

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Квантовая оптика: квантовые, классические и метафизические аспекты

Д.Н. Клышко

Критический обзор современных оптических экспериментов, ставящих целью демонстрацию квантовых свойств света и выяснение свойств фотонов. Определяются и сравниваются три основных языка, используемых для описания таких демонстрационных экспериментов: формальный квантовый язык Q , позволяющий рассчитывать все усредненные экспериментальные данные; классический или полуклассический язык S , дающий наглядное качественное описание некоторых эффектов; метафизический язык M , использующий нечетко определенные термины (типа фотон, дуализм фотона, квантовая нелокальность и т.д.) и не дающий никаких новых наблюдаемых следствий, но претендующий на наиболее глубокое отражение квантовых оптических явлений. Предлагается различать три типа фотонов: Q -фотон (фоковское состояние с $n = 1$ или суперпозиция таких состояний), S -фотон (классический волновой пакет) и M -фотон (гипотетическая элементарная частица, вызывающая отдельные импульсы на выходе фотодетекторов и не имеющая пока определения в рамках какой-либо последовательной теории).

PACS numbers: 42.50.P

Содержание

1. Введение (1187).
 2. Семантический очерк квантовой оптики (1188).
2.1. Квантовый язык Q . 2.2. Метафизический язык M . 2.3. Полу-классический язык S . 2.4. Классический язык S^* . 2.5. К определению понятия фотона.
 3. Общее описание оптических экспериментов (1193).
3.1. Исходное состояние поля. 3.2. Эволюция поля в оптическом тракте. 3.3. Детектирование.
 4. Интерференция амплитуд (1201).
 5. Корреляция и антикорреляция фотоотчетов (1202).
5.1. Эффект Брауна–Твисса. 5.2. Регистрация антисовпадений. 5.3. Эффект антикорреляции.
 6. Интерференция интенсивностей (1205).
6.1. Два типа интерференции интенсивностей. 6.2. Интерференция интенсивностей Брауна–Твисса. 6.3. Интерференция опережающих волн. 6.4. Одновременное наблюдение двух типов интерференции. 6.5. Классические модели.
 7. Заключение (1212).
- Список литературы (1214).

Пусть не ждут от нас исчерывающей истории и теории игры в бисер; даже более достойные и искусные, чем мы, авторы сделать этого сегодня не в состоянии... И уж давно не будет это наше сочинение учебником игры в бисер, такого учебника никогда не напишут.

Г. Гессе. "Игра в бисер"

1. Введение

Одно из основных направлений исследований в квантовой оптике в последнее время связано с изучением различных вариантов *двухфотонной интерференции* света (см. [1–9]). Отличительной чертой таких исследований является использование *двухфотонного света*, состоящего из попарно коррелированных фотонов, и, соответственно, регистрация совпадений во времени выходных импульсов двух фотодетекторов. Обсуждаются возможные эффекты с участием трех и большего числа фотонов [10–13]. Продолжают привлекать также внимание обычная (амплитудная, или "однофотонная") интерференция [14–17] и антисовпадения фотоотчетов в двух выходных плечах светоделителя (см. [18, 19]).

Мотивацией всех этих исследований в большинстве случаев служит стремление продемонстрировать существенную неклассичность некоторых оптических явлений, подчеркнуть принципиальное отличие квантового описания света от классического. Многими физиками движет также надежда, что эти исследования приведут, наконец, к исполнению несбывшейся мечты Эйнштейна — понять: что такое *фотон*?

Д.Н. Клышко. Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, физический факультет, 119899, Москва, Воробьевы горы
Тел. (095) 939-11-04
Факс (095) 939-31-13
E-mail: dnk@klyshko.phys.msu.ru

Статья поступила 8 июня 1994 г., после доработки 5 сентября 1994 г.

В некоторых вариантах двухфотонных экспериментов можно ввести количественный критерий неклассичности — видность V интерференционной картины. Дело в том, что превышение V над определенным уровнем противоречит классическим стохастическим моделям светового поля или знаменитым неравенствам Белла [20], следующим из широкого класса классических моделей (см. [7, 8]). В других вариантах явного количественного критерия неклассичности нет, но, тем не менее, обычно считают, что они также демонстрируют квантовые свойства света. Иногда даже геометрическую фазу Берри, наблюдаемую в оптических экспериментах с обычными источниками света, считают проявлением свойств фотонов (см. [21, 22]).

Квантовая оптика занимает особое положение в проблеме интерпретации квантового формализма. Свет прежде всего — основной источник информации об окружающем нас мире, и естественно желание исследователей понять сущность носителя этой информации. Квантовая оптика часто имеет дело с линейными проблемами, что упрощает ее сопоставление с классическими моделями. Этому способствует также совпадение по форме классических уравнений Максвелла и уравнений Гейзенберга для свободного поля. Существенно то, что свет можно воспринимать непосредственно. При этом классическим прибором служит сам глаз, его сетчатка. Отметим, что современная лазерная техника позволяет приготавливать световое поле в двухфотонном состоянии (плюс вакуумная компонента), которое в некотором приближении является чистым и имеет макроскопические масштабы когерентности [23].

Цель данной работы — дать краткий обзор и схематическое описание основных типов *демонстрационных квантовых экспериментов* современной оптики, т.е. экспериментов, ставящих две задачи — демонстрацию квантовых свойств света и выяснение свойств фотонов.

При этом делается попытка оценить достигнутые успехи в выполнении этих двух задач, а также классифицировать и сравнить различные "языки", используемые для описания демонстрационных экспериментов. Определению "языков" посвящен раздел 2.

В разделе 3 дано общее описание типичных оптических экспериментов на различных языках. В разделе 4 для полноты кратко рассмотрена обычная двухмодовая интерференция амплитуд. Демонстрационные эксперименты, в которых используются светоделитель для смешения двух поперечных мод (пучков) и два детектора со схемой совпадений (или с аналоговым коррелометром) и проявляются эффекты корреляции и антикорреляции фотонов, анализируются в разделе 5. В разделе 6 рассмотрены более сложные, четырехмодовые, схемы. При этом выделены два типа интерференции интенсивностей: *интерференция Брауна–Твисса* и *интерференция опережающих волн*. Основные выводы обзора сконцентрированы в заключении.

Подчеркну, что круг рассматриваемых вопросов для конкретности ограничен несколькими типичными стационарными эффектами оптического диапазона. Под квантовым объектом, в основном, я буду иметь в виду лишь электромагнитное поле этого диапазона.

2. Семантический очерк квантовой оптики

Можно определить следующие основные языки современной квантовой оптики (рис. 1):

квантовый (Q), дающий согласующиеся с экспериментом количественные предсказания и имеющий несколько "диалектов" (Q_N , Q_S , Q_C);

метафизический (M), пытающийся дать традиционную реалистическую интерпретацию наблюдаемым явлениям и квантовому формализму с помощью, в основном, новых терминов;

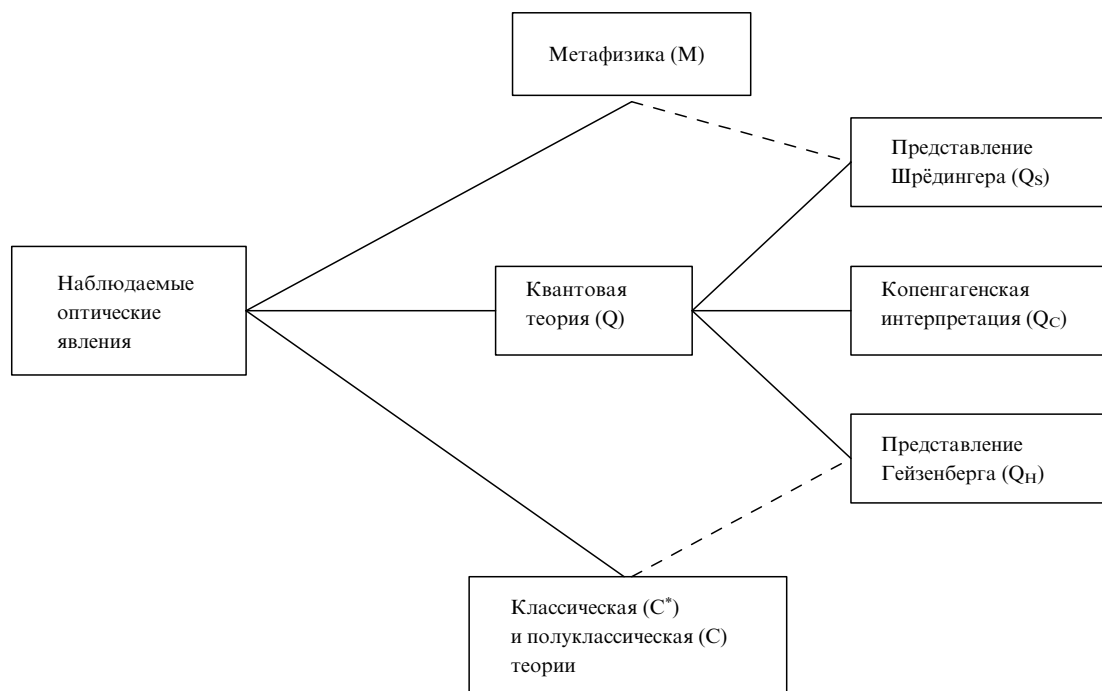


Рис. 1. Схема основных языковых групп, применяемых для описания оптических явлений

классический (C^*) и полуклассический (C), трактуящую квантовую теорию и наблюдаемые эффекты в привычных наглядных образах, без претензии на универсальное количественное описание.

Для многих работ по квантовой оптике характерно смешение этих языков, часто даже в пределах одной фразы. Я буду стремиться избегать этого, обозначая разные языки соответствующими кодовыми символами Q , M , C . Принятая ниже классификация языков во многом отражает мою субъективную точку зрения.

Исходным моментом здесь служит мое убеждение в назревшей необходимости разграничить *квантовую физику*, для которой характерно непрерывное плодотворное взаимодействие между экспериментами и математическими моделями, и бесплодную, преимущественно вербальную, *квантовую метафизику*, не контролируемую экспериментами, но претендующую на более глубокое описание квантовых явлений. Физика как экспериментальная наука не может, по-видимому, обойтись без критериев типа принципа фальсифицируемости Поппера или операциональной определяемости Бриджмена (хотя бы для некоторых ключевых понятий).

С другой стороны, кажется очевидным, что желательно не игнорировать, как это принято в современной квантовой оптике, а по возможности подчеркивать общие черты у классических и квантовых моделей.

2.1. Квантовый язык Q

Обозначим символом Q язык, в котором используются стандартный математический аппарат квантовой теории и хорошо зарекомендовавшие себя квантовые модели оптических процессов.

Напомним, важнейшие элементы Q -языка: некоммутативная алгебра "наблюдаемых", отсутствие совместного распределения вероятностей у двух некоммутирующих наблюдаемых, соотношение неопределенностей.

Обычно считается, что два основных "диалекта" Q -языка — представления Шрёдингера (Q_S) и Гейзенберга (Q_H) дают эквивалентные результаты. Однако *разновременные* корреляционные функции, которые часто описывают регистрируемые оптические явления, в общем случае можно определить строго лишь на Q_H -языке. Важным свойством Q_H -описания является возможность перехода к явно лоренц-инвариантной форме. Кроме того, этот язык близко следует классическому описанию эволюции поля в пространстве-времени, что гораздо удобнее и нагляднее при проведении конкретных расчетов.

Правда, Q_H -язык оставляет мало места для различных "реалистических" толкований. Поэтому, вероятно, при обсуждении демонстрационных экспериментов используют схематическое шрёдингеровское описание (Q_S -язык) с фоковскими стационарными ($|1\rangle_k$) или квазистационарными векторами состояния и соответствующий метафизический язык M (см. ниже). По-видимому, эволюция вектора состояния $|\psi(t)\rangle$ в фоковском базисе представляется более реалистической и наглядной, чем эволюция оператора поля $E(\mathbf{r}, t)$ в представлении Гейзенберга, где можно обойтись без понятия фотона.

Подавляющее ("молчаливое") большинство физиков полностью удовлетворяется Q -языком, т.е. прагматическим подходом к квантовой теории, которая прекрасно

объясняет и предсказывает множество наблюдаемых явлений. Ниже будет показано, что Q_H -язык (в отличие от Q_S -языка) дает простое универсальное описание основных оптических эффектов как классических, так и существенно квантовых, т.е. не имеющих классических аналогов.

Языки Q_H и Q_S — чисто математические. Чтобы связать их с экспериментом, нужно постулировать правила соответствия между математическими символами и показаниями приборов. Эти правила тесно связаны с проблемой *интерпретации* квантовой теории. Я буду здесь говорить лишь о копенгагенской (ее называют также ортодоксальной или минимальной) интерпретации квантового формализма (язык Q_C), согласно которой нет никакого смысла задавать природе слишком много вопросов (я не буду пытаться определить различные версии языка Q_C). По существу это — не интерпретация, а отказ от таковой, если понимать под интерпретацией стремление приписать квантовым объектам некоторые априорные динамические свойства (помимо определенных его состоянием и "измерительным проекционным постулатом"). При этом постулируются также новые "метазаконны": *принцип дополнительности* или (согласно формулировке Фока) *принцип относительности к средствам наблюдения*.

В квантовой оптике этот принцип отражается в виде довольно расплывчатого термина *дуализм фотона*, который (наряду с понятием *фотона как элементарной частицы света*), по моему мнению, является, скорее, метафизической категорией, т.е. принадлежит M -языку, поскольку не имеет точного операционального или Q -определения.

Важнейшим элементом Q_C -языка является "измерительный проекционный постулат", устанавливающий связь между вектором состояния квантового объекта и показаниями классических приборов, т.е. перебрасывающий "мостик" через пропасть, разделяющую квантовый и классический миры.

При использовании Q_H -языка для количественного описания эксперимента это сводится к тому, что некоторые операторы рассматриваемой квантовой модели объявляются *наблюдаемыми* (в квантовой оптике это обычно разновременные *корреляционные функции* для операторов поля $E(\mathbf{r}, t)$). Задача Q_H -теории сводится к вычислению средних значений наблюдаемых при заданном начальном состоянии объекта $|\psi(t_0)\rangle$.

При использовании Q_S -языка постулируется, что *проекции* конечного состояния $|\psi(t)\rangle$ на некоторые избранные векторы гильбертова пространства состояний системы определяют статистику наблюдаемых явлений (которая измеряется при повторных испытаниях в макроскопически тождественных условиях). В схематических, качественных, моделях квантовой оптики такими векторами обычно выбираются однофотонные фоковские состояния $|1\rangle_k$, где k — индекс моды.

Важным элементом копенгагенской трактовки считается понятие *редукции вектора состояния*. Этот термин имеет два основных аспекта: в первом акцентируется проблема механизма реализации одного конкретного показания измерительного прибора из множества возможных, т.е. проблема описания на Q -языке неунитарной операции *проецирования*; во втором речь идет о том, что происходит при "измерении" с состоянием самого квантового объекта. Я буду иметь в виду

лишь последний аспект. При этом термин *редукция* (согласно предлагаемому определению) можно отнести к Q_C -языку, если принять, что он дает лишь краткое, символическое, обозначение экспериментальной ситуации, при которой регистрируется *корреляция* показаний (или *условные вероятности*) двух или большего числа макроприборов. Эти приборы неизбежно (по законам Q -теории, включающей классические S -параметры приборов) изменяют состояние объекта — так называемое *обратное действие* (backaction). Третий близкий термин — *приготовление состояния*.

В качестве примера поучительно рассмотреть, следуя Шиффу [24], образование электроном следа в камере Вильсона. "Честный" расчет рассеяния электрона на двух атомах показывает, что при большой энергии электрона его след с большой вероятностью образует почти прямую линию, параллельную импульсу p электрона. При этом, фактически, рассчитывается совместная вероятность двух событий: возбуждения двух атомов-детекторов, имеющих определенный диаметр a , много больший \hbar/p (это — Q_S -язык). С другой стороны (для оценок или "наглядности") можно сразу исключить из расчета первый по ходу атом и полагать, что взаимодействие электрона с ним является актом *измерения* поперечной координаты электрона с точностью a (это — Q_C -язык). При этом считается, что происходит мгновенное изменение (Q -редукция или *приготовление*) его волновой функции, т.е. превращение плоской исходной волны $\exp(ipr/\hbar)$ в узкий пучок, так, как будто первый атом служит отверстием с диаметром a в непрозрачном экране, поставленном на пути плоской волны.

Если же под редукцией понимать, как это часто подразумевается, некий таинственный "потусторонний" процесс, не охватываемый, в принципе, Q -языком, то его надо отнести к метафизическому M -языку, так как он не приводит к наблюдаемым последствиям, отличным от предсказаний Q -теории.

Аналогично следует дифференцировать и термин *обратное действие*. Если толковать его как удобное краткое обозначение воздействия прибора на объект, которое строго можно описать введением в Q -теорию соответствующих (классических) S -параметров, обеспечивающих унитарность эволюции объекта (т.е. сохранение коммутационных соотношений и соотношения неопределенностей), то это — Q -термин. Если же считать обратное действие нечто большим, то это — M -термин, которому в рассматриваемых экспериментах не соответствуют никакие экспериментально проверяемые (или, по формулировке Поппера, *фальсифицируемые*) предсказания, т.е. этот термин не имеет *операционального* содержания.

Популярным термином, который с теми же оговорками можно отнести к Q -языку, является термин *перепутанное состояние* (entangled state). В простейшем оптическом случае это — нефакторизуемое двухфотонное четырехмодовое состояние, с помощью которого демонстрируются парадоксы ЭПР и Белла. При этом согласно предписаниям Q_C -языка нельзя приписывать Q -фотонам некоторых априорных индивидуальных свойств — частоты, направления волнового вектора, поляризации, как это делается в полуклассической теории. Отметим сразу, что, вопреки распространенному убеждению, условие перепутанности (нефакторизуемо-

сти) состояния поля не является обязательным для оптических демонстрационных экспериментов (см. раздел 6.4).

2.2. Метафизический язык M

Для метафизического описания (языка M) характерно стремление (пока, по-видимому, безуспешное) выйти за рамки минимальной (копенгагенской) интерпретации и заглянуть "за кулисы", "в зазеркалье". Достигается это, в основном, с помощью M -терминов типа *редукция вектора состояния, дуализм фотона, неразличимость фотонов, квантовая нелокальность, контекстуальность, контрафактуальность* и т.п., приводящих в трепет непосвященных.

Отличительным признаком M -языка по предлагаемому здесь определению является расплывчатость используемых терминов (не имеющих, как правило, ни точного отражения в формальной Q -теории, ни четкого операционального содержания), спекулятивные рассуждения и фактическое отсутствие предсказаний, отличных от даваемых квантовой теорией (Q -языком). Многие "модные" понятия и формулировки M -языка утвердились, по-видимому, просто за счет частого и некритичного их повторения (adopted by repetition).

Пример популярного сейчас M -термина — *квантовая нелокальность*. Здесь термин "нелокальность", фактически, не имеет отношения к обычному смыслу этого слова, а обозначает в сжатом виде нечто иное — определенное количественное противоречие между классическим и квантовым описаниями некоторых моделей (парадоксы типа Белла или Кохена–Шпехера), связанное, по существу, с использованием в Q -языке некоммутативной алгебры наблюдаемых и отсутствием в нем понятия "совместное распределение вероятностей" для некоммутирующих наблюдаемых.

Кратко логику происхождения термина можно изложить следующим образом (подробнее см. [8, 25] и приведенные там ссылки). Имеются две посылки:

1. Q -язык дает некоторое утверждение A (которое может подтверждаться в экспериментах).

2. Классический S -язык (точнее, некоторый его диалект S_B , введенный Беллом) также дает утверждение A , но лишь при использовании таких дополнительных понятий, как отрицательная вероятность или неизвестные дальнедействующие силы, проявляющиеся во взаимном мгновенном влиянии удаленных измерительных приборов, или других еще более неприемлемых предположений.

Отсюда, вопреки даже формальной логике, делается вывод, что Q -теория и физическая действительность *нелокальны*.

Однако главное понятие оптической метафизики, по моему мнению, — это "фотон как элементарная частица светового поля". Я буду называть его M -фотоном, чтобы отличать его от формально определенного Q -фотона, "порождаемого" из вакуума оператором a^+ , и от S -фотона — волнового пакета полуклассического языка S . Я не буду касаться старых механических моделей фотонов в виде шариков с определенной энергией и импульсом (см. обзор [26]), которые представляют лишь исторический интерес и успешно служат авторам учебников по квантовой механике средством сразу и окончательно запутать студентов. Если судить по современным публикациям, то M -фотон есть нечто, объек-

тивно существующее в пространстве–времени и вызывающее данный импульс тока на выходе фотодетектора (см. раздел 2.5).

Формальная Q-теория не дает никакой априорной информации о поле, кроме, в лучшем случае, его вектора состояния $|\psi\rangle$. При этом фоковское одномодовое состояние $|1\rangle_k$ или многомодовая суперпозиция таких состояний (*квантовый волновой пакет*) являются весьма экзотическими представителями всего множества возможных состояний поля, которые очень непросто приготовить даже с помощью современной лазерной техники. В обычных же, реалистических, ситуациях согласно Q-теории мы имеем дело со смешанными состояниями, весьма далекими от идеала (подробнее об этом см. в разделе 3.1). Q-теория не дает никаких оснований для стандартных школьных выражений типа "свет состоит из фотонов", в справедливости которых уверено подавляющее большинство физиков.

Подчеркнем существенное различие между ситуациями при регистрации нерелятивистских электронов или других ферми-частиц и при появлении импульса на выходе фотодетектора. В первом случае число частиц фиксированно и понятие элементарной частицы естественно. При этом можно делать какое-то заключение (так называемое "предсказание прошлого" — *retrodiction*) об априорных параметрах вектора состояния *электрона*. Во втором случае априорное число частиц, как правило, неопределенно (см. ниже рис. 3) и можно говорить лишь о векторе состояния *поля*.

Вопрос о несоответствии между понятием фотона как *элементарной частицы*, вводимом на первых страницах учебников по квантовой механике, и "реалистичными" состояниями квантованного поля (согласно формальному языку Q), к сожалению, даже не упоминается в известных мне учебниках и оригинальных работах. В квантовой оптике сложилась парадоксальная ситуация: для ее основного понятия — M-фотона (как элементарной частицы светового поля) нет четко определенного места в формальной квантовой теории.

Вообще, в квантовой физике наблюдается резкий контраст между очень высокой точностью некоторых расчетов (язык Q), дающих иногда совпадение с измеренными значениями в седьмом знаке (и лучше), и туманностью вербального описания явлений (язык M), приводящей в отчаяние студентов. Дополнительные трудности создает отсутствие в учебниках четкой границы между математикой и физикой, между классической и квантовой физикой, а также неудачная терминология (например, под *квантованием* часто имеют в виду математический прием — переход к дискретному фурье-представлению, полезный и при классическом подходе).

Количественные расчеты на Q-языке, которые хорошо описывают наблюдаемые эффекты, не нуждаются в M-понятиях. В то же время некоторые Q-термины (типа *редукция состояния*) могут быть полезны как компактные символические обозначения определенных Q-понятий при предугадывании новых эффектов и их предварительном качественном описании. Трудно представить себе современную физику и без "фотонного" языка, который наглядно описывает на качественном уровне множество явлений (но при этом, скорее, имеются в виду C-фотоны — пакеты полуклассического языка).

2.3. Полуклассический язык C

Полуклассическое описание (язык C) базируется на *полуклассической теории излучения* (см., например, [26, 27]). 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 протяженность, поляризацию. Хотя демонстрационные эксперименты квантовой оптики убедительно показали неадекватность такой наглядной картины (см., например, рис. 3 и 10), классическая "ересь", усвоенная со школьных лет, с трудом поддается искоренению.

Наиболее важной (и таинственной) частью полуклассического описания является постулат о *C-редукции* волнового пакета (не путайте с Q- и M-редукциями, рассмотренными выше), согласно которому C-фотон может быть зарегистрирован только однократно, причем вероятность этого события (считается, что оно происходит мгновенно) пропорциональна квадрату поля, усредненного по объему детектирования. Таким образом, "корпускулярные" свойства C-фотона проявляются лишь в момент его регистрации.

2.4. Классический язык C*

Это — язык классической статистической оптики, описывающий *классические аналоги* квантовых эффектов. Под классическим аналогом я понимаю явление, повторяющее наиболее существенные черты квантового эффекта. При этом обычно имеется в виду *аналоговое детектирование*, при котором регистрируемый фототок пропорционален мгновенной интенсивности падающего на детектор света.

Конечно, это определение может привести к некоторой субъективности, неоднозначности в классификации явлений. Например, по моему мнению, в эффекте *двухфотонной интерференции* (см. раздел 6.3) наиболее существенной чертой является определенная периодичность в зависимости корреляции показаний двух детекторов от длин оптических путей и поэтому она обладает классическим аналогом (см. раздел 6 и [28, 29]). С другой стороны, можно считать такой чертой высокую *видность* *V* наблюдаемой интерференционной картины, т.е. малую величину фонового сигнала (отсутствие *случайных совпадений*). Представляется, однако, что отсутствие случайных совпадений не характерно для эффекта двухфотонной интерференции, поскольку оно отражает свойства используемого источника света (а не конкретной оптической схемы) и обнаруживается в более простых двухмодовых экспериментах (см. раздел 5).

Никто сейчас, по-видимому, уже не сомневается в ограниченности классических оптических моделей. Однако поиск общих черт с классической оптикой облегчает понимание существа новых эффектов. Он соответствует традиционному консерватизму физики, правилу "бритвы Оккама", принципам редукционизма и эвристическому правилу "от простого к сложному". Кроме того, вопиющее противоречие между инстинктивными реалистическими убеждениями (их иногда называют *наивным реализмом*) подавляющего большинства

физиков и копенгагенским языком Q_C , отрицающим существование некоторых априорных свойств у квантовых объектов наблюдения, делает естественным стремление при малейшей возможности обходиться классическими представлениями, "не произносить имя Божье всуе". (К сожалению, часто наблюдается обратное — стремление подчеркивать без необходимости квантовый, "потусторонний", характер явлений.)

По предлагаемому определению, языки C и C^* , в отличие от M -языка, не претендуют на научное отражение физической реальности на квантовом уровне. Очевидно, что в настоящее время на это может претендовать лишь Q -язык, а M -, C - и C^* -языки и их отдельные термины в лучшем случае играют вспомогательную, эвристическую, утешительную или мнемоническую роли.

2.5. К определению понятия фотонов

Q. Как известно, уравнения Максвелла при гамильтоновом описании сводятся к системе уравнений для множества не взаимодействующих линейных осцилляторов. (В случае свободного поля эти уравнения имеют одинаковую форму в классической и квантовой теориях.) В результате теория свободного поля сводится к рассмотрению всевозможных начальных состояний и их свойств для системы осцилляторов. В квантовом случае каждому состоянию соответствует точка в гильбертовом пространстве этой системы.

В случае одной моды гильбертово пространство перекрывается, например, полной системой фоковских ($|n\rangle$) или когерентных ($|z\rangle$) базисных векторов. Одно из популярных направлений современной квантовой оптики связано с конструированием и исследованием свойств новых классов состояний, т.е. новых подпространств гильбертова пространства квантового осциллятора. В рамках Q -языка (формальной математической системы постулатов и теорем квантовой теории) все точки этого пространства равноправны (кроме, пожалуй, точки $|\text{vac}\rangle = |n=0\rangle = |z=0\rangle$) и поэтому фоковское состояние $|n=1\rangle$ с определенной энергией $\hbar\omega$ ничем не выделено.

Что же обеспечивает особую роль состояния $|n=1\rangle$, соответствующего метафизическому понятию M -фотона? Во-первых, можно принять, что *измеряемые* наблюдаемые должны сохраняться в замкнутой системе. В оптике это условие выделяет энергию поля и, соответственно, фоковские векторы $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle, \dots$ в качестве "избранных". Во-вторых, из этого множества вектор $|n=1\rangle$ выделяется слабостью взаимодействия поля и вещества в источниках света и фотодетекторах. Многофотонные состояния с $n > 1$ редко играют заметную роль. (Это удачное свойство нашего мира проявляется также в *линейности* большинства оптических эффектов.) Таким образом, понятие фотона тесно связано с процессом детектирования и можно предложить парадоксальную формулировку: фотоны возникают лишь на мгновение, в момент их регистрации.

Однако, в принципе, можно представить себе мир, сделанный из вещества, в котором одноквантовые переходы запрещены, как, например, это имеет место в нашем мире для некоторых пар состояний (типа $1s-2s$ в атоме водорода). В таком мире "главным" состоянием поля будет состояние $|2\rangle$ и элементарной частицей света будет считаться наш "бифотон".

В рамках ортодоксальной квантовой теории (Q_C -язык) вопросы типа "что такое фотон?" и "каковы его свойства?" не имеют смысла. Можно лишь интересоваться свойствами данного чистого или смешанного состояния поля, проекции которого на векторы $|n=1\rangle_k$ определяют статистику показаний фотодетекторов или других измерительных приборов.

На Q -языке возможно следующее определение фотона. Фотон есть объективная сущность, соответствующая стационарному фоковскому вектору $|n=1\rangle_k$ или квазистационарному однофотонному волновому пакету $|\psi_1\rangle$. Но это определение не очень удачно, поскольку, согласно Q -теории, состояние $|\psi_1\rangle$ практически почти никогда не реализуется в оптике (подробнее об этом см. в разделе 3.1).

Если исключить эту редкую возможность, то приходится сделать вывод, что фотон возникает на какое-то мгновение из небытия, лишь в момент его поглощения детектором! (Так что следовало бы переставить названия у операторов a^+ и a .) Напомним в этой связи известный афоризм, отражающий кредо копенгагенской школы: "Квантовое явление можно считать явлением, лишь если это — зарегистрированное явление". (Этот афоризм приписывают Дж. Уилеру, однако, отвечая на мой прямой вопрос, он отказался от авторства. По-видимому, афоризм принадлежит Н. Бору.) В применении к обсуждаемому частному вопросу его можно перефразировать так: "Фотон является фотоном, лишь если это — зарегистрированный фотон".

M. Метафизический язык основан на убеждении, что понятию "фотон" отвечают не только математические символы $|1\rangle$ или $|\psi_1\rangle$ (см. (9)), но и некоторая "реальная" физическая сущность с какими-то априорными свойствами (*элементами физической реальности* — по известной формулировке Эйнштейна) и что любое электромагнитное поле излучения состоит из набора таких независимых (в пренебрежении весьма слабой нелинейностью вакуума) сущностей, подобно тому как идеальный газ состоит из не взаимодействующих атомов).

При этом обычно полагают, что окончательное выяснение "истинных" свойств M -фотона — вопрос лишь времени и усилий. Большие надежды возлагаются на введение новых, часто нечетко определенных терминов и понятий, оставляющих широкий простор для последующих толкований и уточнений. Эта оптимистическая точка зрения (которой до сих пор придерживается, по-видимому, значительная часть физиков) сохранилась со времен введения Эйнштейном понятия *светового кванта* в начале века, несмотря на видимое отсутствие какого-либо прогресса на этом пути. Тем не менее, многие все еще надеются, что исследование новых оптических интерференционных схем с использованием многофотонного света является как раз "дорогой к храму".

Отметим, что общепринятые стандартные образные формулировки типа "атом излучил (или поглотил) фотон", "фотон целиком или проходит через полупрозрачное зеркало, или отражается от него" принадлежат, скорее, полуклассическому S -языку, так как при этом подразумевается (возможно, неосознанно) нечто вроде реального волнового пакета.

На М-языке фотон часто определяется как *нечто*, послужившее непосредственной причиной появления данного одиночного импульса на выходе фотодетектора. Чтобы прояснить точный смысл этого М-определения с точки зрения Q-языка, сравним два эксперимента, в первом из которых регистрируются нерелятивистские электроны (или другие ферми-частицы), а во втором используются дискретные фотодетекторы.

Пусть в обоих случаях имеется следующая априорная информация: источники приготавливают квантовые объекты в чистых состояниях $|\psi\rangle$ с определенными спиновыми (поляризационными) компонентами, а детекторы "видят" только одну моду соответствующего волнового поля — де-Бройлевского электронного или максвелловского электромагнитного. Последнее означает, что сечение и характерное время T_{det} детекторов много меньше соответствующих масштабов неоднородности полей (и поэтому квантовая эффективность η процесса детектирования меньше единицы).

При этих условиях появление одного импульса на выходе детектора электронов естественно и однозначно интерпретируется как следствие попадания *одного* априорно существовавшего электрона на поверхность детектора в интервале T_{det} . Два (или больше) электрона не могли попасть в этот интервал в силу принципа запрета Паули. Суперпозиция одноэлектронного состояния с вакуумом вида $|\psi\rangle = c_0|0\rangle + c_1|1\rangle$ запрещена законом сохранения заряда: электрон или есть, или его нет (это — пример правил суперотбора).

В случае детектора бозе-частиц возможные выводы из факта регистрации одиночного события гораздо многозначнее. Допустим вначале, что $\eta = 1$. Тогда появление импульса в одноквантовом детекторе, согласно проекционному постулату, означает, что проекция $|\psi\rangle$ на фоковский вектор $|n\rangle$ с $n = 1$ для соответствующей моды отлична от нуля: $c_1 = \langle 1|\psi\rangle \neq 0$. Отсюда следует, что либо $|\psi\rangle = |1\rangle$, либо $|\psi\rangle$ есть состояние с неопределенным числом фотонов, например когерентное (см. раздел 3.1).

Далее, учет неизбежной неидеальности детектирования дает $\eta < 1$. При этом добавляется возможность того, что поле находилось в стационарном состоянии $|n\rangle$ с любым $n > 1$ (вероятность этой возможности равна $\eta(1 - \eta)^{n-1}$). Лишь повторные испытания с тождественно приготовленным вектором $|\psi\rangle$ могут уточнить процедуру реконструкции (*ретровидения*) исходного состояния.

Таким образом, *при появлении отдельного импульса на выходе фотодетектора в общем случае нельзя утверждать, что оно вызвано прибытием фотона: поле могло находиться во множестве состояний, отличных от однофотонного $|1\rangle$.*

Итак, мы приходим к заключению, что *фотон, как элементарная частица оптического поля, не имеет разумного четкого определения и, следовательно, является, по предлагаемому определению, метафизической категорией.*

Более подробное обоснование принятой выше "лингвистической" классификации будет проведено в дальнейшем на конкретных примерах. Конечно, фактически используется множество других языков и "диалектов", которые невозможно охватить здесь, поэтому при отборе неизбежна авторская субъективность. В частности, совершенно не затрагиваются *альтернативные тео-*

рии де Бройля, Бома и других, различные варианты *статистической интерпретации* квантовой теории (см. обзор [30]), общая теория *квантовых измерений* (см. книгу Брагинского и Халили [31]), язык S_V — язык *дихотомных классических наблюдаемых* Белла [20] (см. также [7, 8, 25]).

3. Общее описание оптических экспериментов

Обычно экспериментальная установка состоит из трех основных блоков: источника света, оптического тракта, регистрационной аппаратуры. При этом теория должна описывать свойства света, излучаемого источником, изменение этих свойств в процессе распространения через линейный оптический тракт и связь (измененных) свойств света с показаниями регистрирующей аппаратуры.

В соответствии с этим формальное квантовое описание эксперимента (язык Q) удобно разделить на три главных этапа: 1) выбор (или расчет) адекватного начального состояния поля на входе оптического тракта, 2) расчет эволюции поля в оптическом тракте и 3) выбор операторов наблюдаемых, соответствующих экспериментальной измерительной процедуре. (Иногда эволюцию поля исключают, используя спектральное разложение по собственным функциям всего оптического тракта (см. [24]), однако такой метод менее универсален и нагляден.) Напомним в связи с этим известную квантовую *трихотомию* языка Q_C , включающую классический прибор (приготавливающий исходное состояние квантового объекта), сам объект (динамика которого подчиняется уравнениям Шрёдингера или Гейзенберга) и классический измерительный прибор.

Ниже приводится описание этих трех этапов на различных языках.

3.1. Исходное состояние поля

Q. Будем считать начальное состояние поля известным, чтобы не углубляться в методы его расчета. Это состояние может быть либо смешанным, либо чистым. Последнее может иметь место в двух случаях: 1) движение зарядов в источнике должно описываться в рамках классической детерминированной теории ("полуквантовая" теория излучения), как это делается, например, в феноменологической теории параметрического рассеяния [32]; 2) волновая функция системы "источник+поле" должна факторизоваться.

Вектор состояния или матрица плотности поля дают избыточную информацию для описания большинства экспериментов квантовой оптики, в которых обычно достаточно знания лишь функций корреляции первого и второго (по интенсивности) порядков. (К редкому исключению относится примечательный эксперимент [33], в котором по статистике фототока восстанавливалась матрица плотности поля.) Во многих случаях наблюдаемые эффекты характеризуют одним числом: $g = \langle a^{\dagger 2} a^2 \rangle / N^2$. Здесь $\langle \dots \rangle = \langle \psi | \dots | \psi \rangle$, $N = \langle n \rangle = \langle a^{\dagger} a \rangle$, $n = a^{\dagger} a$ — оператор числа Q-фотонов, a (a^{\dagger}) — оператор уничтожения (рождения) Q-фотонов для одной моды поля. Число g называют *параметром группировки фотонов* или *нормированным четвертым моментом*.

Число g просто связано с другими часто используемыми параметрами, характеризующими *флуктуации числа фотонов*, — дисперсией $\sigma^2 = \langle n^2 - N^2 \rangle$ и фактором

Фано $\Phi = \sigma^2/N$:

$$g - 1 = \frac{\sigma^2 - N}{N^2} = \frac{\Phi - 1}{N}. \quad (1)$$

При $g > 1$ говорят о *группировке фотонов* (эффект Брауна–Твисса), при $g < 1$ — об *антигруппировке*. В применении к непосредственно наблюдаемым фотоотсчетам используют термины *сверх-* и *субпуассоновская статистики* при $\Phi > 1$ и $\Phi < 1$ соответственно.

Корреляцию между интенсивностями полей в двух модах A и B можно характеризовать моментом $G_{AB} = \langle a^+ ab^+ b \rangle$. При нормировке на средние числа фотонов имеем параметр $g_{AB} = G_{AB}/N_A N_B$ (который иногда называют *степенью когерентности второго порядка* [34, 35]), где $N_A = \langle a^+ a \rangle$, $N_B = \langle b^+ b \rangle$. Удобно ввести также коэффициент корреляции, нормированный, как это принято, на дисперсии:

$$K = \frac{G_{AB} - N_A N_B}{\sigma_A \sigma_B} = \frac{G_{AB} - N_A N_B}{(G_{AA} + N_A - N_A^2)^{1/2} (G_{BB} + N_B - N_B^2)^{1/2}}. \quad (2)$$

В интересующих нас экспериментах обычно используют источники света трех основных типов, которым в квантовой теории соответствуют в хорошем приближении три основных вида исходного состояния для одной моды поля.

1. *Хаотическое (тепловое или гауссово) состояние* описывается равновесной матрицей плотности с некоторой эффективной (яркостной) температурой. При этом $g = 2$.

2. *Когерентное состояние* $|z\rangle$ (где $z = A \exp(i\varphi)$ — классический параметр состояния) в базисе фоковских векторов $|z\rangle$ имеет вид [34, 35]

$$|\psi\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} c_n |n\rangle. \quad (3)$$

Здесь $c_n = (z^n / \sqrt{n!}) \exp(-|z|^2/2)$. Таким образом, число Q -фотонов не определено и имеет пуассоновское распределение. При этом $\langle (a^+)^k a^m \rangle = (z^*)^k z^m$ и $g = 1$.

В случае идеального одномодового лазерного пучка можно считать параметр $\varphi(t)$ классической стохастической функцией времени с равномерным распределением, имеющим некоторый масштаб когерентности $t_{\text{coh}} \sim 1/\Delta\omega_{\text{coh}}$. При таком подходе вектор $|z\rangle$ относится к одной моде с фиксированной частотой, но состояние поля из-за учета классической стохастичности становится смешанным и описывает излучение с конечной шириной спектра $\Delta\omega_{\text{coh}}$.

3. *Сжатый вакуум* $|F\rangle$ — это состояние, описывающее квантовые шумы параметрического усилителя-преобразователя. Здесь F — показатель параметрического усиления, пропорциональный амплитуде лазерной накачки. Фактически состояние поля на выходе усилителя также является смешанным, так как имеет случайный классический параметр — фазу поля накачки $\varphi_0(t)$.

В случае $|F| \ll 1$ это состояние описывает *двухфотонный свет*, излучаемый параметрическим усилителем (эффект *параметрического рассеяния*). При этом

$$|F\rangle \approx |\psi_2\rangle \equiv |\text{vac}\rangle + \sum F_{kl} a_k^+ a_l^+ |\text{vac}\rangle = |\text{vac}\rangle + \sum F_{kl} |1\rangle_k |1\rangle_l. \quad (4)$$

Здесь функция F_{kl} является амплитудой вероятности обнаружения по одному фотону в модах k и l . Ее фурье-образ на S -языке описывает *двухфотонный волновой пакет*, зависящий от двух точек в пространстве-времени.

В двухмодовом приближении

$$|\psi_2\rangle = |\text{vac}\rangle + F a^+ b^+ |\text{vac}\rangle = |\text{vac}\rangle + F |1\rangle_A |1\rangle_B, \quad (5)$$

где операторы a, b и индексы A, B относятся к сигнальной и холостой модам, частоты которых связаны условием $\omega_A + \omega_B = \omega_0$ (ω_0 — частота накачки). В невырожденном случае моды A и B отличаются хотя бы одним из параметров: частотой, направлением волнового вектора, типом поляризации.

Результаты двухдетекторных демонстрационных экспериментов сводятся на Q -языке к измерению параметра g_{AB} для входного света. Высокая видимость интерференции интенсивностей при использовании двухфотонного света [1–6] лишь доказывает неравенство $g_{AB} \gg 1$ [36]. В типичном эксперименте $g_{AB} \sim 10^8$, что приводит к пренебрежимо малой роли случайных совпадений. Вырожденный параметрический усилитель при малом усилении описывается состоянием с $g \gg 1$.

В качестве источников двухфотонного света раньше применялись двухквантовые переходы в атомных пучках [1, 2], однако сейчас используются более удобные параметрические преобразователи частоты вниз [3–6]. Отметим, что феноменологическое описание тех и других преобразователей имеет много общего [37, 38].

При больших амплитудах накачки становятся заметными компоненты с большим (но четным) числом Q -фотонов (4, 6, 8, ...) и можно обнаружить (с помощью гомодинного детектора) *эффект сжатия* (в вырожденном случае — это уменьшение дисперсии одной из квадратурных компонент за счет роста дисперсии второй компоненты [39]).

Для невырожденного двухмодового параметрического усилителя при любом F [28]

$$N_A = N_B = N = \sinh^2 F, \quad g_{AA} = g_{BB} = 2, \\ g_{AB} = 1 + \coth^2 F = 2 + N^{-1}, \quad K = 1. \quad (6)$$

Таким образом, числа сигнальных и холостых фотонов полностью коррелированы, однако статистика отдельных "половинок" поля параметрического рассеяния, состоящих только из сигнальных или только из холостых мод (их можно разделить с помощью частотных, поляризационных или угловых фильтров), является хаотической. Это обстоятельство, по-видимому, не учитывалось в работе [18], направленной на выяснение свойств M -фотонов.

Необычной особенностью состояния $|F\rangle$ является отличный от нуля нестационарный момент (называемый также *аномальным*). При учете зависимости операторов от времени он имеет вид

$$M = \langle ab \rangle = [N(N+1)]^{1/2} \exp(-i\omega_0 t - i\varphi_0) = 0, 5 \sinh(2F) \exp(-i\omega_0 t - i\varphi_0). \quad (7)$$

Для выяснения классического аналога сжатого вакуума полезно рассмотреть обобщение состояния $|F\rangle$, получаемое при действии на входе параметрического усилителя-преобразователя дополнительного хаотического излучения со средним числом Q -фотонов на моду

N_0 (рис. 2). С помощью параметра N_0 это состояние позволяет проследить за непрерывным переходом существенно квантового света в классический [28]. При $N_0 \ll 1/2$ это есть сжатый вакуум. При $N_0 \gg 1/2$ это есть состояние, имеющее близкий классический аналог — так называемый *классический сжатый свет* [13, 28, 40, 41]. В этом случае вместо (6), (7) получаем [28]

$$\begin{aligned} N_A &= N_B = N = N_0 \cosh(2F), \\ G_{AA} &= G_{BB} = 2N^2 = N_0^2 [1 + \cosh(4F)], \\ M &= N_0 \sinh(2F), \quad G_{AB} = N^2 + M^2 = N_0^2 \cosh(4F), \\ g_{AB} &= 1 + \tanh^2(2F) = 2 - \left(\frac{N_0}{N}\right)^2. \end{aligned} \quad (8)$$

Помимо трех сравнительно просто реализуемых состояний, рассмотрим два "экзотических" чистых состояния.

4. Большой популярностью в теоретических работах пользуется стационарное *одnofотонное состояние* одной моды $|1\rangle_k = a_k^+ |vac\rangle$, а также квазистационарная многомодовая суперпозиция таких состояний

$$\begin{aligned} |\psi_1(t)\rangle &\equiv \sum_k F_k \exp(-i\omega_k t) |1\rangle_k, \\ \sum_k |F_k|^2 &= 1, \quad \omega_k = ck, \end{aligned} \quad (9)$$

называемая *одnofотонным волновым пакетом*. Именно это состояние весьма частного вида является единственным элементом Q-языка, соответствующим M-фотону.

Иногда F_k интерпретируют как волновую функцию фотона в импульсном представлении. (Подчеркнем, что формально (9) — волновая функция не фотона, а всего поля.) Фурье-преобразование функции F_k дает наглядный пространственно-временной образ фотона.

В случае одnofотонного состояния одной моды $N = g = 1$ и $\Phi = \sigma = 0$, т.е. имеет место максимальная возможная антигруппировка и отсутствие флуктуаций.

Для нашего обсуждения существенно, что практически приготовить оптическое поле в состоянии $|\psi_1\rangle$ очень трудно даже с помощью современной лазерной техники. По-видимому, ни в одном из многочисленных демонстрационных экспериментов, ставивших целью выяснение свойств одиночного M-фотона, до сих пор, фактически, не реализовались одnofотонные состояния вида (9). Так, в [18] использовалось только сигнальное излучение параметрического преобразователя (имеющее, согласно (6), хаотическую статистику), а в [16] использовались двухфотонные состояния и, соответственно, двухдетекторная схема совпадений (правда, если при этом один из детекторов отнеси к подготовительной части экспериментальной установки, то формально можно говорить об одnofотонном состоянии).

Отметим любопытный парадокс: практически приготовить двухфотонное состояние типа (6) проще, чем одnofотонное (9). Дело в том, что приготовление атома точно в стационарном возбужденном состоянии представляет большие трудности, и в общем случае его начальное состояние нестационарно. Через какое-то время атом переходит в основное состояние, а поле — в нестационарное состояние с неопределенным числом Q-фотонов, которое схематически можно представить в виде, аналогичном (3).

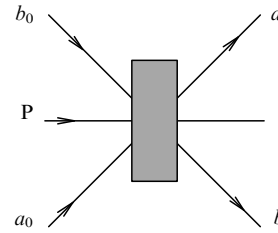


Рис. 2. Схема получения сжатого вакуума и классического сжатого света. Классическое поле накачки P возбуждает нелинейный кристалл (заштрихован), который излучает сигнальное (a) и холостое (b) поля. На кристалл действуют также затравочные поля a_0 и b_0 . При $a_0 = b_0 = 0$ наблюдается спонтанное излучение, а при $a_0 = b_0 \neq 0$ к нему добавляется вынужденное. Если $N_0 = \langle a_0^+ a_0 \rangle = \langle b_0^+ b_0 \rangle \gg 1/2$, то кристалл излучает классический сжатый свет

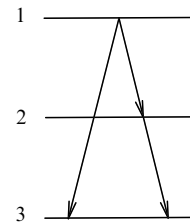


Рис. 3. В нецентросимметричной молекуле (или кристалле) могут одновременно быть разрешены одно- и двухквантовые переходы с возбужденного уровня 1 в основное состояние 3. В результате образуется поле с определенной энергией $\hbar\omega_{31} = \hbar\omega_C$, но неопределенным числом фотонов. Кроме того, отличен от нуля средний куб поля $\langle E^3 \rangle$

При наличии многих независимо возбуждаемых атомов или молекул (например, в газовом разряде) надо взять некогерентную смесь состояний вида (3). (Некоторые парадоксы, связанные с многофотонным излучением нагретого вещества, обсуждались в [32].)

5. Поучительно рассмотреть еще одно частное состояние поля, имеющее парадоксальные, на первый взгляд, свойства. В терминах языка QС оно обладает двумя особенностями: это — состояние с определенной энергией $\hbar\omega_C$, но неопределенным числом Q-фотонов n . Кроме того, в этом состоянии имеется отличный от нуля куб поля $\langle E^3 \rangle$ [32, 42].

Пусть в начальный момент нецентросимметричная молекула находилась в возбужденном состоянии 1 (рис. 3), а поле — в вакуумном состоянии. При $t \rightarrow \infty$ молекула переходит в основное состояние 3, отдавая полю энергию $\hbar\omega_C$. Существенно, что переход в конечное состояние может идти по двум путям: по прямому $1 \Rightarrow 3$ с рождением одного Q-фотона и по каскадному $1 \Rightarrow 2 \Rightarrow 3$ с рождением двух Q-фотонов: $\hbar\omega_A$ и $\hbar\omega_B$, причем $\omega_A + \omega_B = \omega_C$.

Конечное состояние поля схематически можно представить в виде

$$\begin{aligned} |\psi\rangle &= \alpha |0\rangle_A |0\rangle_B |1\rangle_C \exp(-i\omega_C t) + \\ &+ \beta |1\rangle_A |1\rangle_B |0\rangle_C \exp(-i\omega_A t - i\omega_B t), \end{aligned} \quad (10)$$

где α, β — зависящие от свойств молекулы коэффициенты (подробнее об этом см. в [32]). Легко убедиться, что это состояние не является собственным для операторов чисел фотонов a^+a, b^+b, c^+c и их суммы.

Из (10) находим $\langle a_A^\dagger a_B^\dagger a_C \rangle = \alpha \beta^*$, что и приводит к отличному от нуля третьему моменту поля в точке \mathbf{r} :

$$\langle E^3 \rangle \propto 2 \operatorname{Re} \{ \langle a_A^\dagger a_B^\dagger a_C \rangle \exp[i(\mathbf{k}_C - \mathbf{k}_A - \mathbf{k}_B)\mathbf{r}] \}.$$

Этот эффект можно обнаружить по обратному переходу в молекуле-детекторе [32]. Он легко моделируется на С-языке. Куб поля, образованного наложением трех монохроматических фотонов-пакетов, имеет стационарную составляющую:

$$\begin{aligned} E^3 &\propto \cos(\omega_A t + \varphi_A) \cos(\omega_B t + \varphi_B) \cos(\omega_C t + \varphi_C) = \\ &= \frac{1}{4} \cos(\varphi_A + \varphi_B - \varphi_C) + f(t). \end{aligned}$$

Однако эта модель противоречит первой особенности: число пакетов должно быть равно одному или двум, но не трем.

Рассмотрение чистого состояния (10) показывает, что утверждения типа "свет состоит из фотонов", которые подразумевают, очевидно, определенное число n этих составных элементов света, также не имеют смысла на Q-языке: ведь измеряемое полное число фотонов n в этом состоянии в некоторых экспериментах оказывается равным единице, а в некоторых — двум. На языке QС это обстоятельство интерпретируется так: априори поле не имеет определенного n . При этом нельзя, очевидно, пользоваться и языками С и С*, т.е. представлять поле в этом состоянии как классическое стохастическое поле с тремя независимыми частотными компонентами.

Аналогичные соображения применимы и к более общим нестационарным состояниям типа (3).

С. В полуклассической теории под фотоном понимают волновой пакет, т.е. квазимонохроматическое и квазиплоское классическое поле $E(\mathbf{r}, t)$ с энергией $\hbar\omega$, где ω — некоторая центральная частота спектра излучения (как правило, речь идет о квазимонохроматическом поле). Спектр этого поля определяется функцией $F_{\mathbf{k}}$ в (9). Подчеркнем, что мы рассматриваем С-язык лишь как полезный паллиатив, дающий качественное описание ограниченного множества оптических эффектов.

Считается, что при спонтанном однофотонном переходе в атоме (молекуле, кристалле) излучается одиночный пакет с экспоненциальной огибающей, имеющей постоянную времени $1/2A$, где A — коэффициент Эйнштейна (т.е. скорость спонтанного перехода). В общем случае поле образуется суперпозицией некоторого числа таких пакетов с различными параметрами, в том числе локализацией во времени. При спонтанных переходах излучаются статистически независимые С-фотоны, а при вынужденном излучении С-фотоны, очевидно, копируются с сохранением фазы.

В случае стационарного стохастического поля продольная и поперечная протяженности пакетов имеют некоторое распределение, а их средние значения определяются через соответствующие масштабы когерентности. Число С-фотонов в объеме когерентности соответствует важному понятию Q-языка — оператору числа Q-фотонов $n_{\mathbf{k}} = a_{\mathbf{k}}^\dagger a_{\mathbf{k}}$ в моде \mathbf{k} . В С-теории $n_{\mathbf{k}}$ есть случайная дискретная величина с некоторым распределением $P(n_{\mathbf{k}})$. Часто неравенство $\langle n_{\mathbf{k}} \rangle = N_{\mathbf{k}} \gg 1$ принимают за условие применимости классической теории. На С-языке это соответствует большому числу пакетов в одном объеме когерентности.

Двухфотонному одномодовому Q-состоянию |2> соответствует, очевидно, пакет с двойной энергией $2\hbar\omega$. Невырожденному двухфотонному двухмодовому состоянию можно поставить в соответствие два взаимно когерентных пакета со средними энергиями $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$. (Подробнее о понятии двухфотонных волновых пакетов см. в [23, 37, 43].)

Полуклассическая теория дает правдоподобные результаты для многих элементарных процессов: спонтанного и вынужденного излучений, фотоэлектрического эффекта и др. [44]. Сейчас, однако, вряд ли кто-либо воспринимает ее серьезно. Мы здесь рассматриваем полуклассическую теорию лишь как удобный вспомогательный язык для качественного наглядного представления некоторых явлений, признавая в то же время ее непригодность для эффектов, описываемых на Q-языке состояниями типа (5) и (10).

С*. В классической стохастической оптике возможные "состояния" стационарного поля излучения определяются многомерной неотрицательной функцией распределения $P(\mathbf{a}) = P(a_1, a_2, a_3, \dots)$, с помощью которой можно вычислить различные моменты $\langle \langle a_k \rangle \rangle$, $\langle \langle a_k a_l \rangle \rangle$, $\langle \langle a_k^* a_l \rangle \rangle$, ... (если они, конечно, существуют) и средние от других функций состояния $P(\mathbf{a})$:

$$\langle \langle f(\mathbf{a}) \rangle \rangle = \int \dots \int d^2 a_1 d^2 a_2 \dots P(\mathbf{a}) f(\mathbf{a}). \quad (11)$$

Мы ввели здесь обозначение $\langle \langle \dots \rangle \rangle$ для операции классического усреднения классических наблюдаемых.

В языке С* используется коммутативная алгебра и поэтому нет различия между упорядоченными и неупорядоченными моментами (в отличие от Q-языка). Это приводит к тому, что некоторые математические неравенства для моментов имеют различный вид в Q- и С*-теориях. Например, в квантовой теории $G \equiv \langle a^{+2} a^2 \rangle = \langle n^2 \rangle - N$ (здесь $N = \langle n \rangle$), так что из неотрицательности дисперсии ($\sigma^2 = \langle (n - N)^2 \rangle = \langle n^2 \rangle - N^2 \geq 0$) следует неравенство

$$G \geq N^2 - N. \quad (12)$$

Для нормированного момента получаем $g \geq 1 - N^{-1}$, так что g может быть меньше единицы.

В то же время в С*-теории второе слагаемое в (12) отсутствует: $G_{\text{class}} = \langle \langle a^{*2} a^2 \rangle \rangle = \langle \langle n^2 \rangle \rangle$, так что

$$g_{\text{class}} = \frac{\langle \langle n^2 \rangle \rangle}{N^2} \geq 1. \quad (13)$$

Таким образом, в отсутствие флуктуаций ($\sigma = 0$) в классической теории $g = 1$, а в квантовой $g = 1 - N^{-1}$. В связи с этим неравенство $g < 1$ принимается за один из критериев неклассичности одномодового светового поля. Состояния, для которых удовлетворяется это неравенство, называются *неклассическими*. При этом говорят об эффекте *антигруппировки фотонов*.

Рассмотрим теперь две моды. Вторые моменты для интенсивностей должны удовлетворять неравенствам Коши–Шварца и Коши:

$$G_{AB} = \langle n_A n_B \rangle \leq (\langle n_A^2 \rangle \langle n_B^2 \rangle)^{1/2} \leq \frac{1}{2} (\langle n_A^2 \rangle + \langle n_B^2 \rangle). \quad (14)$$

Перейдем к нормально-упорядоченным моментам:

$$\langle n_A^2 \rangle = G_{AA} + N_A, \quad \langle n_B^2 \rangle = G_{BB} + N_B.$$

Здесь вторые слагаемые, которые отсутствуют в C^* -теории, можно интерпретировать как проявление квантового (фотонного или дробового) шума при измерении энергии. Теперь (14) принимает вид

$$\begin{aligned} G_{AB} &\leq [(G_{AA} + N_A)(G_{BB} + N_B)]^{1/2} \leq \\ &\leq \frac{1}{2}(G_{AA} + N_A + G_{BB} + N_B). \end{aligned} \quad (15)$$

В симметричном случае $G_{AA} = G_{BB} = G$, $N_A = N_B = N$, так что

$$G_{AB} \leq G + N, \quad (16)$$

или для нормированных моментов $g_{AB} \leq g + N^{-1}$. В то же время в C^* -теории квантовые шумы отсутствуют и неравенство $\langle \langle n_A n_B \rangle \rangle \leq \langle \langle n_A^2 \rangle \rangle$ совпадает с неравенством $(G_{AB})_{\text{class}} \leq (G_{AA})_{\text{class}}$.

Пусть моды A и B находятся в хаотическом состоянии: $G = 2N^2$, $g = 2$. Тогда в Q -теории получаем ограничение

$$g_{AB} \leq 2 + N^{-1}. \quad (17)$$

В случае сжатого вакуума здесь достигается равенство (см. (6)), причем в типичных экспериментах значения $g_{AB} \sim N^{-1} \sim 10^{-8}$, т.е. классическое неравенство $\langle \langle n_A n_B \rangle \rangle / N^2 \leq 2$ нарушается на восемь порядков!

Согласно (7) в случае сжатого состояния имеется нестационарный момент $\langle ab \rangle$. Для операторов a , b нетрудно получить следующую форму неравенства Коши–Шварца:

$$|\langle ab \rangle|^2 \leq \langle a^+ a \rangle \langle b b^+ \rangle = N_A (N_B + 1). \quad (18)$$

Знак равенства здесь также достигается в случае сжатого вакуума. При этом $|\langle ab \rangle|^2 / N_A N_B = g_{AB} - 1$ и $N_A = N_B$, так что из (18) снова следует (17).

В C -теории неравенство (18) принимает вид

$$|\langle \langle ab \rangle \rangle|^2 \leq \langle \langle a^+ a \rangle \rangle \langle \langle b b^+ \rangle \rangle = N_A N_B. \quad (19)$$

Согласно (8) классический сжатый свет удовлетворяет этому ограничению, причем знак равенства достигается при большом усилении. При типичных условиях $N_A = N_B = N = 10^8$ и отличие правых частей (18) и (19), нормированное на N^2 , достигает 10^8 .

Итак, для некоторых состояний поля нормально-упорядоченные моменты $G = \langle a^+ a^2 \rangle = \langle : n^2 : \rangle$ и обычные моменты $\langle a^+ a a^+ a \rangle = \langle n^2 \rangle = G + N$ существенно различаются, что и приводит к противоречию с C^* -описанием, где никакого различия нет. Кроме того, в случае сжатого вакуума из-за отличия $a^+ a$ и $a a^+$ нарушается классическое неравенство (19).

3.2. Эволюция поля в оптическом тракте

Эволюцию поля удобно описывать в спектральном представлении — с помощью разложения по системе ортогональных функций, например, сферических или

плоских волн:

$$E(\mathbf{r}, t) = E^{(+)}(\mathbf{r}, t) + E^{(-)}(\mathbf{r}, t),$$

$$E^{(+)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) a_{\mathbf{k}} \exp(-i\omega_{\mathbf{k}} t),$$

$$E^{(-)}(\mathbf{r}, t) = \sum_{\mathbf{k}} u_{\mathbf{k}}^*(\mathbf{r}) a_{\mathbf{k}}^+ \exp(i\omega_{\mathbf{k}} t) = [E^{(+)}(\mathbf{r}, t)]^+. \quad (20)$$

Здесь $E^{(+)}$ и $E^{(-)}$ — положительно- и отрицательно-частотные компоненты поля. Мы учитываем, для простоты, лишь один тип поляризации и предполагаем, что источники поля в рассматриваемой области пространства отсутствуют. В случае разложения по плоским волнам

$$u_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = i \left(\frac{2\pi h \omega_{\mathbf{k}}}{L^3} \right)^{1/2} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (21)$$

где $\omega_{\mathbf{k}} = c\mathbf{k}$, L — длина периодичности.

В классической теории $a_{\mathbf{k}}$ определяет амплитуду (в безразмерных единицах) и фазу плоской волны в точке $(\mathbf{r} = 0, t = 0)$, а в квантовой теории $a_{\mathbf{k}}$ — оператор уничтожения фотона в представлении Шрёдингера. Обратим внимание на важное, но не очень широко известное обстоятельство. В свободном пространстве уравнения Максвелла для классических полей и уравнения Гейзенберга для операторов поля имеют идентичную форму, поэтому классические и квантовые функции Грина (пропагаторы) совпадают.

QH. Влияние линейной оптической системы (светоделиителей, линз и т.д.) удобно описывать в представлении Гейзенберга с помощью феноменологической матрицы рассеяния системы, связывающей амплитуды плоских волн на входе и выходе оптического тракта [32, 42]:

$$a'_{\mathbf{k}} = \sum_{\mathbf{l}} D_{\mathbf{kl}} a_{\mathbf{l}}, \quad (22)$$

где штрих отличает преобразованные величины. В векторных обозначениях $\mathbf{a}' = \mathbf{D}\mathbf{a}$. Если исключить параметрические преобразователи частоты, то $D_{\mathbf{kl}} \sim \delta(\omega_{\mathbf{k}} - \omega_{\mathbf{l}})$. (Более общий случай см. в [29].) В отсутствие диссипации матрица D унитарна и однозначно связана с оператором эволюции [21, 45]. Таким образом, всевозможные K -модовые оптические системы в пренебрежении потерями реализуют группу унитарных матриц $U(K)$.

Существенно, что линейные преобразования (22), описывающие действие оптической системы, имеют одинаковый вид в классической и квантовой теориях (при использовании в последней представления Гейзенберга), так что большинство наших формул будут применимы в обеих теориях при соответствующем переопределении символов. Фактически матрица D есть феноменологическая классическая функция Грина в спектральном представлении.

Нас будет интересовать, в основном, перемешивание двух поперечных мод (пучков), имеющих амплитуды A и B , с помощью светоделиителей без диссипации, интерферометров Маха–Цендера и т.д. (Этот же формализм описывает преобразование поляризации в одном пучке; см. [9].) Считается, что радиус каждого пучка много меньше радиуса когерентности. Кроме того, для простоты будем рассматривать в каждом пучке лишь одну

продольную моду (спектральную компоненту). Это одномодовое приближение оправдано, если время когерентности излучения $\tau_{\text{coh}} \sim 1/\Delta\omega$ ("длина" С-фотонов, деленная на c) много больше характерных времен детекторов T_{det} .

Пусть a, b — операторы рождения фотонов или классические амплитуды полей в двух поперечных модах. Если не учитывать общий фазовый множитель, то светоделитель совершает преобразование

$$d' = ta + rb, \quad b' = -r^*a + t^*b. \quad (23)$$

Здесь t и r — феноменологические амплитудные коэффициенты пропускания и отражения светоделителя или всего оптического тракта, удовлетворяющие в отсутствие потерь соотношению $|t|^2 + |r|^2 \equiv T + R = 1$. Таким образом, матрицу рассеяния двухмодовой оптической системы можно представить в форме

$$D = \begin{pmatrix} t & r \\ -r^* & t^* \end{pmatrix}. \quad (24)$$

Матрица D обладает свойством унитарности: $D^+D = DD^+ = I$, и принадлежит группе $SU(2)$.

С помощью (23) можно выразить выходные (преобразованные) моменты через входные, определяемые свойствами источника света. Если входные пучки взаимно некогерентны в первом порядке: $\langle a^+b \rangle = 0$, то выходные интенсивности имеют вид

$$N'_A = TN_A + RN_B, \quad N'_B = RN_A + TN_B. \quad (25)$$

При этом из $T + R = 1$ следует $N'_A + N'_B = N_A + N_B$.

Пусть на входе выполняются соотношения $\langle a^+b^2 \rangle = \langle a^+ab \rangle = \langle b^+ba \rangle = 0$. Тогда из (23) следуют связи

$$\begin{aligned} G'_{AA} &= T^2G_{AA} + R^2G_{BB} + 4TRG_{AB}, \\ G'_{BB} &= R^2G_{AA} + T^2G_{BB} + 4TRG_{AB}, \\ G'_{AB} &= TR(G_{AA} + G_{BB}) + (T - R)^2G_{AB}, \end{aligned} \quad (26)$$

где $G_{AA} = \langle a^+a^2 \rangle$, $G_{BB} = \langle b^+b^2 \rangle$, $G_{AB} = \langle a^+b^+ba \rangle$. При $T + R = 1$ эти преобразования обладают свойством инвариантности ("закон сохранения суммы флуктуаций и корреляций"):

$$G'_{AA} + G'_{BB} + 2G'_{AB} = G_{AA} + G_{BB} + 2G_{AB}. \quad (27)$$

Пусть моменты в пучках A и B на входе одинаковы: $N_A = N_B = N$, $G_{AA} = G_{BB} = G$. В этом случае выходные моменты также симметричны и из (26) находим следующие связи между нормированными на N^2 моментами:

$$\begin{aligned} g' &= (1 - x)g + 2xg_{AB}, & g'_{AB} &= xg + (1 - 2x)g_{AB}, \\ g' + g'_{AB} &= g + g_{AB}. \end{aligned} \quad (28)$$

Здесь введены обозначения

$$\begin{aligned} x &= 2TR = 2T(1 - T) = 0,5 \sin^2(2\alpha), \\ 1 - 2x &= \cos^2(2\alpha), & T &= \cos^2 \alpha, & R &= \sin^2 \alpha. \end{aligned}$$

(В случае поляризационного светоделителя α есть угол поворота призмы, а в случае интерферометра Маха–Цендера — половина разности оптических путей; см. раздел 4.)

Соотношения (28) описывают преобразования флуктуаций в (анти)корреляцию и обратно, производимые

светоделителем. Согласно (28) увеличение (уменьшение) флуктуаций выходных интенсивностей за счет изменения параметров светоделителя (при неизменной статистике падающего света) сопровождается уменьшением (увеличением) корреляции между выходными интенсивностями: $\partial g'_{AB}/\partial x = -\partial g'/\partial x$.

Фактически под "светоделителем" здесь можно иметь в виду любой четырехполюсник, описываемый $SU(2)$ -матрицей с элементами верхнего ряда t, r и перемещающий две моды (отличающиеся поляризацией или направлением): призму Николя, интерферометр Маха–Цендера и т.д. или последовательность таких устройств, описываемую произведением соответствующих матриц. Если параметры t, r испытывают дисперсию, то приведенные соотношения справедливы лишь в спектральном представлении.

Флуктуации можно характеризовать также дисперсией $\sigma_A^2 = G_{AA} + N_A - N_A^2$, а корреляцию — коэффициентом корреляции K , нормированным на дисперсии (см. (2)). При симметричном возбуждении

$$K = (g_{AB} - 1) \frac{N^2}{\sigma^2}, \quad g = \frac{\sigma^2}{N^2} + 1 - \frac{1}{N}, \quad g_{AB} = K \frac{\sigma^2}{N^2} + 1, \quad (29)$$

так что из (28) получаем

$$\frac{\sigma'^2}{\sigma^2} = \frac{1 + K}{1 + K'}. \quad (30)$$

Отсюда опять следует, что рост корреляции на выходе сопровождается уменьшением флуктуаций и наоборот.

Точно такие же соотношения дает и классическая теория. Таким образом, квантовая специфика никак не проявляется в процессе распространения поля через оптический тракт. Она может проявиться лишь в особенностях используемого на входе линейной схемы света и в процессе детектирования.

Преобразования (26) описывают ряд оптических эффектов, наблюдавшихся с помощью параметрических источников двухфотонного света и получивших названия *антикорреляции фотонов*, *двухфотонной интерференции* и др. (см. ниже). По существу, однако, эти эффекты не имеют отношения к свойствам М-фотонов, а отражают статистику используемого источника света и свойства преобразований (26), которые, в свою очередь, следуют из преобразований $SU(2)$ -типа (23), общих для Q- и C*-языков.

Обратные к (22) преобразования определяют входные моменты через выходные, т.е. дают решение обратной задачи: по регистрируемым детекторами данным восстанавливают свойства падающего света. В этой возможности и заключается прагматический смысл подобных экспериментов. Кроме того, их можно применять для измерения параметров оптического тракта: дисперсии, групповых задержек [4, 36], эффективности детекторов [46].

Рассмотрим кратко неунитарные преобразования [37, 45]. Пусть входная мода b не возбуждается. В классической теории это означает, что

$$b = 0, \quad a' = ta, \quad b' = -r^*a, \quad (31)$$

а в квантовой теории, — что начальное состояние имеет вид $|\psi\rangle = |\psi\rangle_A |\text{vac}\rangle_B$. При этом преобразования (31)

неунитарны. Они нарушают коммутационные соотношения. Например, теперь $[a', a'^+]$ равно T вместо единицы. Однако их все же можно использовать в предварительно нормально-упорядоченных выражениях. Такой подход существенно упрощает выкладки и дает те же результаты, что и расчеты с сохранением полных выражений (23) и учетом начального состояния $|\psi\rangle_A |\text{vac}\rangle_B$ лишь в конце вычислений.

Частотная или пространственная фильтрация также являются неунитарными операциями. Так, любой детектор "видит" лишь ограниченное число мод, что можно учесть фактором квантовой эффективности $\eta(\mathbf{k})$. Расположенные вокруг детектора экраны и диафрагмы ограничивают его диаграмму направленности $\eta(\vartheta, \varphi)$, а фотокатод — его частотную характеристику $\eta(\omega)$.

Кроме того, оптический тракт обычно включает в себя дополнительные частотные фильтры с некоторой амплитудной характеристикой $D(\omega)$. Все эти факторы можно учесть в общей матрице рассеяния D всей системы, включая детекторы [45], однако при этом она перестает быть унитарной, т.е. сохраняющей коммутационные соотношения. Как и в обсуждавшемся выше случае перемешивания двух мод, это не препятствует ее использованию при вычислении предварительно упорядоченных операторных функций. В результате классическое и квантовое описания сохраняют одинаковый вид даже при учете диссипации. В представлении Шрёдингера такое простое описание неунитарных преобразований вряд ли возможно.

Аналогичный формализм применим и в случае более сложных (многомодовых) оптических схем, которые могут включать в себя резонаторы и линейные параметрические преобразователи частоты [29]. С помощью неунитарной матрицы рассеяния можно описать и действие линзы [47].

Пусть эффективное сечение детектора много меньше площади когерентности падающего на него излучения. При этом детектор видит лишь одну поперечную моду с выходной амплитудой

$$A(t, z) = T^{-1/2} \sum_{\omega} D(\omega) a(\omega) \exp[-i\omega(t - z/c)]. \quad (32)$$

Здесь T — интервал периодичности, который не входит в конечные выражения, z — координата точки наблюдения вдоль оси пучка. Заметим, что при $D \propto \sqrt{\omega}$ оператор $A(t)$ пропорционален положительно-частотной части оператора электрического поля $E^{(+)}(t)$, а при $D = \sqrt{\eta}$ учитывает квантовую эффективность детектора. При этом $r(t) = A^+(t)A(t)$ имеет смысл потока фотоэлектронов в единицу времени ($A(t)$ имеет размерность $c^{-1/2}$).

Если полоса пропускания фильтра много меньше $1/T_{\text{det}}$ (где T_{det} — постоянная времени детектора), то можно ограничиться рассмотрением только одной (центральной) продольной моды с амплитудой $a(\omega_0) = a$. В этом случае теряется динамика поля, однако она не представляет принципиального интереса, поскольку она одна и та же в квантовой и классической теориях. Эти соображения обосновывают условия применения одномодового приближения (для каждого пучка), которое часто используется.

Qs. В квантовой теории имеется альтернативная возможность описания эволюции поля: в представлении Шрёдингера (классический аналог — использование

уравнения Фоккера–Планка), когда оптическая система преобразует не операторы a и b , а вектор состояния поля $|\psi\rangle$. Для перехода к этому представлению выразим исходный вектор состояния на входе светоделителя $|\psi\rangle$ как результат действия некоторой комбинации операторов рождения на вакуумное состояние: $|\psi\rangle = f(a^+, b^+) \text{vac}$.

Обратное к (23) преобразование описывается эрмитово-сопряженной матрицей $D^{-1} = D^+$:

$$a = t^* a' - r b', \quad b = r^* a' + t b'. \quad (33)$$

Подстановка эрмитово-сопряженных выражений в функцию f определяет вектор состояния поля на выходе светоделителя:

$$|\psi'\rangle = f(ta'^+ - r^*b'^+, ra'^+ + t^*b'^+) |\text{vac}\rangle. \quad (34)$$

В частности, при вакууме на входе пучка B начальный вектор состояния можно представить в виде $|\psi\rangle = f(a^+) |\text{vac}\rangle = f(a^+) |0\rangle_A |0\rangle_B$, так что на выходе $|\psi'\rangle = f(ta'^+ - r^*b'^+) |0\rangle'_A |0\rangle'_B$.

Пусть на входе пучка A имеется один Q-фотон, т.е. $f(a^+) = a^+ = ta'^+ - r^*b'^+$. Тогда

$$|\psi'\rangle = (ta'^+ - r^*b'^+) |0\rangle'_A |0\rangle'_B = t |1\rangle'_A |0\rangle'_B - r^* |0\rangle'_A |1\rangle'_B. \quad (35)$$

Согласно проекционному постулату амплитуды вероятностей обнаружения фотонов в выходных пучках A или B имеют вид $\langle \psi' | 1 \rangle'_A = t^*$, $\langle \psi' | 1 \rangle'_B = -r$. Отсюда находим сами вероятности:

$$\begin{aligned} |\langle \psi' | 1 \rangle'_A|^2 &= |t|^2 = T, \\ |\langle \psi' | 1 \rangle'_B|^2 &= |r|^2 = R = 1 - T. \end{aligned} \quad (36)$$

Иногда говорят об амплитудах перехода из начального состояния в какое-либо конечное, что приводит к тому же результату:

$$\begin{aligned} \langle \psi | 1 \rangle'_A &= {}_A \langle 1 | 1 \rangle'_A = {}_A \langle 1 | a'^+ | \text{vac} \rangle = \\ &= {}_A \langle 1 | t^* a^+ + r^* b^+ | \text{vac} \rangle = t^*, \\ \langle \psi | 1 \rangle'_B &= {}_A \langle 1 | 1 \rangle'_B = {}_A \langle 1 | b'^+ | \text{vac} \rangle = \\ &= {}_A \langle 1 | -ra^+ + tb^+ | \text{vac} \rangle = -r. \end{aligned} \quad (37)$$

Пусть теперь состояние на входе двухфотонное и в каждой моде A и B имеется по одному фотону:

$$|\psi\rangle = a^+ b^+ |\text{vac}\rangle = |1, 1\rangle, \quad |m, n\rangle = |m\rangle_A |n\rangle_B. \quad (38)$$

В этом случае $f(x, y) = xy$ и согласно (34) получаем

$$|\psi'\rangle = (ta'^+ - r^*b'^+)(ra'^+ + t^*b'^+) |\text{vac}\rangle = tr |2, 0\rangle + (T - R) |1, 1\rangle - t^* r^* |0, 2\rangle. \quad (39)$$

В частности, при $T = R = 0,5$ это дает

$$|\psi\rangle = 0,5(|2, 0\rangle - |0, 2\rangle). \quad (40)$$

Аналогично можно выразить преобразованный вектор состояния через феноменологическую матрицу рассеяния тракта и в многомодовом случае [21].

Сравнение приведенных соотношений показывает несомненное преимущество Q_H -языка перед Q_S -языком по компактности, универсальности и близости к C^* -языку.

Описание эволюции поля на других языках мы обсудим позже, при рассмотрении конкретных эффектов.

3.3. Детектирование

Q_H. В настоящее время принята определенная "стандартная модель" фотодетектирования (см. [35]), хорошо описывающая, по-видимому, все экспериментальные наблюдения. Основной фактический результат современных демонстрационных экспериментов квантовой оптики — это зависимости скоростей счета импульсов на выходе двух или большего числа детекторов R_A, R_B, \dots и скоростей счета совпадений импульсов для пар детекторов R_{AB}, \dots от различных параметров источника, оптического тракта и регистрирующей аппаратуры. Эти средние получаются, конечно, в результате усреднения по времени (иногда длящегося часами) при стационарных макроскопических условиях.

Для сравнения с теоретическими средними по квантовому ансамблю $\langle \dots \rangle$ необходимо принять гипотезу эргодичности, т.е. полагать, что источник многократно приготавливает поле в одном и том же состоянии. (Представляется, что этот вопрос в контексте квантовой оптики мало исследован.) При этом скорости счета определяются формулами

$$\begin{aligned} R_A &= \langle r_A(t) \rangle = \langle A^+(t) A(t) \rangle = \eta_A N_A \Delta\nu_A, \\ R_B &= \langle r_B(t) \rangle = \langle B^+(t) B(t) \rangle = \eta_B N_B \Delta\nu_B, \end{aligned} \quad (41)$$

где $\Delta\nu_{A,B} = \Delta\omega_{A,B}/2\pi$ — эффективные полосы частот излучения в пучках, $N_{A,B}$ — средние числа фотонов в центральных продольных модах. Квантовые эффективности детекторов η_A и η_B включены в определения операторов A и B (см. (32)).

Рассмотрим идеализированный случай, когда между характерными временами детекторов, схемы совпадений и поля имеют место соотношения $T_{\text{det}} \ll T_{\text{coin}} \ll \tau_{\text{coh}}$. При этом скорость счета совпадений можно представить в виде

$$R_{AB} = T_{\text{coin}} \langle A^+(t) A(t) B^+(t) B(t) \rangle = R_{\text{acc}} g_{AB}. \quad (42)$$

Здесь $R_{\text{acc}} = T_{\text{coin}} R_A R_B$ имеет смысл скорости "случайных" совпадений, наблюдаемых при независимых пучках A и B , $g_{AB} = g_{AB}(0)$,

$$g_{AB}(\tau) = \frac{1}{R_A R_B} \langle A^+(t) A(t) B^+(t+\tau) B(t+\tau) \rangle \quad (43)$$

— нормированная функция корреляции интенсивностей в пучках A и B .

Отметим, что понятие функции корреляции второго порядка $g_{AB}(\tau)$, фурье-образ которой определяет спектр флуктуаций интенсивности, принадлежит языку Q_H . То же самое относится к функции корреляции первого порядка $\langle A^+(t) A(t+\tau) \rangle$, определяющей обычный спектр поля.

Итак, параметр g_{AB} определяет скорость совпадений, нормированную на скорость случайных совпадений. Напомним, что параметр $g_{AB} - 1$ пропорционален коэффициенту корреляции потоков Q -фотонов в двух пучках (см. (2)). Заметим, что обычно в экспериментах имеет

место обратное неравенство: $T_{\text{coin}} \gg T_{\text{det}} \gg \tau_{\text{coh}}$. При этом надо заменить в (42) g_{AB} на $1 + (g_{AB} - 1)\tau_{\text{coh}}/T_{\text{coin}}$. Эта величина обычно близка к единице. Исключение составляет двухфотонный свет, для которого $g_{AB} - 1 = N^{-1} \gg 1$.

В общем случае наблюдаемая статистика показаний фотодетекторов выражается через функции корреляции поля и, в принципе, можно решить обратную задачу: восстановить состояние поля на выходе оптического тракта по наблюдаемой статистике. Таким образом, детекторы можно считать классическими приборами для наблюдения за квантовым объектом — падающим на них полем. Но последнее связано классическими законами распространения с исходным полем на входе оптического тракта (см. связь между моментами (26)), так что оптический тракт можно отнести к классической регистрирующей части установки. При таком подходе всевозможные оптические схемы служат лишь для исследования статистических свойств источников света.

В некоторых экспериментах с аналоговыми детекторами измеряется спектр флуктуаций фототока в детекторе, который пропорционален фурье-образу *неупорядоченной* функции автокорреляции для интенсивности:

$$\langle r(0) r(\tau) \rangle = R \delta(\tau) + R^2 g(\tau), \quad (44)$$

где $r(t) = A^+(t) A(t)$, $R = \langle r(t) \rangle = \eta N \Delta\nu$ — средний поток фотоэлектронов (N — среднее число фотонов в центральной продольной моде, $\Delta\nu$ — эффективная полоса спектра),

$$g(\tau) = \frac{1}{R^2} \langle A^+(0) A^+(\tau) A(\tau) A(0) \rangle \quad (45)$$

— нормированная нормально-упорядоченная функция автокорреляции.

Первое слагаемое в (44) описывает так называемый дробовой, или фотонный, шум. Оно возникло из-за некоммутативности операторов поля: $[A(t), A^+(t')] \approx \delta(t - t')$. Функция $g(\tau) - 1$ описывает так называемые избыточные шумы, которые в случае когерентного состояния поля отсутствуют, а в случае неклассических состояний поля могут компенсировать дробовые шумы.

Заметим, что в правой (упорядоченной) части равенства (44) можно учитывать неунитарные преобразования, например неединичную квантовую эффективность фотодетектора: $A \Rightarrow \eta^{1/2} A$. При такой замене оператор $r(t)$ описывает уже поток фотоэлектронов, а не фотонов.

Q_C. Флуктуации фототока можно рассматривать как проявление квантовых флуктуаций, связанных с измерением энергии поля. Эти флуктуации должны отсутствовать в случае состояния с определенной энергией, например однофотонного (при этом $g = 0$). Однако обычные состояния поля не обладают определенной энергией, что и проявляется в виде флуктуаций фототока. Когерентное состояние ($g = 1$) дает только дробовой шум, который является, таким образом, специфическим квантовым эффектом, связанным с квантовыми флуктуациями энергии поля и не имеющим классического аналога в стохастической оптике (на языке C^* амплитуда поля идеального лазера не флуктуирует). В то же время избыточные (сверхпуассоновские) шумы фототока в случае, например, теплового излучения допускают простую классическую аналогию: они вызваны тепловыми флуктуациями интенсивности поля.

Как отмечалось выше, регистрация совпадений в случае использования двухфотонного света дает очень высокий контраст $g_{AB} - 1$, связанный с малой вероятностью случайных совпадений. На С-языке это объясняется наглядно тем, что при $N_A = N_B \ll 1$ сигнальные и холостые пакеты, принадлежащие разным парам, перекрываются редко.

М. Для метафизического подхода процесс детектирования играет особую роль. Реально наблюдаемое макрособытие (появление импульса на выходе детектора или зерна серебра в фотоэмульсии) на М-языке принимается как доказательство априорного существования светового кванта с определенными, но еще не совсем изученными свойствами, который где-то (возможно, на далекой звезде) излучается, пролетает через межзвездные пространства и лабораторный оптический тракт, проходя одновременно через две щели экрана или два плеча интерферометра и вновь воссоединяясь как единое целое в момент регистрации (не путайте с С-фотоном; см. ниже).

Однако Q-теория не дает никаких оснований для такого или какого-либо другого подобного вывода (см. раздел 2.5). Она не позволяет по единичному наблюдению делать однозначные "предсказания назад" (retrodiction) даже при априорной информации о чистоте состояния, аналогично тому как в векторной алгебре по одной проекции вектора нельзя восстановить сам вектор. Таким образом, М-фотон как бы материализуется (подобно призраку) только в момент своей регистрации, чтобы тут же снова исчезнуть.

В случае n -фотонного поля появление импульса в одном детекторе сопровождается еще более таинственным, сверхсветовым, процессом — М-редукцией, т.е. превращением состояния поля в $(n - 1)$ -фотонное (не путайте с Q-редукцией, описанной для $n = 2$ в [23]).

С. В полуклассической теории вероятность появления импульса фототока на выходе детектора пропорциональна квадрату огибающей волнового пакета, изображающего С-фотон. Поэтому импульс чаще всего возникает в момент прохождения максимума огибающей через поверхность фотокатода.

В случае когерентного состояния поля пакеты-фотоны и, соответственно, импульсы фототока распределены во времени по Пуассону, а в случае теплового излучения — согласно геометрическому распределению Бозе-Эйнштейна. Периодическое приготовление однофотонного состояния должно приводить к одинаковым интервалам между пакетами и к более равномерному распределению импульсов, т.е. к субпуассоновской статистике.

Средняя скорость счета импульсов $R = \eta N / \tau_{\text{coh}}$, т.е. ηN определяет среднее число импульсов, возникающих за время когерентности τ_{coh} . При $N \ll 1$ интервалы между пакетами много больше длины самих пакетов, т.е. пакеты перекрываются редко.

Если последующий усилитель имеет постоянную времени T_{amp} , много большую среднего интервала между пакетами $1/R$, то импульсы сглаживаются и сливаются, т.е. детектирование становится аналоговым. При этом в полосе усилителя $1/T_{\text{amp}}$ обнаруживаются дробовые шумы плюс (в случае $g > 1$) избыточные шумы фототока. Если же $g < 1$, то шумы меньше уровня,

определяемого формулой Шоттки для среднего тока детектора.

С*. В классической теории $r(t) = A^*(t) A(t)$ при добавлении множителя $\sqrt{\hbar\omega}$ под знаком суммы в (32) имеет смысл интенсивности света в пучке, для измерения которой можно использовать, например, калориметр. Если инерция калориметра достаточно мала, то, наблюдая флуктуации его показаний, можно судить о статистике интенсивности поля. Одночастотный лазер со стабилизированной амплитудой не должен давать никаких флуктуаций. Если, однако, учесть дискретность заряда, то добавляется дробовой шум, согласно формуле Шоттки. При этом он уже не связан с некоммутативностью операторов поля и не может подавляться ни при каких состояниях поля.

Корреляцию и интерференцию интенсивностей в двух пучках можно исследовать с помощью двух таких детекторов. При этом будет наблюдаться классический аналог эффекта Брауна-Твисса.

4. Интерференция амплитуд

Двухпучковые интерферометры можно разделить на два класса: поляризационные и обычные (типа интерферометров Майкельсона или Маха-Цендера). Их феноменологическое описание идентично (см., например, [9]), и поэтому здесь будут обсуждаться лишь последние.

Рассмотрим кратко на Q-языке обычную интерференцию между двумя модами на примере интерферометра Маха-Цендера, изображенного схематически на рис. 4.

Q. Матрица рассеяния интерферометра равна произведению трех матриц, описывающих входное и выходное зеркала и неодинаковость оптических путей $k(z_1 - z_2) = 2\alpha$ между зеркалами:

$$D = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & -1 \\ 1 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \exp(ix) & 0 \\ 0 & \exp(-ix) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 \\ -1 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \alpha & i \sin \alpha \\ i \sin \alpha & \cos \alpha \end{pmatrix}. \quad (46)$$

Таким образом, для всей системы $t = \cos \alpha$, $r = i \sin \alpha$, т.е. интерферометр обладает свойствами светоделителя с легко изменяемыми (но зависящими от частоты) коэффициентами пропускания $T = \cos^2 \alpha$ и отражения $R = \sin^2 \alpha$. Знаки в (46) выбраны так, чтобы $t(0) = 1$.

Qн. Используя представление Гейзенберга, легко находим с помощью (23) выходную интенсивность пучка A :

$$N'_A = \langle a'^+ a' \rangle = \langle (t^* a^+ + r^* b^+) (ta + rb) \rangle = N_A \cos^2 \alpha + N_B \sin^2 \alpha - \text{Im} \langle a^+ b \rangle \sin(2\alpha). \quad (47)$$

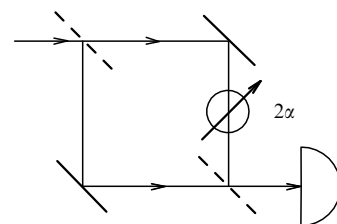


Рис. 4. Схема интерферометра Маха-Цендера

Здесь $N_A = \langle \psi | a^\dagger a | \psi \rangle$, $N_B = \langle \psi | b^\dagger b | \psi \rangle$. Если на входе пучка B — вакуум, то получаем обычный результат:

$$N'_A = TN_A = N_A \cos^2 \alpha. \quad (48)$$

Отметим, что это выражение описывает интерференцию независимо от начального состояния поля, которое влияет лишь на среднюю интенсивность N_A .

Формула (47) и аналогичные выражения для N'_B и $\langle a'^{\dagger} b' \rangle$ дают однозначные алгебраические связи между входными и выходными моментами поля в спектральном представлении. Фурье-преобразование этих связей определяет соотношения между корреляционными функциями. Эта процедура легко обобщается на высшие моменты [9]. При этом ее результат символически можно представить в виде

$$G'_{mm} = D^{*m} D^m G_{mm}. \quad (49)$$

Подчеркнем, что эти феноменологические соотношения, по существу, имеют классический характер.

Qs. Используем теперь представление Шрёдингера. Согласно (34) имеем

$$|\psi'\rangle = f[a'^{\dagger} \cos \alpha + ib'^{\dagger} \sin \alpha, ia'^{\dagger} \sin \alpha + b'^{\dagger} \cos \alpha] |\text{vac}\rangle. \quad (50)$$

Это выражение должно давать эквивалентный (47) результат при произвольном начальном состоянии [21], но мы для простоты положим его однофотонным: $|\psi\rangle = |1, 0\rangle$. Тогда $f = a^\dagger = a'^{\dagger} \cos \alpha + ib'^{\dagger} \sin \alpha$. В результате

$$|\psi'\rangle = \cos \alpha |1, 0\rangle + i \sin \alpha |0, 1\rangle, \quad (51)$$

так что

$$N'_A = \langle \psi' | a^\dagger a | \psi' \rangle = T = \cos^2 \alpha, \quad (52)$$

что согласуется с (48).

Проведенное выше рассмотрение показывает, что в представлении Гейзенберга интерференция описывается точно так же, как и в классической оптике: суперпозицией двух полей с амплитудами a и b . Представление Шрёдингера маскирует эту аналогию, поэтому эффект часто интерпретируется как результат квантовой интерферен-

ции между двумя амплитудами перехода из начального состояния в конечное (см. (37)) по двум *неразличимым* путям.

М. Последний термин относится, скорее, к М-языку, поскольку он имеет довольно таинственный смысл. В переводе на Q-язык он означает, что в интерферометре нет дополнительных макроприборов, нарушающих когерентность и изменяющих рассчитанную выше эволюцию поля. Например, в одно из плеч интерферометра можно поставить светоделитель, направляющий часть пучка еще на один детектор. Подобные многодетекторные схемы можно легко описать на QH-языке (см. разделы 5 и 6). Другие языки ничего не добавляют к расчету, который предсказывает все статистические характеристики наблюдаемых фотоотчетов — средние скорости счета импульсов и их корреляцию или антикорреляцию.

Часто на М-языке при объяснении интерференции говорят также о *неразличимости фотонов*. При этом, по существу, речь идет об эффектах, аналогичных классическим и связанных с понятием *когерентности* полей. Аналогично, *различимость фотонов* в переводе с квантового "новояза" (newspeak) сводится к *некогерентности*. Еще один популярный новый термин *квантовый стиратель* (eraser) употребляется в квантовой оптике при обратимом нарушении и последующем восстановлении когерентности полей в двух модах. При наблюдении нарушенного полного внутреннего отражения используют М-термин *туннелирование фотонов*.

5. Корреляция и антикорреляция фотоотчетов

Перейдем к демонстрационным экспериментам со светоделителем и двухдетекторной схемой совпадений.

5.1. Эффект Брауна–Твисса

Рассмотрим сначала случай, когда в схеме, представленной на рис. 5, мода B не возбуждается. Регистрируется скорость совпадений $R_{AB}(\tau)$ в зависимости от разности $c\tau$ оптических путей между светоделителем и детекторами. В случае $\tau \gg \tau_{\text{coh}}$ скорость совпадений перестает зависеть от задержки: $R_{AB}(\infty) = \text{const} = R_{\text{acc}} = R_A R_B T_{\text{coin}}$ (рис. 6), где T_{coin} — "окно" схемы совпадений. При этом события в каналах A и B независимы и происходят только "случайные" совпадения. В случае $\tau \ll \tau_{\text{coh}}$ обычно наблюдается экстремальное значение $R_{AB}(0)$.

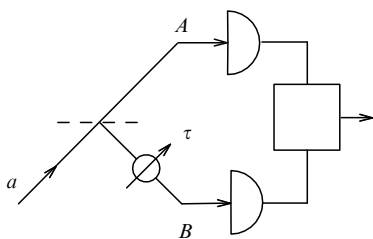


Рис. 5. Схема эксперимента Брауна–Твисса. Входной пучок с амплитудой a падает на светоделитель и расщепляется на два взаимно когерентных пучка. Два детектора A , B и схема совпадений (или аналоговый коррелятор) измеряют корреляцию интенсивностей в выходных пучках в зависимости от относительной задержки τ

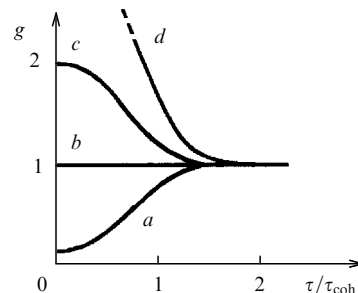


Рис. 6. Зависимость нормированной корреляции интенсивностей g от относительной задержки τ для различных состояний падающего поля: a — однофотонное, b — когерентное, c — тепловое, d — двухфотонное

QH. Согласно (42) $R_{AB}(0) = g'_{AB} R_{acc}$. С помощью (26) при $G_{AB} = G_{BB} = 0$ находим $G'_{AB} = TRG_{AA}$ и $g'_{AB} = g_{AA}$.

Таким образом, светоделитель, два детектора и схема совпадений позволяют измерять параметр g_{AA} , характеризующий группировку или антигруппировку интенсивностей в исходном свете:

$$g_{AA} = g'_{AB} = \frac{R_{AB}(0)}{R_{acc}}.$$

Связь $g'_{AB} = g_{AA}$ означает, что светоделитель преобразует флуктуации интенсивности на входе в корреляцию интенсивностей на выходе. На рис. 6 схематически изображен эффект Брауна–Твисса для однофотонного (a), когерентного (b), теплового (c) и двухфотонного (d) света.

Превышение g_{AA} над единицей в случае теплового излучения впервые было обнаружено Брауном и Твиссом около сорока лет назад [48, 49]. Этот эксперимент считается одним из первых в квантовой оптике. Обнаруженный эффект вызвал в свое время оживленную дискуссию, хотя на Q- и C*-языках он свидетельствует лишь о наличии "избыточных" флуктуаций интенсивности в используемом источнике света. Более удивительным с классической точки зрения кажется эффект антигруппировки фотонов ($g_{AA} < 1$), обнаруженный в 1977 г. при использовании света резонансной флуоресценции одиночных атомов [50].

Qs. В представлении Шрёдингера мы рассмотрим на рис. 6 лишь случай a. При однофотонном состоянии входной моды A выходной вектор состояния, согласно (35), имеет вид

$$|\psi'\rangle = (ta'^{+} - r^*b'^{+})|0\rangle'_A|0\rangle'_B = t|1\rangle'_A|0\rangle'_B - r^*|0\rangle'_A|1\rangle'_B. \quad (53)$$

Здесь Q-фотон принадлежит двум выходным модам. В результате вероятность совпадения равна нулю: $|\langle\psi'|1\rangle'_A|1\rangle'_B|^2 = 0$, т.е. имеет место эффект полной антикорреляции фотоотчетов (рис. 6a). Это следует также сразу из $g_{AA} = \langle 1|a'^{+2}a'^2|1\rangle = 0$.

Qc. Копенгагенский язык не допускает "лишних" вопросов. Статистика фотоотчетов, согласно измерительному постулату и стандартной модели фотодетектирования, определяется статистикой падающего на детекторы поля, и в представлении Гейзенберга вопрос исчерпывается феноменологическими связями (26) между входными и выходными моментами и статистикой падающего света.

M. Эффект Брауна–Твисса при $g'_{AB} > 1$ иногда объясняют склонностью M-фотонов группироваться. Соответственно, обратное неравенство якобы свидетельствует об антигруппировке, отталкивании M-фотонов. Подобные умозаключения (объяснение статистического свойства частного квантового ансамбля индивидуальными свойствами составляющих его гипотетических частиц) характерно для метафизики.

В экспериментах [51] корреляция выходных интенсивностей наблюдалась при модуляции пропускания светоделителя шумовым радиосигналом. По результатам эксперимента был сделан вывод, что M-фотон иногда

проявляет склонность к типам статистик, промежуточным между статистиками Бозе и Ферми. На Q- и C-языках подобные эксперименты с модулируемыми оптическими параметрами описываются связями (26), в которых T и R — функции времени.

C. Если два фотона-пакета принадлежат общему объему когерентности, т.е. перекрываются, то кажется естественным, что светоделитель может их разделить и направить к разным детекторам, так что они будут срабатывать почти одновременно. (Иногда появление таких "тесных пар" C-фотонов в тепловом излучении объясняют вынужденным излучением в источнике света.) И наоборот, если фотоны прибывают на светоделитель поодиночке через равные интервалы, то совпадений не будет. В экспериментах [50] это было вызвано конечным временем (порядка обратной частоты Раби) повторного возбуждения атома при резонансной флуоресценции.

C*. Фактически в первых экспериментах Браун и Твисс использовали аналоговые детекторы и регистрировали корреляцию шумов двух фототоков. Этот эффект допускает простую классическую интерпретацию: флуктуации интенсивности во входном пучке светоделителя должны приводить к корреляции интенсивностей в выходных пучках и, соответственно, к корреляции фототоков.

5.2. Регистрация антисовпадений

Рассмотрим теперь несколько другую схему регистрации, близкую, по-видимому, к использованной в работе [18]. Фактически здесь опять речь идет об антикорреляции отсчетов в выходных пучках (рис. 6a), но при несколько иной электронной обработке выходных импульсов. Пусть нас интересуют не совпадения, а их отсутствие — антисовпадения.

QH. Вероятность появления импульса в детекторе A, изображенном на рис. 5, за некоторое время Δt , много большее длительности импульса, согласно (41), равна $P_A(1) = R'_A \Delta t = \eta_A N'_A \Delta \nu \Delta t$ (события с появлением двух или большего числа импульсов в одном детекторе во внимание не принимаем). Эта вероятность равна, очевидно, сумме совместных вероятностей, учитывающих два альтернативных события: появление и непооявление импульса в детекторе B за тот же интервал, т.е.

$$P_A(1) = P_{AB}(1, 1) + P_{AB}(1, 0). \quad (54)$$

Здесь вероятность совпадения имеет знакомый вид (см. (42)):

$$P_{AB}(1, 1) = R_{AB} \Delta t = g'_{AB} R'_A R'_B (\Delta t)^2 = g'_{AB} P_A(1) P_B(1). \quad (55)$$

Из (54) и (55) находим интересующую нас вероятность антисовпадения $P_{AB}(1, 0)$, нормированную на вероятность отсчета в детекторе A:

$$\frac{P_{AB}(1, 0)}{P_A(1)} = 1 - \frac{P_{AB}(1, 1)}{P_A(1)} = 1 - g_{AA} R'_B \Delta t \quad (56)$$

(мы учли равенство нормированных входных и выходных моментов $g'_{AB} = g_{AA}$).

Таким образом, при достаточно малой скорости счета в канале B ($R'_B \ll 1/(g_{AA} \Delta t)$) наблюдаются антисовпадения: импульсы в канале A не сопровождаются импульсами в канале B . Это утверждение справедливо при *любом* состоянии падающего света, которое влияет лишь на параметр группировки g_{AA} и, следовательно, на пороговое значение скорости счета $R'_B = 1/(g_{AA} \Delta t)$, выше которого вероятность антисовпадений падает. В частности, в случае однофотонного состояния $g_{AA} = 0$, так что совпадения отсутствуют при любой скорости счета (в пределах принятых допущений, конечно).

Из вышесказанного следует, что регистрация антисовпадений $P_{AB}(1, 0) = P_A(1)$ сама по себе не является доказательством неклассичности света (в смысле $g < 1$). Единственным прагматическим результатом таких экспериментов является измерение параметра группировки падающего света g_{AA} , как и при регистрации совпадений.

М. Наблюдение антисовпадений на М-языке принимается за доказательство неделимости М-фотона, его корпускулярности. Обычно при этом добавляется условие (не выполненное ни в одном эксперименте) *однофотонности* падающего света.

Более того, считается [19], что если для расщепления пучка использовать, как это было сделано в [18], туннельный светоделитель, т.е. неполное внутреннее отражение (которое является волновым эффектом), то наблюдение каждого антисовпадения свидетельствует о проявлении *дуализма* М-фотоном *в одной и той же экспериментальной ситуации*, вопреки традиционной точке зрения. Отметим, однако, что действие любого светоделиителя, например полупрозрачного зеркала или поляризационной призмы, также основано на волновой природе света.

С. Отсутствие совпадений в случае однофотонного источника в полуклассической теории следует из постулата о С-редукции фотона-пакета в момент регистрации. При этом совпадения, если они все же наблюдаются, объясняются падением на делитель двух С-фотонов, разделенных интервалом времени, меньшим Δt .

С*. В чисто классической теории можно рассматривать, очевидно, лишь аналоговый режим детектирования и корреляцию или антикорреляцию двух фототоков в детекторах A и B . Последняя при возбуждении лишь одной входной моды, по-видимому, не может наблюдаться.

5.3. Эффект антикорреляции

Пусть теперь в схеме, изображенной на рис. 5, возбуждаются обе входные моды.

QH. Согласно (26) выходные моменты однозначно определяются через входные моменты и коэффициент передачи светоделиителя по интенсивности T . Пусть входные моменты в модах A и B одинаковы и $T = 0,5$. Тогда

$$g' = 0,5g + g_{AB}, \quad g'_{AB} = 0,5g. \quad (57)$$

Таким образом, при $g_{AB} < 0,5g$ (слабая корреляция между входными пучками) группировка в результате преобразования уменьшается: $g' < g$. Если $g < 2$ (т.е. группировка во входных пучках меньше тепловой), то

выходные пучки антикоррелируют: $g'_{AB} < 1$ (независимо от начальной корреляции).

Как будет показано ниже, эффект *антикорреляции фототоков на выходе светоделиителя* имеет простую классическую аналогию (в отличие от рассмотренного выше случая с одним падающим пучком) — антикорреляцию непрерывных интенсивностей и, соответственно, фототоков, вызванную флуктуациями фаз в падающем свете и законом сохранения энергии.

В квантовой теории g'_{AB} , как и g , может равняться нулю, в то время как в С*-теории из $g_{\text{class}} \geq 1$ следует $g'_{AB} \geq 0,5$, причем знак равенства достигается в отсутствие флуктуаций, когда $g = 1$. Это ограничение, однако, не препятствует полной антикорреляции ($K = -1$) выходных интенсивностей.

В случае мод, отличающихся типом поляризации, их можно перемешать с помощью призмы Николя (при этом $T = \cos^2 \alpha$, где α — угол ориентации призмы). В этом случае рассмотренный эффект проявляется в виде *скрытой поляризации* единственного выходного пучка [9]. Действительно, равенство $N'_A = N'_B$ при любом α означает, что пучок не поляризован в обычном смысле. Однако при регистрации флуктуаций или корреляции интенсивностей в выходных модах (имеющих ортогональную поляризацию) пучок обнаруживает поперечную структуру с осью симметрии четвертого порядка.

Рассмотрим несколько типов статистик начального поля.

1. В случае тепловых пучков на входе $g = 2$, $\sigma^2 = N + N^2$, так что на выходе $g' = 1 + g_{AB}$, $g'_{AB} = 1$, т.е. пучки становятся некоррелированными независимо от начальной корреляции. При этом группировка (флуктуации) увеличивается при наличии начальной корреляции ($g_{AB} > 1$) и уменьшается при начальной антикорреляции.

2. В случае двух независимых когерентных пучков на входе $g = g_{AB} = 1$, а на выходе получаем некоторую группировку (рост флуктуации) и антикорреляцию: $g' = 1,5$, $g'_{AB} = 0,5$ и $K = -1/(1 + 2N^{-1})$.

3. В случае двухмодового сжатого вакуума, согласно (6), на входе $g = 2$, $\sigma^2 = N + N^2$ (тепловые флуктуации в модах) и $g_{AB} = 2 + N^{-1}$, $K = 1$ (полная корреляция между модами независимо от усиления), а на выходе $g' = 3 + N^{-1}$, $g'_{AB} = 1$, $\sigma'^2 = 2\sigma^2$, т.е. корреляция подавлена и дисперсия удвоилась. Инвариант (27) здесь имеет вид $4N^2 + N$.

При произвольном коэффициенте передачи $T = \cos^2 \alpha$ из (26) находим интерференционную зависимость от α :

$$g'_{AB} = 1 + (1 + N^{-1}) \cos^2(2\alpha) \propto 1 + V \cos(4\alpha) \quad (58)$$

с видностью $V = (1 + N)/(1 + 3N)$, стремящейся к $1/3$ в случае классического сжатого света ($N \gg 1$) и к 1 при малом сжатии ($N \ll 1$).

Если ввести в один из падающих пучков большую задержку, пучки становятся независимыми. В этом случае начальная корреляция сохраняется: $g'_{AB} = g_{AB}$ (это следует из (58) при $\alpha = 0$). Таким образом, "контраст" эффекта (изменение скорости совпадений при введении задержки) при $T = R = 0,5$ равен $2 + N^{-1}$.

Эффект антикорреляции наблюдался во многих работах с помощью двухфотонного света, когда $N \ll 1$ (см. [4, 6]). Его можно использовать для измерения фемтосекундных групповых задержек [4, 6].

4. В случае симметричного двухфотонного состояния на входе из $|\psi\rangle = |1, 1\rangle$ следует $N = 1$, $g = \sigma^2 = 0$ (полная антигруппировка), $g_{AB} = 1$, а на выходе $N' = g' = \sigma'^2 = 1$, $g'_{AB} = 0$, т.е. появились флуктуации, а корреляция подавлена.

Qs. В терминах Q-фотонов эффект антикорреляции проще всего "объясняется" в случае 4 (двухфотонное состояние на входе). Напомним, что на Qs-языке действие 50%-ного светоделителя, согласно (40), описывается преобразованием

$$|\psi\rangle = |1, 1\rangle \Rightarrow |\psi'\rangle = 0,5(|2, 0\rangle - |0, 2\rangle). \quad (59)$$

Таким образом, при $T = 0,5$ выходной вектор состояния не содержит компоненты $|1, 1\rangle$ с одним Q-фотоном в каждом пучке, дающей совпадения фотоотчетов. Эффект антикорреляции имеет $2J$ -фотонное обобщение: в случае состояния $|J, J\rangle$ на входе коэффициент передачи T имеет J значений, обращающих в нуль компоненту $|J, J\rangle$ в выходном векторе состояния [9]. Этот эффект отражает свойство $SU(2)$ -матрицы с размерностью $(2J + 1)^2$: ее центральный элемент является полиномом Лежандра $P_J(T - R)$, т.е. эффект является следствием симметрии модели, а не ее квантовой специфики.

M. На M-языке обсуждается обычно действие светоделителя на состояния вида $|\psi\rangle = |1, 1\rangle$. При этом делается ряд заключений о свойствах M-фотона. Например, отсутствие в $|\psi'\rangle$ компоненты $|1, 1\rangle$, дающей совпадения, объясняется проявлением волновой "составляющей" M-фотона, а наличие в $|\psi'\rangle$ компонент $|2, 0\rangle$ и $|0, 2\rangle$ — корпускулярной.

C. В полуклассической теории случай 4 (двухфотонное входное состояние $|1, 1\rangle$) можно моделировать так. На полупрозрачное зеркало время от времени падают с двух сторон одновременно два фотона-пакета со случайной относительной фазой φ . Каждый пакет представляет отрезок синусоиды с единичной амплитудой и случайной фазой.

При $\varphi = 0$ имеем $|a'\rangle = \sqrt{2}$, $b' = 0$, т.е. оба фотона направились в канал A , что соответствует выходному состоянию $|2, 0\rangle$ и отсутствию совпадений. При $\varphi = \pi$ имеем $a' = 0$, $|b'\rangle = \sqrt{2}$, т.е. оба фотона направились в канал B , что соответствует выходному состоянию $|0, 2\rangle$ и также отсутствию совпадений. Однако при всех других фазах имеется конечная амплитуда поля в обоих выходных каналах и некоторая вероятность совпадения фотоотчетов.

Таким образом, *C-язык не допускает полной антикорреляции дискретных фотоотчетов.*

C*. Пусть на светоделитель падают две квазимонохроматические волны с одинаковыми стабильными амплитудами, которые мы примем равными единице, и независимо дрейфующими фазами $\alpha(t)$ и $\beta(t)$. Полагая $a = \exp[i\alpha(t)]$ и $b = \exp[i\beta(t)]$, находим амплитуды на выходе 50%-ного светоделителя: $a' = (a + b)/\sqrt{2}$ и $b' = (-a + b)/\sqrt{2}$. При этом выходные интенсивности имеют вид

$$n'_A = |a'|^2 = 1 + \cos \varphi(t), \quad n'_B = |b'|^2 = 1 - \cos \varphi(t), \quad (60)$$

где $\varphi = \alpha - \beta$.

Таким образом, в зависимости от текущей разности фаз $\varphi(t)$ интенсивность перераспределяется случайным образом между двумя выходными каналами. При этом общая энергия $n_A + n_B = 2$ сохраняется и поэтому $dn'_A/dt = -dn'_B/dt$, т.е. интенсивности всегда изменяются в противоположных направлениях, что и дает их антикорреляцию.

На входе $g = g_{AB} = 1$, $\sigma = 0$, а на выходе при равномерном распределении φ имеем $N'_A = N'_B = 1$ и

$$\begin{aligned} g' &= \langle\langle n'^2_A \rangle\rangle = \langle\langle n'^2_B \rangle\rangle = 1 + \langle\langle \cos^2 \varphi(t) \rangle\rangle = 1,5, \\ g'_{AB} &= \langle\langle n'_A n'_B \rangle\rangle = 1 - \langle\langle \cos^2 \varphi(t) \rangle\rangle = 0,5, \\ \sigma'^2 &= \langle\langle n'^2_A \rangle\rangle - N'^2_A = 0,5, \end{aligned} \quad (61)$$

так что коэффициент корреляции интенсивностей $K' = (G'_{AB} - N'_A N'_B)/\sigma'^2 = -1$, т.е. имеет место полная антикорреляция интенсивностей.

Пусть имеется одна плоская волна и a, b — амплитуды компонент с ортогональными поляризациями. При этом флуктуации их относительной фазы $\varphi(t)$ дают флуктуации состояния поляризации входного поля. Теперь роль полупрозрачного зеркала играет поляризационная призма, которая трансформирует флуктуации поляризации в антикоррелированные флуктуации выходных интенсивностей.

Учет начальных флуктуаций интенсивностей и их возможной корреляции усложнит описание эффекта, но не изменит его существа. *Светоделитель является фазовым детектором, преобразующим относительные флуктуации фаз входных сигналов в антикоррелированные флуктуации выходных интенсивностей.*

6. Интерференция интенсивностей

Эффект интерференции интенсивностей (см., например, [35], с. 107) тесно связан с рассмотренным выше эффектом Брауна–Твисса. Оказывается, что при некоторых условиях наблюдаемая (анти)корреляция интенсивностей на выходе оптического тракта зависит от определенной комбинации длин оптических путей. Простейшая схема содержит четыре пучка, которые перемешиваются или непосредственно на поверхности детекторов, или с помощью светоделителей (или, в поляризационном варианте, призм Николя) и двух детекторов со схемой совпадений (или с аналоговым коррелометром). Математические описания поляризационных и обычных интерферометров имеют много общего (фактически, они изоморфны; см. [9, 13]). Возможен ряд вариантов наблюдения эффекта, отличающихся оптическими схемами и статистикой используемого источника света [9, 13].

При использовании двухфотонного или сжатого света (квантового или классического) эффект имеет необычную зависимость от длин оптических путей. В последнее время описан ряд интересных экспериментов с применением параметрического двухфотонного света [3–6]. Обсуждаются эксперименты с источниками (пока не существующими) трех- и четырехфотонного света [10–13].

Ниже мы обсудим несколько типичных схем, позволяющих сравнить различные языки описания эффекта.

6.1. Два типа интерференции интенсивностей

Рассмотрим схему, представленную на рис. 7. Между входными полями a_1 и a_2 , имеющими одинаковую

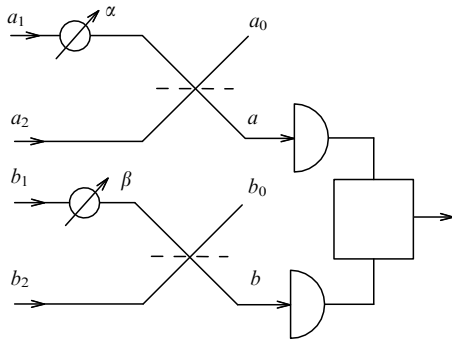


Рис. 7. Схема четырехмодового интерферометра интенсивностей. Поля a_1 и a_2 , а также b_1 и b_2 перемещаются на светоделителях. Наблюдаемая (анти)корреляция интенсивностей выходных полей a и b периодически зависит от фазовых задержек α и β . В зависимости от статистики падающих полей возможны два типа интерференции: с фазой $\alpha + \beta$ (двухфотонная интерференция или интерференция опережающих волн) и с фазой $\alpha - \beta$ (интерференция интенсивностей Брауна–Твисса). Оба эффекта имеют тривиальное классическое объяснение: они возникают в результате преобразования светоделителями относительных флуктуаций фаз падающих полей в антикорреляцию амплитуд

частоту ω_a , перед смешением вводится регулируемая фазовая задержка $\alpha = k_a(z_{a1} - z_{a2})$. Аналогично между полями b_1 и b_2 с частотой ω_b вводится задержка $\beta = k_b(z_{b1} - z_{b2})$.

QH. Для выходных амплитуд при $t = r = 1/\sqrt{2}$ с учетом задержек получаем

$$\begin{aligned} a &= \frac{1}{\sqrt{2}} [a_1 \exp(-i\alpha/2) + a_2 \exp(i\alpha/2)], \\ a_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} [-a_1 \exp(-i\alpha/2) + a_2 \exp(i\alpha/2)], \\ b &= \frac{1}{\sqrt{2}} [b_1 \exp(-i\beta/2) + b_2 \exp(i\beta/2)], \\ b_0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} [-b_1 \exp(-i\beta/2) + b_2 \exp(i\beta/2)], \end{aligned} \quad (62)$$

т.е. матрица рассеяния для верхней половины схемы, представленной на рис. 7, имеет вид

$$D(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \exp(-i\alpha/2) & \exp(i\alpha/2) \\ -\exp(-i\alpha/2) & \exp(i\alpha/2) \end{pmatrix}. \quad (63)$$

Для перехода к Qs-языку нам понадобится обратная матрица

$$D^{-1}(\alpha) = D^+(\alpha) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \exp(i\alpha/2) & -\exp(i\alpha/2) \\ \exp(-i\alpha/2) & \exp(-i\alpha/2) \end{pmatrix}. \quad (64)$$

Аналогичный вид имеют матрицы $D(\beta)$, $D^{-1}(\beta)$, связывающие амплитуды b_1 , b_2 и b , b_0 .

Общая матрица рассеяния схемы с размерностью 4×4 имеет блочную структуру:

$$D = \begin{pmatrix} D(\alpha) & 0 \\ 0 & D(\beta) \end{pmatrix}.$$

Отсюда находим операторы чисел фотонов на выходах мод a и b :

$$\begin{aligned} n_a &= a^+ a = \frac{1}{2} [n_{a1} + n_{a2} + a_1^+ a_2 \exp(i\alpha) + a_2^+ a_1 \exp(-i\alpha)], \\ n_b &= b^+ b = \frac{1}{2} [n_{b1} + n_{b2} + b_1^+ b_2 \exp(i\beta) + b_2^+ b_1 \exp(-i\beta)]. \end{aligned} \quad (65)$$

Вероятность совпадений определяется моментом $G_{ab} = \langle :n_a n_b: \rangle$. Усредняя произведение n_a и n_b при условии, что моменты типа $\langle a_1^+ a_2 b_1^+ b_2 \rangle$ равны нулю, получаем (ср. с (26))

$$\begin{aligned} G_{ab}(\alpha, \beta) &= G_0 + G_+ \cos(\alpha + \beta) + G_- \cos(\alpha - \beta), \quad (66) \\ G_0 &= \frac{1}{4} (G_{a1b1} + G_{a2b2} + G_{a1b2} + G_{a2b1}), \quad G_{kl} = \langle :n_k n_l: \rangle, \\ G_+ &= \frac{1}{2} \langle a_1^+ b_1^+ a_2 b_2 \rangle, \quad G_- = \frac{1}{2} \langle a_1^+ b_2^+ a_2 b_1 \rangle \end{aligned} \quad (67)$$

(принято, что моменты G_{\pm} вещественны). Здесь комбинация моментов G_0 описывает уже знакомое перераспределение флуктуаций и корреляций (см. (26)), а слагаемые, содержащие G_+ и G_- , описывают два типа интерференции интенсивностей: с фазами $\alpha + \beta$ и $\alpha - \beta$ соответственно. При $k_a = k_b$ имеем

$$\alpha + \beta = k(z_{a1b} - z_{a2b}), \quad \alpha - \beta = k(\Delta z_1 - \Delta z_2),$$

где $z_{aib} = z_{ai} + z_{bi}$, $\Delta z_i = z_{ai} - z_{bi}$.

Для интерференции с фазой $\alpha + \beta$ я предложил название *интерференция опережающих волн*, поскольку его основную особенность — зависимость коррелятора интенсивностей от сумм оптических путей z_{aib} между детекторами и i -м источником удобно интерпретировать с помощью фиктивных опережающих волн, распространяющихся от одного из детекторов к i -му источнику и после "отражения" от него — ко второму детектору [13, 52]. Наличие двух (или более) путей z_{aib} и приводит к интерференции с фазой $z_{aib} - z_{ajb}$.

Для интерференции с фазой $\alpha - \beta$ я сохранил старое название — *интерференция интенсивностей Брауна–Твисса*.

Удобно определить *видности* этих эффектов:

$$\begin{aligned} G_{ab}(\alpha, \beta) &\propto 1 + V_+ \cos(\alpha + \beta) + V_- \cos(\alpha - \beta), \\ V_{\pm} &= G_{\pm}/G_0. \end{aligned} \quad (68)$$

6.2. Интерференция интенсивностей Брауна–Твисса

QH. При использовании обычных источников света $G_+ = 0$ и гармоническую зависимость скорости совпадений (или коррелятора аналоговых фототоков) от $\alpha - \beta$ (за счет G_-) называют *интерференцией интенсивностей*. Условие $G_- \neq 0$ можно легко осуществить, подключая моды a_1 и b_1 к выходу одного светоделителя, а моды a_2 и b_2 — к выходу другого (рис. 8). При этом необходимо условие $\omega_a = \omega_b$.

Пусть $t = r = 1/\sqrt{2}$. Тогда

$$\begin{aligned} a_1 &= \frac{c + c_0}{\sqrt{2}}, \quad a_2 = \frac{d + d_0}{\sqrt{2}}, \\ b_1 &= \frac{-c + c_0}{\sqrt{2}}, \quad b_2 = \frac{-d + d_0}{\sqrt{2}}. \end{aligned} \quad (69)$$

Здесь в соответствии с (31) можно принять $c_0 = d_0 = 0$. Поэтому

$$G_+ = \frac{\langle c^+ d^2 \rangle}{8}, \quad G_- = \frac{\langle c^+ d^+ dc \rangle}{8} = \frac{G_{cd}}{8}. \quad (70)$$

Если исключить особые источники света с необычной статистикой (см. раздел 6.4), то $G_+ = 0$.

В случае симметричного возбуждения, когда

$$N_c = N_d = N, \quad G_{cc} = G_{dd} = gN^2, \quad G_{cd} = g_{cd}N^2,$$

имеем

$$G_0 = N^2 \frac{g + g_{cd}}{8}, \quad G = N^2 \frac{g_{cd}}{8},$$

$$V_- = \frac{G_{cd}}{G_{cd} + G_{aa}} = \frac{1}{1 + g/g_{cd}}. \quad (71)$$

Таким образом, для высокой видности интерференции необходим малый параметр группировки g , т.е. необходимы минимальные флуктуации интенсивности в каждом входном пучке и максимальная корреляция между пучками g_{cd} . В классической теории $G_{cc} \geq G_{cd}$, поэтому $V_{\text{class}} \leq 1/2$.

Рассмотрим несколько типов входных полей (см. рис. 8).

1. Пусть моды с амплитудами c, d выделены из полей двух независимых стационарных источников, например двух звезд или двух лазеров. Из их независимости следует $g_{cd} = 1$, так что

$$V_- = \frac{1}{1 + g} \quad (72)$$

и видность определяется флуктуациями интенсивностей источников. Так, в случае независимых когерентных или тепловых входных полей видность интерференции интенсивностей равна 1/2 или 1/3 соответственно.

2. Если на входе — сжатый вакуум, то из (6) следует $g = g_{cd} - N^{-1} = 2$ и

$$V_- = \frac{2N + 1}{4N + 1} = \frac{\cosh(2F)}{2 \cosh(2F) - 1}, \quad (73)$$

где F есть коэффициент параметрического усиления, пропорциональный амплитуде накачки. При слабой накачке ($N = F^2 \ll 1$, спонтанное параметрическое рассеяние) $V_- = 1$, при сильной накачке (параметрическая сверхлюминесценция) $V_- = 1/2$. Высокую видность интерференции интенсивностей при использовании параметрического двухфотонного света можно считать существенно неклассическим эффектом, связанным с неравенством $G_{cc} \ll G_{cd}$ для моментов входного поля. (В типичном эксперименте $G_{cc}/G_{cd} \sim 10^{-8}$.)

3. Если на входе — классический сжатый свет, то согласно (8)

$$V_- = \frac{\cosh(4F)}{1 + 2 \cosh(4F)}. \quad (74)$$

Таким образом, при слабой накачке (т.е. при некоррелированном гауссовом шуме на входе интерферометра) $V_- = 1/3$, как в случае тепловых источников, а при сильной накачке (полная корреляция между входными интенсивностями) $V_- = 1/2$, как в случае независимых лазеров с пуассоновской статистикой или сильно сжатого вакуума.

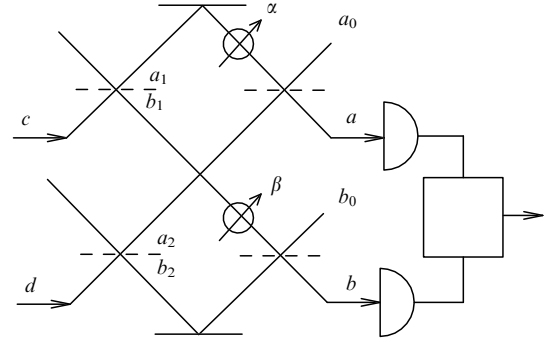


Рис. 8. Схема наблюдения интерференции интенсивностей с фазой $\alpha - \beta$ (интерференция интенсивностей Брауна–Твисса). Входные поля c и d могут быть независимы

Отметим, что, хотя коэффициент корреляции K между сигнальной и холостой модами равен единице и для сжатого вакуума ($F \ll 1, N_0 \ll 1$) и для классического сжатого света ($F \gg 1, N_0 \gg 1$), отсутствие случайных совпадений в первом случае приводит к 100%-ной видности.

Qs. Рассмотрим случай 2 при $N \ll 1$ в представлении Шрёдингера. Опуская вакуумную компоненту, имеем на входе двухфотонное состояние:

$$|\psi_0\rangle = c^+ d^+ |\text{vac}\rangle = |1\rangle_c |1\rangle_d. \quad (75)$$

Чтобы найти преобразованное состояние на выходе первой пары делителей, надо обратить преобразование операторов (69):

$$c = \frac{a_1 - b_1}{\sqrt{2}}, \quad d = \frac{a_2 - b_2}{\sqrt{2}}, \quad c_0 = \frac{a_1 + b_1}{\sqrt{2}}, \quad d_0 = \frac{a_2 + b_2}{\sqrt{2}}. \quad (76)$$

Здесь c_0 и d_0 — операторы неиспользуемых входных мод входных светоделителей, находящихся в вакуумном состоянии. Подставляя (76) в (75), находим

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{2} (a_1^+ - b_1^+) (a_2^+ - b_2^+) |\text{vac}\rangle =$$

$$= \frac{1}{2} (|1010\rangle + |0101\rangle - |1001\rangle - |0110\rangle), \quad (77)$$

где $|klmn\rangle = |1\rangle_{a_1} |1\rangle_{b_1} |1\rangle_{a_2} |1\rangle_{b_2}$.

В соответствии с (64) сделаем замену

$$a_1 = \frac{a - a_0}{\sqrt{2}} \exp(i\alpha/2), \quad a_2 = \frac{a + a_0}{\sqrt{2}} \exp(-i\alpha/2),$$

$$b_1 = \frac{b - b_0}{\sqrt{2}} \exp(i\beta/2), \quad b_2 = \frac{b + b_0}{\sqrt{2}} \exp(-i\beta/2). \quad (78)$$

Отсюда получаем состояние четырех выходных мод:

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{4} \{ \exp(-i\alpha) |2000\rangle + \exp(-i\beta) |0200\rangle -$$

$$- \exp(i\alpha) |0020\rangle - \exp(i\beta) |0002\rangle +$$

$$+ 2 \cos[(\alpha - \beta)/2] (|0011\rangle - |1100\rangle) +$$

$$+ 2i \sin[(\alpha - \beta)/2] (|0110\rangle - |1001\rangle) \}, \quad (79)$$

где $|klmn\rangle = |1\rangle_a |1\rangle_b |1\rangle_{a_0} |1\rangle_{b_0}$.

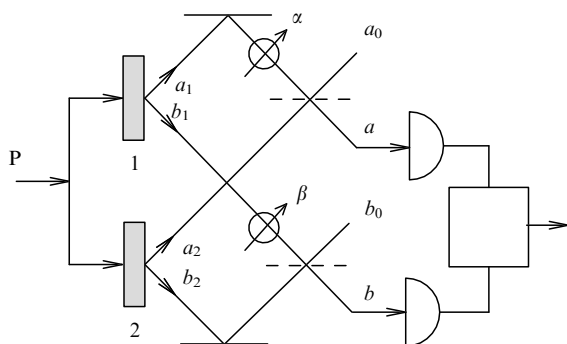


Рис. 9. Схема наблюдения интерференции интенсивностей с фазой $\alpha + \beta$ (двухфотонная интерференция или интерференция опережающих волн). Два нелинейных кристалла с общей накачкой P дают четырехмодовое поле с отличным от нуля коррелятором $\langle a_1^+ b_1^+ a_2 b_2 \rangle = \langle a_1 b_1 \rangle^* \langle a_2 b_2 \rangle$

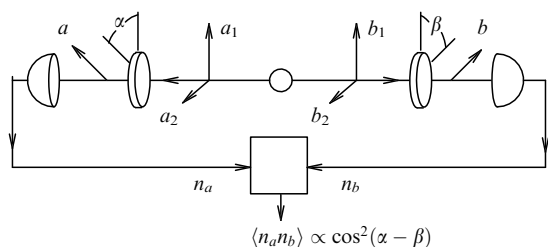


Рис. 10. Схема эксперимента по наблюдению двухфотонной интерференции поляризационного типа. Источник излучает пары фотонов с коррелированными поляризациями, которые регистрируются двумя детекторами и схемой совпадений. Скорость совпадений зависит от углов ориентации анализаторов по "двухфотонному закону Малюса" $\cos^2(\alpha - \beta)$, который несовместим с наглядными полуклассическими представлениями о фотонах-пакетах, имеющих случайные поляризации, но сразу следует из модели с опережающей волной E_{adv} , испускаемой одним из детекторов

Коэффициент при векторе $|1100\rangle$, равный

$$c_{1100} = -0,5 \cos[(\alpha - \beta)/2], \quad (80)$$

согласно измерительному постулату имеет смысл амплитуды вероятности обнаружения по одному фотону в модах a и b . Отсюда вероятность совпадения

$$P_{ab} = \frac{1}{8} [1 + \cos(\alpha - \beta)]. \quad (81)$$

Это выражение, как и (73) при $N \ll 1$, описывает двухфотонную интерференцию интенсивностей с фазой $\alpha - \beta$ и видностью $V_- = 1$. Отметим, что расчет с помощью состояния (75) не описывает случайных совпадений, уменьшающих видность при $N \sim 1$ (ср. с (73)).

6.3. Интерференция опережающих волн

Если используется сжатый или двухфотонный свет, то момент $G_+ = \langle a_1^+ b_1^+ a_2 b_2 \rangle / 2$ в (66) может отличаться от нуля. При этом будет наблюдаться интерференция с фазой $\alpha + \beta$. Этот эффект называют *двухфотонной интерференцией*, хотя его можно наблюдать (правда, с меньшей видностью) с помощью классического сжатого света и аналоговых детекторов.

Пусть четырехмодовым источником света является параметрический преобразователь с двумя сигнальными

(a_1, a_2) и двумя холостыми (b_1, b_2) модами (рис. 9), имеющими общую накачку [52] (частоты сигнальных и холостых мод могут отличаться).

QH. Аналогично (6) имеем

$$\begin{aligned} G_{a_1 b_1} &= \langle a_1^+ b_1^+ b_1 a_1 \rangle = G_{a_2 b_2} = \langle a_2^+ b_2^+ b_2 a_2 \rangle = 2N^2 + N, \\ G_{a_1 b_2} &= \langle a_1^+ b_2^+ b_2 a_1 \rangle = G_{a_2 b_1} = \langle a_2^+ b_1^+ b_1 a_2 \rangle = N^2, \\ \langle a_1^+ b_1^+ a_2 b_2 \rangle &= \langle a_1 b_1 \rangle^* \langle a_2 b_2 \rangle = N(N+1). \end{aligned} \quad (82)$$

Подставляя эти выражения в (67), находим

$$\begin{aligned} G_0 &= \frac{1}{4} (G_{a_1 b_1} + G_{a_2 b_2} + G_{a_1 b_2} + G_{a_2 b_1}) = \frac{1}{2} N(3N+1), \\ G_+ &= \frac{1}{2} \langle a_1^+ b_1^+ a_2 b_2 \rangle = \frac{1}{2} N(N+1), \end{aligned} \quad (83)$$

так что

$$V_+ = \frac{N+1}{3N+1}. \quad (84)$$

Таким образом, опять при слабой накачке сверхклассическая видность $V_+ = 1$, а при сильной $V_+ = 1/3$.

Рассмотрим поляризационный вариант (рис. 10) этого эффекта [1, 2, 5, 6], когда индексы 1 и 2 относятся к двум типам поляризации одного пучка (a или b). Светоделителями служат анализаторы с коэффициентами пропускания $t_a = \cos \alpha$ и $t_b = \cos \beta$. Амплитуды выходных полей равны (ср. с (62))

$$a = a_1 \cos \alpha + a_2 \sin \alpha, \quad b = b_1 \cos \beta + b_2 \sin \beta. \quad (85)$$

Следовательно, операторы чисел фотонов на выходах a и b имеют вид (ср. с (65))

$$\begin{aligned} n_a &= a^+ a = n_{a1} \cos^2 \alpha + n_{a2} \sin^2 \alpha + \\ &+ (a_1^+ a_2 + a_2^+ a_1) \cos \alpha \sin \alpha, \\ n_b &= b^+ b = n_{b1} \cos^2 \beta + n_{b2} \sin^2 \beta + \\ &+ (b_1^+ b_2 + b_2^+ b_1) \cos \beta \sin \beta. \end{aligned} \quad (86)$$

Отсюда при $\langle a_1^+ a_1^+ b_1 b_2 \rangle = \dots = 0$ находим (ср. с (66))

$$\begin{aligned} G_{ab} &= G_{a_1 b_1} \cos^2 \alpha \cos^2 \beta + G_{a_2 b_2} \sin^2 \alpha \sin^2 \beta + \\ &+ G_{a_1 b_2} \cos^2 \alpha \sin^2 \beta + G_{a_2 b_1} \sin^2 \alpha \cos^2 \beta + \\ &+ 4(G_+ + G_-) \cos \alpha \cos \beta \sin \alpha \sin \beta \end{aligned} \quad (87)$$

(опять принято, что моменты G_{\pm} вещественны).

Подставляя в (87) значения корреляторов (82) при $N \ll 1$ (двухфотонный свет) $G_{a_1 b_1} = G_{a_2 b_2} = 2G_+ = N$, имеем

$$G_{ab} = N(\cos \alpha \cos \beta + \sin \alpha \sin \beta)^2 = 0,5N \cos^2(\alpha - \beta). \quad (88)$$

Итак, вероятность совпадения зависит лишь от разности углов ориентации анализаторов, причем *при скрещенных анализаторах совпадения не происходит — независимо от углов α и β по отдельности*. Последний эффект, вероятно, наиболее наглядно показывает неадекватность С-языка (см. ниже).

Qs. Две пары сигнальных и холостых мод, имеющих общую когерентную накачку, в первом порядке по накачке описываются двухфотонным состоянием

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|1100\rangle + |0011\rangle) = \frac{1}{\sqrt{2}}(a_1^+ b_1^+ + a_2^+ b_2^+)|\text{vac}\rangle, \quad (89)$$

где $|klmn\rangle = |1\rangle_{a1} |1\rangle_{b1} |1\rangle_{a2} |1\rangle_{b2}$. Вакуумная компонента опущена, поскольку она не представляет интереса в рассматриваемом эксперименте. Состояния (89) называются *перепутанными* (entangled): сигнальный Q-фотон, как и холостой, принадлежит сразу двум модам с индексами 1, 2.

Используя (89), легко находим отличные от нуля входные моменты: $\langle a_k^+ b_k^+ a_l b_l \rangle = 1/2$, где $k, l = 1, 2$. В результате из (83) опять имеем $V_+ = 1$.

Получим теперь вышеприведенный результат в представлении Шрёдингера. С помощью (64) находим выходное состояние

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \{ \cos[(\alpha + \beta)/2] (|1100\rangle + |0011\rangle) + i \sin[(\alpha + \beta)/2] (|1001\rangle + |0101\rangle) \}, \quad (90)$$

где $|klmn\rangle = |1\rangle_a |1\rangle_b |1\rangle_{a0} |1\rangle_{b0}$. Коэффициент при векторе $|1100\rangle$, равный

$$c_{1100} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cos[(\alpha + \beta)/2], \quad (91)$$

согласно измерительному постулату имеет смысл амплитуды вероятности обнаружения по одному фотону в модах a и b . Отсюда вероятность совпадения (ср. с (81))

$$P_{ab} = \frac{1}{4} [1 + \cos(\alpha + \beta)]. \quad (92)$$

Это выражение описывает двухфотонную интерференцию интенсивностей с фазой $\alpha + \beta$ и видностью $V_+ = 1$.

М. Описанию различных вариантов двухфотонной интерференции на М-языке посвящено множество работ, в которых подробно обсуждаются пути, которые выбирают М-фотоны, влияние их различимости и неразличимости, проявления дуализма, роль перемешанности начального двухфотонного состояния и т.д.

Приведем образец высказывания на языке М. Пусть поле находится в состоянии (89). При обнаружении фотона, например, в моде a_1 происходит *мгновенная редукция* состояния поля: второе слагаемое в (89) исчезает, а в первом остается лишь компонента $|1\rangle_{b1}$, т.е. мода b_1 *приготавливается* в однофотонном состоянии. Детектор B узнает об этом мгновенно за счет *квантовой нелокальности*. Вообще, регистрация фотона в любой из четырех мод является в то же время приготовлением однофотонного состояния для соответствующей "парной" моды. Применительно к эксперименту, изображенному на рис. 9, можно сделать вывод, что фотоны рождаются локально: или оба в кристалле 1, или оба в кристалле 2.

Фактически подобный язык не дает какой-либо дополнительной информации к результатам расчетов: реально речь идет лишь о наблюдении совпадений фото-

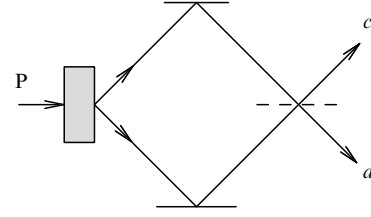


Рис. 11. Вырожденный по частоте параметрический преобразователь с дополнительным светоделителем, перемешивающим сигнальную и холостую моды, дает поле с отличными от нуля корреляторами $\langle c^{+2} d^2 \rangle$ и $\langle c^+ c d^+ d \rangle$. Это поле, действуя на входе интерферометра, изображенного на рис. 8, позволяет одновременно наблюдать оба типа интерференции интенсивностей

отсчетов в двух равноправных детекторах. (Подробнее редукция в этом контексте обсуждается в [23].) Для регистрации совпадений необходим какой-то канал связи между детекторами, так что никакого дальнего действия здесь, конечно, нет.

6.4. Одновременное наблюдение двух типов интерференции

В вышеприведенных примерах одновременно наблюдался лишь один тип интерференции: либо с фазой $\alpha + \beta$, либо с фазой $\alpha - \beta$. Рассмотрим комбинацию схем, представленных на рис. 8 и 11. (Недавно был осуществлен ее поляризационный вариант [53].) Здесь вместо двух пар сигнальных и холостых мод (см. рис. 9) используется лишь одна, но при этом сигнальная (c') и холостая (d') моды (с одинаковыми частотами, но отличающиеся направлением распространения или типом поляризации) предварительно смешиваются на 50%-ном светоделителе (см. рис. 11).

В результате поля на входе интерферометра, изображенного на рис. 8, принимают вид

$$c = \frac{c' + d'}{\sqrt{2}}, \quad d = \frac{-c' + d'}{\sqrt{2}}. \quad (93)$$

Отметим, что при этом согласно (7) имеются связи

$$\langle c^2 \rangle = -\langle d^2 \rangle = \langle c' d' \rangle = [N'(N' + 1)]^{1/2} \exp(-i\omega_0 t - i\varphi_0). \quad (94)$$

Преобразованные моменты на входе интерферометра с учетом (93) имеют вид

$$G_{cc} = G_{dd} = \frac{1}{4} (G'_{cc} + G'_{dd} + 4G'_{cd}) = N'(3N' + 1), \\ G_{cd} = G_{dc} = \frac{1}{4} (G'_{cc} + G'_{dd}) = N'^2, \quad (95)$$

где N' — интенсивность в каждой моде. Отсюда находим параметры, определяющие видности:

$$G_0 = \frac{1}{16} (G'_{cc} + G'_{dd} + 2G'_{cd}) = \frac{1}{8} N'(4N' + 1), \\ G_+ = \frac{1}{32} (G'_{cc} + G'_{dd} - 4G'_{cd}) = -\frac{1}{8} N'(N' + 1), \\ G = \frac{1}{8} G_{cd} = \frac{1}{16} G'_{cc} = \frac{1}{8} N'^2. \quad (96)$$

Заметим, что из (94) и (96) следует характерное для сжатого света свойство факторизации моментов:

$$G_+ = \frac{1}{8} \langle c^{+2} d^2 \rangle = \frac{1}{8} \langle c^{+2} \rangle \langle d^2 \rangle = -\frac{1}{8} |\langle c' d' \rangle|^2. \quad (97)$$

В итоге видности двух одновременно наблюдаемых интерференционных структур равны

$$V_+ = \frac{G_+}{G_0} = \frac{1}{2} \frac{G'_{cc} - 2G'_{cd}}{G'_{cc} + G'_{cd}} = -\frac{N' + 1}{4N' + 1},$$

$$V_- = \frac{G_-}{G_0} = \frac{1}{2} \frac{G'_{cc}}{G'_{cc} + G'_{cd}} = \frac{N'}{4N' + 1}. \quad (98)$$

При слабой накачке $N' \ll 1$, так что интерференция интенсивностей с фазой $\alpha - \beta$ исчезает ($V_- = N'$), но остается двухфотонная интерференция со сверхклассической видностью $|V_+| = 1$. При сильной накачке $V_- = -V_+ = 1/4$, так что скорость совпадений пропорциональна $1 + 0,5 \sin \alpha \sin \beta$.

Добавление на вход параметрического преобразователя гауссова шума с большой интенсивностью дает классический сжатый свет (см. рис. 2). При этом согласно (8) имеем

$$G_0 = \frac{1}{8} N_0^2 [1 + 2 \cosh(4F)],$$

$$G_{\pm} = \frac{1}{16} N_0^2 [1 \mp \cosh(4F)], \quad (99)$$

так что

$$V_{\pm} = \frac{1}{2} \frac{1 \mp \cosh(4F)}{1 + 2 \cosh(4F)}. \quad (100)$$

Таким образом, при слабой накачке ($F \ll 1$), т.е. при гауссовом шуме на входе интерферометра, представленного на рис. 8, имеем $V_+ = 4F^2/3 \ll 1$, $V_- = 1/3$, а при сильной накачке имеем $V_- = -V_+ = 1/4$ (как при $N_0 = 0$ и $F \gg 1$).

Qs. Рассмотрим тот же эффект в представлении Шрдингера при использовании начального состояния вида

$$|\psi\rangle = |1\rangle'_c |1\rangle'_d = c'^+ d'^+ |\text{vac}\rangle. \quad (101)$$

Отметим, что это — факторизованное состояние: каждый Q-фотон принадлежит одной моде.

На выходе первого светоделителя (см. рис. 11) имеем (ср. с (75))

$$|\psi_0\rangle = \frac{1}{2} (c^{+2} - d^{+2}) |\text{vac}\rangle = \frac{1}{2} (|2, 0\rangle - |0, 2\rangle). \quad (102)$$

Далее каждый из пучков c, d делится снова пополам на входных зеркалах интерферометра (см. рис. 8). Подставляя (76) в (102), находим четырехмодовое состояние поля внутри интерферометра (ср. с (77)):

$$|\psi_1\rangle = \frac{1}{2\sqrt{2}} (a_1^{+2} - 2a_1^+ b_1^+ + b_1^{+2} - a_2^{+2} + 2a_2^+ b_2^+ - b_2^{+2}) |\text{vac}\rangle =$$

$$= \frac{1}{2\sqrt{2}} (|2000\rangle - 2|1100\rangle + |0200\rangle -$$

$$- |0020\rangle + 2|0011\rangle - |0002\rangle). \quad (103)$$

Здесь $|klmn\rangle = |k\rangle_{a1} |l\rangle_{b1} |m\rangle_{a2} |n\rangle_{b2}$.

На Qc-языке можно сказать, что два исходных Q-фотона распределяются по четырем модам. Коэффициенты 2 при состояниях типа $|1100\rangle$ на M-языке интерпретируется обычно как следствие *неразличимости* двух фотонов.

Рассмотрим далее действие выходных зеркал интерферометра, представленного на рис. 8. Подставляя (78) в (103), находим, что состояние на выходе из интерферометра содержит десять независимых компонент (ср. с (79)):

$$|\psi_2\rangle = \frac{1}{4\sqrt{2}} \{ -2i \sin \alpha (|2000\rangle + |0020\rangle) -$$

$$- 2i \sin \beta (|0200\rangle + |0002\rangle) -$$

$$- 4 \cos \alpha |1010\rangle + 4 \cos \beta |0101\rangle +$$

$$+ 4i \sin [(\alpha + \beta)/2] (|1100\rangle + |0011\rangle) +$$

$$+ 4 \cos [(\alpha + \beta)/2] (|1001\rangle + |0110\rangle) \}. \quad (104)$$

Здесь $|klmn\rangle = |k\rangle_a |l\rangle_b |1\rangle_{a0} |1\rangle_{b0}$. Коэффициент при векторе $|1100\rangle$ является амплитудой вероятности нахождения фотонов в выходных модах a и b :

$$c_{1100} = \frac{1}{\sqrt{2}} i \sin [(\alpha + \beta)/2], \quad (105)$$

так что сама вероятность принимает вид, аналогичный (92):

$$P_{ab} = \frac{1}{4} [1 - \cos(\alpha + \beta)]. \quad (106)$$

Выходное состояние $|\psi_2\rangle$ также относится к классу факторизуемых, так как выбором определенного представления оно может быть снова преобразовано к исходному виду (101): фактически $|\psi_0\rangle$ и $|\psi_2\rangle$ — это одно и то же состояние в разных представлениях. Переход между ними осуществляется унитарными преобразованиями, которые реализуются светоделителями.

При обсуждениях эффекта двухфотонной интерференции и, в частности, нарушения неравенств Белла особое значение придается *перепутанности* (нефакторизуемости) состояния поля. Поэтому можно прийти к заключению, что состояние $|\psi_2\rangle$ не годится для демонстрации нарушения этих неравенств. Однако оно ошибочно: ведь полученная выше 100%-ная видность двухфотонной интерференции V_+ в рассматриваемой схеме свидетельствует об обратном.

При желании можно все же сохранить требование перепутанности состояний, если игнорировать случаи с появлением двух фотонов в одной выходной моде (которые соответствуют компоненты типа $|2000\rangle$ в (104)). Это можно сделать уже на стадии обработки накопленного массива данных. В обычных экспериментах детекторы совпадений автоматически не регистрируют эти случаи, т.е. согласно измерительному постулату они *проецируют* вектор $|\psi_2\rangle$ в подпространство, образованное только векторами типа $|1100\rangle$. Проецирование — неунитарная операция, и полученное состояние уже нефакторизуемо. Таким образом, приходится сделать вывод, что, хотя фактическое выходное состояние поля $|\psi_2\rangle$ перепутанное, в процессе апостериорной обработки экспериментальных данных оно перепутывается.

Искусственность приведенной формулировки показывает, что требование перепутанности явно относится к М-языку.

6.5. Классические модели

С*. Оба определенных выше типа интерференции интенсивностей имеют тривиальное классическое объяснение: они являются результатом преобразования светоделителями флуктуаций фаз входных полей во флуктуации интенсивностей выходных полей (см. конец раздела 5).

Пусть поля a_k, b_k ($k = 1, 2$) на рис. 7 имеют постоянные единичные амплитуды и дрейфующие фазы:

$$a_k(t) = \exp[-ix_k(t)], \quad b_k(t) = \exp[-iy_k(t)]. \quad (107)$$

Фазы $x_k(t)$ и $y_k(t)$ играют роль *скрытых параметров*.

Амплитуды на выходе имеют вид (ср. с (62))

$$a(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\exp(-ix_1 - i\alpha/2) + \exp(-ix_2 + i\alpha/2)],$$

$$b(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\exp(-iy_1 - i\beta/2) + \exp(-iy_2 + i\beta/2)]. \quad (108)$$

Отсюда выходные интенсивности равны (ср. с (65))

$$n_a = 1 + \cos(x + \alpha), \quad n_b = 1 + \cos(y + \beta), \quad (109)$$

где $x = x_1 - x_2, y = y_1 - y_2$.

Пусть x_1, x_2 и y_1, y_2 — независимые фазы. Тогда $\langle\langle n_a \rangle\rangle = \langle\langle n_b \rangle\rangle = 1$, т.е. обычной интерференции нет. Образум коррелятор интенсивностей (ср. с (66))

$$G_{ab} = \langle\langle n_a n_b \rangle\rangle = 1 + \frac{1}{2} \sum_{\pm} \langle\langle \cos(x + \alpha \pm y \pm \beta) \rangle\rangle. \quad (110)$$

Следовательно, стационарная интерференция с фазами $\alpha \pm \beta$ и видностями $V_{\pm} = 1/2$ возможна при $x(t) \pm y(t) = \text{const}$. Эти условия можно назвать корреляцией и антикорреляцией фаз. Первое условие, дающее обычную интерференцию интенсивностей, выполняется, если, например, $x_1 = y_1, x_2 = y_2$, т.е. при $a_1 = b_1$ и $a_2 = b_2$ (см. рис. 8). Второе условие выполняется, если $x_1 + y_1 = x_2 + y_2$, т.е. при использовании невырожденных параметрических генераторов (см. рис. 9), у которых фазы (как и частоты) сигнальной и холостой волн дрейфуют в противоположные стороны.

Отметим, что подход к светоделителям и поляризационным призмам, как к фазовым детекторам, с помощью оператора разности фаз можно распространить на квантовую теорию [8].

Таким образом, оба типа интерференции интенсивностей с фазами $\alpha \pm \beta$ (в частности, двухфотонная интерференция) имеют близкие классические аналоги, видность которых, однако, не может превосходить 1/2.

С. Попытаемся описать поляризационный вариант двухфотонной интерференции [1, 2, 5, 6] в терминах фотонных пакетов с определенной априорной поляризацией. Теперь в схеме, изображенной на рис. 7, символы a_1, a_2 и b_1, b_2 — поляризационные компоненты пучка a и b соответственно, шриховые линии — анализаторы с углами ориентации α и β . Согласно (88) наблюдаемая вероятность совпадений пропорциональна $\cos^2(\alpha - \beta)$.

Предположим, что С-фотоны в каждой паре имеют определенную априорную поляризацию вдоль каких-то

двух направлений α_i и β_i , которые при каждом испытании с номером i случайным образом изменяются (это опять — пример скрытых параметров). Полагая амплитуду полей равной единице, получаем входные амплитуды в i -м испытании:

$$a_{1i} = \cos \alpha_i, \quad a_{2i} = \sin \alpha_i,$$

$$b_{1i} = \cos \beta_i, \quad b_{2i} = \sin \beta_i. \quad (111)$$

На выходе согласно (85) имеем

$$a = \cos(\alpha - \alpha_i), \quad b = \cos(\beta - \beta_i).$$

Отсюда находим интенсивности в соответствии с законом Малюса:

$$n_{ai} = \cos^2(\alpha - \alpha_i), \quad n_{bi} = \cos^2(\beta - \beta_i).$$

Усреднение по скрытым параметрам дает коррелятор интенсивностей

$$G_{ab} = \langle\langle n_{ai} n_{bi} \rangle\rangle = \langle\langle \cos^2(\alpha - \alpha_i) \cos^2(\beta - \beta_i) \rangle\rangle. \quad (112)$$

При равномерном распределении направлений поляризаций получаем

$$G_{ab} = \frac{1}{4} [1 + \langle\langle \cos(2\alpha - 2\alpha_i) \cos(2\beta - 2\beta_i) \rangle\rangle] =$$

$$= \frac{1}{4} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \langle\langle \cos[2(\alpha - \alpha_i + \beta - \beta_i)] \rangle\rangle + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{2} \langle\langle \cos[2(\alpha - \alpha_i - \beta + \beta_i)] \rangle\rangle \right\}. \quad (113)$$

Чтобы это выражение зависело лишь от разности $\alpha - \beta$, направления α_i и β_i должны быть полностью коррелированы.

Пусть $\alpha_i = \beta_i$, т.е. фотоны в парах имеют одинаковую поляризацию. Тогда второе слагаемое в (113) при усреднении исчезает, а третье не зависит от номера испытания:

$$G_{ab} = \frac{1}{2} \cos^2(\alpha - \beta) = \frac{1}{4} \left\{ 1 + \frac{1}{2} \cos[2(\alpha - \beta)] \right\}. \quad (114)$$

Мы опять получили предельную классическую видность 50%: при скрещенных поляроидах вероятность совпадений не исчезает, а лишь уменьшается вдвое по сравнению с максимальной.

Итак, на С-языке, как и на С*-языке, невозможно объяснить 100%-ную видность двухфотонной интерференции и, в частности, отсутствие совпадений при скрещенных анализаторах в экспериментах типа Клаузера [1, 2, 5].

Таким образом, 100%-ная видность интерференции интенсивностей является существенно квантовым эффектом. Его можно предсказать в рамках С-языка с помощью модели с опережающими волнами [38, 52] и закона Малюса (см. рис. 10). Неполаризованная опережающая волна (пакет), "излученная" обратно во времени и пространстве в момент регистрации фотона одним из детекторов, например детектором A , поляризуется в направлении α , "отражается" от источника, и ее β -компонента регистрируется детектором B .

Подчеркнем, что опережающие волны здесь играют чисто "мнемоническую" роль, отражающую структуру результата Q-расчета, так что они не принадлежат

М-языку. Кроме двухфотонной интерференции, они полезны при качественном описании и предсказании других эффектов *двухфотонной оптики* [54]: *двухфотонной дифракции* [54], *взаимной фокусировки фотонов* [23, 55], частотной фильтрации *бифотонов* [37, 38].

7. Заключение

1. Основными критериями при сравнении достоинств альтернативных языков являются, очевидно, возможность предсказания новых эффектов, способность к объединению, классификации и систематизации явлений, универсальность, компактность, простота, наглядность. (Последнее качество, конечно, имеет исторический, относительный характер: для современников Ньютона его язык был, вероятно, менее нагляден, чем язык Аристотеля или Декарта.)

Приведенное выше описание нескольких оптических экспериментов на различных языках продемонстрировало явное преимущество языка Q_H (квантовой теории в представлении Гейзенберга) по всем этим критериям. Q_H -язык дает универсальное количественное описание всевозможных многомодовых интерферометров через их классические матрицы рассеяния. При этом различные интерференционные эффекты объясняются точно так же, как и в классической теории: наложением двух или большего числа колебаний. Духовно близкий к нему S^* -язык (классическая стохастическая электродинамика) дает полезные классические аналогии наблюдаемым эффектам.

Однако при этом игнорируется возможность описания индивидуального события — появления отдельного импульса на выходе детектора, которое метафизический М-язык "объясняет" прибытием М-фотона. Попытка причинного описания индивидуальных событий в пространстве-времени и интерпретации различных оптических эффектов, как результата распространения по различным путям непостижимых М-фотонов, — единственное, по-видимому, оправдание для существования М-языка. Последний базируется в некоторой степени на языке Q_S (квантовой теории в представлении Шрёдингера), менее удобном для количественных расчетов реальных оптических задач.

Общий баланс между двумя парами близких языков (Q_H, S^*) и (Q_S, M) склоняется, по-видимому, в пользу первой пары. Представляется, что в современной литературе научное значение и перспективность М-языка переоценивается, а польза S^* -языка недооценивается.

"Бытовой" S -язык фотонов-пакетов незаменим, конечно, при наглядном описании подавляющего большинства оптических явлений. Понятие двухфотонного пакета, образуемого при участии опережающих волн, полезно при описании и предсказании различных эффектов двухфотонной оптики (*бифотоники*).

2. Что нового дали демонстрационные оптические эксперименты последних десятилетий? В рамках Q_H -языка их результаты сводятся к измерению функций корреляции или моментов поля четвертого порядка типа $G_{aa} = \langle a^{+2}a^2 \rangle$ и $G_{ab} = \langle a^+b^+ba \rangle$ (см. раздел 3.2). Иначе говоря, всевозможные оптические схемы служат (вместе с детекторами) классическими приборами для измерения моментов или функций корреляции исходного света. При этом регистрируемые неравенства вида

$G_{aa} < \langle a^+a \rangle^2$ (эффект антигруппировки фотонов) и $G_{aa} < G_{ab}$ (двухфотонная корреляция) показывают неадекватность классического S^* -языка (см. раздел 3.1).

Если доверять современным моделям фотодетектирования и уравнениям Максвелла, описывающим распространение света через линейную оптическую систему, то возможные проявления неклассичности в обсуждаемых экспериментах, т.е. нарушение неравенств типа Коши–Шварца или Белла, объясняется не особенностями оптической схемы, а статистическими свойствами используемого источника света, которые переносятся классическими функциями Грина на выход оптического тракта. На Q_H -языке все линейные оптические схемы описываются классическими пропагаторами, и поэтому квантовая специфика, если она имеет место, связана лишь с используемым на входе системы источником света.

Далее, значения видности двухфотонной интерференции, превосходящие $1/\sqrt{2}$, приводят к нарушению неравенств Белла и, тем самым, опровергают возможность описания соответствующих экспериментов на весьма общем классическом языке S_V (язык дихотомных наблюдаемых Белла). Эти неравенства можно вывести, используя понятие *совместных вероятностей* для некоторых наблюдаемых (соответствующих некоммутирующим операторам в Q -теории). Их нарушение в экспериментах естественно считать свидетельством неприменимости понятия совместных вероятностей.

Неравенства Белла можно вывести также с использованием условия *локальности* (т.е. в отсутствие взаимодействия между удаленными детекторами посредством неизвестных сил), и поэтому их нарушение обычно трактуется (довольно непоследовательно, на мой взгляд; см. раздел 2.2) как проявление *квантовой нелокальности*. Отметим, что в обсуждаемых экспериментах используется *локализованный* источник двухфотонного света, а распространение поля через интерферометры к удаленным детекторам, описывается *классическими* функциями Грина. Поэтому непонятно, каким образом возникает квантовая нелокальность.

Существенна также возможность дублирования всех двухфотонных экспериментов с помощью классического сжатого света и аналоговых детекторов. При этом должны наблюдаться аналогичные интерференционные зависимости с единственным отличием — меньшей видностью (см. раздел 6.5). Такие эксперименты, которые несложно осуществить, полностью описываются на S -языке.

3. Одновременно эти эксперименты дали богатый материал для комментариев на М-языке, которые, однако, не приблизили, по-видимому, решение загадки М-фотона — той физической сущности, которая вызывает появление отдельного импульса на выходе счетчика фотонов. Подобные обсуждения не содержат никаких новых экспериментально проверяемых или опровергаемых заключений и, если исходить из определения Поппера, не могут считаться научными.

По-видимому, в современной квантовой оптике нет ни одного экспериментального результата, противоречащего стандартным Q -моделям. В то же время мне неизвестны также и экспериментально обнаруживаемые следствия концепций и понятий М-языка, таких, как присущая М-фотонам изначально *дуалистичность*,

различимость и неразличимость, круговая поляризация, стремление группироваться или разгруппироваться и т.д. Не исключено, что слова Бора о "противоречащем духу науки мистицизме" [56] можно отнести и к некоторым М-терминам и понятиям.

Рискуя быть обвиненным в прагматизме, операционализме и других "ересях", я хотел бы напомнить о различии между согласованной с экспериментом научной теорией и ее возможными интерпретациями. Выбор между последними, по определению, дело вкуса, и не следует преувеличивать их значение, как это, по-видимому, имеет место в современной квантовой оптике. Представляется, что некоторый "умеренный" операционализм все же необходим для разграничения физики и метафизики. Подобные соображения справедливы и в классической физике, однако в квантовой физике разрыв между математикой и образным мышлением наиболее сильно выражен.

Я, конечно, не подвергаю сомнению существование оптического поля как объективной реальности (даже когда его "никто не видит"), а лишь предлагаю провести точные границы между тремя множествами: надежно установленными закономерностями, вычислительными алгоритмами с четко определенными полезными терминами (язык Q); спекулятивными бесплодными понятиями и терминами, изолированными от эксперимента (язык M); "наивным реализмом" (язык C). Не стоит, конечно, вообще отказываться от понятия "фотон", но следует все же четко сформулировать его современный статус.

Я надеюсь, что предложенная выше классификация используемых в квантовой оптике языков Q, M, C с четкими границами между ними поможет логическому осмыслению результатов демонстрационных оптических экспериментов как известных, так и планируемых.

4. Тем не менее попытаемся все же найти оправдания широко используемому М-языку. Нельзя, разумеется, в общем случае отрицать важность некоторых нестрогих, интуитивных понятий, которые лежат в основе человеческого мышления и часто имеют эвристическое значение. Как показывает история физики, в дальнейшем они могут получить формальное обоснование в рамках количественной теории, возникновению которой они иногда способствуют. И нельзя исключить того, что одна из интерпретаций, использующая понятие М-фотонов, может повысить свой ранг до научной теории (настораживает, однако, фактическое отсутствие прогресса за последние 60 лет в обосновании этого понятия). Можно надеяться, что М-язык закладывает все же некоторую базу для разработки и принятия в будущем нового тезауруса, устраняющего существующий разрыв между квантовым формализмом и традиционной формой физического реализма.

Напомним также известный взгляд на искусство как на "сверхнаучный", интуитивный, эвристичный, "правополушарный" метод познания действительности. Аналогичную роль, возможно, играет и квантовый метафизический М-язык. Он помогает (вместе с полуклассическим С-языком) классифицировать известные эффекты и предсказывать на качественном уровне результаты новых экспериментальных ситуаций. Вообще, отказ на некотором этапе от аксиоматичности способствует продвижению вперед. (Вспомним в связи с этим теорему Геделя.)

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.

5. Подводя итог, мы приходим к пессимистическому взгляду на современное состояние "великой квантовой проблемы" физики XX века — дать реалистическое толкование вектора состояния. Несмотря на все усилия нескольких поколений физиков, сотни статей, десятки конференций и монографий, изобретение множества терминов, — разумной общепринятой альтернативы копенгагенскому языку Q_C, по-видимому, не создано.

Квантовая оптика выделяется тем, что при наблюдении света невооруженным глазом мы воспринимаем квантовый объект — световое поле непосредственно, так что границу между квантовым и классическим мирами можно расположить где-то в сетчатке глаза. (В этой связи, вероятно, представляют интерес эксперименты с регистрацией невооруженным глазом неклассического света, например двухфотонного, и абсолютное измерение квантовой эффективности сетчатки с помощью такого света.)

Представим себе, что слабый свет звезды наблюдается невооруженным глазом. Пусть средний поток фотонов R много меньше, чем, скажем, 1 фотон в секунду. Если квантовая эффективность глаза равна 0,1, то сознание будет регистрировать в среднем каждый десятый фотон. При этом мы будем уверены, что каждое ощущение вспышки в глазу вызвано некоторой предшествовавшей причиной — прибытием и поглощением М-фотона. Но согласно единственной количественной теории света, основанной на квантовой электродинамике, никаких М-фотонов априори нет, есть лишь *состояние* поля, чистое или смешанное. Q-теория предсказывает только среднюю частоту вспышек R (которая определяется проекциями вектора состояния на фоковские векторы $|1\rangle_k$) и другие статистические параметры наших ощущений. Так что же мы *видим* в момент вспышки: М-фотон или *состояние*?

Последнее предположение противоречит всем нашим инстинктам, а первое не имеет никакой количественной теоретической базы. Все существующие математические модели квантового процесса измерения содержат два непересекающихся множества объектов: s -числа и q -числа. Это означает, что "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 платоновой пещеры, наблюдающих лишь тени или проекции квантового мира.

Я благодарен П.В. Елютину, прочитавшему рукопись обзора, за постоянную поддержку и ценные замечания, а также В.Б. Брагинскому, А.В. Сергиенко, А. Цейлингеру, Я. Шиху и М. Рубину за многократные стимулирующие дискуссии.

Данная работа была выполнена при поддержке Государственной научно-технической программы России "Фундаментальная метрология" по теме "Многофотонная интерференция и ее использование".

Список литературы

1. Freedman S J, Clauser J F *Phys. Rev. Lett.* **28** 938 (1972)
2. Aspect A, Dalibar J, Roger G *Phys. Rev. Lett.* **49** 1804 (1982)
3. Ghosh R, Mandel L *Phys. Rev. Lett.* **59** 1903 (1987)
4. Hong C K, Ou Z Y, Mandel L *Phys. Rev. Lett.* **59** 2044 (1987)
5. Shin Y H, Alley C O *Phys. Rev. Lett.* **61** 2921 (1988)
6. Shin Y H, Sergienko A V *Phys. Lett. A* **186** 29 (1994)
7. Clauser J F, Shimony A *Rep. Prog. Phys.* **41** 1881 (1978)
8. Белинский А В, Клышко Д Н *УФН* **163** 1 (1993)
9. Klyshko D N *Phys. Lett. A* **163** 349 (1993)
10. Greenberger D M, Horne M, Shimony A, Zeilinger A *Am. J. Phys.* **58** 1131 (1990)
11. Shin Y H, Rubin M H *Phys. Lett. A* **182** 16 (1993)
12. Belinsky A V, Klyshko D N *Phys. Lett. A* **176** 415 (1993)
13. Belinsky A V, Klyshko D N *Laser Phys.* **2** 112 (1992)
14. Lai M, Diels J-C *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 2290 (1992)
15. Godzinski Z *Rev. Lett. A* **153** 291 (1991)
16. Grangier P, Roger G, Aspect A *Europhys. Lett.* **1** 173 (1986)
17. Okosho T, Hirose A, Kimura K *Opt. Commun.* **72** 7 (1989)
18. Mizobuchi Y, Ohtake Y *Phys. Lett. A* **168** 1 (1992)
19. Ghose P, Home D, Agarwal G S *Phys. Lett. A* **168** 95 (1992)
20. Bell J S *Phys.* **1** 195 (1965)
21. Klyshko D N *Phys. Lett. A* **140** 19 (1989)
22. Клышко Д Н *УФН* **163** 1 (1993)
23. Клышко Д Н *УФН* **154** 133 (1988)
24. Шифф Л *Квантовая механика* (М.: ИЛ, 1959)
25. Белинский А В *УФН* **164** 231 (1994)
26. Kidd R, Ardini J, Anton A *Am. J. Phys.* **57** 27 (1989)
27. Вихман Э *Квантовая физика* (М.: Наука, 1977)
28. Klyshko D N *Phys. Lett. A* **146** 93 (1990)
29. Belinsky A V, Klyshko D N *Phys. Lett. A* **166** 303 (1992)
30. Home D, Whitaker M A B *Phys. Rep.* **210** 223 (1992)
31. Braginsky V B, Khalili F Y *Quantum Measurement* (Cambridge Univ. Press, 1992)
32. Клышко Д Н *Фотоны и нелинейная оптика* (М.: Наука, 1980)
33. Smithey D T, Beck M, Raumer M G *Phys. Rev. Lett.* **70** 1244 (1993)
34. Glauber R *Phys. Rev.* **131** 2766 (1963)
35. Глаубер Р *Квантовая оптика и квантовая радиофизика* (М.: Мир, 1966) с. 91
36. Зельдович Б Я, Клышко Д Н *Письма ЖЭТФ* **9** 69 (1969)
37. Клышко Д Н *УФН* **158** 327 (1989)
38. Klyshko D N *Phys. Lett. A* **128** 133 (1988)
39. Специальный выпуск: *J. Opt. Soc. Am. B* **4** 10 (1987)
40. Ахманов С А, Белинский А В, Чиркин А С *Квант. электрон.* **15** 873 (1988)
41. Ахманов С А, Белинский А В, Чиркин А С *Опт. Спектр.* **66** 738 (1989)
42. Клышко Д Н *Изв. вузов. Сер. Физика* **46** 1478 (1982)
43. Belinsky A V, Klyshko D N *Laser Phys.* **4** (4) (1994)
44. Scully M, Sargent M *Phys. Today* **25** 38 (1972)
45. Klyshko D N *Phys. Lett. A* **137** 334 (1989)
46. Penin A N, Sergienko A V *Appl. Opt.* **30** 3583 (1991)
47. Клышко Д Н *ЖЭТФ* **94** 82 (1988)
48. Hanbury Broun R, Twiss R Q *Philos. Mag.* **45** 663 (1954)
49. Twiss R Q, Little A G, Handbury Broun R *Nature* **178** 1447 (1957)
50. Kimble H J, Dagenais M, Mandel L *Phys. Rev. Lett.* **39** 691 (1977)
51. De-Martin F, Di Fonzo S *Europhys. Lett.* **10** 123 (1989)
52. Klyshko D N *Phys. Lett. A* **132** 299 (1988)
53. Sergienko A V, Shin Y H *Phys. Rev. Lett.* (in press)
54. Белинский А В, Клышко Д Н *ЖЭТФ* **105** 487 (1994)
55. Пенин А Н, Реутова Т А, Сергиенко А В *Опт. Спектр.* **70** 674 (1991)
56. Бор Н *Избранные труды* Т. 2 (М.: Наука, 1971) с. 204

QUANTUM OPTICS: QUANTUM, CLASSICAL, AND METAPHYSICAL ASPECTS

D.N. Klyshko

*M.V. Lomonosov Moscow State University, Physics Department
Vorobiev Gory, 119899, Moscow
Tel. (7-095) 939-1104
Fax (7-095) 939-3113
E-mail: dnk@klyshko.phys.msu.su*

A critical review is given of modern optical experiments, demonstrating the quantum nature of light and, allegedly, the intrinsic properties of a photon. Three main languages used in modern quantum optics for the description of the observed phenomena are compared. As an example the two-photon anti-correlation and interference effects are described in terms of quantum formal theory (Q-language), of classical or half-classical theory (C-language), and in metaphysical terms — such as photons, their duality, entanglement, nonlocality, etc. (M-language). It is argued that the scientific meaning and usefulness of the M-terms in quantum optics are exaggerated and at the same time the usefulness of the C-language is belittled.

PACS numbers: 42.50.P

Bibliography — 56 references

Received 8 June 1994, revised 5 September 1994