

Эксперименты типа «Квантовый ластик» и «Квантовая телепортация»

Дроздов Ю.Н., ИФМ РАН

В современном массовом сознании (например, в Википедии) присутствуют такие понятия как «квантовый ластик» и «квантовая телепортация», хорошо знакомые по научно-фантастическим произведениям. У фантастов герои могли телепортироваться из одного места в другое, или изменить прошлое, например, с помощью «мелка судьбы» у Лукьяненко. Не обращались ли к вам как к физикам (не «физлицам», а специалистам в области науки физики) за разъяснениями после очередных сенсационных заявлений в ленте новостей? И готовы ли вы дать такие разъяснения?

Такие вопросы для нас должны быть особенно актуальны, поскольку в 2020 году Институт прикладной физики РАН вместе с ННГУ имени Н.И.Лобачевского и ИОФАНом имени А.М.Прохорова образовали «Центр фотоники» как «центр мирового уровня» в формате консорциума в рамках нацпроекта «Наука».

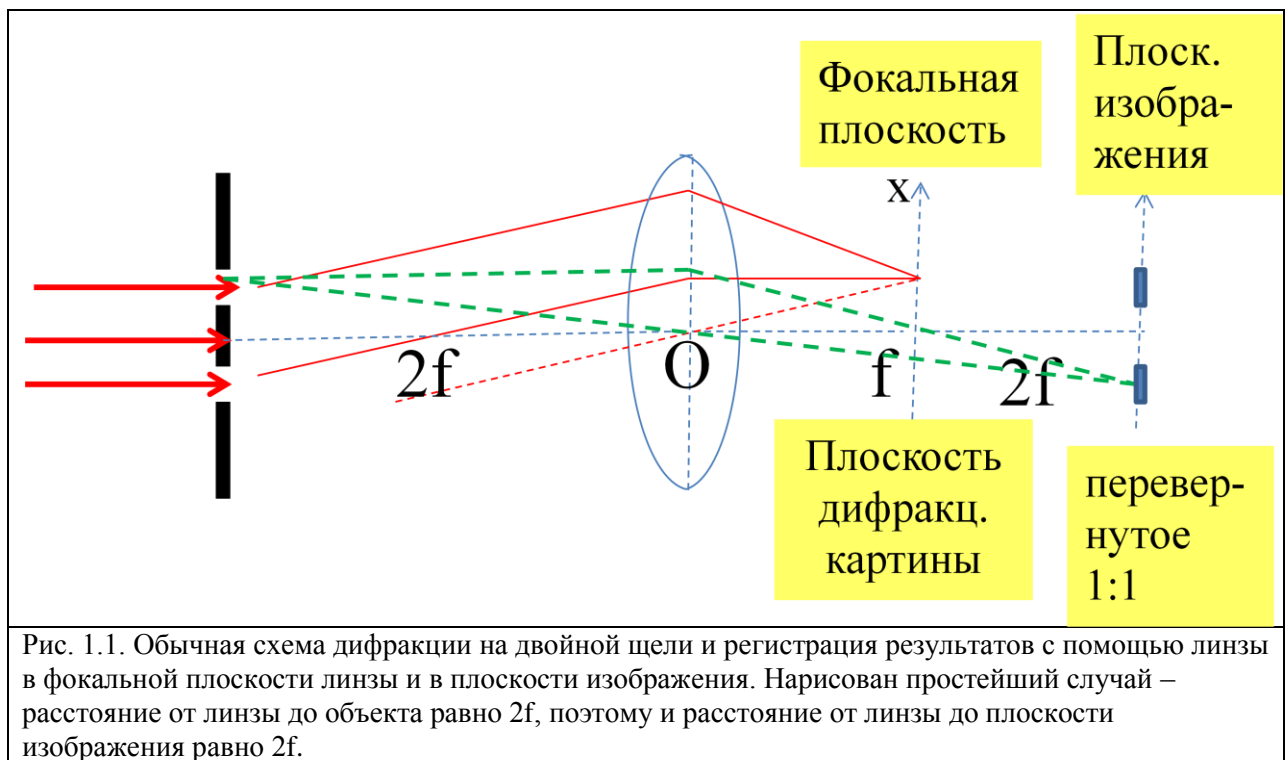
Целью своего сообщения я считаю попытку, оставаясь при изложении квантовой механики в рамках курса общей физики¹, кратко обсудить эксперименты типа «квантовый ластик» и «квантовая телепортация», для понимания смысла которых важны детали экспериментов. Знакомство с набором реальных экспериментов вполне возможно на уровне курса общей физики. Оно помогает осознать реальность квантово-механического мира.

¹ Будем ориентироваться на «Фейнмановские лекции по физике». Ричард Фейнман, фактически, уже предложил свой взгляд на квантовую механику, где «чудеса» предстают просто как необычные, непривычные, но экспериментально установленные и математически описанные свойства природы. Предполагается, что читатель знаком с основами кристаллооптики и основами дифракционного структурного анализа.

1. Дифракция на двух щелях одного из фотонов запутанной по импульсу пары

1.1. Обычная оптическая картина дифракции на двух щелях

Начнем с напоминания обычной дифракции света на двух щелях при использовании линзы, рис. 1.1. Показана схема построения дифракционной картины в фокальной плоскости линзы и изображения – в плоскости изображения. Легко понять, что в плоскости изображения линзой формируется изображение щелей, а бесконечно удаленные точки (параллельные линии) линзой переносятся в фокальную плоскость. Таким образом, точки в фокальной плоскости эквивалентны бесконечно удаленным точкам при дифракции по Фраунгоферу.



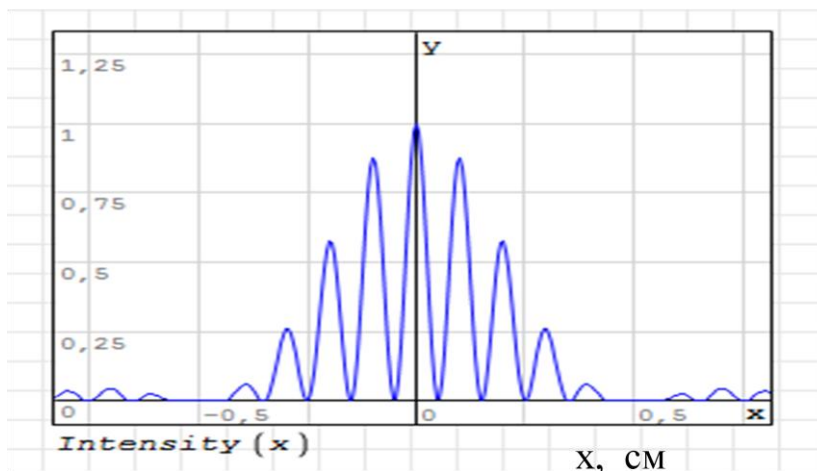
Распределение интенсивности в фокальной плоскости легко вычисляется², см. численный пример на рис. 1.2.

² В отличие от курса дифракционного структурного анализа здесь аргументом функции служит координата точки x , а не угол отклонения θ , $x = \theta \cdot f$. Формула для интенсивности:

$$I(x) \propto \cos^2 \left(\frac{\pi dx}{\lambda f} \right) \left[\frac{\sin \left(\frac{\pi ax}{\lambda f} \right)}{\frac{\pi x}{\lambda f}} \right]^2,$$

где a – ширина отдельной щели, d – расстояние между центрами щелей, λ – длина волны, f – фокусное расстояние линзы. Первый множитель (\cos) описывает дифракционную картину (Фурье-образ) двух точечных щелей, а второй (выражение в квадратных скобках) – Фурье-образ одиночной щели шириной a .

Дифракционная картина от двойной щели



Длина волны $\lambda = 1 \text{ мкм}$;
 Расстояние между щелями $d = 100 \text{ мкм}$;
 Ширина щели $a = 20 \text{ мкм}$;
 Фокусное расстояние $f = 10 \text{ см}$

Рис. 1.2. Пример вычисленного распределения интенсивности в фокальной плоскости линзы. Расстояние между интерференционными пиками связано с расстоянием между щелями d , а ширина огибающей – с шириной отдельной щели a .

1.2. Переход к единичным фотонам. «Запутанная» пара фотонов

В каждую точку фокальной плоскости на рис. 1.1 сходятся пучки с одинаковым направлением волнового вектора (плоские волны) и складываются с учетом разности фаз (разности хода). В точку на плоскости изображения сходятся сферические волны, исходящие из одной точки объекта (двойной щели), см. обычное построение на рис. 1.1.

Точно такую же, как на рис. 1.2, картину можно «набрать» и из одиночных фотонов в потоке с очень низкой интенсивностью падающего света. В фокальной плоскости в одной точке регистрируются фотоны с фиксированным импульсом (поперечным³), а в плоскости изображения – с фиксированной координатой. Поэтому, в фокальной плоскости регистрируется распределение импульсов фотонов по направлению, когда фотон описывается плоской волной, а в плоскости изображения – распределение координат выхода фотонов с поверхности объекта, когда фотон описывается сферической волной⁴. Единичный фотон регистрируется либо в одной, либо в другой из этих плоскостей. Это отражает то, что для квантового объекта координата и импульс представляют собой дополнительные величины, которые не могут быть точно измерены одновременно. Этот же эксперимент иллюстрирует и другой закон квантового мира – схема измерения и выполненный эксперимент качественно и количественно определяют, каким свойством обладает квантовый объект, но мы не можем сказать, что до измерения свойство объекта именно таким и было⁵.

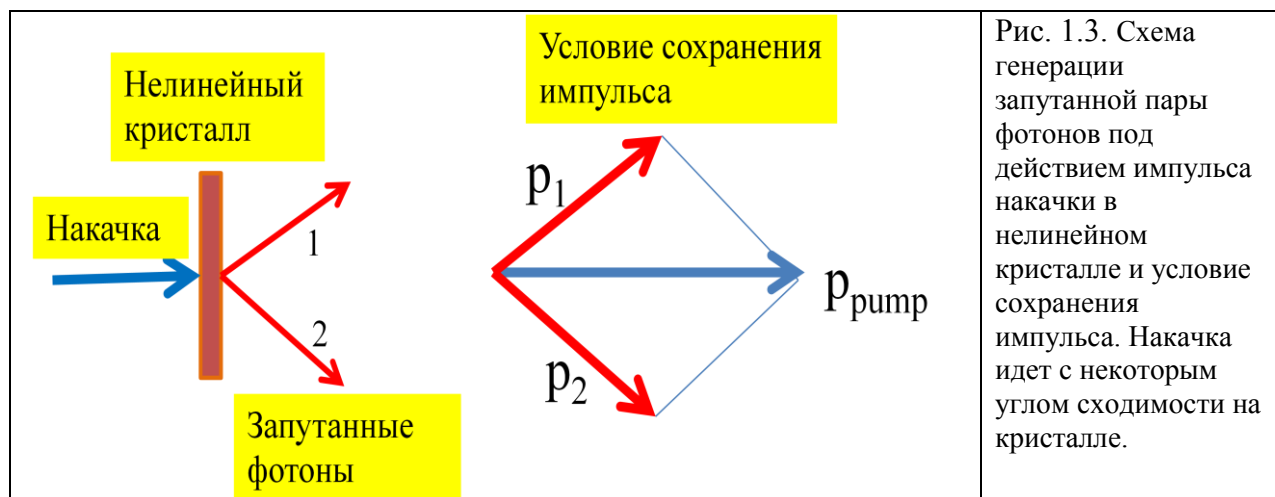
³ В этом случае фотон описывается плоской волной, отклоненной от оси линзы на угол θ . Если такой фотон имеет импульс \mathbf{p} , то поперечная компонента равна $p \sin \theta$, или при малых углах $p \cdot \theta$. В фокальной плоскости он регистрируется в точке x , $x = \theta \cdot f$.

⁴ Физический смысл понятия фотон будет рассмотрено в разделе 5 и в Приложении Б.

⁵ Обсуждение этого вопроса постоянно воспроизводится в виде «микроскопа Гейзенберга», начиная с лекций Гейзенберга 1930 г.г., где он иллюстрировал таким способом соотношение неопределенностей, см.,

Ещё более необычно выглядят свойства пары фотонов, находящихся в «запутанном» состоянии. «Запутанное» (другие названия: перепутанное, взаимосопряженное, сцепленное, “entanglement”) это состояние системы, состоящей из нескольких частей, где состояние каждой из частей не определено⁶, а для системы в целом – определено⁷.

Схематично вариант генерации запутанной пары фотонов показан на рис. 1.3. Подробнее см. в Приложении А. Такую пару называют также «бифотон».



Импульс накачки направляется на определенным образом ориентированный нелинейный кристалл, и один фотон накачки порождает два фотона (1 и 2) с сохранением в этом процессе энергии и импульса. Фотоны 1 и 2 разлетаются в разные стороны, но остаются запутанной парой. Если будет измерен поперечный импульс одного, то и поперечный импульс парного будет определен, а координата выхода с поверхности нелинейного кристалла не определена в пределах соотношения неопределенности. Если измеряется координата выхода одного, то импульс не определен для обоих. Если фотоны 1 и 2 запутаны еще и по поляризации, см. Приложение А, то поляризация отдельных фотонов не существует, пока не измерена поляризация одного из них, что будет проиллюстрировано в последующих разделах.

Необычные свойства запутанной пары проявляются лишь при анализе корреляции состояний двух фотонов. Анализ корреляции проводится с помощью схемы совпадений. Электрические импульсы с детекторов фотонов 1 и 2 попадают на электронную схему совпадений, которая выдает импульс только при совпадении по времени прихода импульсов с двух детекторов. Без схемы совпадений фотоны 1 и 2 независимы, и ведут себя как обычные фотоны.

например, обзор [Мао 2016]. С точки зрения классической физики это парадоксально, поскольку порождает вопросы типа «существует ли Луна, когда мы на неё не смотрим?».

⁶ более строго – оно не существует, часть системы еще «не определилась» со своим состоянием, пока запутанность не распалась.

⁷ Это понятие стало употребительным после экспериментов 90-х годов, см. например, [Килин 1999]. До этого в учебниках оно не использовалось, хотя явление было описано. Например, в [Ландау т.3 гл. II, §14] состояние называется «смешанное». В [Ф. вып.9, гл. 16, §3] подробно рассмотрен пример такого состояния, но термина «запутанное» нет, хотя Шредингер ввел его еще в 1935 году, см. [Килин 1999].

1.3. Дифракция на двух щелях одного из фотонов запутанной по импульсу пары

Одни из самых простых и впечатляющих, на мой взгляд, экспериментов были выполнены в диссертации Биргит Допфер [Dopfer 1998], защищенной в декабре 1998 г. в Институте экспериментальной физики под руководством проф. Антона Цайлингера (Anton Zeilinger). Хотя они не были опубликованы в высокорейтинговых изданиях, но диссертация доступна в Интернете⁸, эксперимент там очень подробно описан⁹, приведены экспериментальные и теоретически вычисленные результаты, и сам руководитель работы приводит часть данных в более поздних обзорах [1999, 2016].

1.3.1. Удивительный результат эксперимента

Схема одного из экспериментов показана на рис. 1.4. Пара фотонов с длиной волны 702 нм в «запутанном» квантовом состоянии формируется в нелинейном кристалле под действием импульса накачки аргон-ионного лазера с длиной волны 351 нм (ультрафиолет).

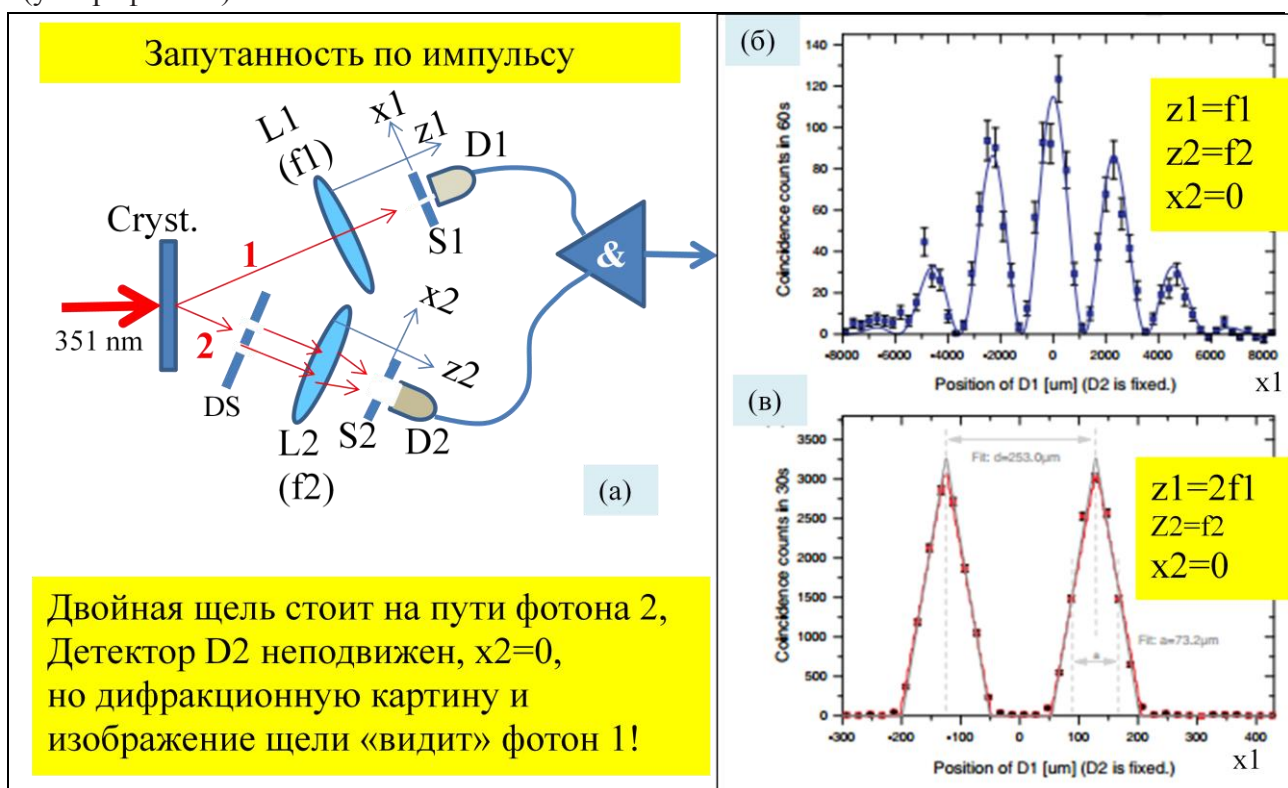


Рис. 1.4. а- фотон 2 запутанной пары проходит двойную щель DS, линзу L2 с фокусным расстоянием f_2 и регистрируется неподвижным детектором D2 с неподвижной широкой щелью S2 в фокальной плоскости линзы L2. Фотон 1 движется по своему пути, проходит линзу L1 с фокусным расстоянием f_1 и регистрируется детектором D1 (щель S1) с шагами по координате x_1 . &- схема совпадений импульсов, поступающих с детекторов D1 и D2. Детектор D1 находится либо в фокальной плоскости своей линзы L1, график (б), либо в плоскости изображения линзы L1, график (в). Из диссертации [Dopfer 1998]. Точки – эксперимент, линии – теоретически вычисленные кривые (метод опережающих волн [Клышко, 1988]).

Один из фотонов запутанной (по времени и импульсу) пары (фотон 2) проходит двойную щель (цифрой 2 обозначены все элементы на пути, где стоит двойная щель) и

⁸ текст на немецком языке, но Гугл переводит понятно, хотя и много хуже, чем с английского.

⁹ в диссертации есть и слабые места, например, описание двулучепреломления и фазового синхронизма.

регистрируется неподвижным детектором D2. Фотон 1 движется по своему пути, регистрируется детектором D1. Электрические импульсы с детекторов попадают на электронную схему совпадений (&), которая выдает импульс только при совпадении по времени прихода импульсов с двух детекторов в пределах некоторого «окна совпадения»¹⁰. В эксперименте на рис. 1.4а детектор D2 неподвижно стоит в фокальной плоскости линзы L2, сканирование идет детектором D1 по координате x_1 . Регистрируется либо дифракционная картина, когда D1 в фокальной плоскости своей линзы L1, рис. 1.4б, либо изображение двойной щели, когда D1 в плоскости изображения линзы L1, рис. 1.4в, как будто на пути этого фотона стоит двойная щель. Это удивительный результат, поскольку на пути фотона 1 нет двойной щели.

1.3.2. Детали эксперимента

Пара фотонов в «запутанном» квантовом состоянии формируется в нелинейном кристалле йодата лития (α -LiIO₃). Кристалл гигроскопичен, поэтому помещен в корпус с окнами с антибликовым покрытием. Импульс накачки подается с аргон-ионного лазера с длиной волны 351 нм (ультрафиолет). За счет явления спонтанного параметрического распада (down-conversion) один фотон преобразуется нелинейным кристаллом в пару фотонов 702 нм с сохранением энергии и сохранением импульса по сумме векторов, см. подробности этого явления в Приложении А. Использован срез кристалла под 90° к оптической оси, при котором в LiIO₃ реализуется фазовый синхронизм типа 1 (см. Приложение А). Фотоны 1 и 2 разлетаются под углами 14° к оси пучка накачки. Образуется целый конус возможных направлений с углом раствора 28°. Два фотона всегда рождаются в противоположных точках конуса, что продиктовано законом сохранения импульса, см. рис. 1.3. При проведении эксперимента выбираются ограниченные участки этого конуса.

Двойная щель DS (double slit) получена путем химического осаждения из паровой фазы никелевого сплава толщиной 5 мкм на стеклянную пластину толщиной 0,5 мм. Для эксперимента была выбрана двойная щель с шириной отдельной щели $a = 57,5$ мкм (длина 5 см), расстояние между центрами щелей $d = 275$ мкм.

Линза L1 (названа «линза Гейзенберга» в соответствии с идеей «микроскопа Гейзенберга») имеет фокусное расстояние $f_1 = 860$ мм ($2f_1 = 1720$ мм) и представляет собой ахромат, состоящий из двояковыпуклой и вогнуто-выпуклой линз из стекла двух разных типов, разделенных воздушным зазором 0,1 мм. Широкополосное диэлектрическое антибликовое покрытие (MgF₂) гарантирует диапазон длин волн от 400 до 750 нм, коэффициент отражения уменьшен до 1,5%.

Линза L2 имеет диаметр 16 мм и фокусное расстояние $f_2 = 141$ мм.

Расстояние от двойной щели до линзы L2 равно $2 \cdot f_2 = 282$ мм, поэтому изображение щели на пути фотона 2 появляется на расстоянии 282 мм от линзы в масштабе 1:1.

Расстояние от кристалла до двойной щели DS было выбрано 40 мм (на пути фотона 2). Расстояние от кристалла до линзы L1 на пути первого фотона 1680 мм, то есть равно $(2 \cdot f_1 - 40)$ мм).

¹⁰ Здесь это окно $\tau = 2$ нс. Свет за это время проходит 60 см. Если оптические пути фотонов 1 и 2 различаются по длине, то вводится дополнительная задержка по времени на пути импульса от одного из детекторов.

Однофотонные детекторы D1 и D2 - это кремниевые лавинные фотодиоды. Падающий фотон вызывает лавину электронно-дырочных пар и, таким образом, генерирует импульс, который может быть обнаружен. Чтобы свести к минимуму темновую скорость счета, диоды охлаждаются от встроенного элемента Пельтье. Сам элемент охлаждается за счет циркуляции воды. Эта комбинация обеспечивает охлаждение до температуры от -14 до -20°C. Интенсивность «темновых» отсчетов детекторов (ложных срабатываний) составляет около 1000 имп. в секунду (10^3 с^{-1}), но окно электронной схемы совпадений составляет 2 нс ($2 \cdot 10^{-9} \text{ с}$), поэтому вероятность ложных совпадений за счет темнового тока пренебрежимо мала: $10^3 \cdot 2 \cdot 10^{-9} = 2 \cdot 10^{-6}$. Это дополнительный эффект применения схемы совпадений при использовании несовершенных однофотонных детекторов в экспериментах Допфер, но главным является анализ корреляций.

Детекторы имеют примерно круглую светочувствительную поверхность с диаметром 500 мкм, однако это ограничивает регистрируемую неподвижным детектором D2 дифракционную картину, сужая апертуру линзы. Поэтому использованы дополнительные линзы перед обоими детекторами (на рисунке не показаны). Линза и сменная одинарная щель прикреплены к корпусу каждого детектора так, чтобы они имели общую оптическую ось и перемещались вместе с детектором.

1.4. Обсуждение

Необычность результатов становится понятной, если представлять себе два фотона, которые родились внутри кристалла и далее разлетаются на большое расстояние в разные стороны (со своими импульсами), будучи не связаны между собой никакими физическими полями. Откуда фотон 1 «узнает» о том, что фотон 2 прошел на своем пути через двойную щель? Эксперимент однозначно показывает, что «узнает», значит, работает схема совпадений? Действительно, без схемы совпадений фотоны 1 и 2 независимы, и результаты измерений фотона 1 не дают возможности определить, стоит ли на пути фотона 2 двойная щель. Включение схемы совпадений приводит к совершенно иным результатам, чем при независимой регистрации.

Казалось бы, природа явления должна проясниться, поскольку на **рис. 1.4** приведены и вычисленные кривые. Они хорошо совпадают с экспериментом, поэтому можно посмотреть, как проведены вычисления, какая там заложена модель. Однако в данном случае все оказывается сложнее. Используется метод «опережающих волн», как это предложено Д.Н. Клышко [Клышко 1988]. В этом методе математическое описание фотона 1 выглядит весьма необычно. В момент регистрации фотона 2 детектор D2 испускает «фиктивную» волну, которая распространяющаяся с отрицательной частотой, то есть «в прошлое». Она идет в прошлое через линзу L2, через двойную щель до кристалла, где «сбивается» с полем накачки и порождает эффективную волну в направлении фотона 1. «Сбивание» с полем накачки оказывается эквивалентным простому отражению от кристалла. Эффективная волна проходит через линзу L1 и регистрируется либо в фокальной плоскости, либо в плоскости изображения этой линзы.

Судя по диссертации **Допфер**, даже планирование эксперимента выполнено с использованием наглядного и простого представления об опережающих волнах: линза Гейзенберга L1 поставлена так, что для опережающей волны на двойном фокусном расстоянии $2f_1 = 1720 \text{ мм}$ находится двойная щель DS. Опережающая волна исходит из

детектора D2, см. рис. 1.4а, проходит линзу L2, двойную щель DS, идет от DS до кристалла (40 мм), отражается от кристалла и идет до линзы L1 оставшиеся 1680 мм. В эксперименте зарегистрировано четкое изображение двойной щели именно на расстоянии $2f_1$ после линзы L1, рис. 1.4в, что подтверждает эффективность описания Клышко. Кроме того, в диссертации есть эксперименты для промежуточных положений детектора D1 между f_1 и $2f_1$ - там изображение размыто, но везде расчет совпадает с экспериментом.

Такое описание вытекает из квантово механического описания [Клышко 1988], но явно противоречит принципу причинности, если придавать ему прямой физический смысл, поскольку происходит воздействие на прошлое. Клышко считает, что «опережающие волны играют здесь чисто «мнемоническую» роль, отражающую структуру результата квантово механического расчета», поэтому им нельзя придавать физического смысла, [Клышко 1994]. Это некий разрыв между математикой и образным мышлением, характерный для квантовой физики.

Сканировать можно и детектором D2. В диссертации Допфер серия таких опытов проведена. Рассмотрим вариант, где они совмещены с важными для понимания свойств запутанной пары опытами по «отложенному решению». На рис. 1.5 приведена схема таких экспериментов, а на рис. 1.6 – часть результатов.

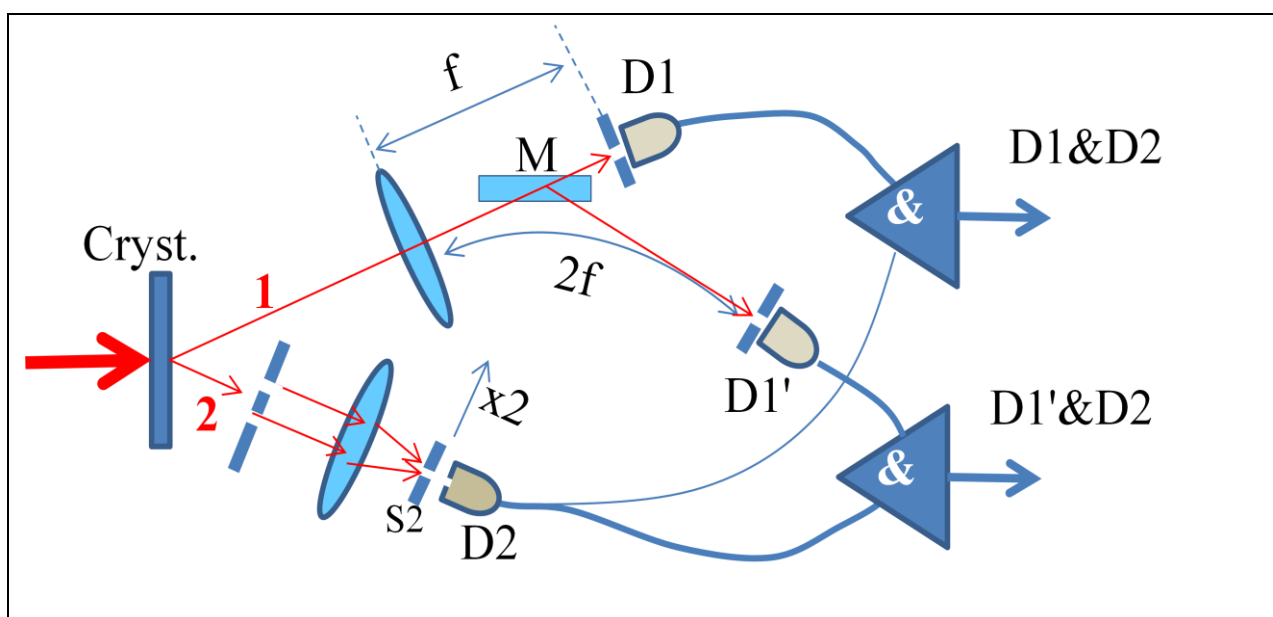


Рис. 1.5. На пути фотона 1 поставлен 50% светоделитель M. Детектор D1 находится в фокальной плоскости линзы Гейзенберга, а детектор D1' – в плоскости изображения. Остальные обозначения как на рис. 1.4. Расстояния выбраны так, что фотон 2 прошел двойную щель и уже обнаружен до того, как парный к нему фотон 1 поступит на светоделитель и произойдет решение, в какое конечное состояние проецируется пара. Сканирует D2 с узкой щелью 35 мкм.

После линзы Гейзенберга установлен 50% светоделитель M. На каждом из выходов светоделителя установлен свой блок детектирования: один из них в фокальной плоскости линзы (D1) на расстоянии f от линзы, второй (D1') в плоскости изображения на расстоянии $2f$. Сканирует D2 с узкой щелью 35 мкм по координате x_2 в фокальной плоскости линзы L2. Регистрируются скорости счета в двух схемах совпадений D2 с D1 и D2 с D1' при

постоянной частоте импульсов накачки. Каждый раз в зависимости от случайного решения на светоделителе М происходит прохождение или отражение. В результате появится щелчок совпадения для одной из двух схем совпадения, но никогда не для обеих одновременно, поскольку регистрируется единичный фотон. Этому соответствуют верхние и нижние графики на рис. 1.6. Оба графика регистрируются за один проход D2.

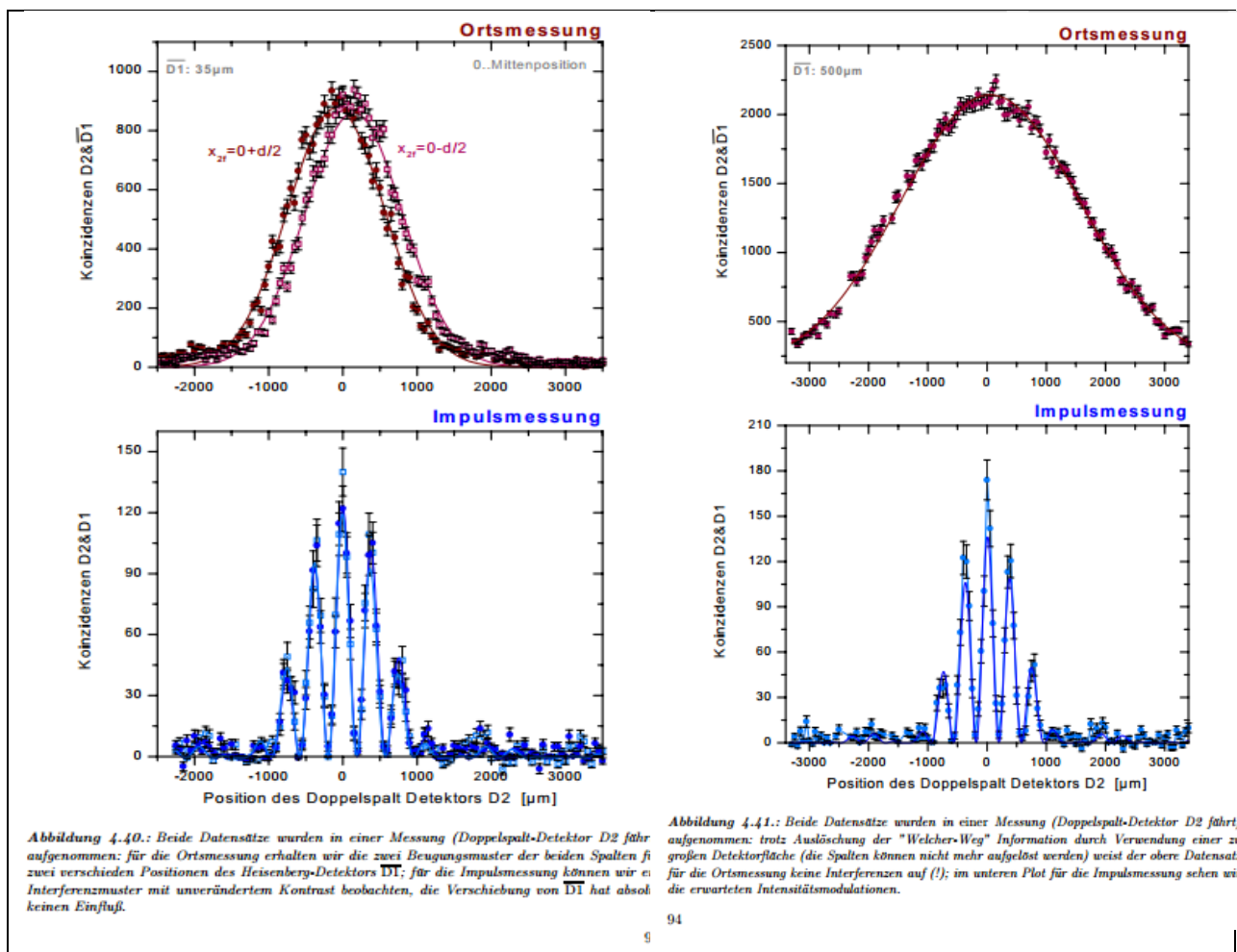


Рис. 1.6. Рисунки 4.40 и 4.41 из диссертации [Допфер].

Верхние и нижние наборы данных были получены за одно измерение, сканирование выполняет детектор D2 со щелью 35 мкм в фокальной плоскости линзы L2. Верхние наборы – совпадения D2&D1', нижние - D2&D1.

Слева, рис. 4.40, неподвижный детектор D1' с узкой щелью (35 мкм) ставится на изображение либо одной, либо другой щели, $x_{2f}=0\pm d/2$. Получены два графика.

На рис. 4.41 графики получены с большой щелью детектора D1', 500 мкм. Она захватывает изображение обеих щелей.

Разрешения детекторов 2 не достаточно, чтобы разделить фотоны, оптические пути которых различаются¹¹ более чем на 60 см. Для реализации случая «отложенного решения» в эксперименте на рис. 1.5 оптический путь фотона 1 сделан на 100 см больше, чем у фотона 2. То есть, расстояния выбраны так, что фотон 2 прошел двойную щель и уже поглощен детектором D2 до того, как фотон 1 поступит на светоделитель, где

¹¹ За 2 нс свет проходит 60 см. В схеме совпадений разница путей компенсируется сдвигом по времени окна совпадений.

происходит решение пройти или отразиться фотону 1, и этим определяется тип фотона 1 (фиксирован импульс или координата), а вместе с тем и тип парного, уже поглощенного фотона 2.

Эксперимент провели для двух различных конфигураций: 1- малый размер щели D1' - 35 мкм; 2- большой размер - 500 мкм. В обоих случаях размер щели D2 составляет 35 мкм (она сканирует в фокальной плоскости). Перед неподвижным детектором D1 установлена широкая щель.

При измерении с малой зоной детектирования детекторного блока D1' (в плоскости изображения) неподвижный детектор D1' принимает свет только из изображения одной из двух щелей. Детектор D1' ставился либо на одну щель, либо на другую, $x_{2f}=0\pm d/2$, этому соответствуют два графика на рис. 1.5 слева вверху. Пропадание двухщелевого интерференционного контраста (верхний график рис. 4.40 на рис. 1.5) вполне понятно¹². Сильно упрощая¹³ ситуацию, можно сказать, что схема совпадений оставляет только фотоны 1, парные к фотонам 2, которые прошли через одну щель.

Если такое же измерение проводится с неподвижным детектором D1' с большой площадью в плоскости изображения, то в совпадениях мы не можем различить, через какую щель прошел фотон 2 (свет из изображения обеих щелей попадает на чувствительную поверхность детектора D1', а схема совпадений оставляет только парные к ним фотоны в детекторе D2), поэтому здесь не измеряется координата фотона 1. Наблюдаем ли мы снова интерференцию, или того факта, что пути через две щели в принципе можно различить¹⁴, достаточно, чтобы уничтожить любую интерференцию? Результат, приведенный на верхнем графике рис. 4.41 на рис. 1.5, подтверждает фейнмановское правило – достаточно принципиальной возможности различить пути. Важна схема измерительного эксперимента, а не зарегистрированная информация.

При измерении импульса, когда детекторы расположены в фокальных плоскостях обеих линз (D2&D1), мы можем наблюдать интерференционные картины с хорошим контрастом. Отложенное решение не оказывает ни малейшего заметного влияния на структуру модуляции и контраст. В интерпретации с помощью запаздывающей волны, направленной в прошлое, этот результат легко объясняется: направленная в прошлое волна приходит к кристаллу в одно и то же время (в момент рождения фотонов) независимо от разности оптических путей фотонов 1 и 2.

Еще раз подчеркнем необычность результата, показанного на рис. 1.6 вверху. Детектор D2 сканирует в фокальной плоскости линзы L2 и регистрирует фотоны, прошедшие двойную щель. Без корреляции с фотоном 1 он зарегистрировал бы двухщелевую интерференционную картину. С детектором фотона 1 в фокальной плоскости линзы L1 эта картина регистрируется, но достаточно переместить детектор фотона 1 в плоскость изображения, чтобы интерференционная картина пропала.

¹² Аналог в электронной дифракции – режим микродифракции в электронном микроскопе. Селекторная диафрагма вырезает кусок в плоскости изображения, а наблюдается дифракционная картина от этого куска.

¹³ Это, действительно, сильное упрощение, поскольку можно было и не делить фотоны 1 светоделителем на две части, а передвигать детектор D1 с широкой щелью перед ним из фокальной плоскости в плоскость изображения, как это было на рис. 1.4а. Регистрируются все фотоны, но они уже стали «другими», как это было на рис. 1.1. Такие опыты в диссертации также представлены.

¹⁴ Например, детектор D1' мог бы быть двумерным детектором в плоскости изображения, и тогда каждому зарегистрированному фотону 1 можно было бы приписать координату на изображении щелей и время для последующего нахождения парного к нему фотона 2 по совпадению времён рождения.

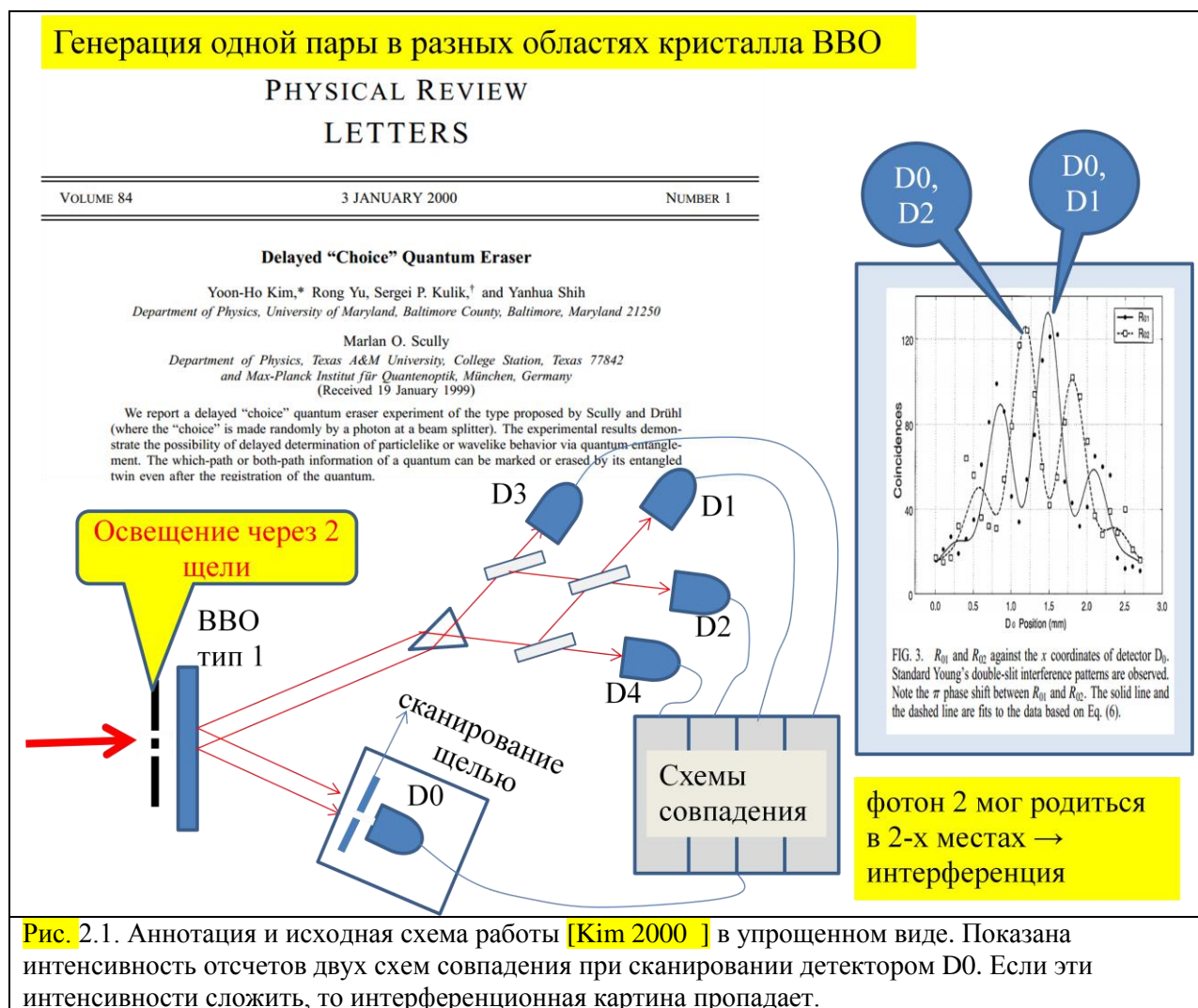
Дальнейшее обсуждение отложим до заключительного раздела, где учтем и другие эксперименты.

2. Дифракционная картина за счет двух возможных путей генерации фотона

С точки зрения формирования дифракционной картины на двух щелях очень интересны эксперименты, где единственный фотон мог родиться в двух разных точках пространства. Детектор его ловит, но мы принципиально не можем определить, в какой именно точке он родился. По правилам квантовой механики нужно сложить амплитуды двух неразличимых путей с учетом фаз, в результате появляется дифракционная картина, как на двух щелях.

2.1. Эксперимент

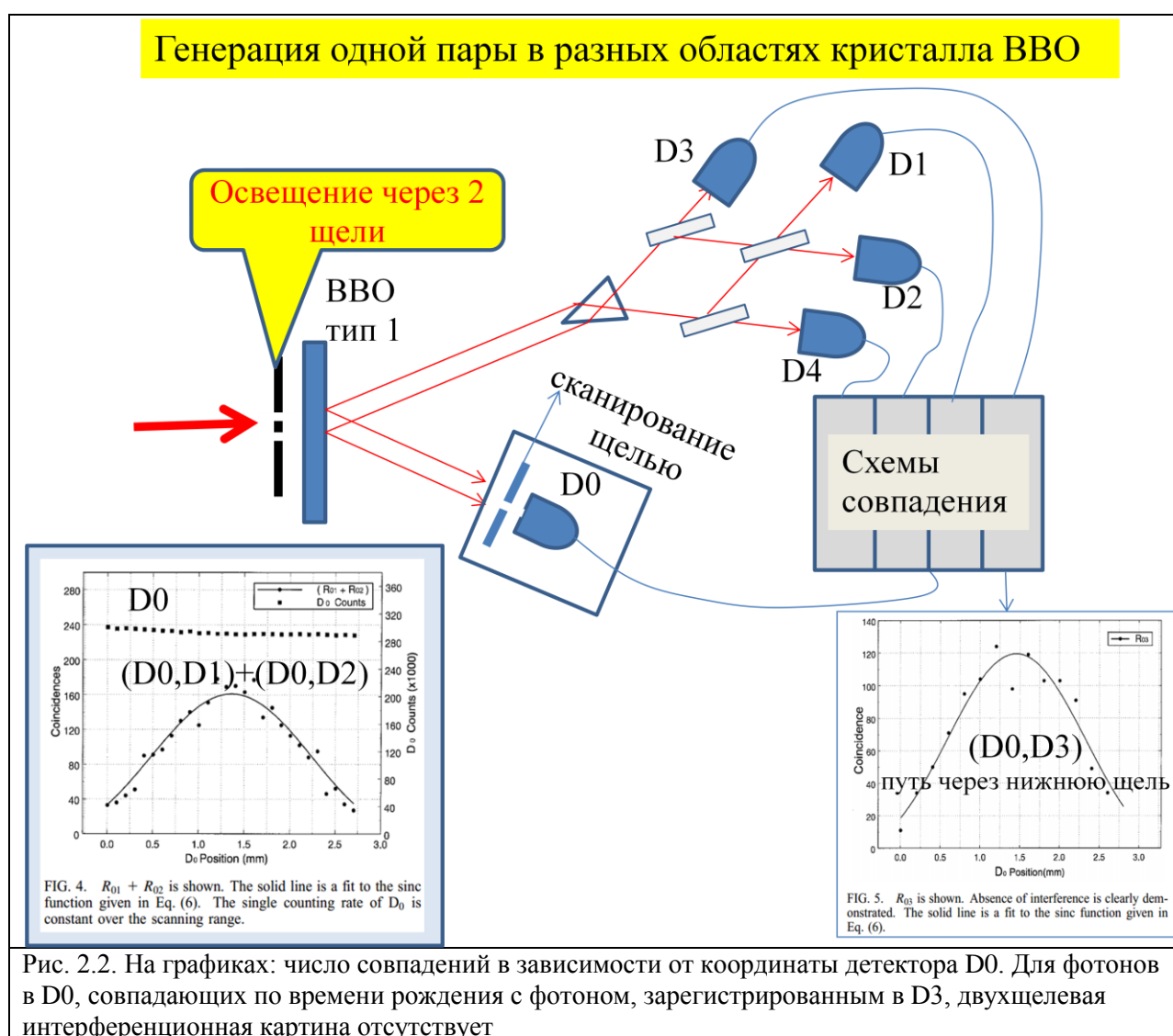
В эксперименте дифракционная картина, действительно, появляется, **рис. 2.1**, но описание опыта вызывает удивление - единичный фотон интерферирует не сам с собой, а со своим «виртуальным двойником» родившемся в другом месте.



Накачка нелинейного кристалла (здесь это бета-борат бария, BBO, см. Приложение А) идет через две щели. Пара может родиться либо за верхней щелью, либо за нижней. Генерируется только одна связанная пара, поскольку интенсивность накачки очень низкая, а детектирование однофотонное для обоих фотонов пары¹⁵. Идущие вниз две

¹⁵ Запутанность по поляризации здесь не нужна, поэтому используется фазовый синхронизм типа 1, см. Приложение А.

линии – это два возможных пути сгенерированного фотона №2. Для нижнего фотона (№2) регистрируется дифракционная картина пошаговым сканированием детектора D0 со щелью перед ним. Принципиальная возможность различить между собой точки рождения пары фотонов существует, поэтому необходимо сделать их неразличимыми, чтобы наблюдать интерференционную картину. В эксперименте на рис. 2.1 идущие вверх два пути фотона 1 разделены острой стеклянной призмой, чтобы можно было разделить, а потом запутать два пути. Для этого далее стоят полупрозрачные зеркала, на каждом фотон с вероятностью 50% проходит, а с вероятностью 50% отражается. Если фотон сразу проходит и попадает в детектор D3, то из схемы опыта видно, что он родился в нижней щели. Значит, и парный родился в нижней щели, поэтому дифракционная картина должна отсутствовать. Так и происходит на опыте: для фотонов в D0, совпадающих по времени рождения с фотоном, зарегистрированным в D3, двухщелевая интерференционная картина отсутствует, **рис. 2.2.**



Аналогично этому в схеме совпадений (D0, D4) также нет интерференционной картины.

Однако, если два пути верхнего фотона перепутались на третьем полупрозрачном зеркале, и фотон зарегистрирован детектором D1 или D2, то невозможно различить, прошел ли он через это зеркало или отразился в нем. В схемах совпадений D0 с этими детекторами (D0, D1) или (D0, D2) появляется двухщелевая интерференционная картина, рис. 2.1. Это и есть то, что называется «квантовый ластик» - мы как бы стираем часть прошлого у фотона 2, он «забывает» через которую щель он прошел.

При этом можно реализовать и случай «отложенного решения» - далеко отодвинуть верхний интерферометр на пути фотона 1, и регистрировать фотон 2 задолго¹⁶ до фотона 1. Можно интерпретировать это так, что фотон 2 регистрируется в неопределенном по пройденному пути состоянии, рис.2.2, а затем происходит разделение полного набора на подсистемы вариантов путей, два определенных и два неопределенных. Исходный полный набор фотонов остается в нашем распоряжении, поэтому происходит разделение на подсистемы из этого набора, а не изменение состояния (пути) ранее зарегистрированного фотона. В результате возможен «отложенный выбор» одного из вариантов состояния фотона (delayed choice quantum eraser) – можно далеко отодвинуть нижнее (или верхнее) плечо, и регистрировать один фотон задолго до другого (в пределах времени когерентности), результат не изменится. Для понимания смысла явления важно, что выбор может проводиться на стадии обработки эксперимента, когда все физические процессы давно закончены.

Не трудно увидеть, что метод опережающих волн Клышко и здесь хорошо работает. Если фотон зарегистрирован детектором D4, то волна в прошлое идет из него и однозначно попадает в верхнюю возбужденную область кристалла ВВО (рис. 2.1), отражается и идет в D0 без интерференционных эффектов. Если же фотон зарегистрирован детектором D1, то волна в прошлое идет из него и в верхнюю, и в нижнюю области, поэтому в D0 возникает интерференция. Видно также, что на пути в нижнюю часть происходит два отражения, а в верхнюю – одно. Поэтому у волн имеется сдвиг фазы на π , что сдвигает дифракционную картину относительно нуля. Сумма сдвинутых на половину волны интерференционных картин не содержит интерференционных осцилляций, рис. 2.2 внизу слева. Отложенность выбора при таких вычислениях никак не сказывается.

2.2. Мысленный эксперимент Scully & Druhl

В этой работе, как и во многих других работах этого типа, указывается на работу М. О. Scully, К. Drühl 1982 года, [Phys. Rev. A. 25, 2208 (1982)] как на идейную основу. Схему и обсуждение этого мысленного эксперимента можно найти в обзорной статье 2005 года в Science [Y. Aharonov, M. S. Zubairy. Time and the Quantum: Erasing the Past and Impacting the Future. Science, vol.307, p. 875 (2005).] В обзоре указывается, что статья «шокировала» мировое научное сообщество, поскольку сомнений в её правильности с точки зрения квантовой электродинамики не было, но с точки зрения «здорового смысла» результат был бы парадоксальным. На рис. 2.3 приведена схема трех опытов.

¹⁶ Конечно, это реализуется с учетом разности оптических путей фотонов - сдвигом по времени окна схемы совпадений (сразу, или при обработке эксперимента).

Time and the Quantum: Erasing the Past and Impacting the Future

Yakir Aharonov^{1,2} and M. Suhail Zubairy^{2*}

The quantum eraser effect of Scully and Drühl dramatically underscores the difference between our classical conceptions of time and how quantum processes can unfold in time. Such eyebrow-raising features of time in quantum mechanics have been labeled "the fallacy of delayed choice and quantum eraser" on the one hand and described "as one of the most intriguing effects in quantum mechanics" on the other. In the present paper, we discuss how the availability or erasure of information generated in the past can affect how we interpret data in the present. The quantum eraser concept has been studied and extended in many different experiments and scenarios, for example, the entanglement quantum eraser, the kaon quantum eraser, and the use of quantum eraser entanglement to improve micro-

izations of the Scully-Drühl quantum eraser (p. 149):

These experiments are a magnificent affront to our conventional notions of space and time. Something that takes place long after and far away from something else nevertheless is vital to our description of that something else. By any classical-common sense-reckoning,

Downloaded from <http://www.sciencemag.org/>

2 атома могут излучить один фотон → интерференция, если конечные состояния неразличимы

Стирание разницы в случае 4-х уровней

Мысленный эксперимент

SPECIAL SECTION

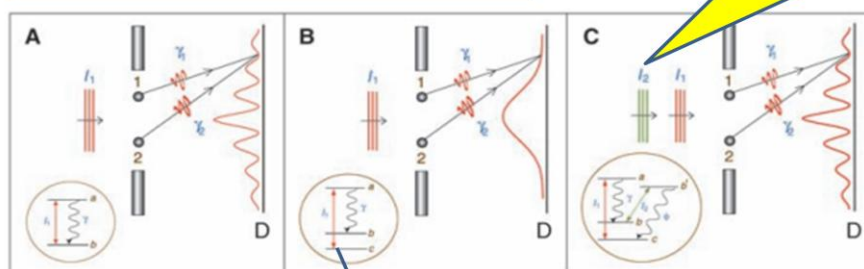


Fig. 2. Here, we consider three possible configurations of atoms that are placed at sites 1 and 2. In (A) we consider a two-level atom initially in the state b . The incident pulse I_1 excites one of the two atoms to state a from where it decays to state b , emitting a γ photon. In (B) the atom initially in the ground state c is excited by the pulse I_1 to state a from where it decays to state b . In (C) a fourth level is added. A pulse I_2 excites the atom to state b' after the atom has decayed to state b . The atom in the state b' emits a ϕ photon and ends up in state c .

конечные состояния различны
→ интерференции нет

Рис. 2.3. Три мысленных эксперимента М. О. Scully, К. Drühl 1982 года.

Атомы 1 и 2 возбуждаются слабым импульсом накачки, и испускается только один фотон. Если у двух одинаковых атомов по два уровня (вариант А на рис. 2.3), то конечное состояние атомов одинаково, и невозможно определить, какой из атомов испустил фотон. Амплитуды неразличимых путей по правилам квантовой механики складываются с учетом сдвига фаз, поэтому возникает дифракционная двухщелевая картина. Если у атомов три уровня (вариант В), то возбужденный (излучивший фотон) атом возвращается на уровень «b», а невозбужденный остается на уровне «с». Пути различимы, поэтому интерференции нет. Но если есть еще один уровень «d» (вариант С), на который можно перевести атом с уровня «b» дополнительным импульсом накачки, а после этого атом переходит на уровень «с», то конечные состояния снова становятся неразличимыми, «стирается» информация о пути, и дифракционная картина должна восстановиться.

Если бы эксперимент в таком виде был возможен, то появлялось бы реальное «воздействие на прошлое» - сначала мы бы зарегистрировали фотон, а потом послали бы второй импульс, стирающий информацию. Однако в таком виде эксперимент не дал бы интерференционной картины¹⁷ - после второй накачки возбужденный атом испускает второй фотон, и появляется принципиальная возможность проследить, откуда он пришел.

¹⁷ В частности, появилась бы дифракционная картина флуоресцентного излучения атомов железа при облучении кристалла Fe рентгеновским излучением $\text{CuK}\alpha$, поскольку излучить может любой атом железа в решетке кристалла Fe. Для нейтронов [Фейнман, вып. 8, гл. 1, §3] это не так, поскольку атом оказывается с перевернутым спином - конечные состояния системы в принципе различимы - интерференции состояний нет, появляется диффузный фон без дифракционных максимумов в дополнение к ослабленной обычной дифракционной картине.

Мы должны «запутать» пути второго фотона от двух атомов, чтобы они стали неразличимыми. Устройство для запутывания уже было показано на рис. 2.1 и 2.2. На рис. 2.4 показана схема такого мысленного эксперимента.

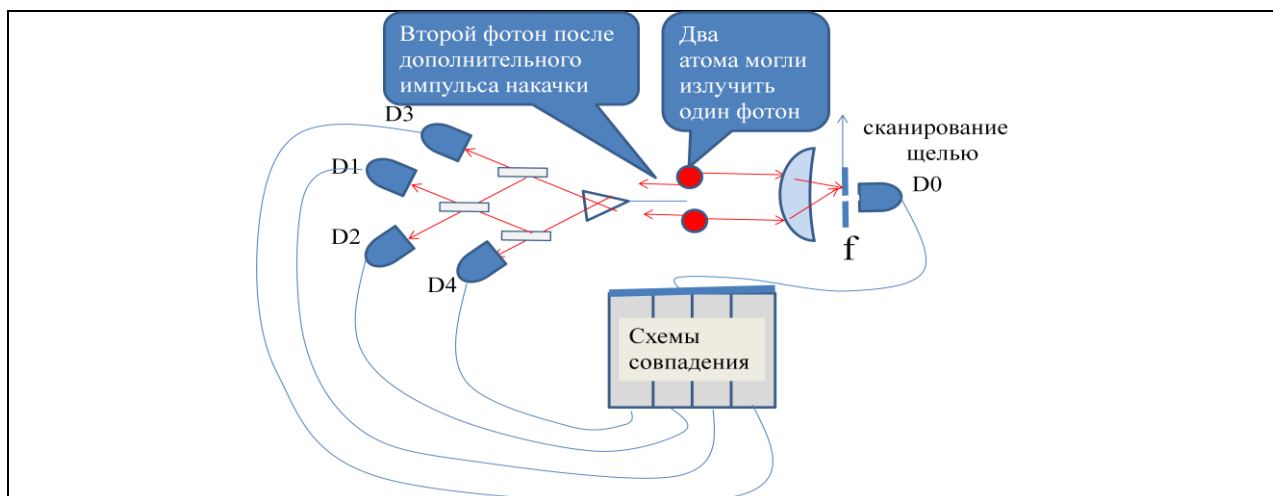


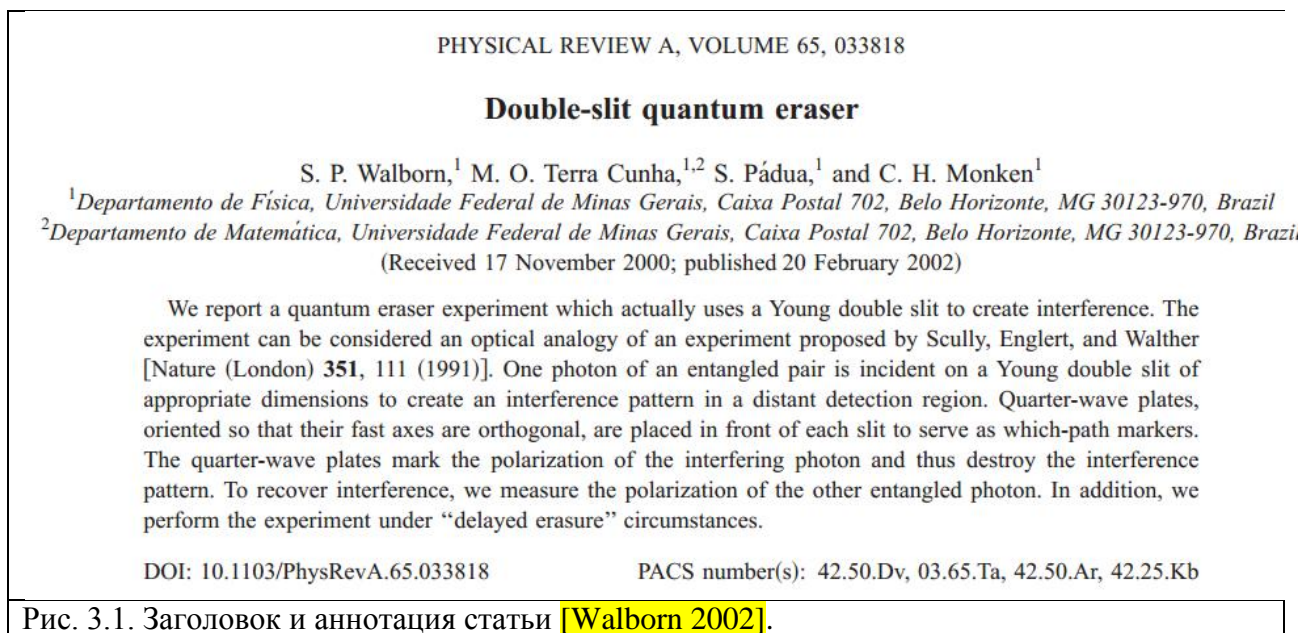
Рис. 2.4. Схема мысленного эксперимента для варианта «С» с рис. 2.3. Первый фотон регистрируется детектором D0 в фокальной плоскости линзы. Пути второго фотона запутываются, но лишь в случаях его регистрации детектором D1 или D2. Аналог рис. 5 из [Aharonov 2005]

Пути второго фотона разделены острой стеклянной призмой, чтобы можно было запутать два пути. Далее стоят полупрозрачные зеркала, где фотон с вероятностью 50% проходит, а с вероятностью 50% отражается. Если фотон сразу проходит и попадает в детектор D3, то из схемы опыта видно, что он родился в нижнем атоме, поэтому дифракционная картина должна отсутствовать. Однако, если два пути верхнего фотона перепутались на третьем полупрозрачном зеркале, и фотон зарегистрирован детектором D1 или D2, то невозможно различить, прошел ли он через это зеркало насквозь или отразился в нем. В схемах совпадений D0 с этими детекторами (D0, D1) или (D0, D2) появлялась бы двухщелевая интерференционная картина.

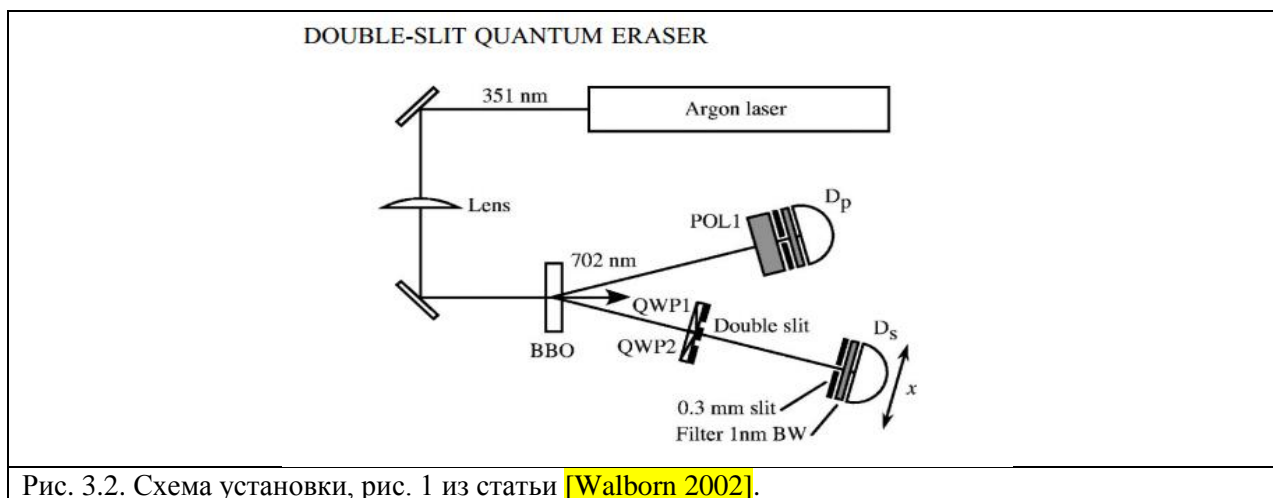
Можно сказать, что, как и раньше, в этом мысленном эксперименте регистрируется фотон в неопределенном по пути (месту рождения) состоянии, а затем происходит разделение полного набора на возможные варианты, два определенных и два неопределенных. Исходный полный набор фотонов остается в нашем распоряжении, поэтому всегда происходит разделение на варианты, а не изменение состояния ранее зарегистрированного фотона.

3. Дифракция на двух щелях одного из фотонов запутанной по поляризации пары

На рис. 3.1 показаны заголовок и аннотация статьи 2002 года [Walborn 2002]. Эта работа бразильских ученых содержит подробное описание деталей эксперимента.



На рис. 3.2 воспроизведена схема эксперимента из статьи.



Пара фотонов в «запутанном» квантовом состоянии формируется в кристалле ВВО (β -BaV₂O₄), см. подробности этого явления в Приложении А. Импульс накачки подается с одномодового аргон-ионного лазера (200 мВт) с длиной волны 351,1 нм (ультрафиолет). За счет явления спонтанного параметрического распада (down-conversion) один фотон преобразуется нелинейным кристаллом ВВО в пару фотонов 702,2 нм. Использован срез кристалла, при котором реализуется фазовый синхронизм типа 2 (см. Приложение А), то есть фотоны пары запутаны не только по месту, времени рождения, энергии и импульсу, но и по поляризации. Толщина кристалла 1 мм. Линза с фокусным расстоянием 1 м на

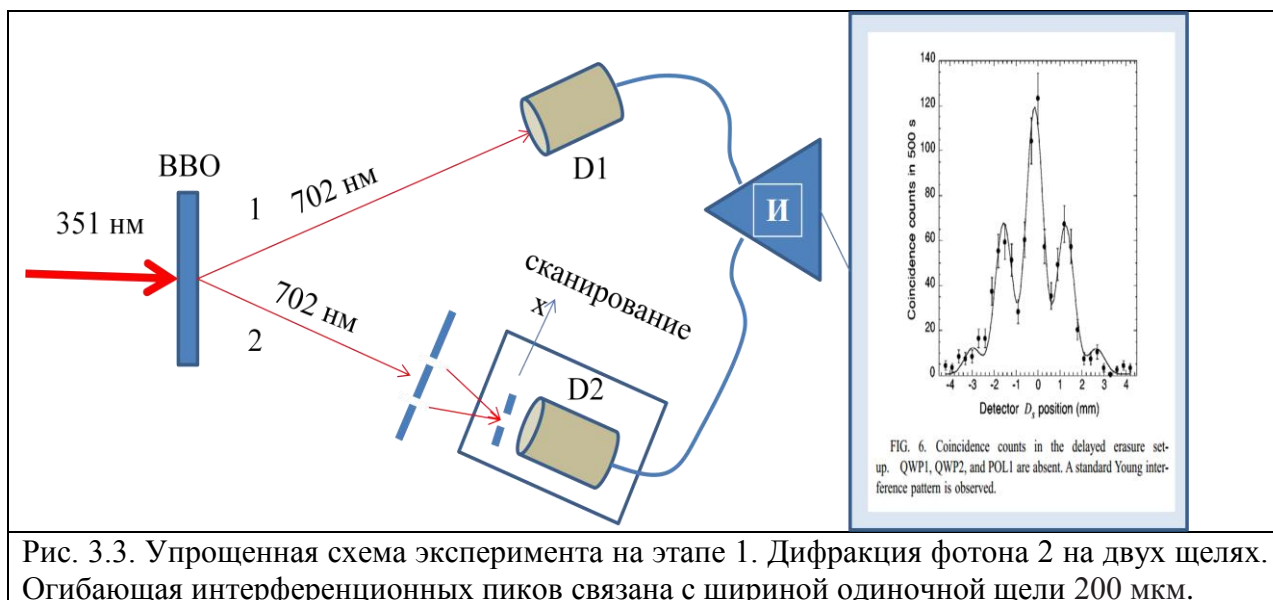
пути пучка накачки нужна для увеличения поперечной длины когерентности¹⁸ на двойной щели. Ширина пучка накачки в фокусе (на кристалле ВВО) составляет 0,5 мм. Запутанные фотоны расходятся под углом $\sim 3^\circ$ к пучку накачки в разные стороны. Нижний на рис. 3.1 фотон назван авторами “*s*” – сигнальный, а верхний – “*p*”, парный¹⁹. На пути фотона *p* стоит линейный поляризатор POL1, который используется для «квантового стирания». На пути фотона *s* стоят четвертьволновые пластинки QWP1, QWP2 и двойная щель на расстоянии 42 см от кристалла ВВО. Ширина двух щелей по 200 мкм, и расстояние между ними 200 мкм. Пластинки QWP1 и QWP2 лежат каждая перед своей щелью. Они ориентированы своей быстрой осью под углом $+45^\circ$ и -45° к оси *X*-поляризации фотона *s* в кристалле ВВО, так, что формируют после себя правую и левую круговые поляризации фотона соответственно, см. Приложение А. Однофотонные детекторы D_s и D_p (охлаждаемые кремниевые фотодиоды в «гейгеровской» моде) имеют интерференционные фильтры на длину волны 702 нм, спектральная ширина 1 нм, что существенно снижает фон. Приемное окно обоих детекторов 300 мкм на 5 мм. Детекторы расположены на расстоянии 125 см и 98 см от кристалла ВВО. В эксперименте «ластик с отложенным выбором» детектор D_p и поляризатор POL1 отодвинуты на расстояние 2 м от ВВО, а приемная щель увеличена до 600 мкм \times 35 мм. Картина регистрируется при пошаговом сканировании детектора D_s вместе со щелью и фильтром перед ним. Учитываются совпадающие по времени отсчеты детекторов D_p и D_s . Имеется в виду время рождения, то есть учитывается разность оптических путей. Дифракционная картина регистрируется детектором D_s в «дальнем поле», дифракция по Фраунгоферу, то есть в фокальной плоскости линзы, поставленной (но не показанной на рисунке) после щелей.

Эксперимент содержит 4 этапа. Перерисуем схему в упрощенном виде и рассмотрим этапы. Фотоны запутанной пары обозначим 1 и 2. Двойная щель стоит на пути фотона 2.

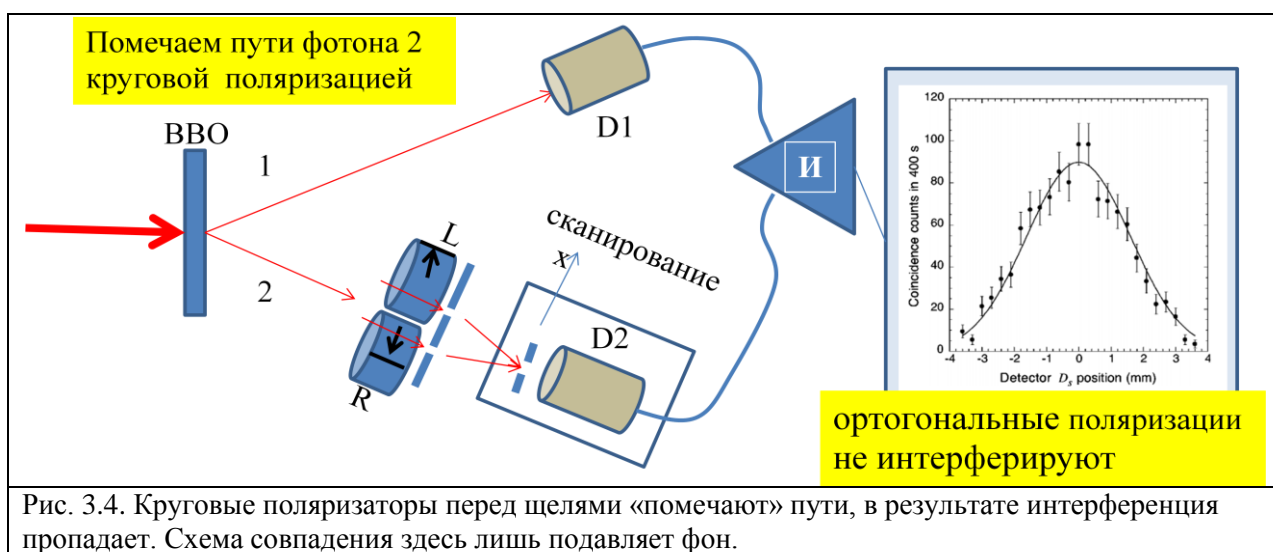
На этапе 1, см. рис. 3.3, поляризаторы не установлены, и наблюдается обычная дифракция идущего вниз пучка фотонов на двух щелях (Схема Юнга, как на рис. 1.1). Схема совпадения отсчетов детекторов здесь не принципиальна, но она подавляет фон.

¹⁸ Напомним, что поперечная длина когерентности оценивается по формуле $\lambda/\alpha_{\text{сх.}}$, где $\alpha_{\text{сх.}}$ – угол сходимости пучка на объекте. С увеличением фокусного расстояния угол уменьшается, а поперечная длина когерентности увеличивается.

¹⁹ Фотоны в паре одинаковы. В статьях их часто называют “*s*” и “*i*”, (сигнальный и информационный), или “*s*” и “*h*” (сигнальный и предвещающий, сигнальный и холостой), или “*s*” и “*p*” (сигнальный и парный). Удобно их называть фотон 1 и фотон 2, что мнемонически сразу соотносит фотон 2 с двойной щелью на его пути.



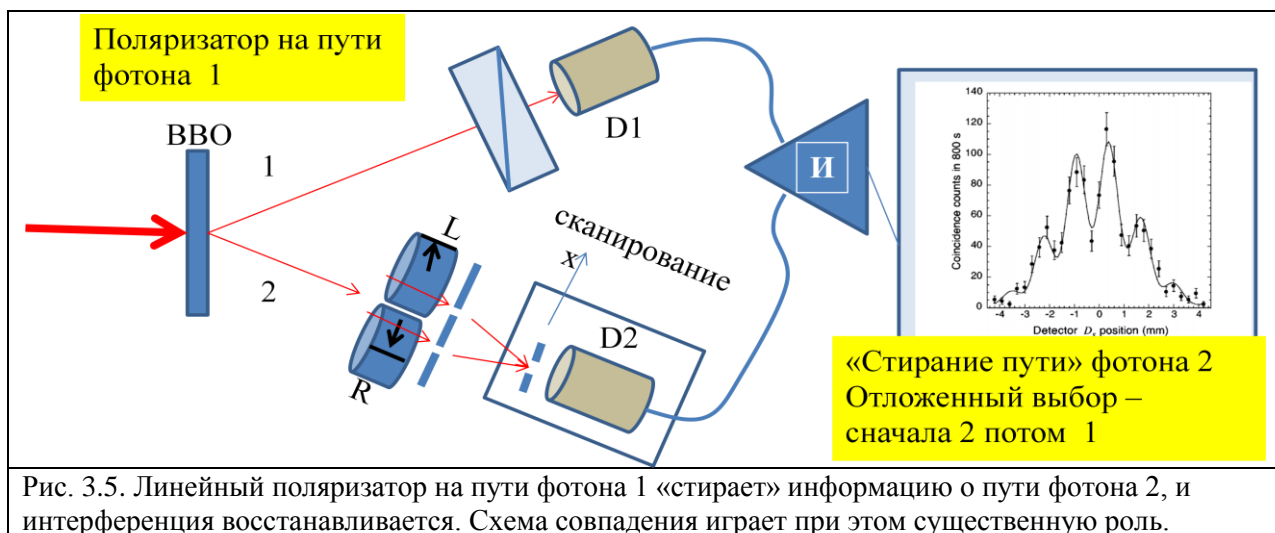
На этапе 2, см. рис. 3.4, устанавливают перед щелями круговые поляризаторы - четвертьволновые пластинки, развернутые своей быстрой осью на $+45^\circ$ и -45° относительно оси х-поляризации кристалла ВВО, см. Приложение А. Возникшие левая и правая круговые поляризации «помечают» пути через одну и другую щель, в результате чего конечные состояния фотона 2 на детекторе становятся различимыми - интерференция пропадает.



На этапе 3, рис. 3.5, дополнительно к рис. 3.4 установлен линейный поляризатор 45° (относительно оси х-поляризации кристалла ВВО) на пути фотона 1. Если фотон 1 прошел через этот поляризатор (вероятность этого 50%), то он имеет линейную поляризацию 45° , а запутанность пары в состоянии $|\Psi^-\rangle$ приводит к тому, что фотон 2 имеет поляризацию -45° . При такой поляризации пучок фотонов 2 проходит через оба круговых поляризатора перед щелями без изменения своей поляризации (-45° совпадает с одной из главных осей четвертьволновой пластинки), лишь сдвигаясь по фазе относительно другого на $\pi/2$ (четверть волны), когда направление поляризации совпадает с «медленной» осью пластинки $\lambda/4$. В конечном состоянии фотона 2 (на детекторе) пути через две щели

становятся неразличимыми, поэтому интерференция восстанавливается рис. 3.5. При этом говорят, что происходит «стирание» информации о пути фотона 2 через одну и другую щель, что не совсем правильно, но придает интригу изложению. За счет сдвига фазы на $\pi/2$ главный максимум юнговской картины сдвинут на «полполосы», [Ландсберг].

Если линейный поляризатор на пути фотона 1 установлен в положение -45° , то юнговская картина сдвигается на полполосы в другую сторону. В сумме эти две картины дают исходную картину без осцилляций, какой она и была без линейного поляризатора²⁰ на рис. 3.4.



На этапе 4 создается ситуация «отложенного выбора». Поляризатор и детектор на пути фотона 1 отодвигаются так, что сначала фотон 2 дифрагирует и регистрируется, и только после этого регистрируется состояние фотона 1. Несмотря на это, дифракционная картина формируется. Произошло ли при этом «стирание прошлого» фотона 2, который был уже зарегистрирован и, вроде бы, не может менять свое состояние?

Посмотрев на этот эксперимент, нельзя не понять, что при регистрации фотона 1 нет воздействия на прошлое - мы не меняем поляризацию ранее зарегистрированного фотона 2. Она была неопределенной, а мы относим его к одной, или другой подсистеме, используя корреляцию фотонов в запутанной паре. Изменение происходит в информационном пространстве, на этапе обработки эксперимента.

Можно сказать, что в экспериментах типа «квантовый ластик с отложенным выбором» регистрируется фотон в неопределенном состоянии, а затем происходит разделение на возможные варианты поляризации в том или ином базисе. Исходный полный набор фотонов остается в нашем распоряжении, и состояние ранее зарегистрированного фотона не изменяется.

²⁰ Линейный поляризатор можно поставить не на пути фотона 1, а прямо перед детектором фотона 2 – результат будет тем же. Эти опыты классической оптики описаны у Ландсберга.

4. Квантовая криптография и телепортация состояния фотона

Рассмотрим упрощенную схему, которая позволяет понять принцип работы линии связи с использованием запутанной пары фотонов и её основные особенности²¹.

4.1. Простейшая схема

Информация передается от источника «А» к получателю «Б», которым по традиции даём имена Алиса и Боб. Схема эксперимента показана на рис. 4.1. На пути каждого из фотонов стоят поляризаторы с разделением двух ортогональных линейных поляризаций на 2 луча²² и однофотонные детекторы. Используем вариант линейной поляризации фотонов - состояния X и Y, которые внутри кристалла ВВО были О- и Е-поляризациями²³. Кодлируем двоичное число 0 поляризацией фотона у Боба по оси X, а число 1 – Y. Необходимо передать некоторое двоичное число, 1011... на рис. 4.1. Идет серия УФ фотонов накачки, Алиса регистрирует поляризацию фотона 1, по 50% случаев реализации X и Y. Зная поляризацию своего фотона 1, Алиса знает и поляризацию фотона 2 в каждой из реализаций у Боба. Поэтому Алиса указывает Бобу по открытому каналу связи, считать ли реализацию правильной, или неправильной. Если предполагать, что фотон 2 на пути нельзя перехватить, скопировать и переслать дальше, то схема защищена от подслушивания.

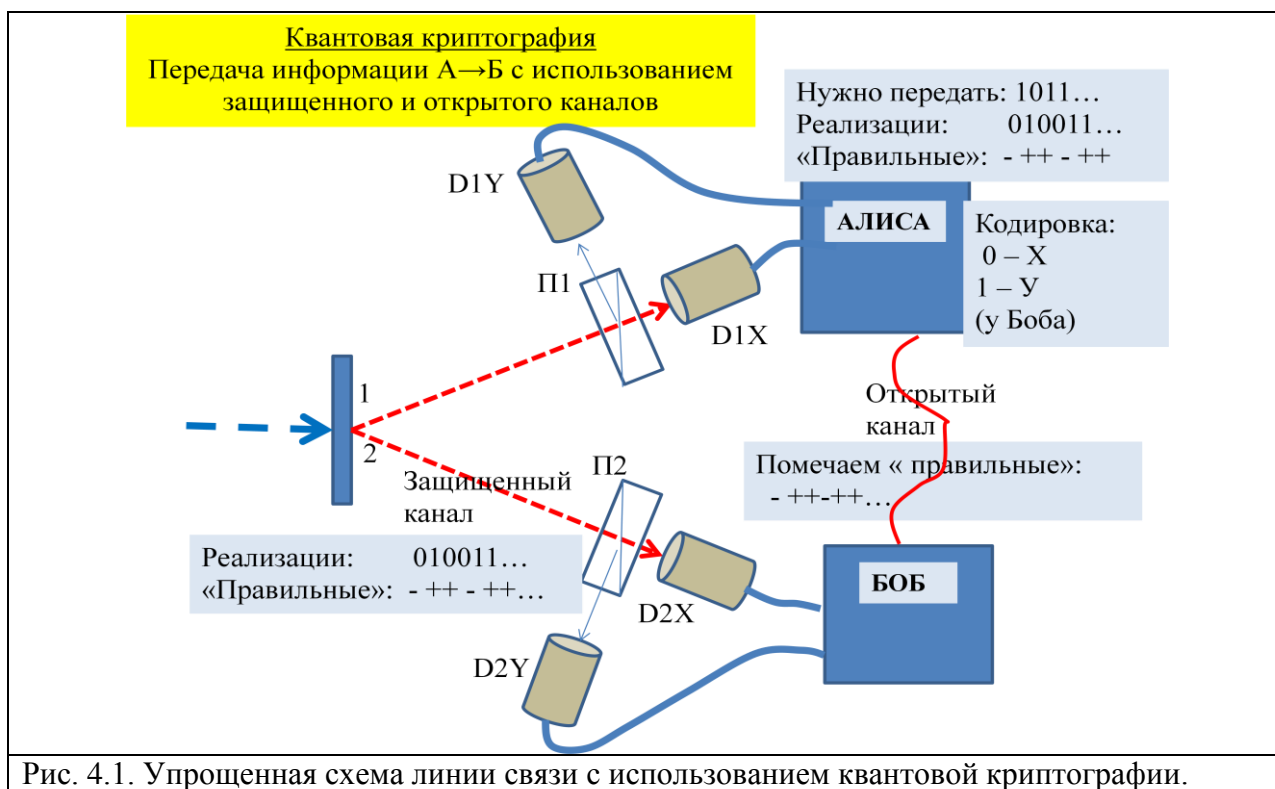


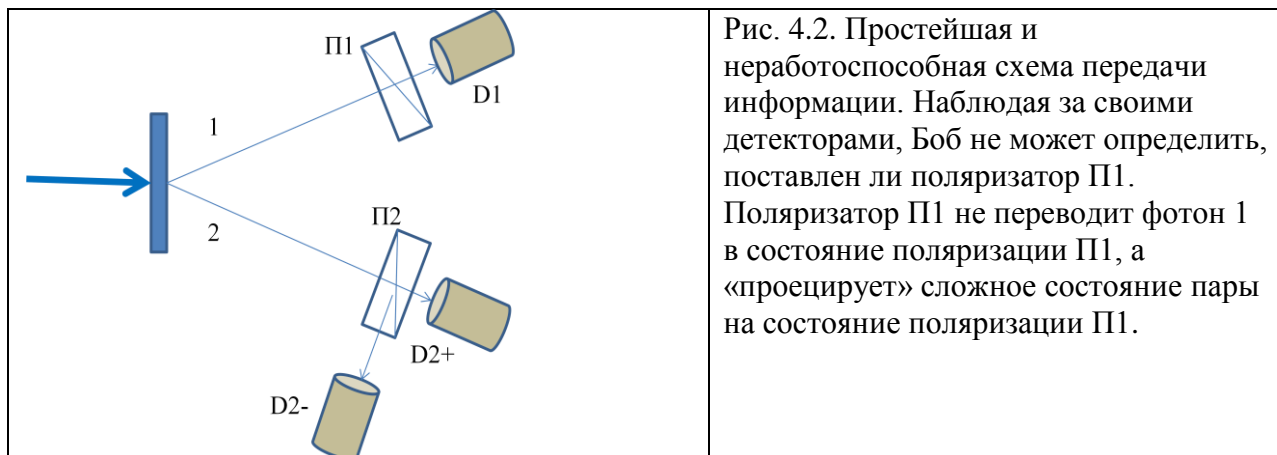
Рис. 4.1. Упрощенная схема линии связи с использованием квантовой криптографии.

²¹ Считается, что квантовые коммуникации важны для государственных структур, бизнеса и военных организаций. Благодаря особому принципу работы их почти невозможно взломать, так как это противоречит фундаментальным законам. Система похожа на «телефон из стаканчиков»: два пластиковых стаканчика соединяются между собой веревкой, по которой проходит звуковая волна. Если в момент разговора кто-то будет держать веревку, то волна не сможет пройти и разговор не состоится.

²² например, призма Николя с полным внутренним отражением одного луча и прохождением другого за счет разницы в коэффициентах преломления, см. [Ландсберг], §108.

²³ можно использовать и повернутые поляризаторы, что будет обсуждено ниже.

Продemonстрируем подробнее **невозможность** мгновенной передачи информации без дополнительного открытого канала в простейшей схеме, рис. 4.2. Создается перепутанная пара 1,2. На пути фотона 1 Алиса может поставить поляризатор П1, а может и не ставить его. Фотон 2 регистрируется у Боба детекторами $D2^+$, $D2^-$ в двух различных поляризационных состояниях.



Может ли Боб, основываясь только на показаниях своих двух детекторов в серии реализаций узнать, поставлен ли поляризатор П1 у Алисы?

Если у Алисы нет поляризатора П1, то фотон 2 будет регистрироваться в каждой из двух ортогональных поляризаций с вероятностью 50%. Без П1 фотон 1 регистрируется в 100% случаев. Если П1 настроен на поляризацию +, и детектором D1 зарегистрирован в этом состоянии (50% всех случаев²⁴), то фотон 2 должен иметь противоположную поляризацию. Детектор $D2^-$ сработает (50% всех случаев), $D2^+$ не сработает в этой половине случаев, но в остальных 50% всех случаев он сработает²⁵. Боб не может определить, поставлен ли поляризатор П1. Он сможет сделать это, только получив информацию о срабатывании детектора D1 у Алисы.

Иными словами, наблюдение (измерения фотона 1 запутанной пары) у Алисы не меняет статистику наблюдений Боба (измерения фотона 2), поэтому Боб не может сделать выводов о типе и результатах наблюдений Алисы. Это справедливо для любого типа измерений, выполняемых над одним из фотонов запутанной пары.

Интересно, что корреляция сохраняется при регистрации сначала у Боба, а потом у Алисы, а также и при точном равенстве путей фотонов 1 и 2 до поляризатора, поскольку в описании явления отсутствует время, хотя с точки зрения причинно-следственной связи это выглядело бы парадоксально.

4.2. Схема связи с усиленной защитой

В простейшей схеме мы предполагали, что фотон 2 на пути нельзя перехватить, скопировать и переслать дальше, тем самым схема защищена от подслушивания. Однако

²⁴ Здесь важно, что поляризатор П1 не переводит фотон 1 в состояние поляризации П1 в 100% случаев, а случайным образом выбирает 50%, которые становятся поляризованными в состоянии П1.

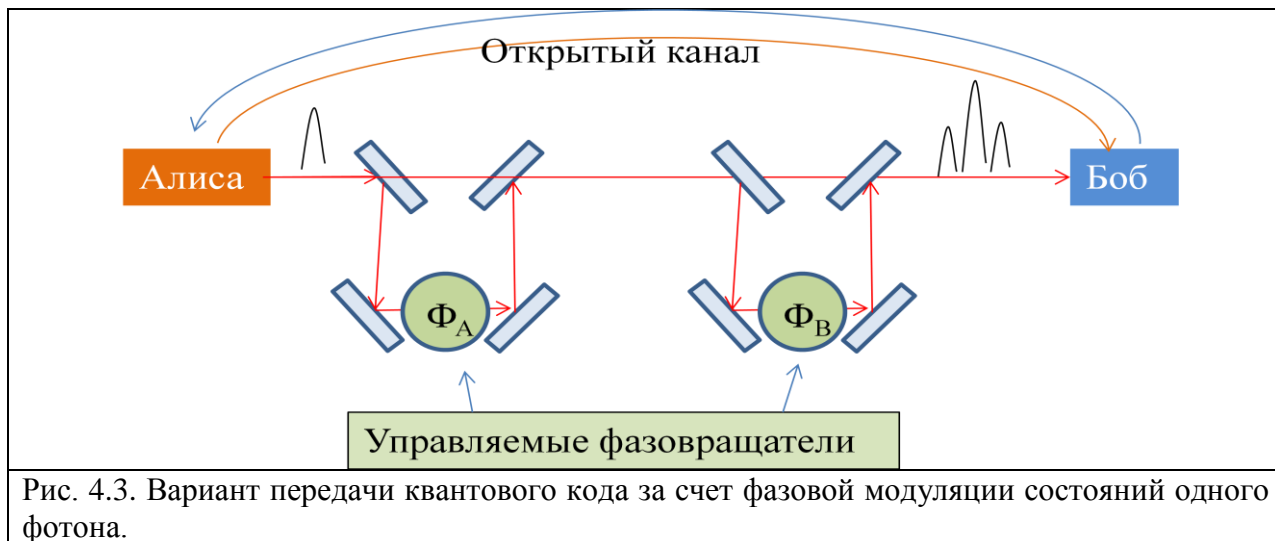
²⁵ Фотон 1 в этих случаях поглотился линейным поляризатором. Рассматривается идеальная схема, где генерируются только связанные пары, и без темнового тока в детекторах.

более строгое рассмотрение требует наличия контроля внешнего вмешательства. Для этого нужен еще и канал связи Боб \rightarrow Алиса, но при этом даже «прослушка» обоих открытых каналов не должна давать возможности узнать переданный код²⁶.

В схеме рис. 4.1 вводится усложнение: поляризаторы П1 и П2 могут быстро менять ориентацию с $(0^\circ, 90^\circ)$ на $(45^\circ, 135^\circ)$. Обозначим эти варианты «+» и « \times », как в статье [Килин 1999]. Кодировка, о которой заранее договариваются Алиса и Боб: «0» - это 0° в кодировке «+», или 45° в кодировке « \times »; «1» - это 90° в кодировке «+», или 135° в кодировке « \times ». Такая кодировка позволяет Алисе не пометать правильный вариант поляризации фотона у Боба, а пометать только правильный вариант ориентации поляризатора у Боба, «+» или « \times ». Алиса и Боб случайным образом и независимо выбирают ориентацию своих поляризаторов, Боб после регистрации фотона 2 по открытому каналу сообщает, какую ориентацию поляризатора он выбрал, «+» или « \times ». Алиса по открытому каналу сообщает правильно или нет он выбрал. Если правильно, то свой результат Боб засчитывает за правильную информацию.

4.3. Квантовая криптография с однофотонным источником

Использование запутанной пары сильно усложняет эксперимент. Легче работать с однофотонным источником. В реальных каналах оптической связи используется оптоволокно и круговая поляризация, которая легче распространяется в круглом волокне. Здесь можно создать другой протокол передачи квантового кода - за счет фазовой модуляции, рис. 4.3.



Алиса посылает фотон. На его пути стоят полупрозрачные (наверху) и отражательные (внизу) зеркала. Фотон может пройти по короткому, или по длинному пути. Аналогичный интерферометр (интерферометр Маха-Цандлера) стоит на приемной стороне у Боба. По длине пути, а значит, и по времени прохождения пути фотон может попасть в три группы:

²⁶ Из статьи [Килин 1999]: «Согласно теореме о неклонируемости, квантовую информацию нельзя копировать. Этот запрет лег в основу так называемого «протокола BB-92», получившего свое наименование в честь Bennett С.Н. и Brassard G., предложивших его в 1992 году. В этом протоколе для передачи сообщения используется неортогональный алфавит (см. Scientific American. 1992. V. 267(4). P. 50), следствием чего является теорема: «если для передачи информации используются два неортогональных состояния, то канал не может быть прослушан в принципе».

короткий путь у Алисы и короткий у Боба, длинный-длинный и два средних варианта, короткий-длинный и длинный-короткий. Неразличимость путей в среднем интервале приводит к интерференции. Кодирование и декодирование информации происходит с помощью быстрых фазовращателей Φ_A и Φ_B , которыми управляют Алиса и Боб. Вероятность зарегистрировать фотон в среднем интервале зависит от разности фаз ($\Phi_A - \Phi_B$):

$$P \sim \cos^2((\Phi_A - \Phi_B)/2).$$

Если разность фаз $\pm\pi$, то в среднем интервале у Боба нет фотона. Если 0 или 2π , то есть фотон.

Для создания секретности Алиса и Боб договариваются, например, использовать для фазовращателей 4 варианта фаз 0, $\pi/2$, π , $3\pi/2$ и делают выбор каждый раз случайным образом независимо друг от друга. Эти варианты содержат два набора I -(0, $\pi/2$) и II- (π , $3\pi/2$), условно обозначим их «+» и «×». По открытому каналу Боб сообщает только то, какой из двух наборов он использовал, не указывая, какую именно фазу. Цифру 0 они кодируют фазой 0 или $3\pi/2$, цифру 1 – фазой $\pi/2$ или π . Алиса, в зависимости от того, какую двоичную цифру (0 или 1) она передает, сообщает, правильный, или неправильный выбор сделал Боб.

Например, Алиса передает цифру 1. Из двух вариантов соответствующей этой цифре фазы она случайно выбрала $\Phi_A = \pi$ (это II- набор) и посылает фотон. Боб случайно выбрал из 4-х вариантов фазу $\Phi_B = 0$, и видит, что в среднем интервале нет фотона. Боб сообщает по открытому каналу, что выбрал I набор, Алиса говорит «нет». Боб этот результат не учитывает. И так далее.

4.4. Квантовая «телепортация» состояния фотона

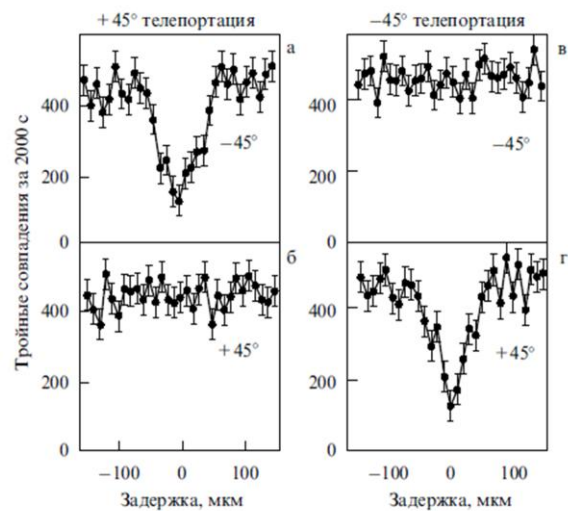
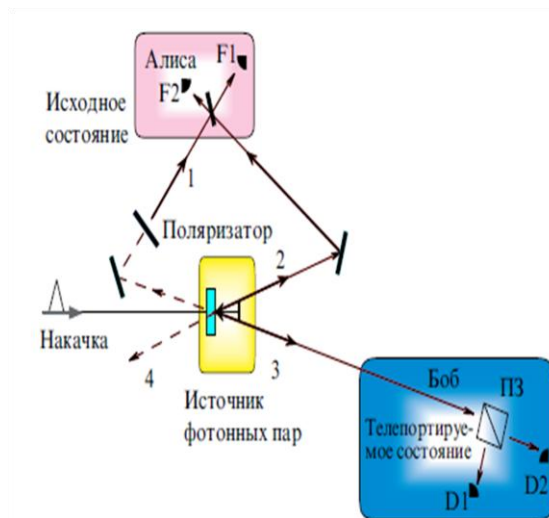
В 1997 году, вскоре после того, как научились создавать удобные источники квантово запутанных пар фотонов [Kwiat 1995], были поставлены опыты, подтвердившие явление «квантовой телепортации». Кратко опишем эксперимент и результат, используя рисунки и объяснения из статьи [Килин 1999]. Там же описаны многочисленные технические и теоретические подробности²⁷.

После рассмотрения в разделе 4.1 простейшей схемы это будет легко сделать.

Информация передается от источника «А» к получателю «Б», это Алиса и Боб. Схема эксперимента и результат показаны на рис. 4.4.

²⁷ В статье С.Я. Килина подробно пересказывается содержание работы, опубликованной в журнале Nature, Vol. 390, p. 575 (1997), и даются пояснения. Существует также книга В.В. Белокурова, О.Д. Тимофеевская, О.А. Хрусталева. Квантовая телепортация - обыкновенное чудо. Ижевск, 2000г., однако эта книга не делает схему опыта более понятной, чем статья в УФН, а скорее содержит историю развития квантовой механики.

Схема эксперимента по квантовой телепортации



Генерируются пары (2,3) и (1,4 – на обратном пути накачки).

Состояние фотона 1 передается Бобу, когда Алиса сообщает о совпадении (F1,F2)

Число тройных совпадений отсчетов детекторов (F1,F2,D1) и (F1,F2,D2) в случаях двух вариантов поляризации фотона 1, создаваемых поляризатором у Алисы: $+45^\circ$ и -45° . Число неправильных совпадений падает почти до нуля, когда длина пути фотонов 1 и 2 совпадает.

а)

б)

Рис. 4.4. Из статьи [Килин 1999]:

а - схема эксперимента по квантовой телепортации;

б - число тройных совпадений отсчетов детекторов (F1,F2,D1) и (F1,F2,D2) в случаях двух вариантов поляризации фотона 1, создаваемых поляризатором у Алисы: $+45^\circ$ и -45° . Число неправильных совпадений падает почти до нуля, когда длины путей фотонов 1 и 2 совпадают.

Используется нелинейный оптический кристалл ВВО, который под действием определенным образом направленного импульса ультрафиолетовой накачки порождает пару квантово связанных фотонов 2 и 3. По сравнению с простейшей схемой рис. 4.1 линия Боба не изменилась, но усложнилась линия Алисы. После кристалла стоит зеркало, отражаясь от которого импульс накачки создает в кристалле еще одну пару 1 и 4. Это позволяет передавать, «телепортировать» состояние фотона 1 Бобу в виде состояния фотона 3. Для проверки работоспособности схемы положение этого зеркала меняли, проходя область, где времена попадания фотона 1 и 2 на поставленное далее полупрозрачное зеркало совпадают (в пределах их времени когерентности и с учетом длины пути). На графиках рис. 4.4 это горизонтальная ось «Задержка, мкм».

Алиса ставит поляризатор на пути фотона 1 и это состояние поляризации должна передать Бобу, послав ему фотон №3. Для этого Алиса связывает состояния фотонов 1 и 2, посылая их с разных сторон на полупрозрачное зеркало. После зеркала стоят два детектора F1 и F2, совпадение отсчетов в которых Алиса фиксирует и сообщает Бобу по незащищенному проводу связи, что на данном импульсе накачки было совпадение

(F1,F2). На полупрозрачном зеркале происходит не только прохождение, но и отражение фотонов 1 и 2, они перепутываются и становятся квантово связанной парой, см. например, [Килин 1999]. Рассмотрение перестановочной симметрии фотонов показывает, что совпадение (F1,F2) будет происходить только в случаях, в таком состоянии связанной пары (1,2), при которых после фиксации поляризации одного из них у другого возникает противоположная²⁸ поляризация $|\Psi_{1,2}^-\rangle$. Это «антисимметричное состояние» пары фотонов, оно возникает в 25% случаев. Фотоны 2 и 3 по условиям их рождения в кристалле ВВО и формирования состояния $|\Psi_{2,3}^-\rangle$ также будут иметь противоположную поляризацию после того, как будет фиксирована поляризация одного из них. Поэтому в случае совпадения (F1,F2) поляризация (состояние фотона 3) станет таким же, как у фотона 1. Состояние фотона 3 становится определенным, а Боб измеряет его детекторами D1 и D2, настроенными на различные поляризации. Совпадение (F1,F2) а с ним и передача состояния происходит в среднем 1 раз на 4 случая прохождения фотона 1 через поляризатор. Канал передачи фотона 3 и будет каналом квантовой телепортации при наличии дополнительного открытого канала связи.

Экспериментальное доказательство телепортации состояло в анализе числа тройных совпадений - срабатываний «правильного» (D2) вместе с (F1,F2), и «неправильного» детектора (совпадение D1,F1,F2), см. рис. 4.4б. Сдвигалось зеркало, расположенное после нелинейного кристалла, и система проходила через состояние когерентности (возможности перемешивания состояний) фотонов 1 и 2 при некотором «нулевом» смещении, когда совпадало время прихода этих фотонов на полупрозрачное зеркало. Частота «неправильных» тройных совпадений (F1,F2,D1) резко падала почти до нуля, когда зеркало проходило состояние «нулевого» смещения. Судя по рис. 4.4б, корреляция очевидна.

То, что частота «правильных» совпадений (F1,F2,D2) при этом не менялась, не столь очевидно, но тоже соответствует теории. Вне области телепортации, при большом отклонении смещения от нулевого значения, фотоны 2 и 3 по-прежнему связаны, но для несвязанной пары 1, 2 работают классические вероятности: вероятность совпадения поляризации фотона 2 с фотоном 1 составляет 50%, вероятность для фотона 3 попасть в D2 тоже 50%, поэтому общая вероятность «правильных» тройных совпадений составляет 25% (как и «неправильных»). На рис. 4.4б видно, что вне области телепортации частота правильных и неправильных тройных совпадений, действительно, примерно одинакова. В области нулевой задержки фотон 1 «запутался» на полупрозрачном зеркале с фотоном 2, образуя суперпозицию 4-х состояний, каждое из которых при измерении имеет вероятность 25%. Схема совпадений (F1,F2) выбирает только одно, поэтому получаем вероятность 25%, как и вне области телепортации.

Телепортация ли это? Из описания видно, что телепортируется не сам объект (фотон), а его состояние, и происходит это не мгновенно, а после передачи информации по обычной линии связи.

²⁸ «противоположная» в смысле ортогональная в двумерном пространстве векторов состояния поляризации фотона. Это могут быть линейные поляризации вдоль ортогональных направлений при любом повороте системы координат вокруг волнового вектора фотона, или правая и левая круговые поляризации.

5. Связь математического описания и интерпретации квантово механических экспериментов

Разрыв между строгой математикой квантовой теории и возможностями наглядной интерпретации порождает множество около- и псевдонаучных высказываний. Посмотрим на эту ситуацию с нескольких точек зрения: глазами журналистов – популяризаторов науки (это текущая лента научных новостей), глазами физика-теоретика, который знает правильное математическое описание (используем цикл публикаций Д.Н. Клышко в УФН в 80-х и 90-х годах прошлого века, где все правильно, но не всё понятно для уровня курса общей физики) и глазами талантливого педагога физика-теоретика, который предложил свой последовательный подход к объяснению основных понятий квантовой физики на уровне курса общей физики («Фейнмановские лекции по физике»).

5.1. Журналистские «сенсации»

Исследования запутанного состояния продолжаются много лет и сопровождаются сенсационными заявлениями журналистов, см., например, статью 30 августа 2020 «A strong no-go theorem on the Wigner's friend paradox» . В русскоязычных новостях сообщение называлось «Физики обнаружили новый квантовый парадокс, ставящий под сомнение саму реальность». См. также:

02.09.2020 - <https://hi-news.ru/research-development/paradoks-vignera-chto-nuzhno-znat-o-dvojstvennosti-realnosti.html>;

27.10.2020 - <https://indicator.ru/physics/ne-verte-mne-ya-uchenyi.htm> ; - про книгу «Уродливая Вселенная: как поиски красоты заводят физиков в тупик». В своей книге научный сотрудник Франкфуртского института передовых исследований Сабина Хоссенфельдер объясняет, почему вот уже более четырех десятилетий человечество не видит существенных прорывов в физике: «математическая красота» вступает в противоречие с научной объективностью;

05.12.2020- <https://hi-news.ru/research-development/sushhestvuet-li-obektivnaya-realnost.html>;

15.02.2021

https://naukatv.ru/news/kvantovaya_teoriya_perevernula_nashi_predstavleniya_o_prichinakh_i_sledstviyakh?utm_campaign=main&utm_referrer=https%3A%2F%2Fpulse.mail.ru&utm_source=pulse_mail_ru .

В материалах последних лет обсуждаются более сложные эксперименты, чем описаны ранее, но природа сенсаций остается все той же – разрыв между математическим описанием квантово механических явлений и возможностями интерпретации. В конце журналистского изложения обычно возникает высказывание такого типа: «В общем и целом исследователи в очередной раз подтверждают – квантовая физика сродни магии.»

5.2. Пессимистический взгляд физика-теоретика

Используем цикл методических публикаций Д. Н. Клышко²⁹ в журнале «Успехи физических наук» в 80-х и 90-х годах прошлого века (1987, 1988, 1989, 1994, 1996, 1998).

Социальная функция науки состоит в объединении людей путем обмена знаниями, но на этом пути существует барьер непонимания. Очевидно, что природа непонимания лежит в том, что люди говорят на разных языках. Клышко в 1994г. систематизировал языки, которые используются для описания экспериментов квантовой оптики, см. рис. 5.1. Вот несколько цитат из его статей 1994 и 1998 годов:

Квантовый язык Q , дающий согласованные с экспериментом количественные предсказания, имеет несколько «диалектов» (Q_H , Q_S , Q_C). Трудность его освоения состоит в необходимости освоения сложных разделов математики.

Q - теория не дает никаких оснований для стандартных школьных выражений типа «свет состоит из фотонов», в справедливости которых уверено и подавляющее большинство физиков.

В квантовой физике можно выделить «минимальную» точку зрения, удовлетворяющуюся эффективностью вычислительных алгоритмов (её разделяет значительная часть физиков, указывая, что язык науки это математика). Это по существу отказ от попыток интерпретации.

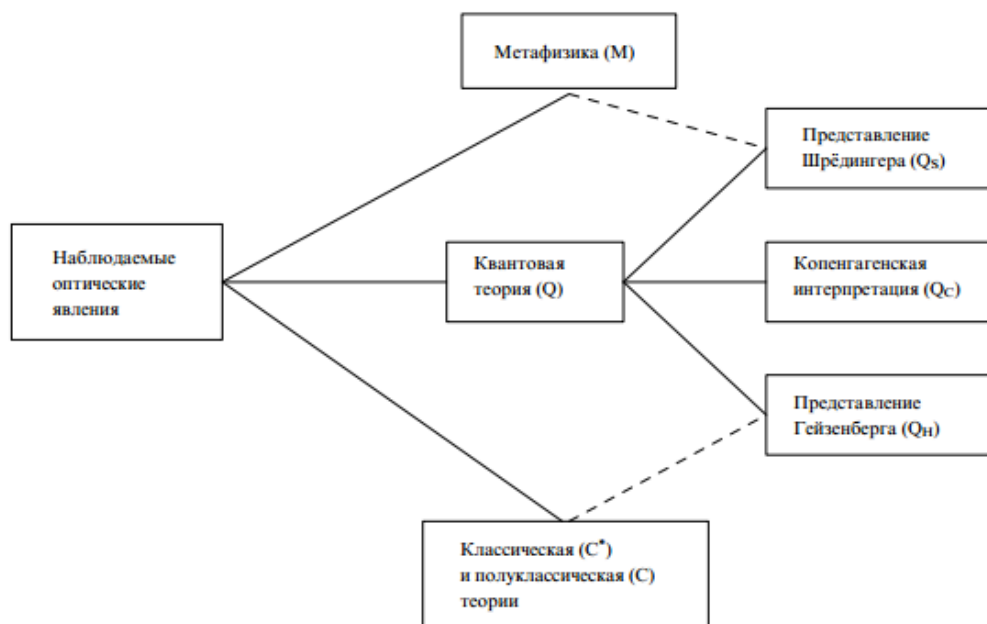


Рис. 1. Схема основных языковых групп, применяемых для описания оптических явлений

Рис. 5.1. [Клышко 1994]. Схема основных языковых групп, применяемых для описания оптических явлений.

²⁹ Давид Николаевич Клышко (1929-2000 г.г.) окончил физфак Горьковского госуниверситета. В 1947 г. он поступил на физфак МГУ, но вынужден был уйти из-за репрессированных родителей. В г. Горький он переехал с Е.П. Пешковой (первой женой М. Горького), в семье которой он воспитывался после ареста родителей [УФН т. 170, вып. 7, с. 806 (2000)].

Язык классической и полуклассической теории (C^* , C). Полуклассическое описание (язык C) базируется на полуклассической теории излучения. Последняя рассматривает вещество квантовым образом, а поле – классически, т.е. в виде суперпозиции « C -фотонов» – классических волновых пакетов с энергией $\hbar\omega$. По-видимому, почти все физики представляют световое поле состоящим именно из реально существующих C -фотонов, каждый из которых имеет определенные априорные свойства: спектральный состав, форму волновых фронтов, продольную и поперечную протяженности, поляризацию. Хотя демонстрационные эксперименты квантовой оптики показали неадекватность такой наглядной картины, классическая «ересь», усвоенная со школьных лет, с трудом поддается искоренению.

Классический язык C^* это язык классической статистической оптики, описывающий классические аналоги квантовых явлений, повторяющие наиболее существенные черты квантового эффекта. Языки C и C^* не претендуют на научное отражение физической реальности на квантовом уровне.

Метафизический язык M пытается дать традиционную реалистическую интерпретацию наблюдаемым явлениям и квантовому формализму с помощью, в основном, новых терминов, не имеющих строгого определения в Q - языке. Характерная черта – отсутствие четких однозначных определений и проверяемых утверждений, что сближает их с искусством как альтернативным способом отображения действительности. Метафизический язык основан на убеждении, что понятию «фотон» отвечают не только математические символы, но и некоторая «реальная» физическая сущность с какими-то априорными свойствами, и что любое электромагнитное поле излучения состоит из набора таких независимых (в приближении весьма слабой нелинейности вакуума) сущностей, подобно тому, как идеальный газ состоит из невзаимодействующих атомов. При этом обычно полагают, что окончательное выяснение «истинных» свойств M -фотона – вопрос лишь времени и усилий.

«Наивного реалиста», как и «метафизика», отличает любопытство: «что там происходит на самом деле?» «Прагматик» или «инструменталист» полагают такой подход не имеющим научного смысла, поскольку любой ответ на него нельзя «фальсифицировать», опровергнуть.

На сегодняшний день все, по-видимому, известные эксперименты количественно описываются стандартными алгоритмами квантовой теории и постулатом Борна. Согласно последнему для сопоставления с экспериментом достаточно вычислить проекцию вектора состояния системы на некоторый вектор, определяемый экспериментальной процедурой.

С другой стороны, нецелесообразно конечно отказываться от удобных, но не строго определенных понятий; речь может идти лишь об уточнении их статуса. Наглядность модельных представлений физики способствует планированию новых экспериментов, развитию интуиции, обнаружению новых эффектов. Здесь уместно вспомнить о плодотворной роли идей алхимиков, силовых линий Фарадея, различных моделей эфира. Известны также примеры превращения метафизики в физику (атомы, античастицы, кварки). Это обычный путь развития научного знания, бесконечного в своем развитии.

При решении частных задач квантовой оптики оптимальным, по-видимому, является использование М- или С-языка на первых и последних этапах: до и после более строгих модельных расчетов на Q-языке.

Общий вывод Клышко о нынешней ситуации звучит довольно пессимистично [Клышко 1994]: ««Железный занавес» между классическим и квантовым мирами остается непроницаемым и квантовая оптика здесь так же бессильна, как и остальные направления квантовой физики. М-фотон, как и 60 лет назад, остается «вещью в себе», и мы по-прежнему играем роль обитателей платоновской пещеры, наблюдающих лишь тени или проекции квантового мира».

Конечно, для ученых эта ситуация не означает тупика в развитии. Если будут созданы новые теории, и они будут подкреплены экспериментами, то ученые примут их и встроит в систему научного знания. Например, в упомянутой выше книге Сабины Хоссенфельдер автор упоминает о проблеме, общей для запутанных состояний, разнесенных в пространстве частей системы – мгновенность «воздействия». Для её решения предлагаются даже такие экзотические объяснения, как «червоточина» в пространстве-времени типа «кротовья нора». Хуан Мальдасена и Леонард Сасскинд [объявили](#), что запутанные частицы соединены так называемыми кротовыми норами — деформациями пространства-времени, столь сильными, что две прежде не связанные друг с другом области оказываются соединены коротким туннелем. Нелокальность тогда перестает быть «жуткой», а пространство и время и наша Вселенная оказываются пробуравлены кротовыми норами. «Может, они и правы» — пишет Сабина Хоссенфельдер. «Это интересная новая идея. Если природа действительно так устроена, это стало бы ошеломительным открытием. И оно так славно согласуется со всеми предыдущими результатами.» Из работ Клышко однако следует, что это слишком примитивное решение, относящееся к метафизическому М- языку. К представлению об М-фотонах добавляется некоторое физическое поле, которое их связывает. И теория, и эксперимент в настоящее время показывают, что между частями запутанной и разнесенной в пространстве-времени системы невозможна мгновенная передача информации. Отсюда, по мнению Клышко, следует, что нет и физических полей, связывающих части запутанной системы. К тому же, как мы видели в предыдущих разделах, запутанность во многих случаях может проявляться на стадии обработки эксперимента, через любое время после его окончания.

5.3. Оптимистичный прагматизм Ричарда Фейнмана

Возникает вопрос: как же удастся обучать студентов квантовой механике, когда не сформирована наглядная интерпретация её математической сущности? Многие считают (см., например, [Englert 1999]), что демонстрационные опыты квантовой оптики очень полезны для обучения студентов, поскольку все сложные вопросы возникают при обсуждении измерений квантовых объектов и их можно обсудить во вводном курсе квантовой механики.

Нетрудно заметить, что подобный подход, фактически, уже был последовательно разработан и описан в широко известных «Фейнмановских лекциях по физике».

С самого начала в Фейнмановских лекциях в качестве аксиоматики формулируются основные законы квантовой механики, даются примеры того, как они работают, и как

математически выражаются. Далее строится цельное здание квантовой теории на уровне вводного курса общей физики. Затем обсуждаются сложные явления, например, запутанное двухфотонное состояние [Ф. вып.9, гл. 16, §3], которое возникает при аннигиляции электрона и позитрона.

Установив линейный поляризатор (под произвольным углом) и зарегистрировав прошедший в одну сторону фотон, мы можем точно предсказать линейную поляризацию «улетевшего» в другую сторону фотона связанной пары. Фейнман проводит простое вычисление, проектируя вектор состояния пары на конечное состояние³⁰, и говорит: *«Многих людей, изучающих квантовую механику обычным (старомодным) способом, это обстоятельство очень волнует. Им хотелось бы считать, что когда фотон излучается, он движется как волна определенного характера ..., должен быть определенный шанс поймать его либо в x-, либо в y-счетчике, и что этот шанс не должен зависеть от того, что обнаруживает другой человек у совершенно другого фотона. ... Но если описать положение вещей так, как это было сделано у нас, то вообще нет никакого парадокса; вполне естественно получается, что то, что измеряется в одном месте, коррелировано с тем, что измеряется в другом.*

Если вы все еще не удовлетворены и считаете это «парадоксом», то покажите, что это действительно парадокс: придумайте такой воображаемый опыт, для которого теория квантовой механики двумя различными рассуждениями предсказала бы два несогласующихся результата. В противном случае «парадокс» - это всего лишь конфликт между тем, что есть на самом деле, и вашим ощущением того, какой «полагалось бы быть» реальной природе.

Вы считаете, что это не «парадокс», но что это все же очень странно? С этим мы все можем согласиться. Именно это и делает физику столь захватывающе интересной.

³⁰ см. Приложение Б

ПРИЛОЖЕНИЯ

Приложение А. Генерация запутанной пары фотонов в кристалле ВВО

Во многих экспериментах нелинейный оптический кристалл ВВО под действием определенным образом направленного импульса ультрафиолетовой накачки порождает пару квантово связанных фотонов. Фотоны разлетаются под некоторыми углами, определенными условиями фазового синхронизма в кристалле. Рассмотрим подробнее это интересное явление.

Кристаллы бета-бората бария $\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$ хорошо известны, они применяются при генерации второй и последующих гармоник, и предлагаются несколькими фирмами, см. результат запроса.

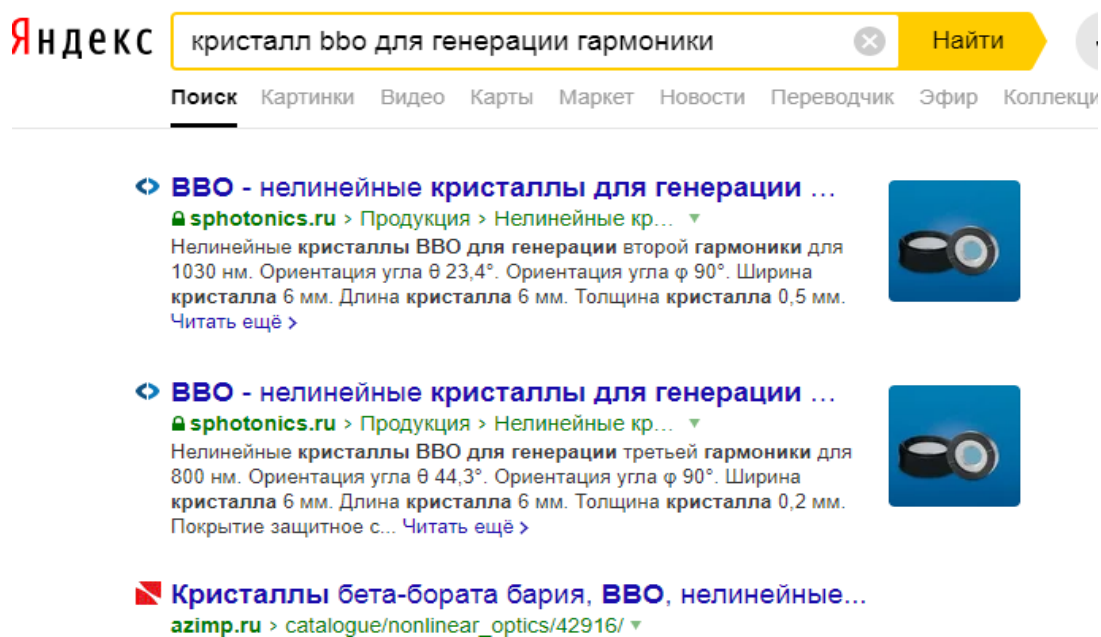


Рис. А1. Результат запроса, начало списка.

А.1. Общие свойства

Приведем таблицу свойств кристалла ВВО.

Property	Value
Chemical formula	BaB_2O_4
Crystal structure	trigonal, 3m
Lattice Parameter	$a=b=12.532\text{\AA}, c=12.717\text{\AA}, Z=6$
Mass density	3.85 g/cm^3
Moh hardness	4
Melting point	About 1095°C

Thermal conductivity	1.2 W/m/K ($\perp c$); 1.6 W/m/K ($//c$)
Thermal expansion coefficient	$\alpha, 4 \times 10^{-6} /K$; $c, 36 \times 10^{-6} /K$
Birefringence	negative uniaxial

Оптические свойства

Property	Value
Transparency Range	189 — 3500 nm
Absorption Coefficient	$\alpha < 0.1\%/cm$ @ 1064nm
RefractiveIndices	
at 1.0642 μm at 0.5321 μm at 0.2660 μm	$n_e = 1.5425, n_o = 1.6551$ $n_e = 1.5555, n_o = 1.6749$ $n_e = 1.6146, n_o = 1.7571$
Sellmeier Equations(λ in μm)	$n_o^2(\lambda) = 2.7359 + 0.01878/(\lambda^2 - 0.01822) - 0.01354\lambda^2$ $n_e^2(\lambda) = 2.3753 + 0.01224/(\lambda^2 - 0.01667) - 0.01516\lambda^2$
SHG Phase Matchable Range	409.6 ~ 3500nm (Type I); 525 ~ 3500nm (Type II)
NLO coefficients	$d_{11} = 5.8 \times d_{36}(KDP)$; $d_{31} = 0.05 \times d_{11}$; $d_{22} < 0.05 \times d_{11}$
	$d_{eff}(I) = d_{31} \sin \theta + (d_{11} \cos 3\varphi - d_{22} \sin 3\varphi) \cos \theta$
	$d_{eff}(II) = (d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\theta) \cos 2\theta$
Therm-Optic Coefficients	$dn_o/dT = -9.3 \times 10^{-6}/^\circ C$
	$dn_e/dT = -16.6 \times 10^{-6}/^\circ C$
Electro-Optic Coefficients	$g_{11} = 2.7 \text{ pm/V}$, g_{22} , $g_{31} < 0.1 g_{11}$
Half-Wave Voltage	48 KV (at 1064 nm)
Damage Threshold	

at 1.064 μm	5 GW/cm ² (10 ns); 10 GW/cm ² (1.3 ns)
at 0.532 μm	1 GW/cm ² (10 ns); 7 GW/cm ² (250 ps)

Описание генерации связанных фотонов, когда оно приводится, выглядит следующим образом. В кристалле с квадратичной нелинейностью ультрафиолетовый фотон накачки (например, 351 нм – Ar- лазер) распадается на два фотона 702 нм (ИК) при выполнении условий «фазового синхронизма». Это условие выполняется для направлений, где равны фазовые скорости УФ и ИК фотона, то есть равны показатели преломления. В анизотропном кристалле это в некоторых случаях возможно, поскольку в одном и том же направлении распространяются 2 луча – обыкновенный (О) и необыкновенный³¹ (Е) с различными показателями преломления³². Е-луч УФ излучения может иметь коэффициент преломления такой же, как О-луч ИК излучения. В более общем случае направления фотона накачки и дочерних фотонов могут быть различными, но сумма (векторная) импульсов дочерних фотонов равняется импульсу фотона накачки по закону сохранения импульса. Кроме того, сохраняется, конечно, и энергия, что ведет к связи частот: $\hbar\omega_0 = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$. Один из дочерних может быть О-фотоном, а другой Е-фотоном (фазовый синхронизм второго типа). Варианты решений образуют конус О-фотонов и конус Е-фотонов. На **рис. А2** показана схема (а) и фотография (б) с накоплением множества реализаций распада УФ- фотона, полученная с фильтром на 702 нм. Есть особые направления пересечения конусов О и Е- конусов, точки 1 и 2 на рисунке. В этих направлениях и реализуется смешанное (квантово запутанное по поляризации, а также по импульсу, энергии, времени и месту рождения) состояние дочерних фотонов. Пока они «летят» их поляризация не определена, но как только один из них зарегистрирован как О, то второй должен быть Е-фотоном, и наоборот.

Однако более внимательный взгляд на картинку показывает, что внутри кристалла описанный механизм невозможен.

³¹ обычно используют малые буквы о и е (ordinary, extraordinary), мы используем большие для выделения на письме.

³² Электромагнитная волна поперечная, направление электрического поля в О и Е- лучах разное.

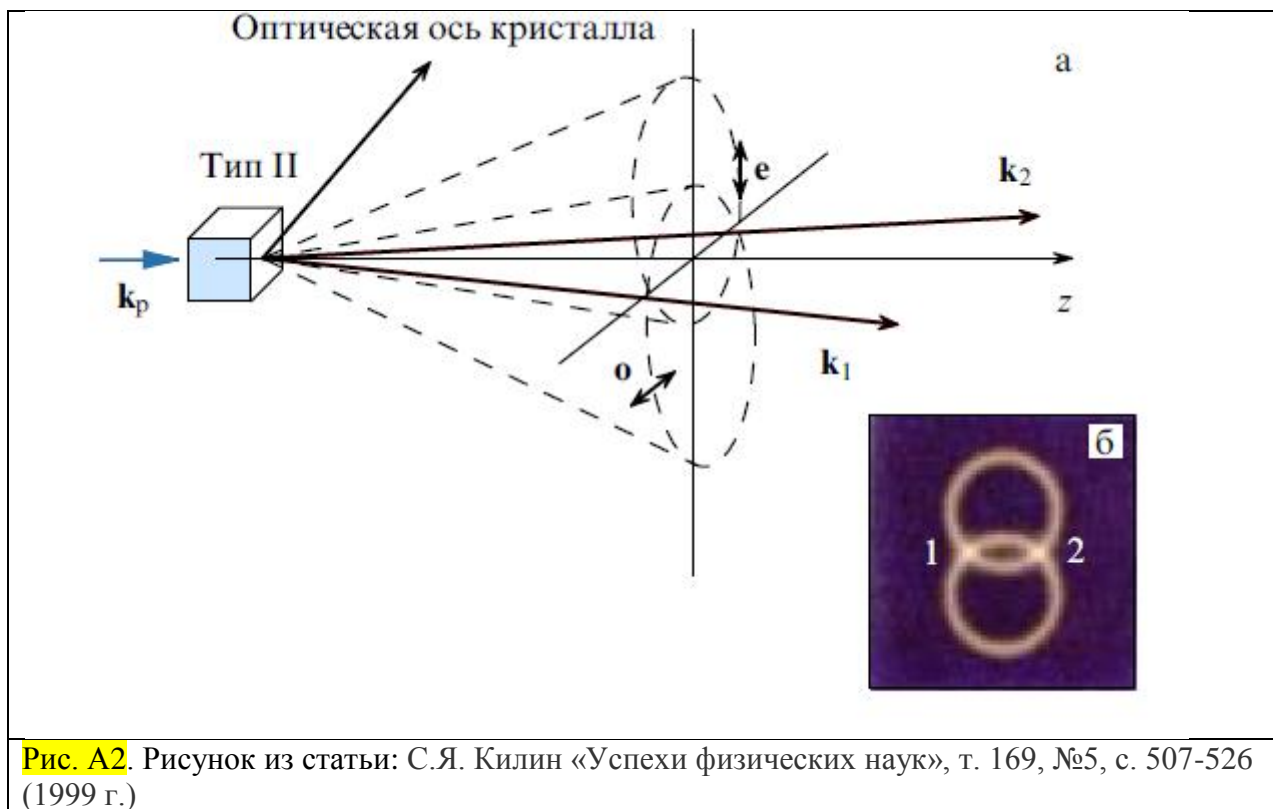
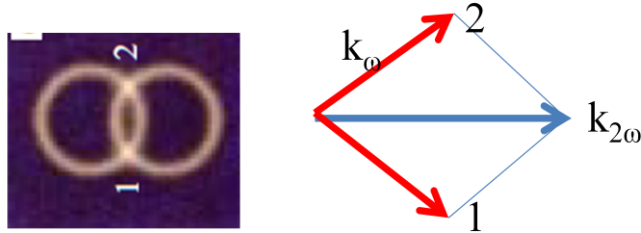


Рис. А2. Рисунок из статьи: С.Я. Килин «Успехи физических наук», т. 169, №5, с. 507-526 (1999 г.)

Действительно, для этого два дочерних фотона должны отклоняться на равные углы от порождающего, см. **рис. А3**. Однако коэффициенты преломления О и Е дочерних фотонов различаются, модули волновых векторов различаются ($k = n \cdot \omega / c$), поэтому условие сохранения импульса ($\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$) не может выглядеть как ромб с исходным волновым вектором по диагонали. В результате, О и Е фотоны не могут перемешиваться внутри кристалла в таком эксперименте.

«Распад» фотона на 2:

- сохранение энергии $\hbar(2\omega) = \hbar\omega + \hbar\omega$
- сохранение импульса $\hbar\mathbf{k}_1 + \hbar\mathbf{k}_2 = \hbar\mathbf{k}_3$



Однако $|\mathbf{k}| = n_{\omega}\omega/c$; $|\mathbf{k}_o| \neq |\mathbf{k}_e|$

Геометрия в кристалле

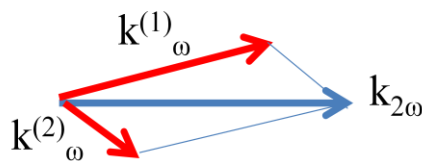


Рис. А3. Невозможность генерации внутри кристалла двух связанных фотонов типа «о» и «е», разлетающихся на равные углы от направления накачки.

Для решения этой загадки необходимо вспомнить кристаллофизику.

А.2. Двулучепреломление в одноосных кристаллах

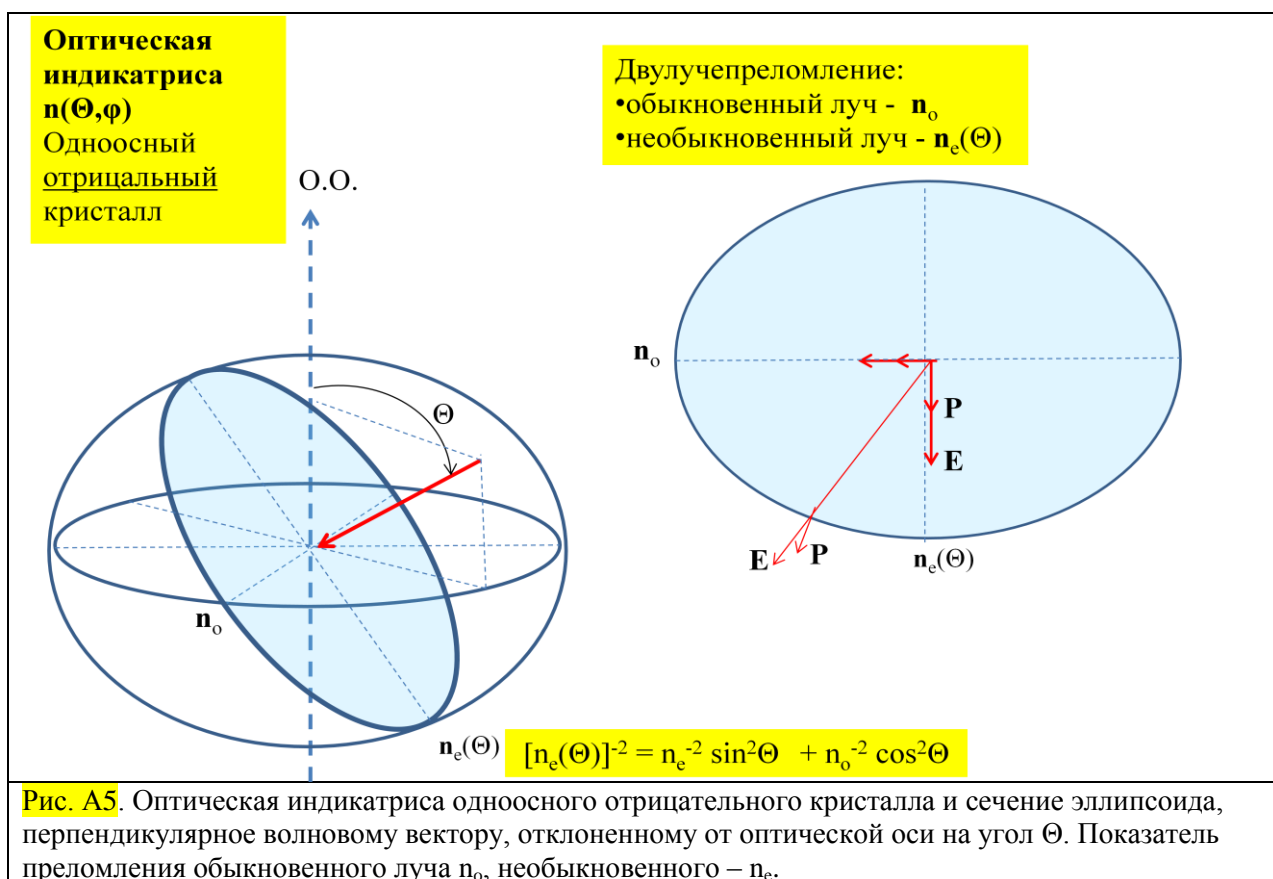
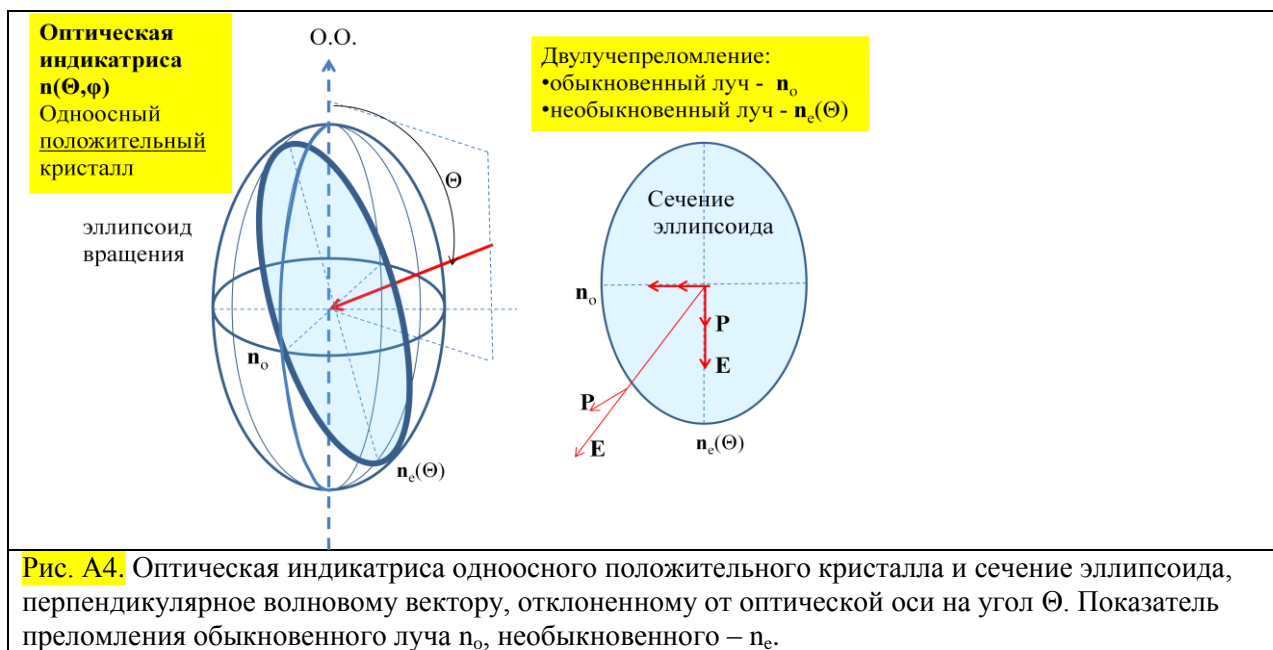
Как известно, распределение показателей преломления по направлениям в анизотропном кристалле описывает оптическая индикатриса. Оптическая индикатриса одноосного кристалла это эллипсоид вращения. Вращение идет вокруг оптической оси. Показатели преломления обыкновенного (n_o) и необыкновенного луча (n_e) находятся как главные оси эллипса в сечении оптической индикатрисы, перпендикулярном волновому вектору³³, рис. А4. В «положительном» кристалле $n_e \geq n_o$, рис. А4, в «отрицательном», каким является ВВО, $n_o \geq n_e$, рис. А5.

Показатель преломления необыкновенного луча зависит от угла отклонения луча от оптической оси (Θ):

$$[n_e(\Theta)]^{-2} = N_e^{-2} \sin^2 \Theta + n_o^{-2} \cos^2 \Theta ,$$

где N_e - длина главной оси эллипсоида оптической индикатрисы вдоль оптической оси.

³³ В этих направлениях порождаемое в кристалле поле поляризации \mathbf{P} параллельно внешнему полю \mathbf{E} падающей волны линейно поляризованного излучения, поэтому их сумма параллельна внешнему полю, рис. А4. (Вектор \mathbf{P} идет по нормали к линии эллипса, см. рис. А4, А5 справа.)



Оптические поляризаторы на основе двулучепреломления

В экспериментах с регистрацией отдельных фотонов используются хорошо известные в оптике приборы – поляризаторы. Кратко напомним их действие и введем обозначения.

В качестве линейного поляризатора будем для определенности представлять себе призму из нелинейного кристалла с прорезью, заполненной клеящим составом, рис. **A6**, [Г.С. Ландсберг. Оптика.]. Разделение обыкновенного и необыкновенного лучей происходит

Линейный поляризатор

The diagram illustrates a linear polarizer. On the left, a 3D perspective view shows a rectangular prism labeled "призма" (prism) with a diagonal internal layer labeled "прослойка" (layer). An unpolarized light beam (red arrow) enters from the left, and a polarized beam (red arrow) exits to the right, with a reflected component (red arrow) shown below the prism. To the right, a 2D schematic shows the prism as an oval with a diagonal line representing the "Плоскость поляризации" (plane of polarization). The angle between the incident light direction and the polarization plane is labeled φ . Further right, a vertical rectangular symbol represents the polarizer, labeled "P45°" and " $\varphi=45^\circ$ ".

призма

прослойка

Обозначения

φ

Плоскость поляризации

P45°
 $\varphi=45^\circ$

Рис. А6. Линейный поляризатор в виде призмы из нелинейного кристалла с внутренней прослойкой и варианты его условных изображений.

		ЛЕВЫЙ ВИНТ		ПРАВЫЙ ВИНТ
x	$\cos(\omega t)$	$\cos(\omega t)$	$\cos(\omega t)$	$\cos(\omega t)$
y	$\cos(\omega t)$	$\cos(\omega t + \pi/2) = -\sin(\omega t)$	$-\cos(\omega t)$	$\cos(\omega t - \pi/2) = \sin(\omega t)$
E_x	1	1	1	1
E_y	1	$\exp(i \pi/2)$	-1	$\exp(-i \pi/2)$
Сдвиг по y	0	$\lambda/4$	$\lambda/2$	$-\lambda/4$

Рис. А7. Круговая поляризация как векторная сумма двух линейно поляризованных колебаний по осям x и y со сдвигом по фазе. Воспроизведена часть таблицы из [Ф вып. 3, гл. 33, §1].

38

Круговой поляризатор

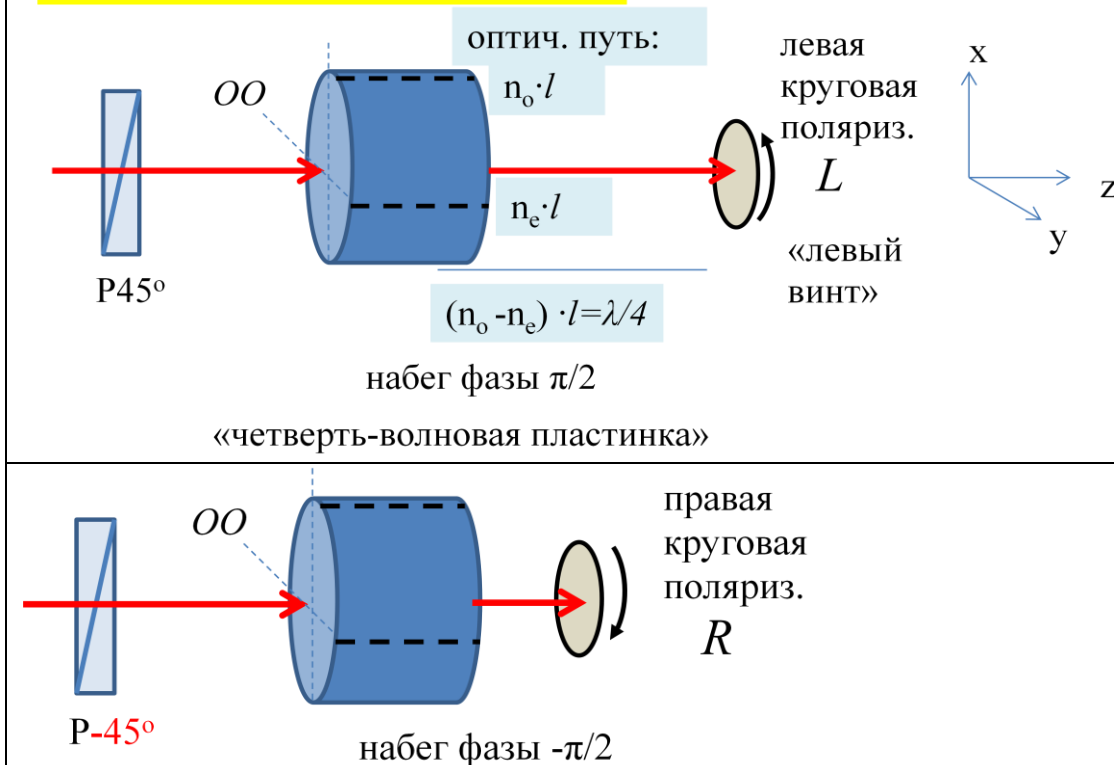


Рис. А8. Круговой поляризатор. Сначала линейный поляризатор создает линейную поляризацию в плоскости под углом 45° к главным осям эллипса в сечении оптической индикатрисы одноосного отрицательного кристалла. На толщине нелинейного кристалла происходит набег фазы необыкновенного луча на $\pi/2$, четверть волны, относительно обыкновенного (верхний рисунок). Такая пластинка нелинейного кристалла называется «четверть-волновой». Если повернуть на 90° линейный поляризатор, или $\lambda/4$ -пластинку (нижний рисунок), то левая круговая поляризация сменится на правую.

Иногда главные оси поляризации на $1/4\lambda$ -пластинке называют «быстрая» и «медленная» ось по скорости распространения волны с соответствующей этой оси поляризацией. Дополнительный набег фазы происходит для медленной оси, поскольку скорость меньше, длина волны меньше (показатель преломления больше), и на толщине пластинки умещается большее число длин волн.

А.3. Генерация второй гармоники и условия волнового синхронизма

Начнем с явления генерации второй гармоники, хорошо описанного в учебниках, см., например, краткое описание теории и многочисленные задачи в [Переломова и Тагиева]. Луч, направленный на кристалл определенным образом, порождает излучение удвоенной частоты в том же направлении. Для этого нужна не только нелинейность диэлектрической проницаемости, но и сохранение фазовых соотношений порождающей волны и результирующей на всей длине кристалла. Для этого должны совпадать показатели преломления на исходной и удвоенной частоте. В анизотропном кристалле это бывает возможно, поскольку в одном направлении распространяются 2 луча – обыкновенный (О) и необыкновенный (Е) с различными показателями преломления.

Зная зависимость показателей преломления О- и Е- лучей от длины волны (табл. А2) и зависимость $n_e(\Theta)$, легко найти угол $\Theta_{\text{синхр.}}$, при котором $n_e(\Theta) = n_o$, см. рис. А9. Для кристалла ВВО и накачки 702 нм получаем $\Theta_{\text{синхр.}} = 33,5^\circ$. Два направленных под этим углом ИК фотона типа О порождают один Е- фотон УФ излучения. В пространстве эти направления образуют конус с осью вращения конуса вдоль оптической оси, см. рис. А9, и полураствором $\Theta_{\text{синхр.}}$.

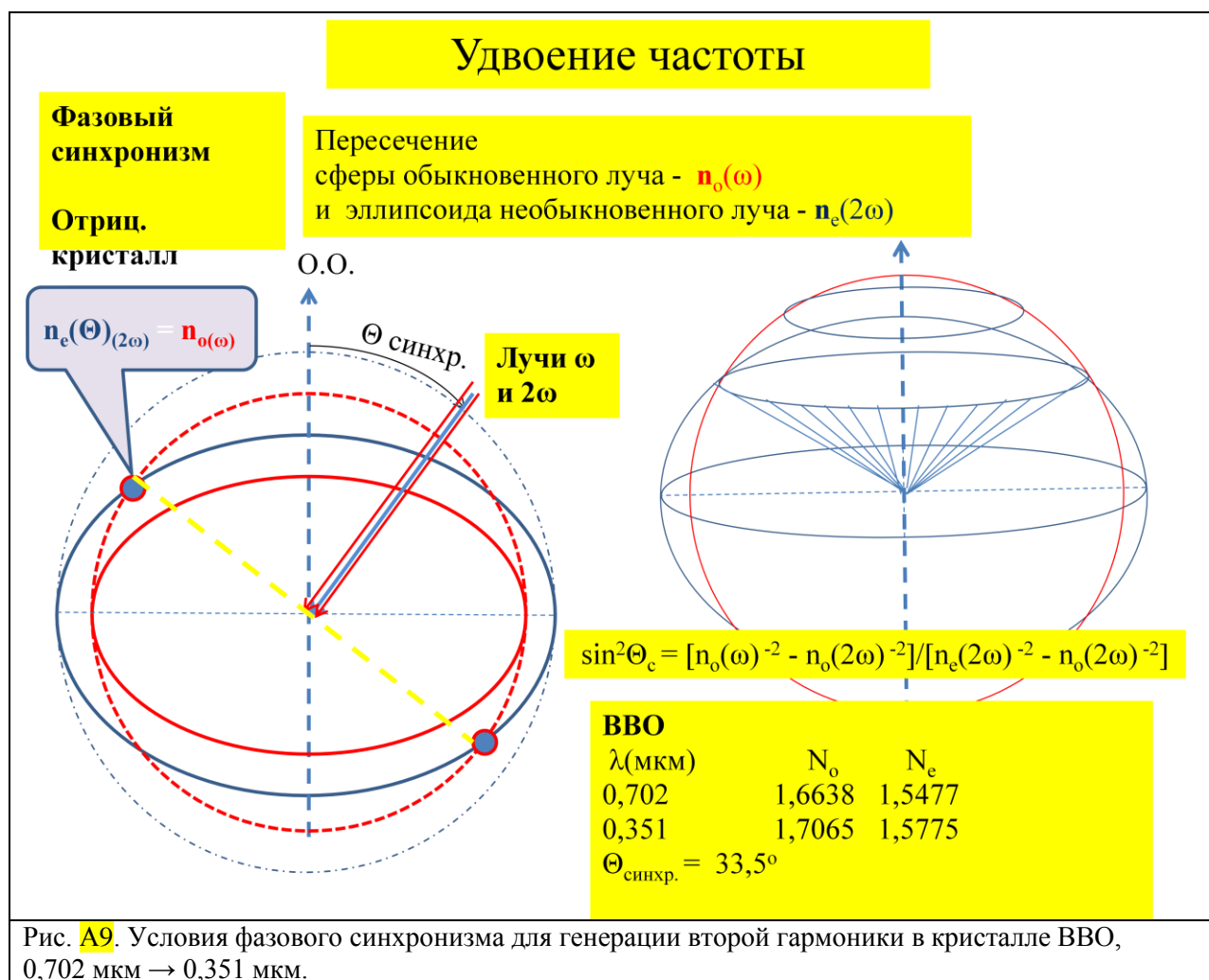


Рис. А9. Условия фазового синхронизма для генерации второй гармоники в кристалле ВВО, 0,702 мкм \rightarrow 0,351 мкм.

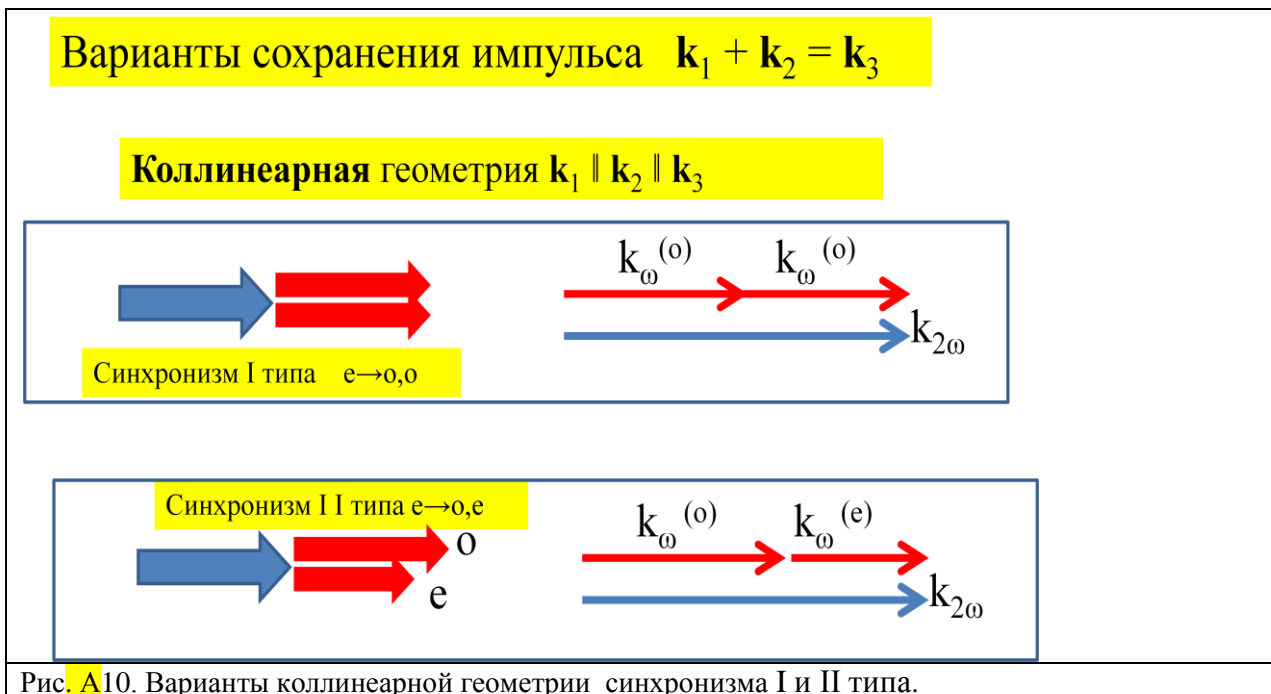
В этом же направлении в кристалле возможно и обратное явление – «распад» УФ фотона на два ИК фотона.

А.4. Параметрическая двухфотонная генерация. Коллинеарная геометрия

Фазовый синхронизм I и II типа

Перейдем от удвоения частоты к параметрическому распаду фотона. Изменение направлений импульса всех фотонов на противоположное не нарушает законов сохранения импульса и энергии, поэтому найденный для ВВО угол синхронизма будет

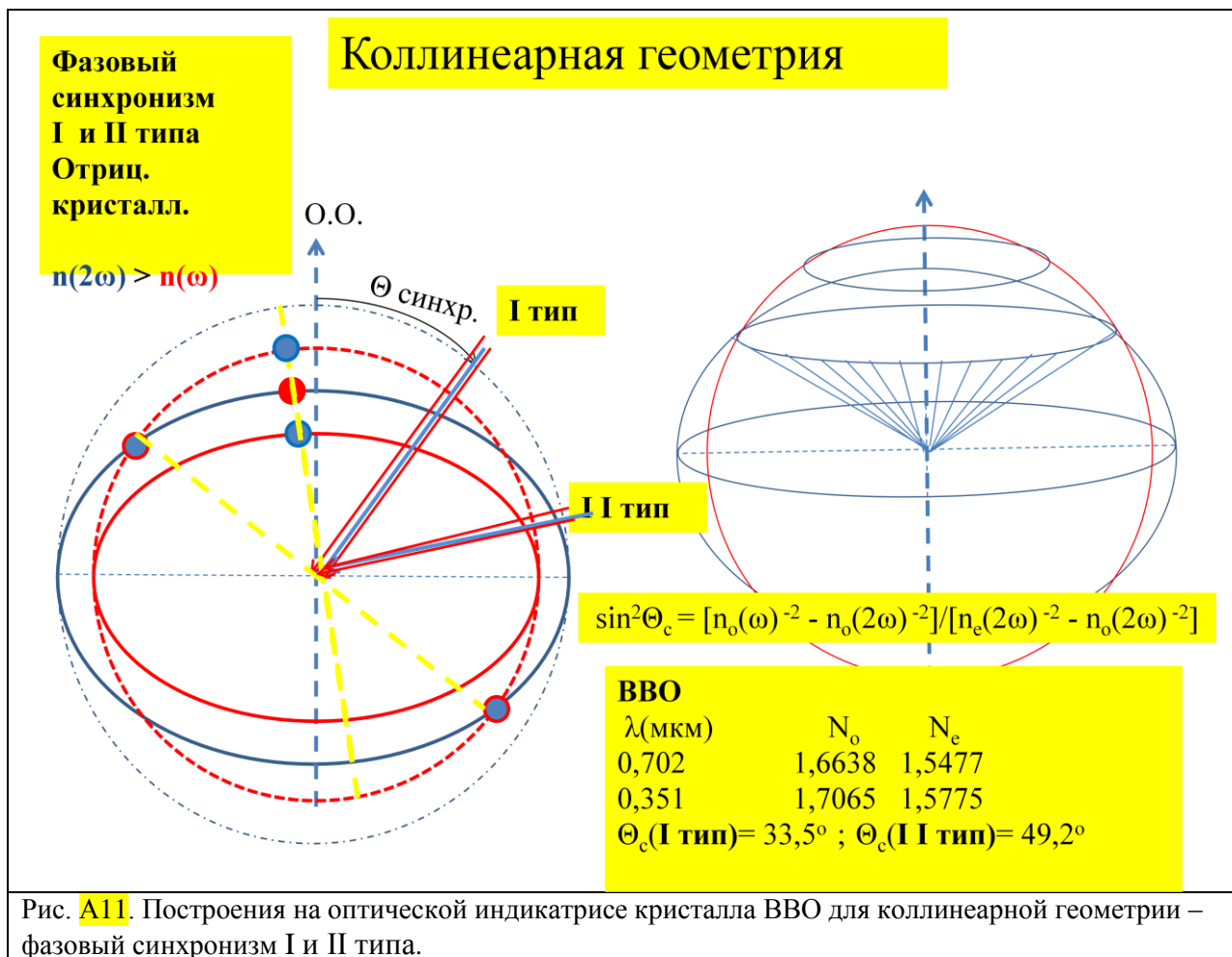
также и углом при котором УФ фотон распадается³⁴ на два ИК- фотона одного типа (О). Это простейшая коллинеарная геометрия – все импульсы одинаково направлены. Случай двух дочерних фотонов одного типа называется «фазовый синхронизм I типа», см. рис. A10 вверху.



Возможен и другой вариант - дочерние фотоны разного типа (фазовый синхронизм II типа), фотоны имеют различающиеся импульсы, но в сумме дают импульс фотона накачки, рис. A10, внизу. Этот случай легко проиллюстрировать на оптической индикатрисе, рис. A11. При увеличении угла Θ коэффициент $n_e(\Theta)$ УФ фотона становится меньше, чем n_o у ИК- фотона, и при некотором угле эта разность равна разности $(n_e(\Theta)_{2\omega} - n_e(\Theta)_\omega)$ – условие сохранения импульса выполняется. В кристалле ВВО это

³⁴ «Согласно Клышко, с квантовой точки зрения спонтанный параметрический распад (СПР) объясняется спонтанным распадом фотона накачки на пару фотонов с меньшей энергией в результате взаимодействия с атомами нелинейного кристалла. Наличие в названии слова «спонтанное» означает, что СПР может трактоваться как процесс рассеяния света на нулевых флуктуациях электромагнитного вакуума в нелинейной среде за счет ее квадратичной по полю оптической восприимчивости. Термин «параметрический» означает, что в результате взаимодействия не происходит обмена энергией между полем и средой, т. е. среда остается в исходном состоянии, а энергия, которую теряет поле накачки, равна энергии, которую приобретает поле рассеяния. Это означает, что нелинейная среда остается прозрачной и описывается действительным тензором квадратичной восприимчивости. Итак, при СПР моды сигнального и холостого полей находятся изначально в вакуумном состоянии, а само явление можно рассматривать как процесс параметрического усиления вакуумных флуктуаций сигнального и холостого полей, которые можно рассматривать как шумы параметрического усилителя, когда в модах рассеянного поля появляются пары коррелированных фотонов, называемых бифотонами» [Самарцев В. В. Коррелированные фотоны и их применение. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014].

происходит при $\Theta_c(\text{II тип}) = 49,2^\circ$, накачка - 351 нм. Генерируется квантово запутанная пара фотонов, но они летят в одном направлении, что затрудняет их использование³⁵.



A.5. Копланарная геометрия

Для использования квантово запутанной пары более удобна схема, где фотоны разделены в пространстве и распространяются в различных направлениях. При удвоении частоты такой случай фазового синхронизма не применяется, а при параметрическом распаде фотона вполне возможен. На рис. A12 показаны схемы фазового синхронизма с различными направлениями дочерних фотонов. По условию сохранения импульса все три фотона лежат в одной плоскости – это копланарная схема.

³⁵ Разделить их можно на О и Е фотоны за счет различия коэффициентов преломления, но после этого они перестают быть квантово запутанной по поляризации парой. В качестве пары, запутанной по импульсу такая схема вполне применима. Один фотон регистрируют в качестве «сигнального», а второй будет «информационным».

Варианты сохранения импульса $k_1 + k_2 = k_3$

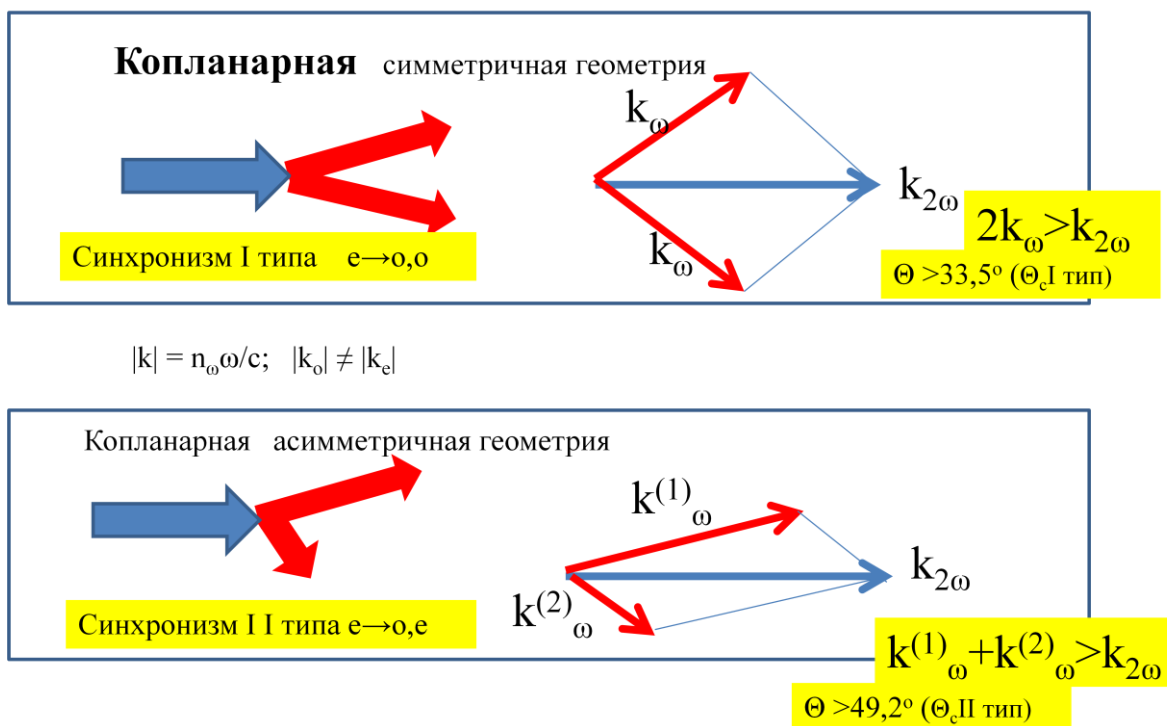
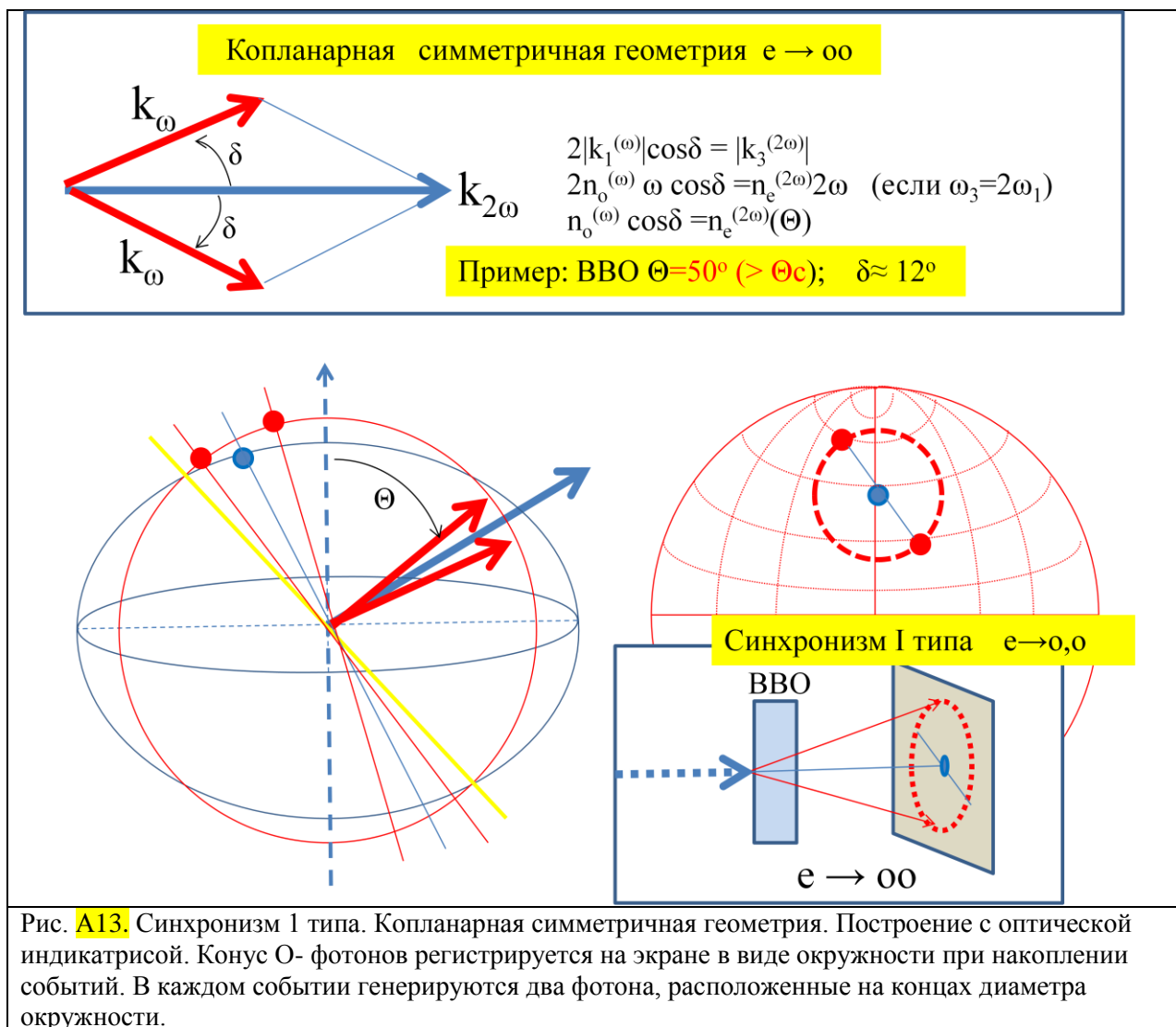


Рис. A12. Варианты неколлинеарной геометрии синхронизма I и II типа.

Проиллюстрируем на оптической индикатрисе случай симметричной геометрии – синхронизм I типа, рис. A13. Видно, что для каждого угла $\Theta > \Theta_c$ можно найти угол δ , на который дочерние фотоны отклоняются от фотона накачки. Поскольку для О-лучей коэффициент преломления не зависит от направления, то все варианты их направлений образуют круговой конус с осью на луче накачки, рис. A13. На экране после кристалла ВВО при накоплении событий конус О- фотонов регистрируется в виде окружности. В каждом событии генерируются два фотона, расположенные на концах диаметра окружности. Дочерние фотоны имеют одинаковую поляризацию, поэтому запутанного по поляризации состояния не образуется. Фотоны связаны, это «бифотонное поле», они коррелированы по энергии, по направлению импульсов, по месту и моменту рождения (пара фотонов рождается с неопределенностью, равной времени когерентности излучения накачки или длительности импульса накачки). Однако в данном случае не создается запутанное по поляризации состояние пары.



В диссертации **Допфер** использован другой нелинейный кристалл - иодат лития (α -LiIO₃), и срез кристалла под $\theta=90^\circ$ к оптической оси, при котором в LiIO₃ реализуется фазовый синхронизм типа 1. Коэффициенты преломления приведены в диссертации на стр. 135:

λ	n_o	n_e
351.1 nm	1.9875	1.8134
702.2 nm	1.8741	1.7293

Кристалл оптически отрицательный, при срезе 90° сечение оптической индикатрисы идет вдоль оптической оси, n_e здесь равно главному значению, 1,7293 для 702 нм; n_o для 351 нм равно 1,9875, поэтому из формулы на рис A.13 находим, что фотоны 1 и 2 разлетаются под углами $\delta=14^\circ$ к оси пучка накачки. Образуется целый конус возможных направлений с углом раствора 28° . Два фотона всегда рождаются в противоположных точках конуса. Выбираются ограниченные участки конуса, эффективность источника около 10^{-4} .

К сожалению, в диссертации Допфер имеются погрешности при описании условий синхронизма. Ошибочен рис. 2.1, см. внизу, где не учтено, что электрическое поле волны направлено перпендикулярно волновому вектору, поэтому условия фазового синхронизма должны выполняться в сечении индикатрисы, перпендикулярном волновому вектору, а не вдоль волнового вектора.

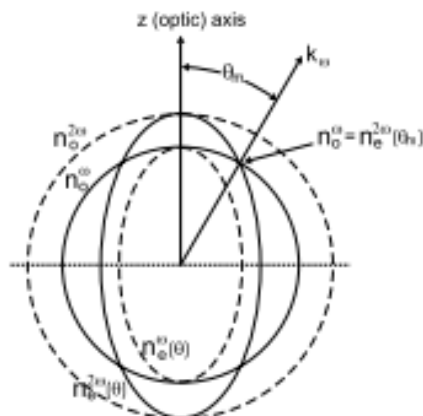


Abbildung 2.1.: Brechungsindizes in einem doppelbrechenden Medium für ordentliche und außerordentliche Polarisation

Копланарная асимметричная геометрия

В случае асимметричной геометрии, когда реализуется синхронизм II типа, рис. A12 внизу, дочерние фотоны отклоняются от фотона накачки на разные углы, однако оказывается, что можно так подобрать угол Θ , что после преломления на границе, после выхода из кристалла ВВО, направления О и Е фотонов совпадут, и в этом случае появляются запутанные по поляризации состояния фотонов. Это и составляет решение «загадки», поставленной ранее, после рис. A3.

Эту немаловажную деталь обычно не вспоминают, и даже в оригинальной статье [PRLett. 75, 24, 4337, 1995] эта деталь вынесена в список литературы, где в ссылке №20 сказано: «Детали вычисления вектора фазового синхронизма в ВВО [P.G. Kwiat. Ph. D. thesis. Univ. of Calif. at Berktele. 1993] показывают, что точное наложение возможно только вне кристалла как результат закона Снелиуса.» В самом тексте статьи приведен результат: кристалл срезан с наклоном на $49,2^\circ$ от оптической оси (это угол коллинеарного синхронизма II типа) плюс $0,72^\circ$. Действительно, если рассчитать для дочерних О и Е фотонов углы отклонения от пучка накачки при таком срезе, то получим $1,538^\circ$ и $1,606^\circ$ внутри кристалла ($\lambda = 702$ нм, $\Theta = 49,64^\circ$ внутри кристалла). Разница составляет $0,068^\circ$, и на столько же различаются углы преломления О и Е фотонов на границе, см. схему на рис. A14. После преломления на границе два фотона идут отклоненными от луча накачки на $2,56^\circ$. Получается, что запутанная пара фотонов формируется только после их выхода из кристалла.

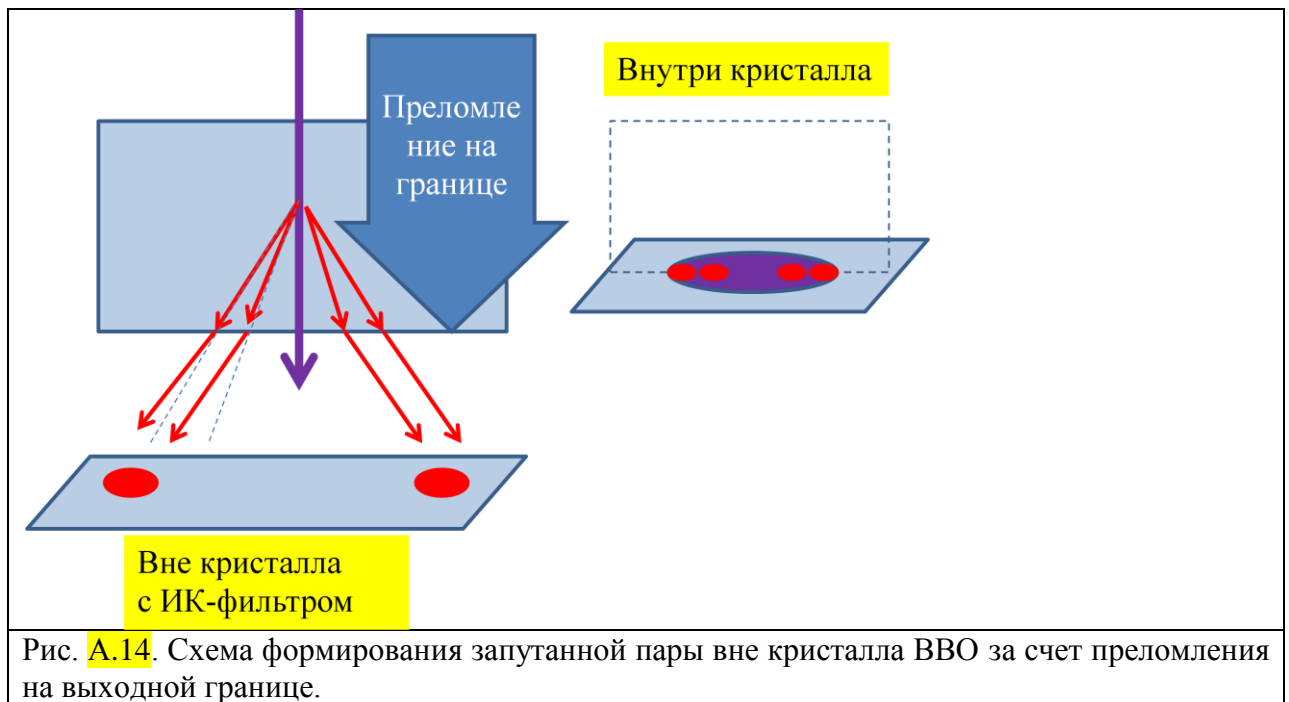


Рис. A.14. Схема формирования запутанной пары вне кристалла ВВО за счет преломления на выходной границе.

Видно также, что длина пути О- и Е-фотонов внутри кристалла различается, что может привести к подавлению запутанности в случае толстого кристалла. Для преодоления этого эффекта в статье [Kwiat 1995], где кристалл ВВО имел толщину 3 мм, на пути двух дочерних фотонов устанавливали компенсационные кристаллы ВВО половинной толщины, повернутые таким образом, что разность оптических путей компенсируется.

Приложение Б. Как описывается состояние запутанной пары фотонов

Б.1. Фотоны в состоянии типа «смесь», «суперпозиция» и «запутанная пара»

Круговая и линейная поляризация фотона

Описание круговой поляризации для световой волны в классической оптике выглядит несколько более сложно, чем для линейной поляризации. Однако для единичного фотона это не так. Спин фотона может быть только $+1$ или -1 , и момент количества движения – только $+\hbar$, или $-\hbar$. Что же тогда представляет собой линейная поляризация единичного фотона, для которой момент равен нулю? Сомневаться в существовании линейной поляризации фотона не приходится, поскольку пучок фотонов ведет себя как волна. Поставим линейный x - поляризатор, а за ним y - поляризатор – ни один фотон не пройдет, значит, все они имели x - поляризацию. С точки зрения квантовой механики момент количества движения линейно поляризованного фотона не определен [Ф], а при его измерениях будет случайным образом получена величина $+\hbar$, 50% случаев, или $-\hbar$, тоже 50% случаев. Линейно поляризованный фотон представляет собой суперпозицию состояний L и R поляризаций с фазовым сдвигом, как и для волны, см. рис. А7.

Типы состояний фотона

Смесь

Состояние типа «смесь» описывает не единичный фотон, а пучок фотонов, которые не интерферируют между собой (разнесены во времени), некогерентная сумма. В отличие от суперпозиции состояний здесь нельзя найти состояние, к которому относились бы все фотоны.

Суперпозиция

Состояние единичного фотона, как и любого квантового объекта, описывается как «суперпозиционное», которое представляет собой когерентную сумму базисных, это «вектор состояния». При некоторой базисной системе, где сама эта сумма взята за базисное, оно будет «чистым» состоянием [Ф].

Выберем взаимно перпендикулярные оси x и y в плоскости, перпендикулярной импульсу фотона. Состояние фотона с линейной поляризацией по оси x обозначим $|X\rangle$, по оси y – $|Y\rangle$. Это условные обозначения базисных состояний³⁶. Состояние с произвольной

³⁶ Напомним, что подобно этому обычный вектор \mathbf{r} в двумерном координатном пространстве записывается как векторная сумма $\mathbf{r} = \alpha\mathbf{a} + \beta\mathbf{b}$. Здесь \mathbf{a} и \mathbf{b} это обозначения единичных векторов в выбранной системе координат. За ними не стоят какие-либо функции, достаточно знать, что они ортогональны, $(\mathbf{a}\cdot\mathbf{a})=1$, $(\mathbf{a}\cdot\mathbf{b})=0$, а также закон преобразования при поворотах. Компоненты вектора по осям (α , β) это числа, которые представляют вектор в данной системе координат, но эти числа изменятся при переходе к другой системе координат с повернутыми осями. Сам же вектор \mathbf{r} имеет независимый от выбора осей смысл, например, его можно изобразить как стрелку, нарисованную в пространстве. Вектор состояния квантового объекта имеет такие же свойства с точки зрения его математического описания. С точки зрения математики он определен в линейном векторном пространстве. В случае поляризации фотона это двумерное векторное пространство. И здесь за обозначениями не стоят какие-либо функции, достаточно знать, что они ортогональны, $\langle X|X\rangle=1$, $\langle X|Y\rangle=0$ – скалярное произведение векторов в дираковских обозначениях векторов, а также закон преобразования при поворотах. Подробно это описано у Фейнмана.

поляризацией запишется как линейная комбинация (суперпозиция) этих базисных векторов:

$$\alpha|X\rangle + \beta|Y\rangle,$$

где α и β – некоторые комплексные числа³⁷, а их квадраты – вероятности реализации одного из базисных при измерении. При измерении одно из базисных состояний реализуется случайно, с вероятностью, определенной величиной проекции вектора состояния на базисные состояния (проекция вычисляется как скалярное произведение векторов). Сам базис определяется типом измерительной установки.

Например, состояние поляризации ($|X\rangle + |Y\rangle$) в повернутой на 45° системе координат будет чистым линейно поляризованным для новой оси X' , направленной под углом 45° к исходной.

Сумма зависит от относительных фаз слагаемых, они интерферируют.

Левая и правая круговые поляризации (L и R) в соответствии с их определением, см. **рис. А7**, записываются со сдвигом фазы $\pm\pi/2$:

$$L = (|X\rangle + i|Y\rangle)/\sqrt{2}$$

$$R = (-|X\rangle + i|Y\rangle)/\sqrt{2}$$

Отсюда обратным преобразованием легко записать линейно поляризованные фотоны в базисе круговой поляризации.

Запись суперпозиции в виде суммы определяет возможность выбрать базисное состояние, к которому относятся все фотоны. Это сама сумма и есть.

Запутанное состояние

«Запутанное» (другие названия: перепутанное, взаимосопряженное, сцепленное, “entanglement”) это состояние системы, состоящей из нескольких частей, где состояние каждой из частей не определено³⁸, а для системы в целом – определено³⁹. У нас это фотоны, но сцепленными могут быть и разнотипные системы, например, возбужденный атом и резонатор, через который пролетел атом, и при этом он либо испустил фотон, либо не испустил. Кроме того, у одной и той же системы сцепление может быть по одним величинам и не быть по другим. Например, при параметрическом распаде 1 рода фотоны сцеплены по энергии или времени рождения, импульсу или месту рождения, но не сцеплены по поляризации – оба они одного типа О.

³⁷ у фотона, как любого квантового объекта, есть амплитуда и фаза.

³⁸ более строго – оно не существует, часть системы еще «не определилась» со своим состоянием, пока запутанность не распалась.

³⁹ Это понятие стало употребительным после экспериментов 90-х годов, см. например, [Кишин 1999]. До этого в учебниках оно не использовалось, хотя явление было описано. Например, в [Ландау т.3 гл. II, §14] состояние идентифицируется как «смешанное» без выделения в отдельный тип состояний. В [Ф. вып.9, гл. 16, §3] подробно рассмотрен пример запутанного состояния, но термина «запутанное» нет, хотя Шредингер ввел его еще в 1935 году, см. [Кишин 1999].

Б.2. Необычные свойства запутанного состояния

Поясним, в чем необычность явления с точки зрения классической физики. Одна из парадоксальных особенностей это невозможность описать свойства отдельной частицы в запутанной паре обычными для такой частицы параметрами. В случае запутанной по поляризации пары фотонов это поляризация отдельного фотона. Другая особенность - сверхсветовая скорость «взаимодействия», когда измерение, проведенное над одной частицей, мгновенно разрушает запутанность, и состояние второй частицы становится определенным. Если трактовать это как физическое воздействие, то оно должно иметь сверхсветовую скорость. Еще более поразительным является «воздействие на прошлое», когда один фотон пары уже завершил свое существование, поглощен в неопределенном состоянии, а второй измерен через некоторое время, тем самым фиксируя состояние первого. Эксперимент показывает, что такой «отложенный выбор» состояния первого фотона, действительно, происходит, но значит ли это, что мы можем воздействовать на прошлое и менять его?

Б.2.1. Имеет ли отдельный фотон запутанной пары свою поляризацию

Возможна ли здесь такая интерпретация, что фотоны 1 и 2 с самого начала уже определились со своей поляризацией, но мы её не знаем и вынуждены описывать как запутанное состояние? Такой подход хорошо известен, и предлагаются простые картинки: мы посылаем Алисе и Бобу по одному цветному мячику (или по одной перчатке из пары – одна левая, другая правая) в закрытых ящиках, но выбираем и упаковываем их не глядя. В случае шариков берем один из мешка с синими мячиками, а второй из мешка с красными. Алиса и Боб получают посылки. Имеет место 100% корреляция независимо от времени вскрытия посылок! Если тут левая перчатка, то там – правая, если тут синий мячик, то там – красный, и нет никакого парадокса. Но на самом деле явление запутанности сложнее – происходит выбор не только одного из двух состояний (это выбор принципиально случайный), но и самого базиса, который определяется измерительным прибором⁴⁰. Это хорошо описывается математически, что и будет продемонстрировано ниже.

Состояние фотона

Выберем взаимно-перпендикулярные оси x и y в плоскости, перпендикулярной импульсу каждого из фотонов. Вначале привяжемся к осям О- и Е-поляризаций на выходе из кристалла ВВО. Состояние фотона с линейной поляризацией по оси x обозначим $|X\rangle$, по оси y - $|Y\rangle$. Это условные обозначения, как было описано выше. Состояние с произвольной поляризацией запишется как линейная комбинация (суперпозиция) этих базисных векторов:

$$\alpha|X\rangle + \beta|Y\rangle,$$

где α и β – некоторые комплексные числа, а их квадраты модулей – вероятности реализации при измерении. При повороте системы координат на угол Θ вокруг направления импульса фотона базисные векторы преобразуются⁴¹:

$$|X'\rangle = \cos\Theta \cdot |X\rangle + \sin\Theta \cdot |Y\rangle$$

⁴⁰ Подробно рассмотрено Фейнманом на примере фильтров Штерна-Гарлаха, вып.8.

⁴¹ Так же ведет себя и амплитуда электрического поля в линейно поляризованном свете.

$$|Y'\rangle = -\sin\Theta \cdot |X\rangle + \cos\Theta \cdot |Y\rangle.$$

Пока мы анализируем состояние фотона 1 независимо от фотона 2, запутанное состояние никак не проявляется. Он ведет себя не как суперпозиция состояний X и Y , а как смесь – в 50% реализаций он X , а в 50% – Y . Если повернуть поляризатор на произвольный угол Θ вокруг направления распространения фотона, то статистика не изменится – по 50% реализаций для взаимно ортогональных состояний поляризации в новых осях. Действительно, вероятность регистрации фотона X в повернутой поляризации X' равна $\cos^2\Theta$, а фотона Y в повернутой поляризации X' равна $\sin^2\Theta$ [Р. Фейнман, т.9, гл.9, §4]. Если $\Theta = 45^\circ$, то фотон 1 с вероятностью 50% регистрируется с поляризацией 45° , а в остальных 50% случаев – с ортогональной к ней поляризацией 135° . То же и для фотона 2. Это происходит потому, что в статистику каждой из этих поляризаций дают вклад обе исходные поляризации X и Y , которые мы приписываем фотонам 1 и 2 без учета запутанности. С учетом только статистики реализаций для отдельных фотонов поведение многофотонных лучей вдоль направлений 1 и 2 соответствует классической электродинамике, как это и должно быть.

Однако посмотрим на корреляцию фотонов. Какой должна быть условная вероятность фотону 2 оказаться зарегистрированным с поляризацией 45° , если фотон 1 зарегистрирован с такой же поляризацией 45° ? Без учета запутанности это 50%, как описано выше, но эксперимент дает $\sim 0\%$! Очень четкая корреляция! Корреляция сохраняется для любых поворотов поляризаторов, а также и при анализе круговой поляризации, хотя в кристалле ВВО это были X и Y поляризации в чистом виде. Только квантово механическая теория запутанных состояний хорошо описывает этот эксперимент.

Амплитуда перехода состояния запутанной пары при регистрации обоих фотонов пары

Подсчитаем как это происходит на простом примере, используя метод, описанный в Фейнмановских лекциях по физике [Ф. вып.9, гл. 16, §3]. Здесь нет (во всяком случае, пока нет) простой и наглядной интерпретации, поскольку запутанные состояния в обычной жизни не встречаются. Приходится проводить вычисления, используя теорию квантовой механики, чтобы убедиться, что результат согласуется с экспериментом. Рецепт прост. По мнению Клышко «на сегодняшний день все, по-видимому, известные эксперименты количественно описываются стандартными алгоритмами квантовой теории и постулатом Борна. Согласно последнему для сопоставления с экспериментом достаточно вычислить проекцию вектора состояния системы на некоторый вектор, определяемый экспериментальной процедурой». Это мы и сделаем.

Фейнман подробно и последовательно объясняет расчетный метод на уровне курса общей физики⁴², поэтому приведем здесь в кратком виде схему расчета, которую он использовал при описании запутанной пары γ -фотонов, которые возникли при аннигиляции электрона и позитрона.

Пусть запутанная пара находится в состоянии $|\Psi^-\rangle$:

⁴² То есть, без использования матрицы плотности (статистического оператора). Хороший пример последовательного использования матрицы плотности в описании «квантового ластика» см. в [Englert 1999].

$$|\Psi^{-}\rangle = (|X_1, Y_2\rangle - |Y_1, X_2\rangle)/\sqrt{2}.$$

Нижний индекс – номер фотона в паре. Записана разность двух состояний⁴³, одно - фотон 1 находится в поляризации X, а фотон 2 в состоянии Y, второе - фотон 1 находится в поляризации Y, а фотон 2 в состоянии X.

Это одно из 4-х базисных белловских состояний, которыми описываются запутанные пары⁴⁴:

$$|\Phi^{+}\rangle = (|X_1, X_2\rangle + |Y_1, Y_2\rangle)/\sqrt{2}$$

$$|\Phi^{-}\rangle = (|X_1, X_2\rangle - |Y_1, Y_2\rangle)/\sqrt{2}$$

$$|\Psi^{+}\rangle = (|X_1, Y_2\rangle + |Y_1, X_2\rangle)/\sqrt{2}$$

$$|\Psi^{-}\rangle = (|X_1, Y_2\rangle - |Y_1, X_2\rangle)/\sqrt{2}.$$

Замечательное свойство, ради которого Bell и предложил базисные состояния такого типа, - как только становится известным состояние одного фотона (измерение), так мгновенно становится известным состояние другого [Bell 1964]. В статьях [Kwiat 1995, Chiao 1997] описано, как можно создать любое из этих состояний при генерации запутанной пары в нелинейном кристалле и экспериментально это подтвердить.

Амплитуда перехода из одного состояния в другое вычисляется как проекция вектора состояния системы на некоторый вектор, определяемый экспериментальной процедурой, то есть скалярное произведение векторов⁴⁵ этих состояний [Ф т.8]. Базисные состояния одного базиса ортогональны, поэтому, в частности:

$$\langle X_1 | X_1 \rangle = 1; \langle X_1 | Y_1 \rangle = 0.$$

Пусть состояния со штрихом относятся к системе координат, повернутой на 45°. Поляризация X' это 45°, а Y' это 135°. Из приведенной выше формулы для |X'> амплитуда перехода из X₁ в X₁'

$$\langle X_1' | X_1 \rangle = \cos 45^\circ = 1/\sqrt{2};$$

аналогично $\langle Y_1' | Y_1 \rangle = 1/\sqrt{2}$; $\langle Y_1' | X_1 \rangle = -1/\sqrt{2}$; $\langle X_1' | Y_1 \rangle = 1/\sqrt{2}$. Вероятности (квадрат амплитуды) всех этих переходов по 50%. То же и для фотона 2.

⁴³ Запись |X₁, Y₂> с точки зрения математики означает «прямое произведение» векторов |X₁> и |Y₂>, которые относятся к разным пространствам (параметры частицы 1 и частицы 2). Прямое произведение создает объединенное пространство удвоенной размерности. Подобно этому в курсе лекций «Основы дифракционного структурного анализа» мы с помощью операции свертки переходили от двух одномерных рассеивающих рядов к двумерному пространству.

⁴⁴ У Фейнмана рассматривается запутанная пара γ-фотонов, которые образуются при аннигиляции электрона и позитрона. Вид функции состояния этой пары = (|L₁, R₂> – |R₁, L₂>) получен непосредственно из законов сохранения импульса, спина и четности. Приведен расчет, как при таком состоянии пары, у фотонов при их регистрации должны быть ортогональными направления линейной поляризации. Мы используем ту же математику.

В статье [Кишин 1999] антисимметричное состояние |Ψ⁻> с коэффициентом 1/√2 указывается для пары после кристалла ВВО в экспериментах по телепортации, что видно по результатам экспериментов, но как это достигается, не говорится, как и почти во всех других публикациях. В исходных статьях [Kwiat 1995, Chiao 1997] описано, как это можно сделать и экспериментально подтвердить.

⁴⁵ В случае комплексных величин в скалярном произведении один из векторов следует брать в комплексно сопряженном виде.

Подсчитаем амплитуду перехода из состояния пары $|\Psi^-\rangle$ в состояние, когда фотоны 1 и 2 имеют одинаковую поляризацию X' . Это конечное состояние $|X'_1, X'_2\rangle$, определяемое экспериментальной процедурой – установленными поляризаторами. Получим⁴⁶

$$\begin{aligned}\langle X'_1, X'_2 | \Psi^- \rangle &= \langle X'_1, X'_2 | (|X_1, Y_2\rangle - |Y_1, X_2\rangle) / \sqrt{2} \rangle = \\ &= (\langle X'_1 | X_1 \rangle \cdot \langle X'_2 | Y_2 \rangle - \langle X'_1 | Y_1 \rangle \cdot \langle X'_2 | X_2 \rangle) / \sqrt{2} = 0.\end{aligned}$$

Это и есть ответ: вероятность такого события равна нулю! Так происходит потому, что в формуле для $|\Psi^-\rangle$ учитываются два варианта состояний в антисимметричном виде. Если бы вместо $|\Psi^-\rangle$ взяли состояния по отдельности $|X_1, Y_2\rangle$ или $|Y_1, X_2\rangle$, без учета запутанности, то вероятность того, что фотоны 1 и 2 имеют одинаковую поляризацию X' , была бы по 1/8 в каждом случае. Расхождение с экспериментом говорит о том, что пара, действительно, распространяется в запутанном состоянии.

Аналогично можно подсчитать вероятности конечных состояний $\langle X'_1, Y'_2 |$ и $\langle Y'_1, X'_2 |$ (по 50%) а также состояний левой и правой круговой поляризации - тоже по 50%.

Квантовая механика говорит, что у фотона в запутанной паре нет своей определенной поляризации, но у самой запутанной пары есть вполне определенное состояние, или суперпозиция нескольких возможных состояний со своими вероятностями.

Здесь важно также, что в расчетах не присутствует время – результат не зависит от времени и от последовательности регистрации фотонов 1 и 2. (Однако всё происходит за время когерентности пары, которое оценивается как длительность импульса накачки нелинейного кристалла.) Из-за этого возникает существенная трудность в интерпретации результатов.

Интерпретация довольно легко проводится в случаях, когда весь набор зарегистрированных фотонов разделяется в дальнейшем на отдельные подсистемы, как в схемах на [рис. 1.4, 2.1, 3.5](#). Это явно обработка информации, а не воздействие на прошлое. Труднее описать (на М- или С-языке) отложенный выбор базиса. На [рис. 1.2](#) фотоны 1 можно регистрировать либо в фокальной плоскости линзы, либо в плоскости изображения⁴⁷, в импульсном, либо в координатном представлении, как в «микроскопе Гейзенберга». Выбор базиса фотона 1 не предрешен заранее, однако результат измерения фотона 2 (на [рис. 2.1 и 3.5](#)) вроде бы предрешен для всех базисов, поскольку фотон 2 уже зарегистрирован.

Если фотон 1 поглощен до измерения фотона 2, то состояние фотона 1, связанное с реализацией случайного выбора одного из базисных состояний, уже не может измениться, все «кротовые норы», если и были, уже закрылись, если они не идут в прошлое. Это означает, что определилось состояние и у фотона 2 в каждом из возможных базисов. Однако выбор самого базиса еще не проведен и может оставаться неопределенным и дальше, до измерения парного. Приходится интерпретировать это так, что процедура выбора базиса для фотона 1 не связана с физическим процессом, а является процессом

⁴⁶ «Амплитуда двухчастичная, но каждая частица действует независимо от другой» [[Фейнман т.9, с. 143](#)], поэтому произведение двухчастичных амплитуд равно произведению амплитуд перехода из начального в конечное состояние для частицы 1 и частицы 2: $\langle X'_1, X'_2 | X_1, Y_2 \rangle = \langle X'_1 | X_1 \rangle \cdot \langle X'_2 | Y_2 \rangle$.

⁴⁷ Это один и тот же фотон, просто он пролетел некоторое расстояние, но состояние изменилось, и описание на языке электромагнитных волн изменилось – в фокальной плоскости линзы это плоская волна, а в плоскости изображения это сферическая волна [[Клышко 1988](#)].

обработки данных, разделения фотонов 1 на подсистемы по совпадению времени рождения фотонов 1 и 2. Если бы при измерении фотона 2 мы выбрали бы другой базис, то и все фотоны 1 разделились бы на другие подсистемы. Это и есть трудности, возникающие из-за ограниченности М- или С-языка при интерпретации квантовых явлений.

На Q-языке используется «копенгагенская интерпретация»: свойства квантового объекта определяются только после процедуры регистрации – не только количественно, но и качественно, до регистрации объект не имеет этих свойств⁴⁸. Поэтому некорректно рассматривать *прошлые системы* как существующее независимо от измерения, что конечно справедливо для классического мира, но полностью противоречит копенгагенской интерпретации.

Если использовать упомянутую выше примитивную аналогию, то она должна выглядеть сложнее: «перчатки и шарики» могут быть двумя базисами, как линейная и круговая поляризации фотона. Пусть Боб первым открывает свою посылку и настраивается ловить перчатки. Он делает 100 опытов и получает 50 правых и 50 левых перчаток. Делает ещё 100 опытов, но проверяет шарики - получает 50 красных и 50 синих шариков. Очевидно, что если бы он проверял шарики и в первой серии опытов, то получил бы шарики, а не перчатки, 50 красных и 50 синих. Как будто перчатки могут превращаться в шарики. Значит, то, что лежит в посылке, не определилось заранее, что оно такое – перчатка, или шарик. Это запутанное состояние. При измерении происходит выбор не только одного из базисных состояний, но и самого базиса. Базис выбираем мы, используя тот или иной прибор, а одно из базисных состояний реализуется случайно, с вероятностью, определяемой величиной проекции вектора состояния на базисные состояния.

Б.2.2. Сверхсветовая скорость «взаимодействия». Нелокальность

С точки зрения квантовой механики в её простейшей интерпретации (М- язык), производя измерение состояния фотона 1, Алиса тем самым осуществляет мгновенную «редукцию» состояния запутанной пары и состояния фотона 2 ко вполне определенному состоянию, чего до этого момента для фотона 2 не было. Как быстро срабатывает эта корреляция? И теория, и эксперименты (<https://indicator.ru/article/2018/03/20/intervyu-aspe/>) говорят о том, что это происходит быстрее скорости света! В эксперименте Алиса и Боб находятся на примерно равном расстоянии от источника запутанных фотонов и далеко один от другого. Корреляция в экспериментах сохраняется даже, когда некий сигнал от

⁴⁸ [Клышко 1988] «Сущность этой точки зрения, разделяемой в настоящее время с некоторыми вариациями подавляющим большинством физиков, в применении к обсуждаемым экспериментам можно изложить следующим образом. В общем случае *не имеет смысла* говорить о параметрах фотонов в данной паре (импульсах, частотах, координатах и моментах излучения, типах поляризации) до измерения. Эти классические по происхождению понятия характеризуют не сами фотоны, а лишь тип макроскопического прибора, с которым фотоны взаимодействуют. Так, при регистрации фотона, прошедшего через поляризатор с осью x , нельзя утверждать, что фотон до поляризатора имел x -поляризацию. Единственная и исчерпывающая характеристика поля рассеяния после прохождения данного импульса накачки – его состояние, т.е. принадлежность к некоторому определенному статистическому ансамблю. Объективной и максимально полной характеристикой поля, инвариантной к измерительной процедуре, является вектор состояния. Он не зависит от координат детекторов и параметров линзы, а определяется лишь «приготавливающей» частью установки – накачкой и кристаллом. В результате поле не обладает какой-либо пространственно-временной структурой.»

Алисы к Бобу должен был бы распространяться быстрее скорости света⁴⁹. Это и называется «нелокальность» квантового взаимодействия на М- языке.

На парадокс мгновенного воздействия⁵⁰ как на некий дефект квантовой теории было обращено внимание еще в статье Эйнштейн, Подольский, Розен в 1935 г. (Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Phys. Rev. **45**, 777 (1935)), «ЭПР - парадокс». И Эйнштейн, и многие другие физики в последующие годы не принимали такого мгновенного действия на расстоянии, когда части квантово связанной системы разнесены в пространстве, а воздействие идет на одну из них, поскольку невозможно передавать информацию быстрее скорости света. Проблема восприятия описания квантовой механикой этого явления остается, и у некоторых физиков остается надежда, что «обнаружение перехода от квантовой механики к классической станет величайшим открытием XXI века» <https://indicator.ru/article/2018/03/20/intervyu-aspe/>. Есть и те, кто наоборот готовы к более радикальному отходу от классических представлений. Ричард Фейнман считал по-другому – дефекта теории нет, так устроена природа, что её описание выглядит парадоксально, см. конец п. 5.3.

⁴⁹ При быстроедействии детектора 2 не достаточно отодвинуться на 60 см, чтобы провести такой эксперимент.

⁵⁰ Другой парадокс запутанного состояния – это знаменитый «кот Шредингера». Однако кот – слишком сложная система для запутывания, там много внутренних не замороженных степеней свободы.

Литература

1. Anton Zeilinger. Experiment and the foundations of quantum physics. *Rev. Mod. Phys.* **71**, S288 – Published 1 March 1999 DOI:<https://doi.org/10.1103/RevModPhys.71.S288>.
2. Xiao-song Ma, Johannes Kofler, Anton Zeilinger. Delayed-choice gedanken experiments and their realizations. *REVIEWS OF MODERN PHYSICS*, VOLUME 88, No. 1 015005 (2016).
3. J. S. BELL. *Physics* Vol. 1, No. 3, pp. 195—200, 1964.
4. Dopfer, B., 1998, Zwei Experimente zur Interferenz von ZweiPhotonen Zuständen. Ein Heisenbergmikroskop und Pendellösung, Ph.D. thesis (University of Innsbruck). Два эксперимента по интерференции Двухфотонные состояния Микроскоп Гейзенберга и Маятниковое решение . Кандидатская диссертация на получение степени доктора на Факультете естественных наук Университета Леопольда-Франценса в Инсбруке, представленный Mag. Reg. физ. Биргит Допфер в декабре 1998 г., выполнена в Институте экспериментальной физики под руководством о. Univ. - Проф. Антон Цайлингер.
5. Walborn, S. P. et al. Double-Slit Quantum Eraser // [Physical Review A](#) : — 2002. — Vol. 65, no. 3. — P. 033818. — doi:[10.1103/PhysRevA.65.033818](https://doi.org/10.1103/PhysRevA.65.033818). — Bibcode: [2002PhRvA..65c3818W](#). — arXiv:[quant-ph/0106078](#).
6. Englert, Berthold-Georg. REMARKS ON SOME BASIC ISSUES IN QUANTUM MECHANICS (нем.) // *Zeitschrift für Naturforschung* (англ.) [русск.](#) : magazin. — 1999. — Bd. 54, Nr. 1. — S. 11—32. — doi:[10.1515/zna-1999-0104](https://doi.org/10.1515/zna-1999-0104). — Bibcode: [1999ZNatA..54...11E](#).
7. Aharonov, Yakir; Zubairy, M. Suhail. Time and the Quantum: Erasing the Past and Impacting the Future (англ.) // *Science* : journal. — 2005. — Vol. 307, no. 5711. — P. 875—879. — doi:[10.1126/science.1107787](https://doi.org/10.1126/science.1107787). — Bibcode: [2005Sci...307..875A](#). — PMID [15705840](#).
8. Yoon-Ho, Kim; Yu, R.; Kulik, S.P.; Shih, Y.H.; Scully, Marlan. A Delayed Choice Quantum Eraser (англ.) // [Physical Review Letters](#) : journal. — 2000. — Vol. 84. — P. 1—5. — doi:[10.1103/PhysRevLett.84.1](https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.1). — Bibcode: [2000PhRvL..84....1K](#). — arXiv:[quant-ph/9903047](#).
9. Ma, Xiao-song; Kofler, Johannes; Zeilinger, Anton. Delayed-choice gedanken experiments and their realizations (англ.) // *Rev. Mod. Phys.* : journal. — 2016. — Vol. 88, no. 1. — P. 015005. — doi:[10.1103/RevModPhys.88.015005](https://doi.org/10.1103/RevModPhys.88.015005). — Bibcode: [2016RvMP...88a5005M](#). — arXiv:[1407.2930](#).
10. Chiao, R Y; Kwiat, P G; Steinberg, A M. Quantum non-locality in two-photon experiments at Berkeley (англ.) // *Quantum and Semiclassical Optics: Journal of the European Optical Society Part B* : journal. — 1995. — June (vol. 7, no. 3). — P. 259—278. — doi:[10.1088/1355-5111/7/3/006](https://doi.org/10.1088/1355-5111/7/3/006). — Bibcode: [1995QuSOp...7..259C](#). — arXiv:[quantph/9501016](#).
11. Paul G. Kwiat, Klaus Mattle, Harald Weinfurter, Anton Zeilinger, Alexander V. Sergienko and Yanhua Shih. New High-Intensity Source of Polarization-Entangled Photon Pairs. *Phys. Rev. Lett.* 1995, Vol. 75, No. 24, P. 4337.
12. Н.В. Переломова, М.М. Тагиева. Задачник по кристаллофизике. М., Наука. 1982.- 288с.

13. Г.С. Ландсберг. Оптика. Учеб. пособие: Для вузов. – 6-е изд. – М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003. – 848 с.
14. Р. Фейнман, Р. Лейтон, М. Сэндс. Фейнмановские лекции по физике, т. 8,9. Квантовая механика. Москва, «Мир», 1978г.
15. С.Я. Килин. Квантовая информация. «Успехи физических наук», т. 169, №5, с. 507-526 (1999 г.).
16. Bouwmeester D, Pan J-W, Mattle K, Eibl M, Weinfurter H, Zeilinger A. Nature (London) **390**, 575 (1997).
17. В.В. Белокуров, О.Д. Тимофеевская, О.А. Хрусталева. Квантовая телепортация - обыкновенное чудо. Ижевск, 2000.
18. Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Phys. Rev. **45**, 777 (1935).
19. Самарцев В. В. Коррелированные фотоны и их применение. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2014. 168 с.
20. <https://hi-news.ru/eto-interesno/tajny-kvantovoj-mexaniki-chto-takoe-kvantovaya-zaputannost.html>

Работы Клышко 1987, 1988, 1989, 1994, 1996, 1998

21. Д.Н. Клышко, А.Н. Пенин. Перспективы квантовой фотометрии. УФН, т. 152, вып. 4, с. 653 (1987)
22. Д.Н. Клышко. Простой метод приготовления чистых состояний оптического поля, реализация эксперимента Эйнштейна, Подольского, Розена и демонстрации принципа дополнительности. УФН, т. 154, вып. 1, с. 133 (1988).
23. Д.Н. Клышко. Парадокс Эйнштейна – Подольского для наблюдаемых «энергия-время». УФН, т. 158, вып. 2, с. 327 (1989).
24. Д.Н. Клышко. Квантовая оптика: квантовые, классические и метафизические аспекты. УФН, т. 164, вып. 11, с. 1187 (1994).
25. Д.Н. Клышко. Неравенства Белла и корреляции ЭПР-Боба: действующая классическая радиочастотная модель. УФН, т. 166, вып. 1, с. 91 (1996).
26. Д.Н. Клышко. Основные понятия квантовой физики с операциональной точки зрения. УФН, т. 168, вып. 9, с. 975 (1998).

Ещё одна поучительная статья, которая показывает актуальность «Фейнмановских лекций по физике» при решении сложных вопросов понимания квантовой механики:

27. А. И. Голохватов. Квантовая механика глазами экспериментатора. УФН, т. 172, вып. 7, с. 843 (2002).