

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
МОСКОВСКИЙ ПЕДАГОГИЧЕСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

На правах рукописи

УДК 535.14

Сычев Демид Викторович

СОЗДАНИЕ СОСТОЯНИЙ КОШЕК ШРЁДИНГЕРА В КВАНТОВОЙ ОПТИКЕ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Специальность 01.04.05 — Оптика

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание учёной степени
кандидата физико-математических наук

Москва – 2020

Работа прошла апробацию на кафедре теоретической физики им. Э. В. Шпольского Института физики, технологий и информационных систем федерального государственного бюджетного образовательного учреждения высшего образования «Московский педагогический государственный университет».

Научный руководитель: кандидат физико-математических наук,
проф. Львовский Александр Исаевич (МЦКТ)

Ведущая организация: Федеральное государственное
бюджетное образовательное учреждение
высшего образования
Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова

Защита диссертации состоится 18 июня 2020 года в 11:00 на заседании совета ЛФИ 01.04.05.003 по адресу 141701, Московская область, г. Долгопрудный, Институтский переулок, д. 9.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке и на сайте Московского физико-технического института (национального исследовательского университета) <https://mipt.ru/education/post-graduate/soiskateli-fizikomatematicheskie-nauki.php>

Работа представлена «13» марта 2020 г. в Аттестационную комиссию Федерального государственного автономного образовательного учреждения высшего образования «Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)» для рассмотрения советом по защите диссертаций на соискание ученой степени кандидата наук, доктора наук в соответствии с п. 3.1 ст. 4 Федерального закона «О науке и государственной научно-технической политике».

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Данная диссертация посвящена генерации света в необычных квантовых состояниях, которые научной литературе называются неклассическими. В современной оптике реализованы способы генерации ряда неклассических состояний света. Наибольшие успехи достигнуты в генерации сжатых состояний света. Созданы также источники однофотонного излучения. Эти источники не обеспечивают потребности в создании аппаратуры для квантовых приборов, квантовых вычислений и других квантовых устройств. Сегодня для создания подобной аппаратуры требуются оптические кубиты не только в дискретных переменных (т.е. однофотонные), но и в непрерывных. Кубиты в непрерывных переменных обладают своими преимуществами и поэтому способны расширить функциональные возможности квантовых устройств [1]. Одна из трудностей по генерации таких состояний это отсутствие экспериментальных средств для генерации произвольных n -фотонных состояний. Поэтому для генерации новых неклассических состояний требуются специфические методы. Данная экспериментальная работа посвящена генерации двух состояний: так называемого NOON состояния $|N0\rangle \pm |0N\rangle$ и состояния кошки Шрёдингера $|\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle$. Состояние NOON привлекательно тем, что позволяют реализовать интерферометрические схемы повышенной чувствительности. В данной работе эти состояния используются как ресурс для создания состояний Шрёдингерского кота. Последние являются оптическим кубитом в непрерывных переменных. Основным используемым методом приготовления служит метод постселекции, в котором конечное состояние выделяется из исходного по сигналу вспомогательных измерений. Представленные в диссертации исследования позволили осуществить генерацию так называемых NOON состояний света и состояний кошки Шрёдингера. Это удалось сделать для относительно небольших амплитуд состояний, однако разработанные методы могут послужить основанием для дальнейших разработок в данном направлении.

Актуальность работы

Квантовые состояния света могут быть использованы для передачи квантовой информации на большие расстояния. Элементарная частица света — фотон — является единственным носителем квантовой информации, способным без разрушения перемещаться на большие расстояния; это свойство света гарантирует ему ключевое место в технологиях передачи квантовой информации [2]. Одним из способов передачи квантовой информации и приложений в квантовой криптографии могут быть оптические состояния

кошек Шрёдингера [3–5]. Помимо этого суперпозиции состояний кошек Шрёдингера могут служить в качестве кубита для квантовых вычислений [6, 7].

Создание таких объектов — крайне сложная задача. Так, прямое преобразование когерентного состояния света в состояние КШ требует создания среды, обладающей значительной нелинейностью на однофотонном уровне интенсивности сигнала [8]. Неклассическим подходом к управлению квантовым состоянием света является использование нелокального взаимодействия запутанных физических систем. Оказывается, что для воздействия на систему А, вовсе не обязательно осуществлять манипуляции непосредственно с ней; если приготовить А в запутанном состоянии со вспомогательной системой В, то действие над В приведёт к изменению состояния А. В оптике, наиболее распространённым инструментом такого воздействия является проективное измерение вспомогательной моды на какое-либо фоковское или квадратурное состояние, осуществляемое с помощью однофотонного или гомодинного измерения — сравнительно простых экспериментальных процедур.

В настоящее время, метод нелокальной проекции лежит в основе многих протоколов инженерии квантовых состояний света; именно этот первый этап является ключевым нухау многих квантово-оптических технологий. Из элементарной базы легко доступных сжатых состояний света, методы нелокальной инженерии сегодня позволяют получать неклассические суперпозиции когерентных состояний (состояний КШ) [9–23].

Тем не менее, даже с таким подходом создание масштабируемым образом состояний КШ является довольно сложной задачей, в то время как большинство приложений требуют, чтобы когерентные состояния КШ имели достаточно высокие амплитуды $\alpha \gtrsim 2$ [6, 7]. Задача создания состояний кошек Шрёдингера с амплитудами $\alpha \gtrsim 2$ является важной и актуальной как с точки зрения фундаментальной науки, так и с точки зрения прикладного интереса в метрологии, алгоритмах квантовых вычислений и др. Более того, если говорить о применении к квантово-информационным задачам, важно не только уметь создавать такие состояния, но и делать их устойчивыми к потерям.

Цели

Разработка методов генерации и преобразования оптических кошек Шрёдингера и NOON состояний для последующего их применения в протоколах квантовых вычислений, передачи квантовой информации и метрологии.

Задачи

1. Разработка схемы генерации двухмодового состояния NOON с произвольным чётным N , устойчивой к потерям между модами.
2. Реализация схемы по приготовлению NOON состояния с $N=2$, устойчивой к потерям между удалёнными модами. Демонстрация его устойчивости к потерям.
3. Генерация состояния кошки Шрёдингера на основе состояния NOON с $N=2$. Демонстрация удалённого приготовления состояния КШ в условиях потерь.
4. Реализация схемы по увеличению амплитуды состояния кошки Шрёдингера.

Научная новизна работы

Данная работа имеет два основных результата, каждому из которых посвящена отдельная глава:

Глава 1. Впервые экспериментально реализована схема приготовления двухмодового NOON состояния с $N=2$, устойчивая к потерям между удалёнными модами. Полученное состояние было охарактеризовано методами гомодинной томографии, и была продемонстрирована работоспособность схемы в условиях потерь в 10дБ между модами. Была продемонстрирована большая фазовая чувствительность по сравнению с аналогичной системой для когерентных состояний света в условиях потерь в 10дБ. Полученное NOON состояние было использовано для удалённого приготовления состояния КШ с амплитудой 1.8 и верностью 88% в условиях потерь в 10дБ.

Глава 2. Впервые экспериментально реализована схема увеличения амплитуды оптической кошки Шрёдингера. Были приготовлены состояния КШ амплитуды 1 и подвергнуты протоколу увеличения амплитуды. На выходе удалось получить состояние КШ большей амплитуды (1.88 с верностью 77%), что соответствует одному из лучших результатов в данной области. Результаты были сравнены с моделированием и находятся в хорошем соответствии между собой.

Практическая значимость полученных результатов

Глава 1. Приготовление состояний кошек Шрёдингера с использованием NOON состояния и их применение.

Сами по себе NOON состояния таят в себе огромный потенциал в применении к метрологии [24–29]. Для его реализации нужен способ нивелировать эффект потерь, который

ограничивает их применение. В представленной работе одной из задач являлось построение схемы генерации запутанного NOON состояния, устойчивого к потерям между двумя удалёнными модами. Исследованный способ генерации квантового состояния может иметь важное значение на пути к преодолению барьера эффектов потерь.

Устойчивость схемы к потерям может быть важна для удалённого приготовления состояний, в нашем случае кошки Шрёдингера. С помощью метода квантовой инженерии на основе приготовленного NOON состояния можно приготавливать состояние в средах, с большим количеством потерь. Например, в биологических средах. Более того, метод позволяет генерировать состояния КШ большой амплитуды, что очень важно для применений в квантово-информационных технологиях.

Глава 2. Увеличение амплитуды состояний оптических кошек Шрёдингера.

Современные методы генерации состояний КШ не позволяют достигать больших амплитуд ($\alpha > 2$) состояний в силу различных ограничений. Однако, получение состояний большой амплитуды очень важны как с фундаментальной, так и с практической точки зрения. Представленный в данной работе метод принципиально позволяет получать фотонные КШ произвольно больших амплитуд через многократное применение схемы, представленной здесь.

Защищаемые положения

1. Предложена схема для генерации двухмодового NOON состояния с чётным N , устойчивая к потерям между модами Алисы и Боба.
2. Экспериментально релизована схема для генерации NOON состояния света с $N=2$ и продемонстрирована устойчивость схемы к потерям.
3. Продemonстрирована увеличенная чувствительность NOON состояния к фазовым измерениям по сравнению с этой же оптической схемой, использующей NOON состояние с $N=1$. Также это было сделано в условиях потерь.
4. Реализован новый способ получения состояния кошки Шрёдингера из NOON состояния и продемонстрирована устойчивость метода приготовления в условиях потерь.
5. Экспериментально релизован новый метод увеличения амплитуды состояния кошки Шрёдингера.
6. Представлена теоретическая модель квантового состояния КШ, учитывающая особенности экспериментальной установки.

Апробация

Основные результаты работы представлены в 5 докладах на 5 международных конференциях. Список приведен после содержания работы.

Публикации

По результатам работы опубликованы 3 статьи в рецензируемых международных журналах, индексируемых в системах Web Of Science, Scopus и входящих в список ВАК.

Личный вклад автора

Результаты, описанные в настоящей работе, получены в составе научного коллектива, в который помимо автора входили И. Федоров, А. Уланов, А. Пушкина, М. Ричардс, Ф. Гранжье, А. И. Львовский. Автор играл определяющую роль в проектировании экспериментов, построении и юстировке оптических схем, а также обработке и анализе полученных результатов.

СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во Введении обсуждается общее положение дел в квантовой физике относительно состояния кошки Шрёдингера. Также, рассматриваются некоторые базовые понятия квантовой оптики. Рассказывается о состоянии оптической кошки Шрёдингера и NOON состоянии и их свойствах. Представлен обзор методов генерации этих состояний. Сформулированы цели данной работы и обоснована их актуальность, перечислены основные полученные результаты, продемонстрирована их практическая значимость и научная новизна.

Глава 1 посвящена приготовлению состояний кошек Шрёдингера с использованием NOON состояния и их применению. Один из способов создания произвольной суперпозиции Фоковских состояний, в том числе и состояний кошек Шрёдингера, является квантовая инженерия состояний [9,10,20,21]. Идея метода заключается в том, что конструируется проектор $\langle P|_a$ и применяется к одной из мод двухмодового состояния $|\Psi\rangle_{ab}$ таким образом, чтобы в оставшейся моде генерировалось желаемое состояние $\langle P_a| \Psi_{ab}\rangle = |\psi\rangle_b$. В качестве двухмодового запутанного состояния $|\Psi\rangle_{ab}$ можно использовать NOON-состояние, в котором N -фотонный волновой пакет делокализован между двумя удалёнными модами, образуя состояние вида $|N :: 0\rangle = (|N, 0\rangle + e^{i\pi N/2} |0, N\rangle)/\sqrt{2}$. Данные состояния с $N > 1$ полезны в линейных оптических квантовых вычислениях [30,31], квантово-оптической инженерии

состояний [19, 32] и приготовлении N -фотонных запутанных состояний [27, 33]. Но самое важное потенциальное применение они могут иметь в метрологии [24–29, 34] для точного измерения расстояний. Интерференционные измерения с состояниями $N00N$ проявляют сверхразрешающие свойства: число полос на длину волны равно N , в отличие от одной полосы в случае когерентных состояний. Это свойство можно использовать для точного измерения различных физических величин.

Несмотря на их свойства, широкое применение этих состояний затруднено из-за их чрезвычайной чувствительности к потерям. При воздействии даже небольших потерь степень запутанности и, следовательно, сверхразрешающие свойства состояний $N00N$ резко ухудшаются, что ведёт к нецелесообразности их применения [35, 36].

Для преодоления этой проблемы, мы исследовали схему генерации NOON-состояний, устойчивую к потерям между удалёнными модами. Идея метода базируется на запутывании двухмодовых состояний через обратный эффект Хонг-У-Манделя [37]. Мы провели моделирование и анализ данной схемы для NOON состояний с произвольным чётным значением N в присутствии потерь между удалёнными модами. Также был проведен эксперимент по генерации состояния NOON с $N = 2$, которое было исследовано с помощью метода гомодинной томографии. Из этих измерений была продемонстрирована повышенная фазовая чувствительность, которой удалось добиться без объединения двух частей состояния $N00N$ на светоделителе [32]. Более того, была продемонстрирована устойчивость метода к вносимым потерям между удалёнными модами. Наконец, было продемонстрировано удалённое приготовление различных состояний, в том числе состояния кошки Шрёдингера.

Преодоление проблемы потерь важно и с точки зрения применения состояний к квантово-информационным задачам. В настоящее время существует тренд в области практической реализации квантовых методов обработки информации и коммуникаций в сторону квантовых протоколов, устойчивых к потерям [14, 38–42].

В п. **1.2.1** рассматривается концептуальная схема приготовления одно- и двухфотонных NOON состояний. Для генерации двухфотонного NOON состояния мы используем некоторые специфические свойства эффекта Хонг-У-Манделя (ХУМ) [43], известного явления квантовой интерференции, в котором два неразличимых фотона смешиваются на симметричном светоделителе (СВ), генерируя NOON состояние

$$|11\rangle \rightarrow |2 :: 0\rangle = \frac{|2, 0\rangle + |0, 2\rangle}{\sqrt{2}} \quad (1)$$

на выходах светоделителя. В данном эффекте в силу интерференции амплитуд вероятности невозможен исход, когда фотоны находятся в разных выходных модах.

Рассмотрим экспериментальную схему для генерации двухфотонного NOON-состояния

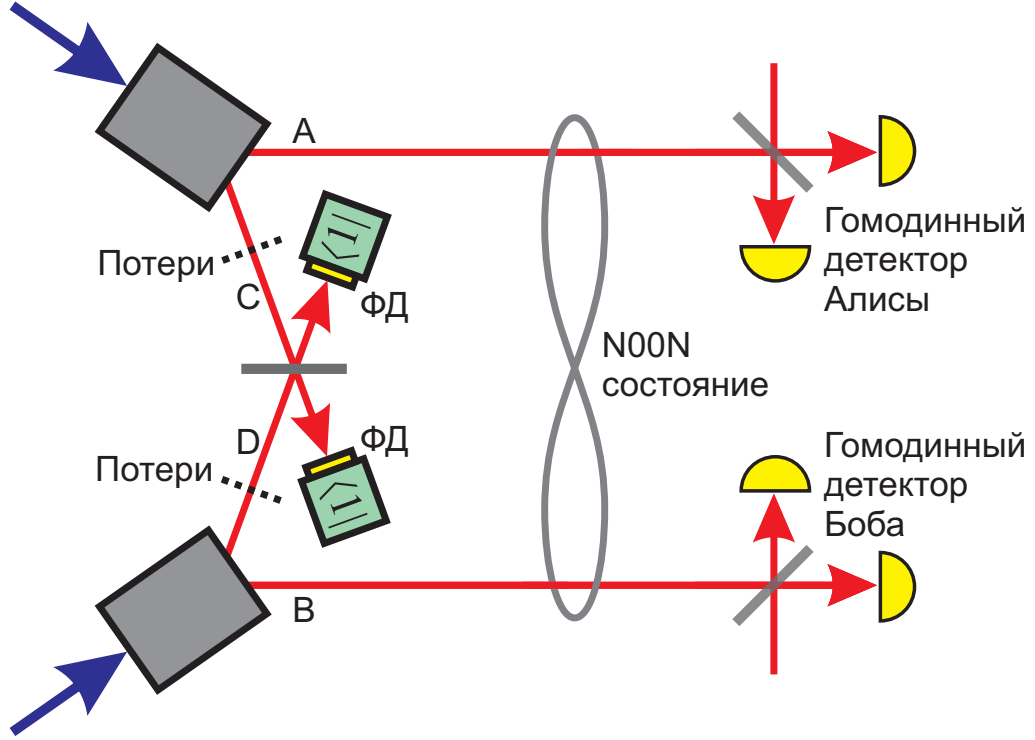


Рисунок 1: **Концептуальная схема эксперимента.** Одновременное срабатывание однофотонных детекторов проецирует моды C и D на двухфотонное состояние NOON за счет обратного эффекта Хонг-У-Манделя, что, в свою очередь, приготавливает моды A и B в том же состоянии благодаря операции перепутывания.

с помощью обратного эффекта ХУМ, представленную на рисунке 1. Пусть в пары мод (A,C) и (B, D) генерируются двухмодовые сжатые состояния вакуума с помощью процесса невырожденного параметрического рассеяния

$$|\Psi_{AC/BD}\rangle \propto |0,0\rangle + \gamma |1,1\rangle + \gamma^2 |2,2\rangle + \dots \quad (2)$$

Моды C и D затем смешиваются на симметричном светоделителе, выходные моды которого подвергаются измерению в базисе Фоковских состояний с помощью однофотонных детекторов (ФД), как показано на рисунке 1. В пределе малого параметра сжатия $|\gamma|^2 \ll 1$, каждый клик однофотонного детектора, наиболее вероятно, будет вызван не более чем одним фотоном. Тогда клик в обоих фотодетекторах соответствует проекции на состояние $|1,1\rangle_{CD}$. При попадании одиночных фотонов на оба входа симметричного светоделителя невозможна ситуация, в которой фотоны находятся в разных выходных каналах светоделителя в силу эффекта Хонг-У-Манделя (ХУМ) $|1,1\rangle \rightarrow (|2,0\rangle + |0,2\rangle)/\sqrt{2}$ [37]. Однако, двойной клик обоих детекторов возможен, если в один из входных каналов светоделите-

ля прилетает два фотона, т.е. если генерируется две пары фотонов в одном из кристаллов. При этом двойное срабатывание фотодетекторов может быть вызвано как приходом двух фотонов из моды С, так и из моды D, что делает эти два исхода неразличимыми для фотодетекторов. Таким образом одновременное срабатывание двух фотодетекторов сигнализирует о приготовлении состояния суперпозиции двух равновероятных исходов $|2 :: 0\rangle = (|2_A, 0_B\rangle + |0_A, 2_B\rangle)/\sqrt{2}$ в модах А и В. Одновременное срабатывание детекторов возможно и в случае большего числа фотонов на входе в светоделитель, однако, при малом параметре сжатия $|\gamma|^2 \ll 1$ этот процесс крайне маловероятен по сравнению с генерацией одной или двух пар фотонов. Работа схемы по генерации состояния $|2 :: 0\rangle$ может быть описана выражением

$$\begin{aligned}
\langle 1_C, 1_D | \hat{B}_{CD} | \Psi_{AC} \rangle | \Psi_{BD} \rangle &\propto \langle 1_C, 1_D | \hat{B}_{CD} (|0_A, 0_C\rangle + \gamma |1_A, 1_C\rangle + \\
&+ \gamma^2 |2_A, 2_C\rangle + \dots) \otimes (|0_B, 0_D\rangle + \gamma |1_B, 1_D\rangle + \gamma^2 |2_B, 2_D\rangle + \dots) = \\
&= \langle 1_C, 1_D | (|0_A, 0_B, 0_C, 0_D\rangle + \frac{\gamma}{\sqrt{2}}(|0_A, 1_C, 1_B, 0_D\rangle - \\
&- |0_A, 0_C, 1_B, 1_D\rangle + |1_A, 1_C, 0_B, 0_D\rangle + |1_A, 0_C, 0_B, 1_D\rangle) + \\
&\frac{\gamma^2}{2}(|0_A, 2_C, 2_B, 0_D\rangle - \sqrt{2}|0_A, 1_C, 2_B, 1_D\rangle + |0_A, 0_C, 2_B, 2_D\rangle + \\
&+ |2_A, 2_C, 0_B, 0_D\rangle + \sqrt{2}|2_A, 1_C, 0_B, 1_D\rangle + |2_A, 0_C, 0_B, 2_D\rangle) + \dots) \propto \\
&\propto \frac{1}{\sqrt{2}}(|2_A, 0_B\rangle + |0_A, 2_B\rangle),
\end{aligned} \tag{3}$$

где $\hat{B}_{CD}$ - оператор светоделения, действие которого можно описать следующим выражением [44] $\hat{B}_{CD} |m, n\rangle = \sum_{j,k}^{m,n} \sqrt{\frac{(j+k)!(m+n-j-k)!}{m!n!}} C_j^m C_k^n (-1)^k * r^{n+j-k} * t^{m-j+k} |j+k, m+n-j-k\rangle$, где $C_j^m = \frac{m!}{j!(m-j)!}$ - биномиальные коэффициенты. В уравнении 3 коэффициенты отражения и пропускания равны между собой $r = t = 1/\sqrt{2}$, т.е. случай симметричного светоделителя.

Из-за унитарного характера операции светоделения это событие гарантирует, что моды С и D запутаны между собой и образуют N00N состояние 1. В силу того, что моды А и В изначально запутаны с модами С и D соответственно, то моды А и В также становятся запутанными между собой и образуют двухфотонное N00N-состояние. Применение обратного ХУМ эффекта к приготовлению состояния N00N было предложено Коком и др. [33].

Отличительной особенностью этой схемы является её устойчивость к потерям в модах С и D. Такие потери лишь уменьшают вероятность одновременного срабатывания фотодетекторов, но не качество генерируемого состояния. Если щелчки происходят и параметр

сжатия γ достаточно мал, то главный член в состоянии 3 в модах А и В всё равно является двухфотонным N00N состоянием. Верность этого состояния ограничена снизу формулой $F \geq 1 - 4\gamma^2$ при любых значениях потерь в модах С и D, что будет показано ниже. Из неё видно, что при достаточно слабой накачке кристаллов (малом параметре сжатия γ), возможно приготовить сколь угодно чистое NOON-состояние, независимо от количества потерь в данных модах. Поскольку эффективность детекторов эквивалентна потерям в модах, то представленный метод устойчив и в применении к неидеальным детекторам [45]. Однако, важно помнить, что метод по-прежнему чувствителен к потерям в модах А и В, а также к неэффективностям детекторов в этих модах.

В п. **1.2.2** рассказывается о повышенной чувствительности NOON состояний при фазовых измерениях. Изменение фазы под действием оператора эволюции для Фоковского состояния пропорционально количеству фотонов в данном состоянии. По этой причине, определённые наблюдаемые в NOON состоянии осциллируют быстрее, чем в когерентных состояниях. В классической схеме по использованию NOON состояний для определения фазы необходимо смешать удалённые друг от друга моды на светоделителе, после чего становится возможно измерение величин, чувствительных к фазе. Однако, в больших оптических системах при сведении удалённых мод потери могут быть очень большими, что портит NOON состояние и делает его непригодным для точных фазовых измерений. Представленная в этой работе схема лишена этих недостатков (рис. 1).

Фаза ϕ состояния $|1, 0\rangle + e^{i*\phi}|0, 1\rangle$ может быть выражена через фазы сигнальных и вспомогательных мод $\theta_A, \theta_B, \theta_C, \theta_D$, которые набегает в модах А, В, С, D, при этом $\phi = \theta_A - \theta_B + \theta_C - \theta_D$. Для двухфотонного состояния можно записать аналогичное выражение $|2, 0\rangle + e^{i*2*\phi}|0, 2\rangle$. В силу запутанности данных состояний измерения в разных модах будут коррелировать между собой. Например, будет наблюдаться зависимость от фазы ϕ для средних от наблюдаемых $\hat{X}_A \hat{X}_B$ и $\hat{X}_A^2 \hat{X}_B^2$, где $\hat{X}_A = \hat{Q}_A \cos \theta_A + \hat{P}_A \sin \theta_A$ и $\hat{X}_B = \hat{Q}_B \cos \theta_B + \hat{P}_B \sin \theta_B$ операторы квадратур мод А и В. Зависимость данных наблюдаемых для однофотонного и двухфотонного NOON состояний можно описать уравнениями

$$\begin{aligned} \langle 1 :: 0 | \hat{X}_A \hat{X}_B | 1 :: 0 \rangle &= -\frac{\eta}{2} \sin \phi, \\ \langle 1 :: 0 | \hat{X}_A^2 \hat{X}_B^2 | 1 :: 0 \rangle &= \frac{1 + 2\eta}{4} \end{aligned} \quad (4)$$

и

$$\begin{aligned} \langle 2 :: 0 | \hat{X}_A \hat{X}_B | 2 :: 0 \rangle &= 0, \\ \langle 2 :: 0 | \hat{X}_A^2 \hat{X}_B^2 | 2 :: 0 \rangle &= \frac{1}{4} + \eta + \frac{\eta^2}{2} \cos(2\phi) \end{aligned} \quad (5)$$

где η - эффективность гомодинных детекторов в модах А и В. Из выражения видно, что средние от наблюдаемых для состояния $|2 :: 0\rangle$ испытывают в два раза более быстрые осцилляции по сравнению с аналогичным наблюдаемым для состояния $|1 :: 0\rangle$. Данное обстоятельство можно использовать для более точного измерения фазы.

Другая важная особенность схемы заключается в том, что при таком способе измерения фазы нет необходимости сводить удалённые моды на светоделителе, что позволяет использовать данную схему для фазовых измерений в условиях потерь во вспомогательных модах С и D.

В п. **1.2.3** рассматривается способ удаленного приготовления состояния кошки Шрёдингера из NOON состояния. Будучи запутанным по двум модам, состояние NOON также может быть использовано для одномодовой квантовой инженерии. Выполняя квадратурное измерения моды А, в моде В дистанционно приготавливается некоторое состояние. Если пренебречь неэффективностью детекторов, то результат измерения квадратуры в моде А X , измеренный с фазой θ относительно локального осциллятора моды А, приготавливает в моде В состояние

$${}_A\langle X_\theta | 2 :: 0 \rangle_{AB} = {}_A\langle X_\theta | 2 \rangle_A |0\rangle_B + {}_A\langle X_\theta | 0 \rangle_A |2\rangle_B \quad (6)$$

где

$$\langle X_\theta | m \rangle_A = e^{im\theta} e^{-X^2} \frac{H_m(X)}{\sqrt{2^{m-1/2} m!}}, \quad (7)$$

волновые функции Фоковских состояний, где $H_m(X)$ полиномы Эрмита. Таким образом, путем выбора событий с определёнными значениями измеренной квадратуры Алисы можно генерировать произвольные суперпозиции 0- и 2-фотонных Фоковских состояний. Например, при $X = 0$ (при условии $\theta = 0$) генерируется состояние $0.57|0\rangle - 0.82|2\rangle$ в моде Боба, которое с хорошей точностью аппроксимирует четную суперпозицию когерентных состояний $|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle$ малой амплитуды $\alpha \approx 1.8$, которые рассматриваются как квантово-оптическая реализация оптического состояния кошки Шрёдингера [9, 18, 19, 32]. Помимо состояний КШ возможна генерация других состояний подобным образом.

П. **1.2.4** содержит описание метода по приготовлению многофотонных NOON состояний ($N > 2$) по методу, аналогичному в п. 1.2.1. Для реализации такой схемы каждую вспомогательную моду кристаллов (моды С и D на рис. 1) можно разбить на N мод с помощью системы слабоотражающих светоделителей и применить к каждой паре соответствующих мод с разных кристаллов операцию перепутывания (рис. 2), которая аналогична представленной ранее процедуре перепутывания мод через обратный эффект ХУМ (рис.

1). Так же как и в случае генерации двухфотонного NOON состояния, одновременный клик всех детекторов наиболее вероятно будет вызван N фотонами, сгенерированными только в одном из кристаллов, что соответствует генерации многофотонного состояния NOON в модах A и B.

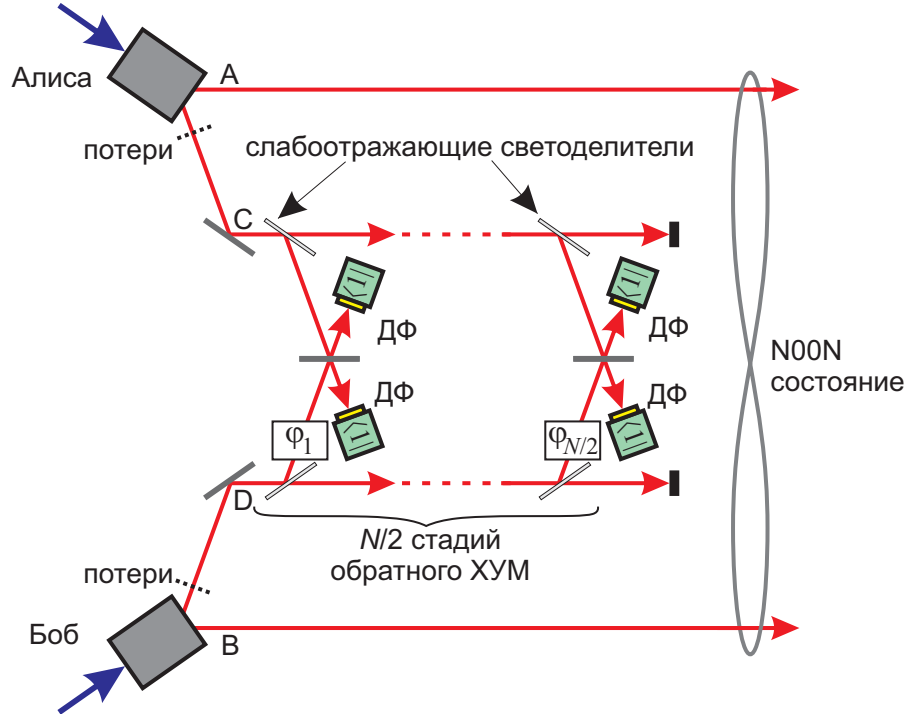


Рисунок 2: Приготовление состояния $|N :: 0\rangle$ с произвольным чётным числом фотонов $N \geq 2$.

Более строго работу данной схемы можно описать через соответствующие операторы уничтожения $\hat{c}$ и $\hat{d}$ в модах C и D. Приготовление NOON состояния эквивалентно применению оператора $\hat{c}^N + \hat{d}^N$ к начальным состояниям двухмодового сжатого вакуума в уравнении 2 с последующим проецированием на вакуумное состояние мод C и D. Оператор $\hat{c}^N + \hat{d}^N$ равен $\prod_{k=1}^{N/2} (\hat{c}^2 + e^{i\theta_k} \hat{d}^2)$, что с экспериментальной точки зрения эквивалентно схеме на рисунке 2. Более подробное описание можно найти в работе [33], а также, в самой диссертации.

В п. 1.3 подробно описана схема экспериментальной, описана процедура её настройки, метод извлечения информации о фазе и обработка данных.

В п. 1.4 представлены основные результаты эксперимента, в которые входит получение и охарактеризация двухфотонного NOON состояния, демонстрация повышенной чувствительности к фазовым измерениям данных состояний, удалённое приготовление состояния кошки Шрёдингера на основе полученного NOON состояния.

П. 1.4.1 посвящен результатам томографии двухфотонного NOON состояния.

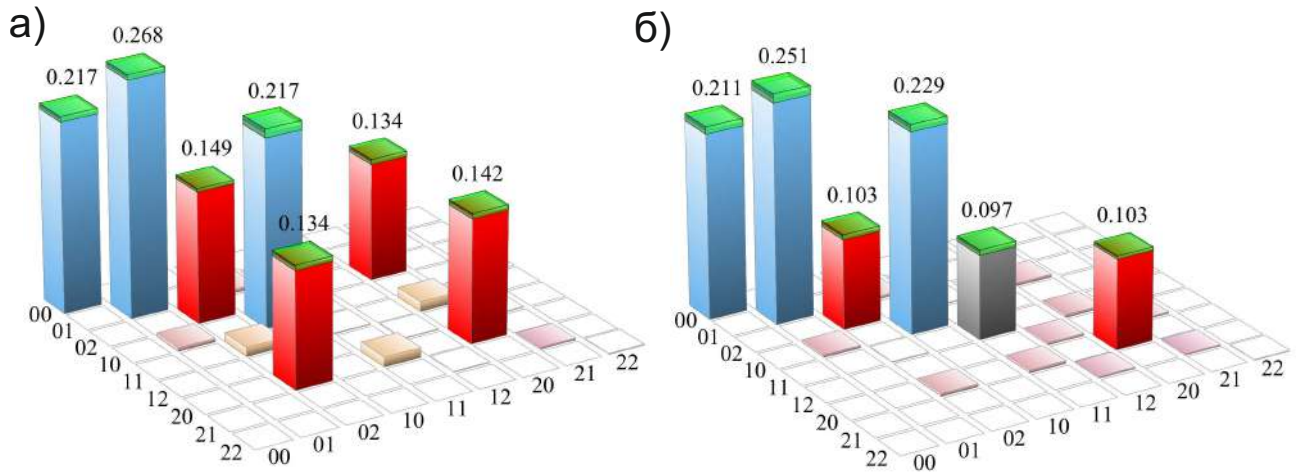


Рисунок 3: Матрицы плотности геральдически приготовленного состояния в модах А и В. Данные показаны с потерями в 10дБ в модах С и D перед светоделителем, которые восстановлены в базисе состояний Фока. Коррекция потерь ни в одном из каналов не производится. Числа вдоль горизонтальных осей являются индексами элементов бра-и кет- векторов этой матрицы. Компоненты, показанные красным цветом, соответствуют идеальному состоянию $N00N$, другие составляющие появляются из-за неидеальностей. (а) Когда моды С и D совмещены друг с другом, готовится двухфотонное $N00N$ -состояние. $|1, 1\rangle \langle 1, 1|$ компонента составляет 0.01. (б) В случае несовпадения временных мод С и D на 5пс, интерференция и любая когерентность между модами А и В пропадает. Появившийся элемент $|1, 1\rangle \langle 1, 1|$ показан серым цветом. Зеленые шляпы показывают статистическую ошибку процедуры восстановления состояния.

Построение двухмодовой матрицы плотности было сделано в зависимости от степени временного несоответствия между временными модами каналов С и D. На рис.3 представлены восстановленные матрицы плотности для случая полного соответствия временных мод(рис.3(а))(нет временной задержки между импульсами, идущими различными путями) и обратного случая полного несоответствия(рис.3(б))(разность оптических путей превосходит длительность импульса). Поскольку измерения производились с конечной эффективностью $\eta = 55\%$, в обоих случаях присутствует вакуумный член $|00\rangle \langle 00|$, высота которого равна $1 - \eta = 0.45$. Также, на рисунке видно, что в случае полного соответствия временных мод каналов С и D доля двухфотонной компоненты $|1, 1\rangle$ в состоянии испытывает провал, который характерен для эффекта ХУМ. В случае полного несоответствия мод появляется значительная компонента $|1, 1\rangle$ и пропадают недиагональные компоненты $|2, 0\rangle \langle 0, 2|$ и $|0, 2\rangle \langle 2, 0|$, соответствующие двухфотонному NOON состоянию $|2 :: 0\rangle$, что означает исчезновение NOON состояния в этом случае.

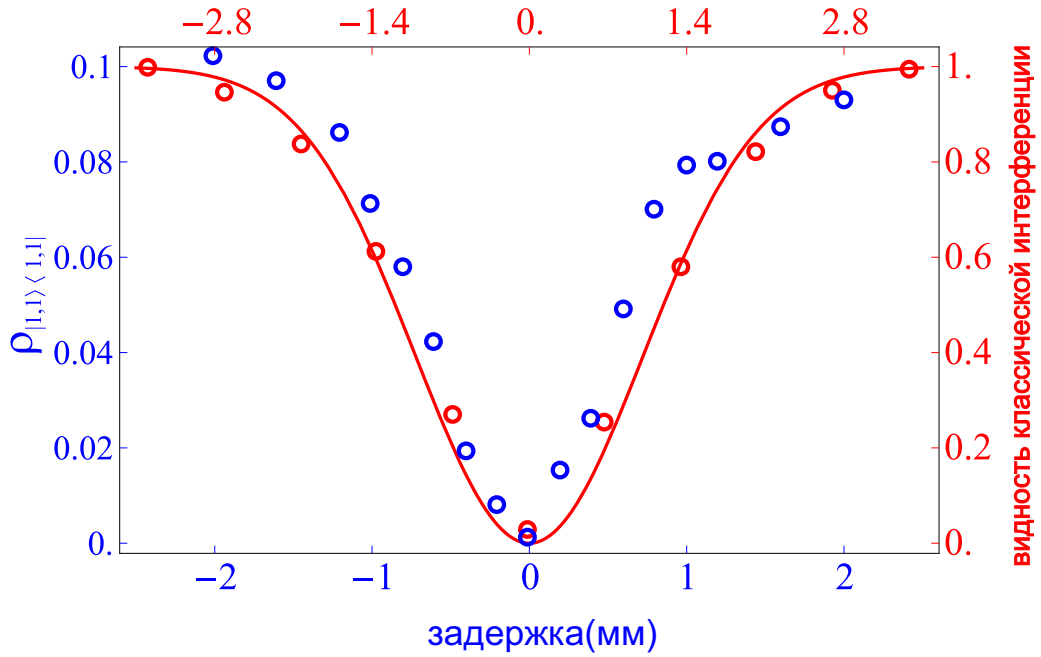


Рисунок 4: **Провал для обратного эффекта Хонг-У-Манделя.** Квантовая и классическая интерференции как функция временной задержки между модами С и D. Синие точки показывают значение $|1, 1\rangle \langle 1, 1|$ компоненты в реконструированной матрице плотности (полученной из реконструированной матрицы плотности, а не из подсчета числа фотонов). Красные точки и красная кривая соответствуют классической видности интерференции между лазерными импульсами. Ширины провалов находятся в соответствии с теоретически ожидаемыми значениями.

На рис. 4 представлена зависимость высоты столбца, соответствующего компоненте $|1, 1\rangle$ двухмодовой матрицы плотности состояний, в зависимости от степени временно-го несоответствия. Как можно видеть, компонента $|1, 1\rangle$ ожидаемо испытывает провал в начале координат. На этом же графике красными точками и красной кривой показана зависимость интенсивности деструктивной интерференции лазерных лучей в модах С и D.

Кроме того, для демонстрации устойчивости метода к потерям между модами С и D в установку были внесены потери. При этом восстановленное состояние оказалось полностью идентичным первоначальному, поэтому матрица плотности для случая с потерями не показана на рисунке. Зеленые шляпки соответствуют величине ошибки метода восстановления состояний из квадратур (ошибка реконструкции методом максимального правдоподобия) (см. диссертацию).

В п. **1.4.2** демонстрируется повышенная фазовая чувствительность двухфотонного NOON состояния и его устойчивость к потерям. Для демонстрации увеличенной в 2 раза

чувствительности к фазе по сравнению с когерентными состояниями была измерена зависимость средних $\langle N :: 0 | X_1^N * X_2^N | N :: 0 \rangle$ для $N = 2$ и $N = 1$. Для случая идеальных NOON состояний чувствительность к изменению фазы для случая $N = 1$ такая же как и для случая когерентных состояний, поэтому измеренные средние для $N = 2$ сравнивались со средними для однофотонного состояния.

Для состояний с различным числом фотонов N необходимо использовать соответствующие наблюдаемые величины $\langle N :: 0 | X_1^N * X_2^N | N :: 0 \rangle$. Состояние с $N = 2$ при этом должно испытывать в два раза более частые колебания. Экспериментальная проверка такого поведения показана на рисунке 5. Показана фазовая зависимость соответствующего наблюдаемого для одно- и двух- фотонных NOON состояний. Данные зависимости средних соответствуют ожидаемому: зависимости испытывают колебания с периодом $2\pi/N$ для каждого из N -фотонных состояний NOON. Кроме того на том же рисунке продемонстрированы кривые, полученные из теоретических расчётов с учётом конечной эффективности, которые очень хорошо совпадают с экспериментальными результатами. Так же как и результаты реконструкции состояний, данные зависимости не испытывают потери качества при внесении потерь в 10дБ между модами C и D.

П. 1.4.3 содержит результаты по экспериментальному удалённому приготовлению состояния кошки Шрёдингера и других состояний. Для удалённого приготовления состояний различных суперпозиций $|0\rangle$ и $|2\rangle$ в моде B (см. п. 1.2.4) в моде A производится измерение соответствующей квадратуры. Из наборов собранных ранее пар квадратур производился отбор только тех, в которых измеренная квадратура в моде Алисы находилась в пределах очень небольшого окна вокруг значения, на которое производится проекция. Отобранные таким образом квадратуры Боба с соответствующими им фазами использовались для реконструкции одномодовой матрицы плотности с помощью алгоритма максимального правдоподобия (см. [46]), из которых строились функции Вигнера [44].

Описанным выше образом, было реконструировано 4 различных состояния в зависимости от измеренных значений квадратур в моде A $X_A : 0; 0.7; 1.2; 2$. На рисунке 6 в верхнем ряду продемонстрированы восстановленные с коррекцией на эффективность детектирования $\eta = 0.55$ матрицы плотности для всех четырёх случаев. В нижнем ряду представлены соответствующие функции Вигнера, рассчитанные теоретически. Как видно, с увеличением X двухфотонная составляющая уменьшается быстрее вакуумной составляющей, так как волновая функция двухфотонного состояния $\langle X|2\rangle$ уменьшается быстрее, чем вакуумная компонента $\langle X|0\rangle$. Волновая функция $\langle X|2\rangle$ меняет знак вблизи значения $X = 0.7$, где в идеале должно наблюдаться чистое двухфотонное состояние в моде

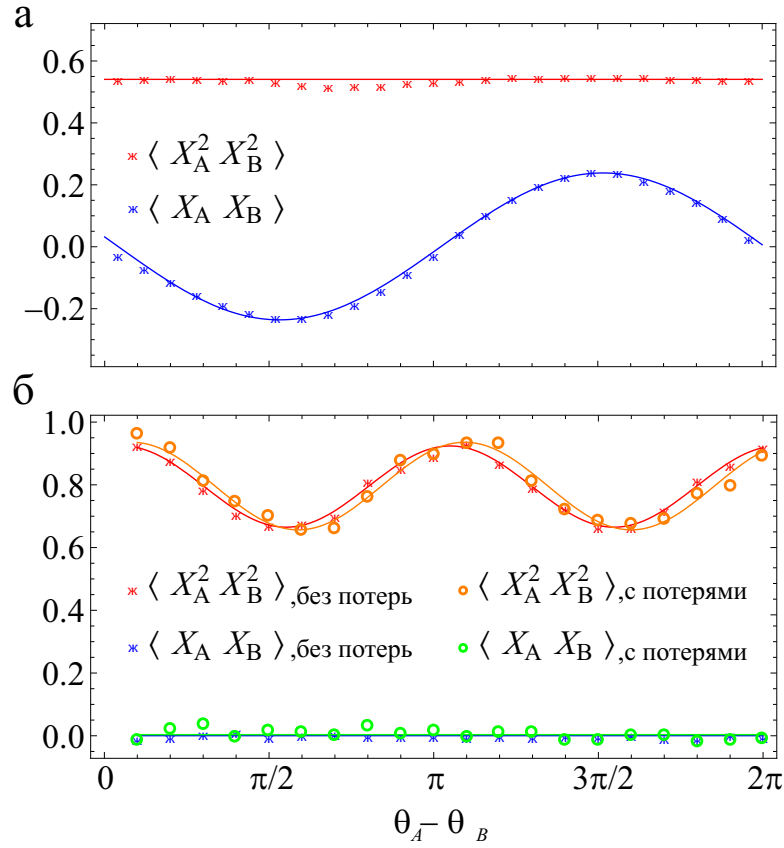


Рисунок 5: **Периодическая фазовая зависимость корреляций квадратур NOON состояний.** Показаны зависимости среднего и среднеквадратического от произведения квадратур Алисы и Боба в зависимости от разности фаз между Алисой и Бобом $\theta_A - \theta_B$ для состояния $|1 :: 0\rangle$ (а) и $|2 :: 0\rangle$ (б). Видна увеличенная фазовая чувствительность для двухфотонного NOON состояния. Сплошные линии соответствуют теоретическим предсказаниям. Внесённые потери составляют 10дБ в каналах C и D.

Боба. На практике из-за потерь и конечной ширины окна постселекции Алисы получается фазово-нечувствительная смесь $0.4 |0\rangle\langle 0| + 0.6 |2\rangle\langle 2|$ (вторая колонка). В этой области приготовленное состояние плохо аппроксимирует кошку Шрёдингера из-за высокой двухфотонной составляющей. Для более высоких значений X эта двухфотонная компонента снова уменьшается, что приводит к все более точной аппроксимации чётной кошки Шрёдингера небольшой амплитуды (третий столбец). Для очень малых амплитуд это состояние приближается к состоянию вакуума со слабым сжатием, что тоже можно интерпретировать как состояние КШ малой амплитуды. Это случай для $X = 2$ (четвертый столбец): квадратурный спектр Боба испытывает сжатие на 0.65 ± 0.24 дБ (без коррекции эффективности). Соответствующая квадратурная гистограмма показана на верхней правой панели рисунка 6.

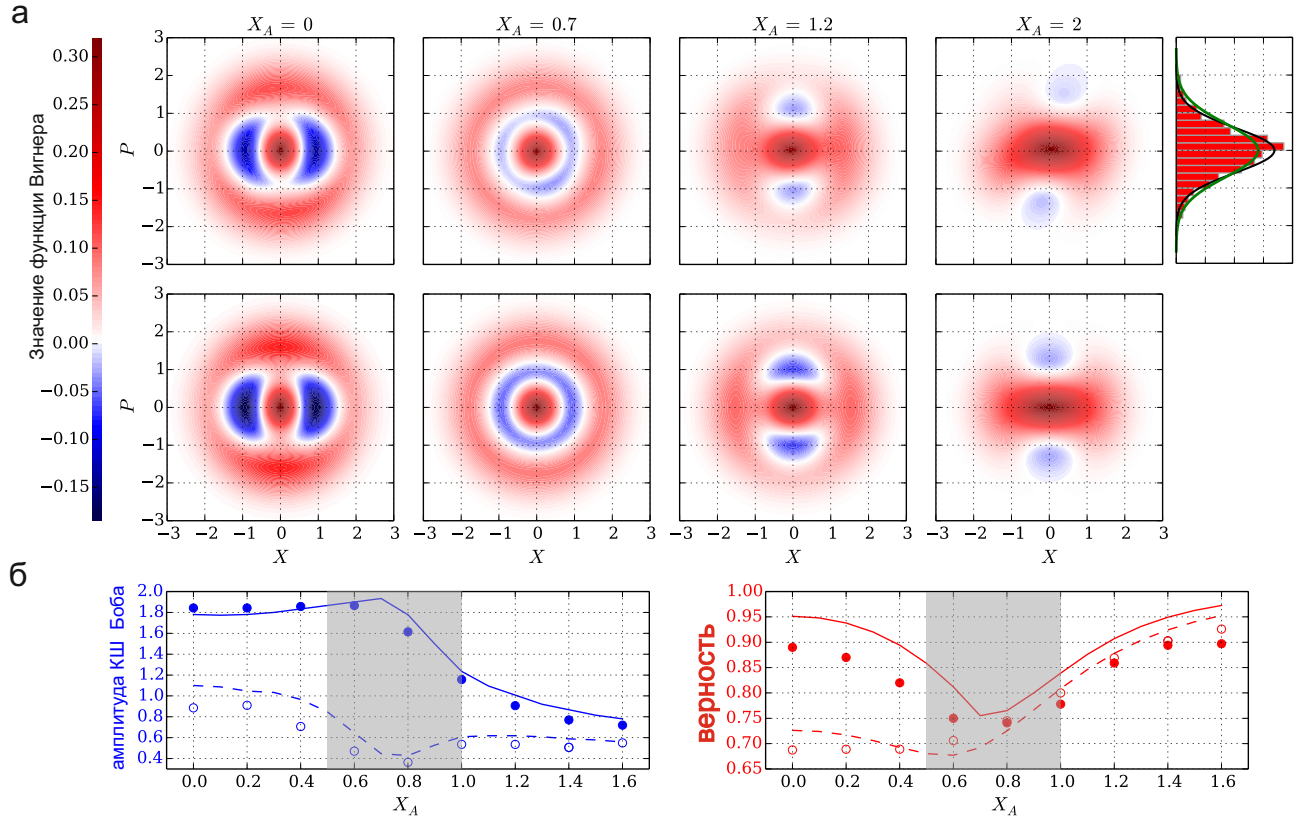


Рисунок 6: **Инженерия квантовых состояний.** (а) Функции Вигнера Боба с коррекцией эффективности на 55% после измерения определённого значения квадратуры в режиме Алисы. Верхний ряд: экспериментальные результаты. Нижний ряд: теоретическое моделирование. Верность между экспериментом и теорией составляет 0.98, 0.98, 0.97, 0.99 слева направо. Вверху справа показано маргинальное распределение квадратур Боба в случае квадратуры Алисы $X_A = 2$. Черная линия соответствует данным, зеленая соответствует состоянию вакуума. На рис. (б) показаны амплитуды состояний кошек Шрёдингера, которые наилучшим образом аппроксимируют состояние в режиме Боба при разных значениях квадратуры в режиме Алисы, и соответствующие верности. Линии показывают теоретически рассчитанные значения амплитуд и верностей. Заполненные (пустые) метки и сплошные (пунктирные) линии обозначают данные с коррекцией эффективности (без нее). Приближение состояния Боба с состоянием кошки Шрёдингера вблизи $X = 0.7$ (второй столбец) недостоверно из-за непропорционально большой доли двух фотонов и низкой фазовой зависимости; эта недостоверность вызывает противоположное поведение синих линий в затененной области.

Для получения состояния, наиболее похожего на оптическую кошку Шрёдингера большой амплитуды был сделан анализ для выяснения оптимального значения измерения квадратуры Алисы. Результаты видны на рисунке 6(б). На левом графике показана зависимость амплитуды состояния КШ, наиболее хорошо аппроксимирующего генерируемое состояние, в зависимости от измеренного значения квадратуры Алисы. На правом графике показана верность для этих же значений квадратур. Как оказалось, наиболее похожее состояние, аппроксимирующее состояния КШ большой амплитуды, генерируется при проекции на $X = 0$ (Рис. 6, первая колонка), которое приводит к суперпозиции $0.52|0\rangle - 0.85|2\rangle$ в моде Боба, частично являющаяся смесью из-за потерь в канале Алисы. После коррекции на неэффективность детектирования гомодинного детектора Боба состояние имеет верность 0.88 с состоянием кошки Шрёдингера амплитуды $\alpha = 1.84$, с параметром сжатия $z = 0.48$. Это значение сопоставимо с лучшими достигнутыми амплитудами в других протоколах [9, 19], с тем дополнительным преимуществом, что приведённый здесь протокол устойчив к потерям в оптическом канале между Алисой и Бобом (модах С и D).

В п.1.5 представлен теоретический анализ метода приготовления NOON состояний. В нём обсуждается влияние потерь, эффективности детектора, параметра сжатия начальных состояний на качество генерации NOON состояний и вероятность приготовления. Также анализируется вопрос выбора наиболее выгодных коэффициентов отражения светоделителей с схеме для генерации NOON состояний высокого порядка. Рассматривается вопрос использования детекторов, разрешающих число приходящих на него фотонов.

Как было показано, что низкий параметр сжатия в сочетании с высокими потерями между модами А и В снижает вероятность приготовления N00N состояния. В то же время, верность приготовленных состояний не сильно зависит от величины потерь в модах С и D. Поэтому метод может быть использован для приготовления качественных N00N состояний независимо от того, насколько значительны потери между сторонами.

Некоторое увеличение вероятности приготовления может быть достигнуто с помощью детекторов, способных различать числа фотонов. Преимущество этих детекторов заключается в том, что они способны устранять вклады более высокого порядка по γ в выходном состоянии. В результате можно увеличить амплитуду параметрического рассеяния γ без риска ухудшения верности. Однако это преимущество пропадает, если потери велики, так как в этом случае одновременное срабатывание N фотодетекторов, сигнализирующее о приготовлении состояния, может произойти и в случае рождения большего количества, чем N фотонов.

Одним из применений данной схемы может быть использование в квантовой криптографии [41, 47–49] - технологии безопасной передачи данных, основанной на квантовом распределении ключа -, где важно уметь получать состояния с удалёнными модами, устойчивые к потерям. В качестве такого состояния может быть использовано NOON. В данной работе были оценены максимальные расстояния, при которых всё ещё достигается приемлемая скорость приготовления N00N состояний. Были определены потери, соответствующие вероятностям генерации N00N состояния $p_g = 10^{-9}$. Эти значения - 58.6, 9.8 и 1.8 дБ для 2-, 4-, и 6-фотонных N00N состояний, соответственно. Если предположить, что используется оптоволоконный канал с потерями 0,2 дБ/км, то эти значения соответствуют расстояниям 293, 49 и 9 км.

В п. **1.6** представлено заключение. Представленная в данной главе схема позволяет решить основную проблему использования неклассических состояний света - проблему оптических потерь. Это особенно важно для применения N00N состояний в метрологии [41, 47–49]. Применение данного метода позволяет создать запутанное NOON состояние через оптические волокна при значительных потерях в них. Благодаря своей чрезвычайной чувствительности к фазе между удалёнными модами A и B, схема может быть использована для сверхточных измерений расстояния. Дополнительным преимуществом метода является то, что нет необходимости перекрытия двух разнесённых частей N00N состояния.

Несмотря на все преимущества, во многих случаях, вероятно, простое лазерное интерферометрическое измерение будет лучше, чем представленный метод, из-за гораздо большего количества доступных фотонов. Новая схема будет выгодной в установках, где нет возможности использовать большое количество света. Например, в биологических объектах, где среда может быть очень чувствительной к интенсивности света. В этом случае можно будет получить высокоточные интерферометрические измерения с очень незначительной интенсивностью света.

В дополнение к интерферометрии представленная схема для генерации состояний N00N имеет и другие приложения. Было продемонстрировано, что данные состояния можно использовать для удалённого приготовления квантовых состояний света. Например, было сгенерировано состояние кошки Шрёдингера. Генерация данного состояния в таком ключе может быть полезна для передачи информации через волокна на большие расстояния, что может быть полезно в квантовой криптографии. Поэтому настоящая схема является ценным дополнением к набору инструментов квантовой инженерии оптических

состояний света, как для дискретных, так и для непрерывных переменных степеней свободы [32, 50, 51].

На данном этапе представленный эксперимент является только демонстрационным, его применение на практике сопряжено с рядом проблем. В частности, необходима временная когерентность фотонов, идущих с разных концов в каналах C и D, в пределах обратной полосы параметрического рассеяния. Кроме этого, для достижения практического выигрыша по сравнению с интерферометрией с когерентными состояниями, которые не ограничены числом фотонов, потребуется создание состояний $N00N$ более высокого порядка. Наша схема может быть обобщена для получения состояний $N00N$ с произвольным четным N , как показано выше [10]. Однако, аналогично 2-фотонному случаю, амплитуда γ параметрического рассеяния должна быть достаточно низкой, чтобы уменьшить вклад членов более высокого порядка в выходном состоянии, что накладывает ограничение на частоту событий приготовления данного состояния и ограничивает его применение в метрологии. Тем не менее, схема становится пригодной к применениям если использовать детекторы, разрешающие числа фотонов, и детерминистические источники света. Оба направления сейчас активно развиваются, поэтому нет сомнений, что представленные в данной работе идеи будут полезны в упомянутых выше прикладных областях науки.

Глава 2 посвящена методу увеличения амплитуды состояния оптической кошки Шрёдингера(КШ) или суперпозиции когерентных состояний(СКС) света $|\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle$. Данные состояния являются потенциально очень интересным объектом для применений в квантовых вычислениях [6, 7], метрологии [52, 53] и квантовой криптографии [1, 54]. Вышеупомянутая мотивация вдохновила физиков на поиски экспериментальных методов получения данных состояний. Существующие методы приготовления ограничены малыми амплитудами когерентных составляющих, что ограничивает их полезность для фундаментальных и практических применений. Большинство существующих экспериментов основаны на вычитании фотонов из сжатого вакуумного состояния или квантовой инженерии состояний света [10, 11, 14, 15, 17, 20, 21, 55, 56]. Состояния, полученные этими методами, достаточно хорошо аппроксимируют состояние кошки Шрёдингера только при относительно малых амплитудах, либо их сложно приготовить надежным и масштабируемым способом.

В этой работе представлен альтернативный, в котором вероятно преобразуется пара состояний кошек Шрёдингера малых амплитуд в одно состояние КШ с амплитудой в $\sqrt{2}$ раза больше, чем у исходных. Данный способ может быть применён итеративно, что принципиально позволяет приготовить состояние КШ сколь угодно большой амплитуды, применяя данный протокол многократно.

В п. **2.1** рассмтривается концепция эксперимента по проготовлению данного состояния. В качестве отправной точки метода используется слудующее свойство состояний кошек Шрёдингера

$$|\Theta_+[\alpha]\rangle_a |\Theta_+[\alpha]\rangle_b \rightarrow \left| \Theta_+[\sqrt{2}\alpha] \right\rangle_a |0\rangle_b + |0\rangle_a \left| \Theta_+[\sqrt{2}\alpha] \right\rangle_b, \quad (8)$$

где $|\Theta_\pm[\alpha]\rangle = |\alpha\rangle \pm |-\alpha\rangle$ суперпозиция когерентных состояний. Данное выражение описывает действие симметрического светоделителя на два входных состояния КШ. Как видно из этого выражения 8, состояние КШ увеличенной амплитуды может получиться с равной вероятностью на любом из выходов светоделителя. Если в один из каналов поставить детектор, который умел бы однозначно отличать по одному измерению отличать состояние КШ от вакуумного состояния света, то в моменты детектирования отсутствия сигнала в канале с таким детектором, происходило бы приготвление состояния КШ увеличенной амплитуды в другом канале.

Впервые эта идея была представлена в работе [57] в 2004 году. В 2014 году данная схема получила развитие [58], когда было предложено использовать гомодинный приёмник для того, чтобы отличать состояние КШ от вакуумного состояния. Гомодинный приёмник в отличие от детектора одиночных фотонов позволяет делать измерения квадратур(см. [44, 59]). В квантовой оптике квадратура является случайной величиной и подчиняется плотности вероятности измеряемого состояния. Плотности вероятности для состояния КШ и вакуумного состояния изображены на рис. 7(б). Из графика видно, что для вакуумного состояния вероятность измерения нулевой квадратуры значительно выше, чем для состояния кошки Шрёдингера. Данное свойство можно использовать для того, чтобы отличать эти два исхода. Если производить измерение квадратуры во вспомогательном канале и фиксировать только моменты с нулевой квадратурой, то на другом выходе светоделителя в такие моменты возникнет состояние, описываемое следующей формулой:

$$\begin{aligned} |\psi\rangle_1 &= {}_2 \langle X = 0 | \Psi \rangle_{12} \\ &= \mathcal{N} \left(\left| \Theta_+[\sqrt{2}\alpha] \right\rangle_1 \pm \frac{|0\rangle_1}{\sqrt{(1 + e^{4\alpha^2})/2}} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\mathcal{N} = \sqrt{2 + 2e^{-2\alpha^2}}$ - нормировочный коэффициент состояния КШ. Помимо желаемого состояния КШ с увеличенной амплитудой, в этом состоянии присутствует нежелательный член вакуумного состояния. Однако при достаточно больших амплитудах α входных состояний кошек Шрёдингера, этот член становится пренебрежимо малым.

Для генерации состояний подобным методом необходимы начальные состояния КШ как можно большей амплитуды. Наиболее простым методом генерации состояния кошки

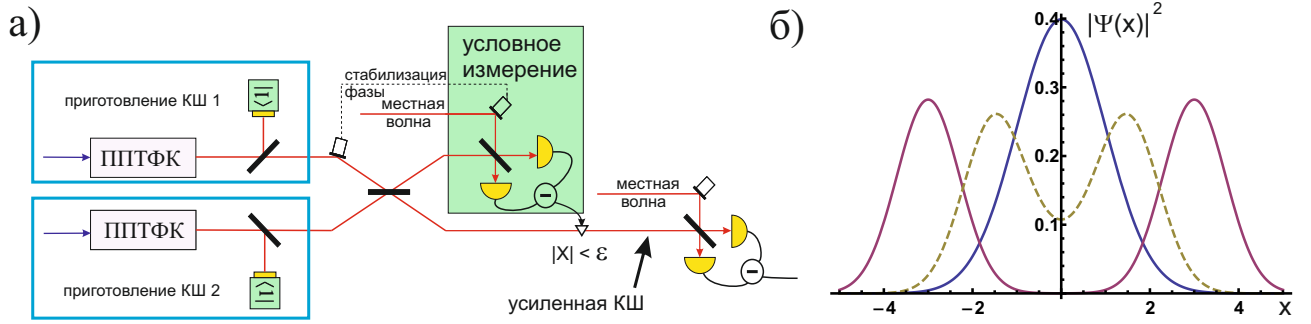


Рисунок 7: Идея протокола увеличения амплитуды состояния кошки Шрёдингера с использованием гомодинного детектора. Принципиальная схема эксперимента (а) для демонстрации работы протокола. Начальные состояния кошек Шрёдингера генерируются путём вычитания одиночного фотона из состояния одномодового сжатого вакуума. Полученные состояния смешиваются на симметричном светоделителе и одна из мод подвергается измерению квадратуры. В случае околонулевого значения квадратуры в вспомогательной моде, значение квадратуры в сигнальной моде соответствует состоянию КШ увеличенной амплитуды. Помимо этого, значения квадратур используются для обратной связи для поддержания фаз, необходимых для работы протокола. На рис. (б) показаны распределения вероятности квадратур для вакуумного состояния и состояний КШ разных амплитуд при определённом значении фазы локального осциллятора. Красная линия соответствует состоянию КШ с амплитудой $\alpha = 3$, пунктирная соответствует состоянию с $\alpha = 1.5$. Видно, что измерение квадратуры с нулевым значением намного более вероятно для вакуумного состояния, чем для состояния КШ (при больших значениях амплитуд состояний КШ).

Шрёдингера с амплитудой $\alpha = 1$ является метод вычитания одиночного фотона из состояния сжатого вакуума [11, 56], при котором верность с состоянием КШ достигает более 90%. При амплитуде $\alpha = 1$ второй член в уравнении 9 составляет небольшую часть сгенерированного состояния. Таким образом, начальные состояния кошек Шрёдингера могут быть использованы для дальнейшей процедуры увеличения амплитуды состояния КШ. Концептуальная схема такого эксперимента представлена на рис. 7(а). Данная схема была реализована в нашей работе.

П. **2.2** посвящен эксперименту. В данном пункте подробно описана схема установки и процедура её настройки.

В п. **2.3** описывается сбор и обработка данных. Отдельно написаны подразделы, касающиеся системы обратной связи и извлечению фазовой информации.

В п. **2.4** описываются результаты эксперимента и производится их обсуждение. Результаты показаны на рисунке 8. Справа представлены экспериментально полученные

функции Вигнера для состояний начальной(сверху) и конечной(снизу) кошек Шрёдингера. Слева показаны теоретические модели КШ лучше всего совпадающие с экспериментальными по значению верности. Экспериментальные функции Вигнера были получены с учётом конечной эффективности детектирования и скорректированы на величину 62%(т.е. 38% потерь), которая соответствует экспериментально оценённым значениям.

Для начального состояния КШ наиболее высокая верность между экспериментальным и теоретически рассчитанным состоянием идеальной КШ $\hat{S}(\zeta) \frac{|\alpha\rangle - |-\alpha\rangle}{\sqrt{2(1-e^{-2|\alpha|^2})}}$ с амплитудой 1.15 и сжатием 1.74дБ составила 84%. В этой работе мы следовали подходу аналогичному подходу работы Урюмцева и ост. [11], согласно которому состояния сравниваются с состояниями идеальных сжатых КШ. Это обосновано, поскольку сжатие не влияет на макроскопичность состояния, и оно обратимо с помощью локальных унитарных преобразований.

Усиленное состояние, скорректированное на 62% эффективности, показано на рис. 8 в нижнем ряду справа. Экспериментально полученное состояние имеет верность 77% с состоянием идеальной положительной КШ $\hat{S}(\zeta) \frac{|\alpha\rangle + |-\alpha\rangle}{\sqrt{2(1+e^{-2|\alpha|^2})}}$ с амплитудой 1.85 и сжатием 3.04дБ, которая показана на рис. 8(справа).

Можно видеть, что амплитуда аппроксимирующих состояний изменилась в $\sim \sqrt{2}$ раз, что и предсказывалось в теоретическом анализе протокола. Функции Вигнера восстановленных состояний имеют характерную форму для состояний КШ, которая включает в себя два Гауссовых пика, которые соотносятся с когерентными составляющими, и интерференционные полосы между ними, не характерные для классических состояний. При этом в начальном состоянии, пики расположены довольно близко друг к другу, поэтому функция Вигнера начального состояния больше похожа на состояние сжатого одиночного фотона, что верно для малых амплитуд. Для усиленного состояния пики находятся дальше друг от друга, и их присутствие становится более заметным на фоне интерференционных полос. Также этот эффект увеличения расстояния между пиками виден для некорректированных на эффективность функций Вигнера.

Для объяснения неидеальностей результатов была построена модель, аналогичная модели Урюмцева и др. [11], которая хорошо согласуется с экспериментальными результатами. Согласно этой модели, пространственная мода, вычитаемая и детектируемая при приготовлении начальных состояний, не совпадает с модами сжатого состояния света, из которого производилось первоначальное вычитание одиночного фотона. По этой причине и из-за темновых кликов самих детекторов, изначальные состояния(состояния сжатого вакуума с вычтенным фотоном) имеют примесь сжатого состояния света без вычитания

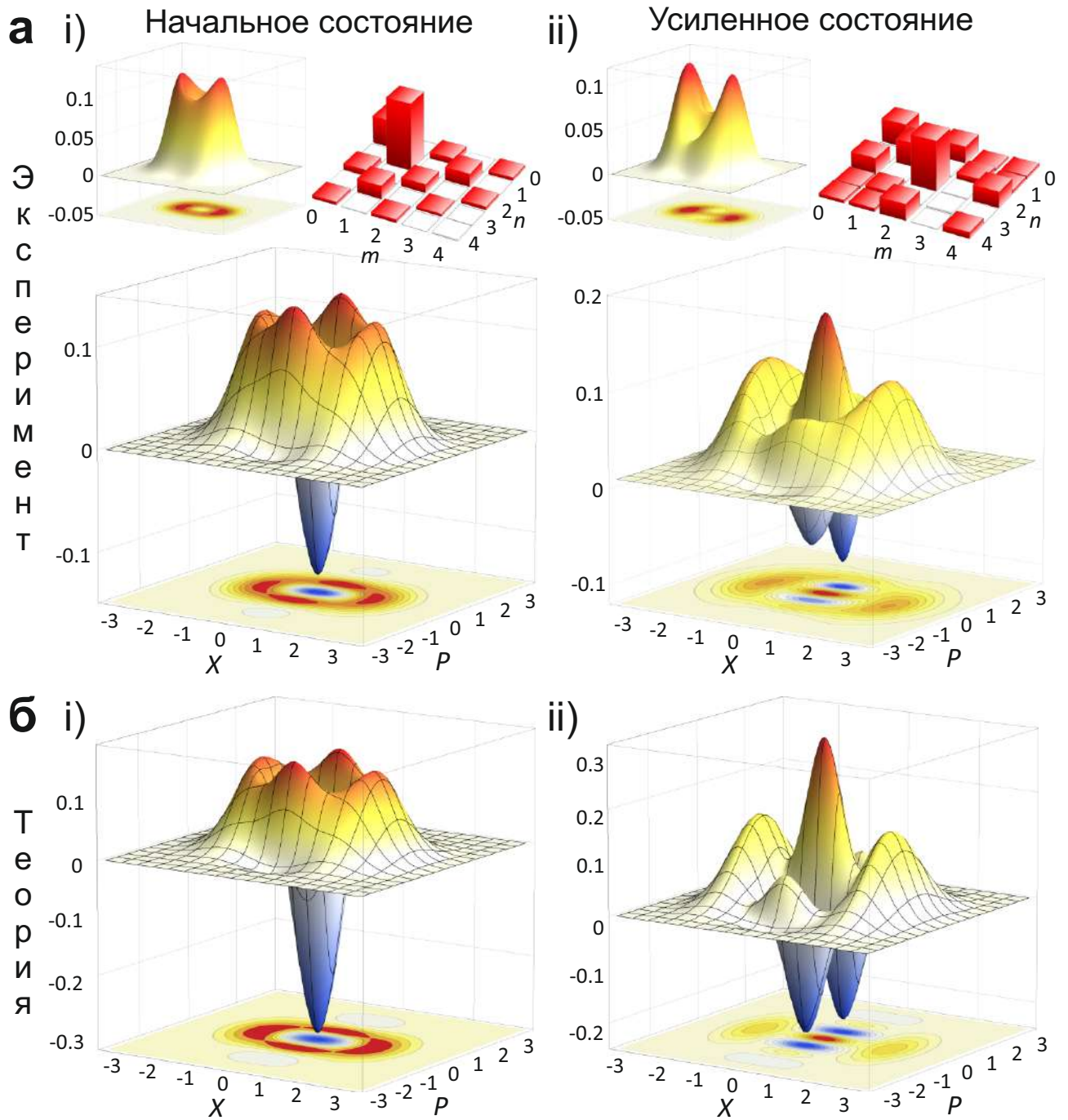


Рисунок 8: Функции Вигнера начального и конечного состояния кошки Шрёдингера. (а) Реконструированная методом гомодинной томографии функция Вигнера, скорректированная на 62% эффективности (38% потерь). Вставка слева: функция Вигнера восстановленная без коррекции эффективности. X и P обозначают координатную и импульсную квадратуры, соответственно. Вставка справа: абсолютные значения элементов матрицы плотности состояния в базисе состояний Фока. (б) Теоретические состояния идеальной КШ лучше всего аппроксимирующие экспериментальные результаты. Слева(справа): начальное(усиленное)состояние КШ. Лучшей аппроксимацией является состояние КШ $|\Theta_-[1.15]\rangle(|\Theta_+[1.85]\rangle)$ со сжатием 1.74дБ(3.04дБ). Верность между теоретической и экспериментальной матрицами плотности(для случая с коррекцией на эффективность) составляет 84%(77%)

фотона, т.е. с некоторой вероятностью происходит клик детектора без наличия какого-либо света на его входе. Этот процесс для входного состояния можно описать выражением $\hat{\rho}_- = \zeta |\Theta_-[\alpha]\rangle \langle \Theta_-[\alpha]| + (1 - \zeta) \hat{\rho}_{sq}$, где $\hat{\rho}_{sq}$ - матрица плотности от состояния сжатого вакуума, подвергнутого 10% потерь на вычитающем светоделителе. Наилучшая верность 98% между моделью и экспериментально реконструированным начальным состоянием было найдено для параметра $\zeta = 0.9$. Далее к данной модели начальных состояний применялся протокол увеличения амплитуды, в котором учитывалась эффективность вспомогательного гомодинного детектора. Полученное в моделировании состояние после применения протокола роста имеет верность с экспериментально полученным состоянием усиленной КШ 97%. Таким образом, данная модель с хорошей точностью описывает эксперимент. Из данной модели можно выяснить, каким должен быть коэффициент отражения светоделителей входных состояний и параметр совпадения мод ζ для создания состояний КШ более высокого качества. Оказалось, что если параметр $\zeta = 0.99$ и коэффициент отражения вычитающего светоделителя равен 5%, то верность между состоянием на выходе(входе) и идеальными состоянием КШ будет составлять 95%(96%). Данные параметры являются достижимыми для современных экспериментальных методов и, как видно из значений верности, дают значительно лучшие результаты. Отсюда можно сделать вывод, что потери верности, наблюдаемые для усиленных состояний кошек Шрёдингера в настоящем эксперименте главным образом обусловлены несовершенствами приготовления начальных состояний КШ, а не самим применяемым протоколом увеличения амплитуды.

Другим важным параметром является скорость приготовления состояний. Процесс приготовления в данном эксперименте является вероятностным и зависит от ширины квадратурного окна постселекции в вспомогательной моде 2, принимаемое за положительный исход. Чем больше ширина этого окна, тем больше вероятность успеха процедуры "роста". В то же время, при слишком большой ширине окна состояние вакуума и состояние КШ становятся менее различимыми, что портит качество выходного состояния. Таким образом, необходимо выбирать компромиссную ширину окна, которая позволяет с наибольшей вероятностью генерировать состояние хорошего качества. В нашем случае ширина квадратурного окна составляла 0.3. Как показало моделирование, для данных амплитуд состояний такой выбор незначительно ухудшал состояние по сравнению с неидеальностями, вызванными несовершенствами приготовления начальных состояний, о которых рассказывалось выше. При больших амплитудах входных состояний КШ возможно увеличение ширины окна и, как следствие, увеличение вероятности успешного приме-

ния протокола до $1/2$. Таким образом, при больших амплитудах входных состояний в протоколе роста увеличивается вероятность приготовления.

В п. **2.5** представлены основные выводы данного эксперимента. Представленный протокол позволяет преобразовать пару "маленьких" состояний кошек Шрёдингера в одно "большое" состояние кошки Шрёдингера, т.е. с большей амплитудой. Было показано, что значение верности между увеличенным состоянием КШ и идеальной КШ большей амплитуды уменьшается незначительно по сравнению с верностью для начальных состояний, т.е. состояние кошки Шрёдингера остаётся похожим на всё то же состояние КШ при увеличении амплитуды. Это один из немногих методов, который обладает таким свойством и позволяет получать состояния КШ большой амплитуды почти без искажений. Также данное свойство позволяет использовать протокол итерационно, т.е. использовать протокол многократно, получая состояния КШ всё большей амплитуды на каждом шаге. Единичное применение нашего протокола позволило достичь амплитуд, сравнимое с лучшими значениями в данной области. Последовательное применение протокола позволило бы достичь больших амплитуд в $\alpha'/\alpha = 2^{n/2}$ раз. Для каждой реализации необходимо два состояния, поэтому для многоступенчатой реализации из n стадий необходимо $1 + 2 + \dots + 2^{n-1} = 2^n - 1$ копий начальных состояний КШ, с соответствующей вероятностью успеха $p^{2^{n-1}} = p^{-(\alpha'/\alpha)^{2-1}}$. Начиная с определённого шага, вероятность может быть увеличена за счёт выбора более широкого окна постселекции на последующих стадиях при амплитудах $\alpha > 2$. Для примера, усиление состояния КШ от $\alpha = 1.4$ до 4 потребует около 5000 копий входных состояний для одного выходного состояния. Полученную оценку можно значительно улучшить, если для многоступенчатой версии протокола использовать детерминистические источники состояний КШ. В качестве таковых, могут быть использованы недавно исследованные в экспериментах высокоэффективные однофотонные источники [60, 61]. Однофотонные состояния из таких источников могут быть подвергнуты сжатию для получения начальных состояний КШ малых амплитуд или могут быть использованы напрямую без дополнительной операции сжатия [19].

Альтернативным подходом для увеличения вероятности успеха может являться использование геральдических источников, таких как в этом эксперименте, но в сочетании с квантовой памятью. Данный подход аналогичен используемому в квантовых повторителях [62]. Это позволит добиться полиномиального уменьшения вероятности успеха с ростом количества стадий для генерации КШ необходимой амплитуды, а не экспоненциального, как в обычной схеме.

Несмотря на не очень высокую вероятность приготовления состояний КШ большой амплитуды, представленный метод значительно превышает по этому показателю методы геральдического приготовления произвольной суперпозиции Фоковских состояний с помощью сконструированного проектора вспомогательного канала параметрического рассеяния [20, 21]. Теоретически, любое квантовое состояние, включая состояние КШ, может быть представлено как суперпозиция Фоковских состояний и может быть приготовлено таким образом. Однако, на практике этот метод ограничен низкой вероятностью рождения нескольких пар в процессе параметрического рассеяния, поэтому данный метод, в отличие от представленного здесь, не позволяет создавать произвольных состояний за пределами 2-3 фотонного подпространства Фока.

В **Главе 3** представлены методы, используемые в данной работе. В п. **3.1** рассматривается гомодинная томография и её применение в представленных экспериментах. В п. **3.2** рассказано о системе обратной связи и представлен анализ механизма её работы. В п. **3.3** рассказано о том, как сделать And-gate импульсов однофотонных детекторов на основе ПЛИС.

Заключение

В данной диссертационной работе представлены следующие основные результаты:

1. Разработана и проанализирована схема для генерации двухмодового NOON состояния света с произвольным чётным N , устойчивой к потерям между удалёнными модами.
2. Экспериментально приготовлено NOON состояние света с $N=2$ по схеме, устойчивой к потерям. Продемонстрирована устойчивость метода к потерям в 10дБ во вспомогательных модах.
3. Для данного NOON состояния продемонстрирована увеличенная чувствительность к фазовым измерениям по сравнению с аналогичной схемой, основанной на использовании однофотонного состояния NOON, в условиях потерь 10дБ.
4. NOON состояние света использовано для удалённого приготовления состояния кошки Шрёдингера с амплитудой 1.8 и верностью 88% в одной из мод, путём условного измерения определённого значения квадратуры в сопряженной моде. Состояние кошки Шрёдингера сгенерировано в условиях потерь в 10дБ и показана устойчивость

метода приготовления к потерям. Результаты экспериментов хорошо согласуются с результатами моделирования с верностью 99%.

5. Экспериментально реализован метод увеличения амплитуды состояния КШ. Получено состояние КШ с амплитудой 1.88 с верностью 77%. Данный метод может быть использован многократно, что позволяет генерировать с его помощью состояния оптических КШ больших амплитуд ($\alpha > 2$).
6. Экспериментальные результаты были сравнены с теоретическими предсказаниями, в которых учтены неидеальности эксперимента. Было достигнуто соответствие модельного и экспериментального состояний с верностью 98%.

Результаты работы изложены в следующих публикациях:

1. Sychev, D. V., Ulanov, A. E., Pushkina, A. A., Richards, M. W., Fedorov, I. A. & Lvovsky, A. I. Enlargement of optical Schrödinger's cat states. *Nature Photonics* **11**, 379-382 (2017).
2. Ulanov, A. E., Fedorov, I. A., Sychev, D., Grangier, P. & Lvovsky, A. I. Loss-tolerant state engineering for quantum-enhanced metrology via the reverse Hong-Ou-Mandel effect. *Nature Communications* **7**, 11925 (2016).
3. Sychev, D. V., Ulanov, A. E., Pushkina, A. A., Richards, M. W., Fedorov, I. A., Grangier, P. & Lvovsky, A. I. Generating and breeding optical Schrödinger's cat states. AIP Conference Proceedings 1936 (1), 020018(2018).

Результаты работы были доложены на следующих международных конференциях:

1. Sychev, D. V., Ulanov, A. E., Pushkina, A. A., Richards, M. W., Fedorov, I. A., Grangier, P. & Lvovsky, A. I. Generation and breeding Shroedinger's cats in quantum optics IV International Conference on Quantum Technologies, постер. Москва, Россия, 12 – 16 Июля 2017.
2. Sychev, D. V., Ulanov, A. E., Pushkina, A. A., Richards, M. W., Fedorov, I. A., Grangier, P. & Lvovsky, A. I. Generation and breeding Quantum Optical Shroedinger's cats. 26th Annual International Laser Physics Workshop, invited. Казань, 17 – 21 Июля 2017.
3. Sychev, D. V., Ulanov, A. E., Pushkina, A. A., Richards, M. W., Fedorov, I. A., Grangier, P. & Lvovsky, A. I. Interfacing discrete- and continuous-variable encodings in quantum

optics, XV International Conference on Quantum Optics and Quantum Information, invited. Минск, Беларусь, 20 – 23 Ноябрь 2017

4. Ulanov, A. E., Sychev, D. V., Pushkina, A. A., Richards, M. W., Fedorov, I. A., Grangier, P. & Lvovsky, A. I. Schrödinger's cats in quantum optics. 24th Central European Workshop on Quantum Optics, oral. Люнгбю, Дания 26-30 июнь 2017
5. Sychev, D. V., Ulanov, A. E., Pushkina, A. A., Tiunov, E., Novikov, V. & Lvovsky, A. I. Schrödinger's cats for quantum internet, Conference on Lasers and Electro-Optics, invited. Сан-Хосе, США май 2018

Список литературы

1. Experimental demonstration of long-distance continuous-variable quantum key distribution Paul Jouguet, Sébastien Kunz-Jacques, Anthony Leverrier, Philippe Grangier & Eleni Diamanti *Nature Photonics* volume7, pages378-381 (2013)
2. J.L. O'Brien, A. Furusawa, J. Vučković, Photonic quantum technologies. *Nat. Phot.* **3**, 687 (2009).
3. Lee, S.-W. & Jeong, H. Near-deterministic quantum teleportation and resource-efficient quantum computation using linear optics and hybrid qubits. *Phys. Rev. Lett.* **87**, 022326 (2012).
4. Sangouard, N. et al. Quantum repeaters with entangled coherent states. *J. Opt. Soc. Am. B* **27**, A137-A145 (2010).
5. Brask, J. B., Rigas, I., Polzik, E. S., Andersen, U. L. & Sørensen, A. S. Hybrid long-distance entanglement distribution protocol. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 160501 (2010).
6. Ralph, T. C., Gilchrist, A., Milburn, G. J., Munro, W. J. & Glancy, S. Quantum computation with optical coherent states. *Phys. Rev. A* **68**, 042319 (2003).
7. Lund, A.P., Ralph, T. C. & Haselgrove, H. L. Faulttolerant linear optical quantum computing with small-amplitude coherent states. *Phys. Rev. Lett.* **100**, 030503 (2007).
8. T. Peyronel, O. Firstenberg, Q-Y. Liang, S. Hofferberth, A.V. Gorshkov, T. Pohl, M.D. Lukin, V. Vuletić, Quantum nonlinear optics with single photons enabled by strongly interacting atoms. *Nature* **488** (2012).

9. Huang, K. et al. Optical synthesis of large-amplitude squeezed coherent-state superpositions with minimal resources. *Phys. Rev. Lett.* **115**, 023602 (2015).
10. A.E. Ulanov, I.A. Fedorov, D. Sychev, P. Grangier and A.I. Lvovsky, Loss-tolerant state engineering for quantum-enhanced metrology via the reverse Hong-Ou-Mandel effect. *Nature Communications* **7**, 11925 (2016).
11. Ourjoumtsev, A., Tualle-Brouiri, R., Laurat, J. & Grangier, P. Generating optical schrodinger kittens for quantum information processing. *Science* **312**, 83–86 (2006).
12. Neergaard-Nielsen, J. S., B. Melholt N., Hettich, C., Mølmer, K. & Polzik, E. S. Generation of a superposition of odd photon number states for quantum information networks. *Phys. Rev. Lett.* **97**, 083604 (2006).
13. Wakui, K., Takahashi, H., Furusawa, A. & Sasaki, M. Photon subtracted squeezed states generated with periodically poled KTiOPO₄. *Opt. Express* **15**, 3568–3574 (2007).
14. Ourjoumtsev, A., Ferreyrol, F., Tualle-Brouiri, R. & Grangier, P. Preparation of non-local superpositions of quasi-classical light states. *Nat. Phys.* **5**, 189–192 (2009).
15. Gerrits, T. et al. Generation of optical coherent state superpositions by number-resolved photon subtraction from squeezed vacuum. *Phys. Rev. A* **82**, 031802(R) (2010).
16. Takahashi, H. et al. Generation of large-amplitude coherent-state superposition via ancilla-assisted photon subtraction. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 233605 (2008).
17. Dong, R. et al. Generation of picosecond pulsed coherent state superpositions. *J. Opt. Soc. Am. B* **31**, 1192-1201 (2014).
18. A. Ourjoumtsev, H. Jeong, R. Tualle-Brouiri and P. Grangier, Generation of optical ‘Schrödinger cats’ from photon number states. *Nature* **448**, 784-786 (2007).
19. Etesse, J., Bouillard, M., Kanseri, B., & Tualle-Brouiri, R. Experimental generation of squeezed cat states with an operation allowing iterative growth. *Phys. Rev. Lett.* **114**, 193602 (2015).
20. E. Bimbard, N. Jain, A. MacRae, A. I. Lvovsky, Quantum state reconstruction of the single-photon Fock state. *Nat. Phot.* **4**, 243–247 (2010).
21. Yukawa, M. et al. Generating superposition of up-to three photons for continuous variable quantum information processing. *Opt. Express* **21**, 5529-5535 (2013).

22. J.S. Neergaard-Nielsen et al., Optical Continuous-Variable Qubit. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 053602 (2010).
23. Anne E. B. Nielsen and K. Mølmer, Transforming squeezed light into large amplitude Schrödinger cat states. *Phys. Rev. A* **76**, 043840 (2007).
24. Edamatsu, K., Shimizu, R. & Itoh, T. Measurement of the photonic de Broglie wavelength of entangled photon pairs generated by spontaneous parametric down-conversion. *Phys. Rev. Lett.* **89**, 213601 (2002).
25. Walther, P. et al. De Broglie Wavelength of a Non-Local Four-Photon State. *Nature* **429**, 158–161 (2004).
26. Mitchell, M. W., Lundeen, J. S. & Steinberg, A. M. Super-Resolving Phase Measurements With a Multiphoton Entangled State. *Nature* **429**, 161–164 (2004).
27. Nagata, T., Okamoto, R., O’Brien, J. L., Sasaki, K. & Takeuchi, S. Beating the standard quantum limit with four-entangled photons. *Science* **316**, 726-729 (2007).
28. Dowling, J. P. Quantum Optical Metrology — The Lowdown on High-N00N States. *Contemporary Physics* **49**, 125-143 (2013).
29. Chen, P., Shu, C., Guo, X., Loy, M. M. T., & Du, S. Measuring the Biphoton Temporal Wave Function with Polarization-Dependent and Time-Resolved Two-Photon Interference. *Phys. Rev. Lett.* **114**, 010401 (2015).
30. Dowling, J. P., Franson, J. D., Lee, H., Milburn, G. J. Towards scalable linear-optical quantum computers. *Experimental Aspects of Quantum Computing* **3**, 205-213 (2005)
31. Lim, Y. L., Beige, A., & Kwek, L. C. Repeat-until-success linear optics distributed quantum computing. *Phys. Rev. Lett.* **95**, 030505 (2005).
32. Andersen, U. L., Neergaard-Nielsen, J. S., van Loock, P. & Furusawa, A. Hybrid discrete- and continuous-variable quantum information. *Nature Phys.* **11**, 713-719 (2015).
33. Kok, P., Lee, H. & Dowling, J. P. Creation of large-photon-number path entanglement conditioned on photodetection. *Phys. Rev. A* **65**, 052104 (2002).
34. Sh. Daryanoosh, S. Slussarenko, D. W. Berry, H. M. Wiseman & G. J. Pryde, Experimental optical phase measurement approaching the exact Heisenberg limit, *Nature Communications* **9**, 4606 (2018)

35. Kacprowicz, M., Demkowicz-Dobrzański, R., Wasilewski, R., Banaszek, K. & Walmsley, I. A. Experimental quantum-enhanced estimation of a lossy phase shift. *Nature Photon.* **4**, 357 - 360 (2010).
36. Rubin, M. A. & Kaushik, S. Loss-induced limits to phase measurement precision with maximally entangled states. *Phys. Rev. A* **75**, 053805 (2007).
37. Chen, J., Lee, K. F., & Kumar, P. Deterministic quantum splitter based on time-reversed Hong-Ou-Mandel interference. *Phys. Rev. A* **76**, 031804R (2007).
38. Dakić, B. et al. Quantum discord as resource for remote state preparation. *Nature Phys.* **8**, 666-670 (2012).
39. J. Yoshikawa, M. Bergmann, P. van Loock, M. Fuwa, M. Okada, K. Takase, T. Toyama, K. Makino, S. Takeda, and A. Furusawa, *Phys. Rev. A* **97**, 053814(2018)
40. Lopaeva, E. D. et al. Experimental Realization of Quantum Illumination. *Phys. Rev. Lett.* **110**, 153603 (2013).
41. Simon, C. & Irvine, W. T. M. Robust Long-Distance Entanglement and a Loophole-Free Bell Test with Ions and Photons. *Phys. Rev. Lett.* **91**, 110405 (2003).
42. C. Monroe, Quantum information processing with atoms and photons. *Nature* **416**, 238 (2002)
43. Hong, C. K., Ou, Z. Y., & Mandel, L. Measurement of Subpicosecond Time Intervals between Two Photons by Interference. *Phys. Rev. Lett.* **59**, 2044-2046 (1987).
44. Leonhardt, U. Measuring quantum states of light. (Cambridge Univ. Press), (1997).
45. Berry, D. W. & Lvovsky, A. I. Linear-optical processing cannot increase photon efficiency. *Phys. Rev. Lett.* **105**, 203601 (2010).
46. Lvovsky, A. I. Iterative maximum-likelihood reconstruction in quantum homodyne tomography. *J. Opt. B.* **6**, S556-S559 (2004).
47. N. Gisin, G. Ribordy, W. Tittel and H. Zbinden, Quantum cryptography, *Rev. Mod. Phys.* **74**(1), 145-195 (2002).
48. M. Nielsen, I. Chuang, Quantum Computation and Quantum Information (Cambridge Univ. Press, 2000).

49. B. Hensen et al., Loophole-free Bell inequality violation using electron spins separated by 1.3 kilometres. *Nature* 526, 682-686 (2015).
50. H. Jeong, A. Zavatta, M. Kang, S.-W. Lee, L. Costanzo, S. Grandi, T.C. Ralph and M. Bellini, Generation of hybrid entanglement of light. *Nat. Phot.* **8** (2014).
51. Morin, O. et al. Remote creation of hybrid entanglement between particle-like and wave-like optical qubits. *Nature Photon.* **8**, 570-574 (2014).
52. Sub-Planck phase-space structures and Heisenberg-limited measurements F. Toscano, D. A. R. Dalvit, L. Davidovich, and W. H. Zurek *Phys. Rev. A* **73**, 023803 - Published 6 February 2006
53. Facon, A. et al. A sensitive electrometer based on a Rydberg atom in a Schrödinger-cat state. *Nature* **535**, 262–265 (2016).
54. Continuous Variable Quantum Cryptography Using Coherent States Frédéric Grosshans and Philippe Grangier *Phys. Rev. Lett.* **88**, 057902 - Published 16 January 2002
55. H. Takahashi, K. Wakui, S. Suzuki, M. Takeoka, K. Hayasaka, A. Furusawa and M. Sasaki, Generation of Large-Amplitude Coherent-State Superposition via Ancilla-Assisted Photon Subtraction. *Phys. Rev. Lett.* **101**, 233605 (2008).
56. Generation of highly pure Schrödinger’s cat states and real-time quadrature measurements via optical filtering Warit Asavanant, Kota Nakashima, Yu Shiozawa, Jun-Ichi Yoshikawa, and Akira Furusawa
57. Lund, A. P., Jeong, H., Ralph, T. C. & Kim, M. S. Conditional production of superpositions of coherent states with inefficient photon detection. *Phys. Rev. A* **70**, 020101 (2004).
58. Laghaout, A. et al. Amplification of realistic Schrödinger-cat-state-like states by homodyne heralding. *Phys. Rev. A* **87**, 043826 (2013).
59. Lvovsky, A. I. & Raymer, M. G. Continuous-variable optical quantum-state tomography. *Rev. Mod. Phys.* **81**, 299–332 (2009).
60. Ding, X. et al. On-Demand Single Photons with High Extraction Efficiency and Near-Unity Indistinguishability from a Resonantly Driven Quantum Dot in a Micropillar. *Phys. Rev. Lett.* **116**, 020401 (2016).

61. Somaschi, N. *et al.* Near-optimal single-photon sources in the solid state. *Nat. Photon.* **10**, 340–345 (2016).
62. Lvovsky, A. I., Sanders, B. C., & Tittel, W. Optical Quantum Memory. *Nat. Photon.* **3**, 706–714 (2009).