 1993 *Nature* 365 692
- [40] Stovneng J A and Hauge E H 1993 *Phys. World* 6 23
- [41] Enders A and Nitz G 1993 *J. Phys. I* 3 1089
- [42] Nitz G, Enders A and Spieker 1994 *J. Phys. I* 4 565; Steinberg A M 1994 *J. Phys. I* 4 1813
- [43] Ranfagni A, Fabeni P, Pazzi G P, and Mugnai D 1993 *Phys. Rev. E* 48 1453
- [44] Spielmann Ch, Szepcs R, Stigl A and Krausz F 1994 *Phys. Rev. Lett.* 73 2308

- [45] Yablonovitch E and Leung K M 1991 *Physica* 175B 81 and references therein
- [46] Buttiker M 1983 *Phys. Rev. B* 27 6178
- [47] Jeffers J and Barnett S M 1993 *Phys. Rev. A* 47 3291
- [48] Aharonov Y and Vaidman L 1988 *Phys. Rev. Lett.* 58 1351
- [49] Steinberg A M 1994 *Phys. Rev. Lett.* submitted (quant-ph/9501015) *How much time does a tunneling particle spend in the barrier region?*
- [50] Steinberg A M 1994 *Phys. Rev. A* submitted *Conditional probabilities in quantum theory, and the tunneling time controversy*
- [51] Steinberg A M 1994 *When Can Light Go Faster Than Light? The tunneling time and its sub-femtosecond measurement via quantum interference* PhD thesis (U C Berkeley)