

© М.Х.Шульман, 2008 (shulman@dol.ru)

Интерференция: моделирование единичных квантовых событий

(Дополнено 01.06.2008)

Устанавливается соответствие между счетчиками фотонов и измерителями активной и реактивной мощности в аналоговой модели оптического эксперимента с интерференцией фотонов, а также в модели эксперимента с двумя щелями. На этой основе уточняется концепция перехода от результатов классического измерения к статистике дихотомических квантовых измерений.

Введение

В работе [Shulman, 2007] мной была обоснована корректность следующей модели эксперимента ЭПР-Бома, в котором два когерентных фотона разлетаются от общего источника и достигают двух измерительных поляризаторов. *До момента измерения* оба фотона не имеют определенной поляризации (например, векторы поляризации обоих фотонов синхронно вращаются). В силу случайных факторов один из фотонов *первым* подвергается измерению, приобретает определенную поляризацию, и *одновременно с этим ту же самую поляризацию* приобретает и второй фотон (в этом проявляется известный феномен квантовой нелокальности). С данного момента эксперимент можно (в том числе строго количественно) рассматривать как опыт Малюса, в котором (второй) поляризованный фотон проходит (или нет) через соответствующий поляризатор. Результирующая вероятность *положительного* результата будет равна произведению вероятности ($1/2$) первого события на условную вероятность второго, отвечающую закону Малюса, и определяется соотношением $P_{++} = 1/2 \cos^2 \theta$. Соответственно, вероятности *одинакового* (положительного или отрицательного) и *неодинакового* результата будут равны:

$$P_1 = \cos^2 \theta, \quad P_2 = \sin^2 \theta$$

В этой же работе мной была предложена наглядная интерпретация того, каким образом каждый фотон “выбирает” исход эксперимента, чтобы при большой серии опытов с единичными фотонами их статистика соответствовала классическим измерениям для поляризованного светового луча.

Наряду с опытами типа ЭПР-Бома, квантовая нелокальность аналогичным образом проявляется и в опытах с интерферометрами (см. обзор [Belinskii and Klyshko, 1993]). В них фотоны могут следовать различными оптическими путями; если выбор пути специально не отслеживается, то даже пропускание через интерферометр серии единичных фотонов при определенных условиях дает интерференционную картину. Интерференция возникает в зависимости от распределения фазы волновой функции фотона в различных местах оптического измерительного устройства. Аналогичная ситуация характерна и для так называемых экспериментов с несколькими щелями (отверстиями), через которые частица (электрон) может попасть в экран. При отсутствии слежения за выбором отверстия даже пропускание серии одиночных частиц приводит к появлению на экране интерференционной картины.

Эксперимент с интерферометром

Рассмотрим хорошо известную упрощенную схему оптического эксперимента с интерференцией фотонов за счет разности фаз в плечах интерферометра (рис. 1). Фотоны попадают в интерферометр Маха-Цандера с двумя 50%-ными светоделителями, первый из которых (BS1) разделяет луч света на две ортогонально поляризованные компоненты. В плече 2 формируется фазовая задержка одной из компонент, после чего второй светоделитель (BS2) смешивает и распределяет фотоны в детекторы D1 и D2.

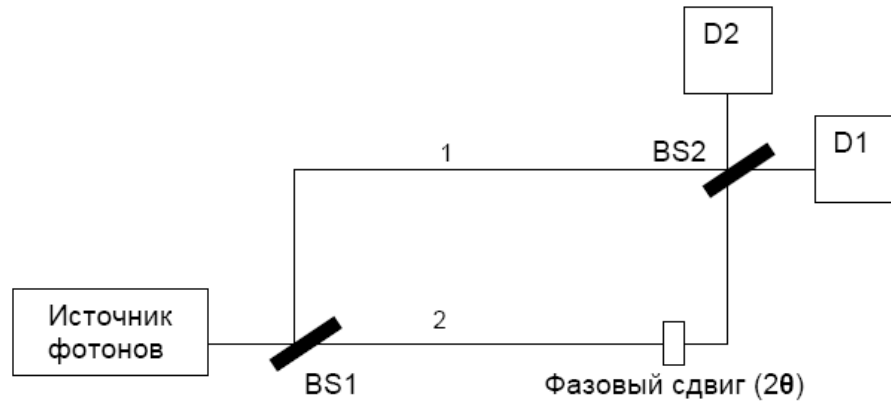


Рисунок 1. Схема эксперимента с интерферометром Маха-Цандера

Квантовая механика предсказывает интерференцию фотонов даже в том случае, когда они поступают на вход интерферометра поодиночке. Это означает, что вероятность попадания фотонов в детектор D1 будет равна не $\frac{1}{2}$ (как в чисто корпускулярной модели при отсутствии интерференции), а $P_1 = \frac{1}{2} (1 + \cos 2\theta) = \cos^2 \theta$.

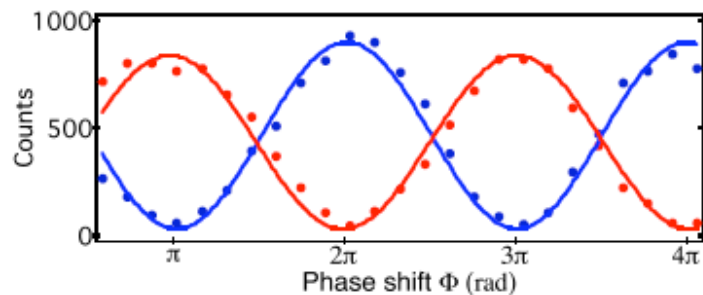


Рисунок 2 ([Jacques et al., 2008]). Числа фотонов (Counts) в зависимости от фазового сдвига (Phase shift $\Phi = 2\theta$) между каналами

На рис.2 приведены результаты недавнего эксперимента [Jacques et al., 2008], показывающие полное соответствие с предсказаниями квантовой механики.

Классическая аналогия

Весьма поучительно сопоставить рассмотренную квантовую ситуацию с классической аналогией. Например, экспериментальной схеме рис. 1 в классическом

варианте отвечает схема рис. 3, которая доступна простому анализу и без труда может быть реализована экспериментально. На ней единичный гармонический сигнал $\cos \omega t$ источника расщепляется на две равные компоненты с амплитудой $\frac{1}{2}$, затем одна из этих компонент (в нижнем канале) подвергается фазовому сдвигу, т.е. преобразуется в сигнал $\frac{1}{2}\cos(\omega t + 2\theta) = \frac{1}{2}(\cos 2\theta \cos \omega t - \sin 2\theta \sin \omega t)$. После суммирования получаем выходной сигнал:

$$S = \frac{1}{2}[(1 + \cos 2\theta) \cos \omega t - \sin 2\theta \sin \omega t] = \cos \theta (\cos \theta \cos \omega t - \sin \theta \sin \omega t)$$

Заметим, что амплитуда суммарного выходного сигнала отличается множителем $\cos \theta$ от полной амплитуды исходного сигнала. Это связано с тем, что по мере изменения фазового сдвига *полная мощность*, отбираемая от идеального источника сигнала, также изменяется и может даже стать равной нулю, когда сигналы в каналах имеют противоположную фазу. Подобно этому, две механические силы, направленные противоположно одна другой в общей точке приложения, создают статическое равновесие, в идеале не потребляя энергии.

С помощью детекторов D_A и D_R можно вычислить величины, пропорциональные соответственно *активной и реактивной мощности* результирующего сигнала. Нетрудно видеть, что *относительные доли* активной и реактивной мощности составят опять-таки $\cos^2 \theta$ и $\sin^2 \theta$. В частности, при фазовом сдвиге $2\theta = \pi/2$ мы получим, как и должно быть, точное равенство обеих компонент мощности.

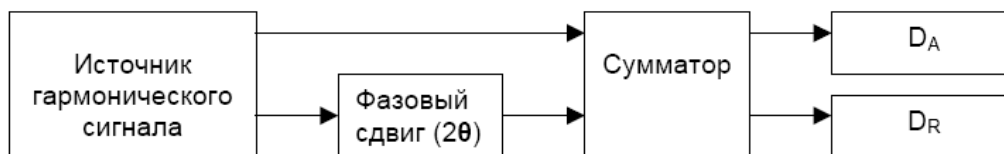


Рисунок 3. Классический аналог эксперимента с интерферометром

Каков смысл разделения выходной мощности на активную и реактивную? В верхнем выходном канале (справа от сумматора) в течение каждого периода изменения гармонического сигнала осуществляется *безвозвратная* передача энергии в детектор D_A . Напротив, в нижнем выходном канале суммарная передача энергии за период в детектор D_R всегда равна *нулю* (в течение периода мощность пульсирует с двойной частотой). Учитывая сказанное, для измерения обеих компонент мощности целесообразно использовать детекторы *квадратичных (эффективных) значений*.

Модель поведения единичных фотонов

Теперь ясно, каким образом следует переходить к интерпретации экспериментов с единичными фотонами, где исход опытов носит строго дихотомичный характер. Статистика единичных событий (попаданий фотонов в детекторы D_1 и D_2) должна сближаться с аналоговыми показаниями детекторов активной (D_A) и реактивной (D_R) мощности. Для этого необходимо и достаточно, чтобы вероятности попадания одиночных фотонов в счетчики были соответственно равны:

$$P_1 = \cos^2 \theta, \quad P_2 = \sin^2 \theta$$

Чтобы одиночный фотон мог “принять решение” о выборе детектора, он должен “владеть информацией” о фазовом сдвиге между обоими входными каналами, хотя с точки зрения корпускулярных представлений проходит лишь по одному из них. В этом как раз и проявляется нелокальный характер ситуации.

Каким может быть физический механизм распределительного “фильтра”, направляющего единичный фотон к тому или иному детектору? В работе [Shulman, 2007] я предложил логику действия поляризатора в качестве такого фильтра. В общих чертах эта схема может быть сохранена для любого фильтра.

Прибывающий фотон должен преодолеть некий энергетический барьер, “высота” которого определяется с учетом фактора нелокальности и оказывается равной $\cos^2 \theta$. Хотя фотон обладает постоянной энергией, она складывается из двух колеблющихся частей – электрической и магнитной. Каждый фотон, достигающий фильтра, в момент “встречи” с ним обладает определенной (хотя и случайной) фазой, т.е. соответствующим случайным мгновенным значением напряженности электрического поля и связанной с этим полем доли энергии. Если мгновенное значение той части энергии фотона, которая связана с напряженностью электрического поля, превышает этот порог, то фотон пройдет через фильтр. Таким образом, фотоны сортируются между детекторами по соотношению электрической и магнитной компонент поля, которыми они обладают в момент регистрации.

Заметим, что если данный механизм соответствует реальности, то квантовый индетерминизм (по крайней мере, в данном случае) может быть объяснен *внешней* случайностью вполне классического происхождения, в то время как квантовая нелокальность сохраняет фундаментально неклассический характер.

Компонента “классического” выходного гармонического сигнала S , попадающего в детектор, после нормировки может быть сопоставлена ее квантовому аналогу – волновой функции Ψ , а эффективное значение $(S^* \cdot S)$ компоненты мощности этого сигнала – вероятности $(\Psi^* \cdot \Psi)$ детектирования фотона данным детектором. Что касается нормировочного фактора $\cos \theta$, то следует иметь в виду, что поток фотонов соответствует источнику сигнала не с заданной амплитудой, а с заданной мощностью, так что попадание фотона в один из детекторов является неизбежным.

Таким образом, и при классическом описании результат измерения в конечном счете является “нелокальным”. Вопрос состоит лишь в том, насколько быстро выходной результат изменяется при внесении изменений в величину фазового сдвига в классическом варианте опыта.

Об эксперименте с двумя щелями

Эксперимент с двумя щелями¹ очень близок по сути к интерферометрическому эксперименту. Электроны от источника могут пролетать через две щели, после чего попадают на экран, оставляя на нем следы. Если траектория полета электрона не контролируется путем какого-либо измерения, то на экране возникает интерференционная картина в виде серии максимумов и минимумов. Такая картина возникает даже в том случае, когда электроны покидают источник *поодиночке*, т.е. достаточно редко, так что каждый электрон не может интерферировать с *другим* экземпляром электрона. Распределение вероятностей следов на экране дается известным правилом (складываются амплитуды вероятностей, а не сами вероятности), однако происхождение этого правила для *одиночных* частиц нельзя вывести из одного

¹ См., например, [Feynman et al., 1963]

лишь свойства *пространственной* нелокальности. Может даже показаться, что каждая одиночная частица мистическим образом *выбирает* ту или иную щель в соответствии с *будущим* распределением.

Несложно и для этого эксперимента построить классическую аналоговую модель, в рамках которой полная (комплексная) мощность выходного потока в каждой точке экрана подразделяется на *две* составляющие: *активную* и *реактивную*. Интерференционная картина создается *только активной* составляющей мощности потока, тогда как *полная мощность для данной точки является постоянной*.

Традиционно все частицы, пролетающие через щели, считаются совершенно неизменными в процессе полета. Однако вышеизложенный анализ для классического случая заставляет думать, что каждая отдельная частица в процессе полета испытывает колебательную эволюцию своего состояния, так что в момент ее попадания на экран возможны *различные* исходы. Например, как отмечалось выше, у фотона в момент детектирования может доминировать электрическая или магнитная компонента энергии. Подобным же образом и другие частицы могут сортироваться по соотношению кинетической и потенциальной энергии в момент детектирования. Следовательно, *результаты детектирования могут отличаться от полного числа частиц* (полной мощности потока), попадающих в данную точку. Это различие неодинаково для разных точек экрана, что и приводит к появлению интерференционной картины.

Библиография

[Belinskii and Klyshko, 1993] Д.Н. Белинский А.В., Клышко Д.Н. “Интерференция света и теорема Белла”, Успехи физических наук. Август 1993г. Т. 163, № 8 – 1 – 45.

[Feynman et al., 1963] Feynman R., Leighton R., Sands M. The Feynman lectures on physics. Addison Wesley Publishing Company, inc., 1963. (Рус. пер.: Фейнман Р., Лейтон Р., Сэндс М. Фейнмановские лекции по физике. Москва, Мир, 1978)

[Jacques et al., 2008] Vincent Jacques, E Wu, Frederic Grosshans, Francois Treussart, Philippe Grangier, Alain Aspect and Jean-Francois Roch. “Delayed-choice test of complementarity with single photons” (arXiv:0801.0979v1 [quant-ph] 7 Jan 2008). Русский перевод “Экспериментальная проверка соотношения дополненности между свойствами волны и частицы у единичных фотонов” доступен по ссылке

http://www.timeorigin21.narod.ru/rus_translation/Wheeler_2.pdf

[Shulman, 2007] Шульман М.Х. “ЭПР: моделирование единичных квантовых событий”.

Доступно по ссылке http://timeorigin21.narod.ru/rus_quantum/EPR_events_rus.pdf