

Постепенный переход от однофотонного состояния к состоянию сжатого вакуума

Н. Джейн, С. Хьюсмани, Э. Бимбарц и А. Львовский (Канада)

Сокращенный перевод М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

arXiv:0912.1552v1 [quant-ph] 8 Dec 2009

A bridge between the single-photon and squeezed-vacuum state

Nitin Jain, S. R. Huismany, Erwan Bimbardz and A. I. Lvovsky (LVOV@ucalgary.ca)

Institute for Quantum Information Science, University of Calgary, Calgary, Alberta T2N 1N4, Canada

(Dated: December 8, 2009)

Две моды квадратур запутанного состояния Эйнштейна-Подольского-Розена, генерируемые с помощью параметрического преобразования с понижением частоты, интерферируют в светоделителе с изменяемым коэффициентом деления. Детектирование (холостого) фотона в одном из выходных каналов светоделителя извещает о приготовлении сигнального состояния в другом канале, который исследуется с помощью гомодинной томографии. Управляя коэффициентом светоделения, можно выбрать любое сигнальное состояние на втором выходе – от однофотонного до сжатого.

PACS numbers: 42.50.Gy, 03.67.-a, 42.50.Dv

Введение

Неклассические состояния света являются важным инструментом при тестировании процессов фундаментальной квантовой физики и квантовой обработки информации. К числу основных оптических квантовых состояний относятся состояния сжатого вакуума, которые обладают пониженным шумом по амплитуде или фазе, а также состояния с определенным числом фотонов и хорошо определенной энергией (фоковские состояния). Сжатые состояния света были в числе первых неклассических состояний, полученных экспериментально, и являются основой для множества информационно-квантовых протоколов с непрерывными параметрами [1]. Такие состояния обладают положительной гауссовой функцией Вигнера, а поле их квадратурного шума сильно зависит от фазы. В свою очередь, фоковские состояния, особенно однофотонное состояние, оказываются естественным кандидатом на средство для кодирования квантовой информации с помощью дискретных параметров (кубитов) [2]. Их функции Вигнера обладают негауссовыми характеристиками, например, колебательной компонентой и отрицательными участками, а также не зависят от фазы. [3, 4, 5].

Эти два (“дискретный” и “непрерывный”) столпа квантово-оптической технологии долго развивались по отдельности, каждое направление было связано со своим собственным набором методов реализации и детектирования, а также приложений. Недавно между ними были наведены мосты благодаря ряду экспериментов, расширяющих диапазон гильбертова пространства, доступного

для квантовой технологии в каждом из этих направлений [6, 7, 8, 9, 10]. В данной публикации мы сообщаем об эксперименте, который особенно очевидно демонстрирует связь между дискретным и непрерывным подходами в квантовой оптике.

Начнем с двухмодового сжатого состояния, генерируемого в ходе параметрического преобразования с понижением частоты, вырожденного спектрально и пространственно, но при отсутствии вырождения в поляризационной конфигурации. Две моды этого состояния перекрываются на входе светоделителя с изменяемым коэффициентом деления, образованного полуволновой пластиной (half-wave plate – HWP) и поляризационным светоделителем (рис. 1). Один из выходных каналов светоделителя (запускающий – trigger) измеряется детектором единичных фотонов. На втором (сигнальном) выходе светоделителя готовится конкретное квантовое состояние света, обусловленное регистрацией фотона на первом канале и зависящее от коэффициента отражения (the reflectivity) светоделителя.

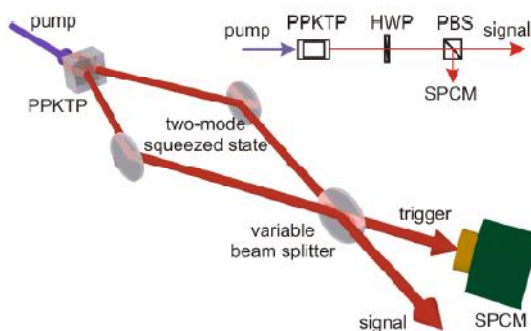


Рисунок 1: Принципиальная (чисто иллюстративная) схема экспериментальной установки с устройством параметрического понижения частоты и светоделителем непрерывного (не дискретного) действия. HWP – полуволновая пластина; PBS – поляризационный светоделитель; SPCM – регистратор единичных фотонов (single-photon counting module Perkin-Elmer SPCM-AQR-14-FC); pump – накачка; PPKTP (periodically-poled potassium titanyl phosphate crystal) – периодически возбуждаемый кристалл; two-mode squeezed state – двухмодовое сжатое состояние; variable beam splitter – регулируемый светоделитель; trigger – запускающий выход; signal – сигнальный выход. Параметрическое преобразование с понижением частоты вырождено спектрально и пространственно, но не вырождено поляризационно.

Если коэффициент отражения R равен 0 или 1, двухмодовое сжатое состояние остается неизменным (unaltered). Если степень сжатия мала (как это имеет место в нашем эксперименте), “щелчок” детектора единичных фотонов оповещает о приготовлении с высокой вероятностью единичного фотона в сигнальном канале. С другой стороны, светоделитель с коэффициентом отражения $1/2$ преобразует двухмодовое сжатое состояние в тензорное произведение двух сжатых состояний. Независимо от результата измерения в запускающем канале сигнальное состояние представляет собой сжатый вакуум. Таким образом, простым поворотом волновой пластины, которая определяет коэффициент отражения светоделителя, мы можем задать состояние на выходе – сжатый вакуум, однофотонное состояние или промежуточное между двумя первыми.

Когда готовится фоковское состояние со своей матрицей плотности, оно подвергается *балансному гомодинному детектированию*. Сигнальная мода смешивается в светоделителе с относительно сильной волной локального осциллятора. Два поля, возникающие на выходе светоделителя, подаются на вход двух высокоэффективных диодов, фотоэлектрические выходные токи которых

вычитаются. Разность этих токов пропорциональна значению оператора амплитуды электрического поля сигнальной моды, зависящего от разности фаз между сигнальной модой и модой локального осциллятора.

Для каждого значения этой фазы измеряется большое число реализаций проекции квадратурной амплитуды на действительную ось, так что в результате статистически могут быть установлены значения этой величины в функции от разности углов, а также компоненты матрицы плотности состояния. Эта процедура по идеологии аналогична методике, применяющейся в медицинской томографии для объединения результатов сканирования под различными углами.

Эксперимент

Устройство экспериментальной установки подробно описано в [5]; см. также [11], [12]. Лазер (Ti:Sapphire laser Coherent MIRA 900) формирует импульсы длительностью около 1.7 пс и частотой следования около 76 МГц. Состояние в сигнальной моде, связанное с фактом регистрации в триггерном канале, измеряется с помощью оптической гомодинной томографии [11]. Локальный осциллятор для гомодинного детектирования реализуется с помощью главного лазерного выхода.

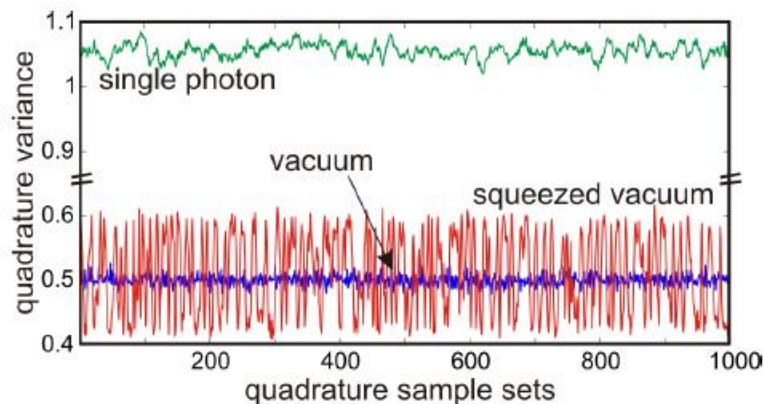


Рисунок 2: Квадратурный шум экспериментально наблюдаемого вакуума (vacuum), сжатого вакуума (squeezed vacuum) и однофотонного фоковского состояния (single photon). График показывает дисперсии (quadrature variance) 1000 наборов данных (quadrature sample sets), каждый из которых содержит по 1000 значений квадратур, полученных при вариации фазы локального осциллятора. Эта фаза в основном обусловлена механическими нестабильностями и движением воздуха. Наблюдаемый квадратурный шум обусловлен спецификой приготовления и несовершенством детектирования.

На рис. 2 показана экспериментально измеренная дисперсия квадратуры $\Delta^2 Q_\phi$ для однофотонного состояния и состояния сжатого вакуума, зарегистрированная при углах поворота полуволновой пластины (HWP) 0° и 22.5° соответственно. Каждая точка вычисляется для набора из 1000 значений квадратуры, зарегистрированных в интервале времени ~ 0.02 с, в течение которого фаза локального осциллятора значительно не изменяется. Квадратурный шум чистого фоковского состояния $|n\rangle$ не зависит от фазы ϕ локального осциллятора и равен $\Delta^2 Q = (2n + 1)/2$. Данные, зарегистрированные в нашем эксперименте, с высокой точностью соответствуют состоянию $\hat{\rho} = \eta_{|1\rangle} |1\rangle\langle 1| + (1 - \eta_{|1\rangle}) |0\rangle\langle 0|$, где $\eta_{|1\rangle}$ - результирующая эффективность [3], учитывающая линейные потери, фон однофотонного детектора, режим работы

локального осциллятора [12] и электронный шум гомодинного детектора [15]. Мы наблюдаем $\Delta^2 Q = 1.05$, откуда следует, что $\eta_{11} = 0.55$. Небольшие флуктуации, которые видны на рис. 2, имеют статистическую природу и не коррелируют с фазой локального осциллятора.

Напротив, идеально сжатое вакуумное состояние зависит от фазы, и дисперсия его квадратуры как функция фазы может быть описана выражением

$$\Delta^2 Q_\phi = A + B \cos 2\phi.$$

Если бы эксперимент был идеальным, то выполнялось бы условие минимума неопределенности: $(A+B)(A-B)=1/4$. На практике эта неопределенность больше из-за эффективности, меньшей чем единица.

В действительности вышеприведенное выражение для дисперсии квадратурного шума справедливо для всех наборов данных при любых углах поворота HWP (в предельном случае 0° имеем $B=0$). Мы используем эту зависимость для определения фазы локального осциллятора, отвечающего каждому набору из 1000 значений квадратуры. Таким образом, при каждом положении волновой платы мы получаем 10^6 пар значений квадратура-фаза, ассоциированных с состоянием сигнальной моды. Затем реконструкция этого состояния производится с помощью квантового алгоритма максимального правдоподобия [13], без поправок на неэффективность детектирования.

На рис. 3 показаны матрицы плотности и соответствующие функции Вигнера, построенные на основе экспериментальных данных. Можно видеть постепенный переход от однофотонного состояния к состоянию сжатого вакуума. При $R=0.5$ наблюдаемая плотность матрицы приблизительно отображает суперпозицию вакуумного и двухфотонного состояний, а соответствующая функция Вигнера представляет сжатие импульсной квадратуры. С другой стороны, при $R=1$ существенными являются только диагональные элементы матрицы плотности, соответствующие однофотонному и вакуумному состоянию.

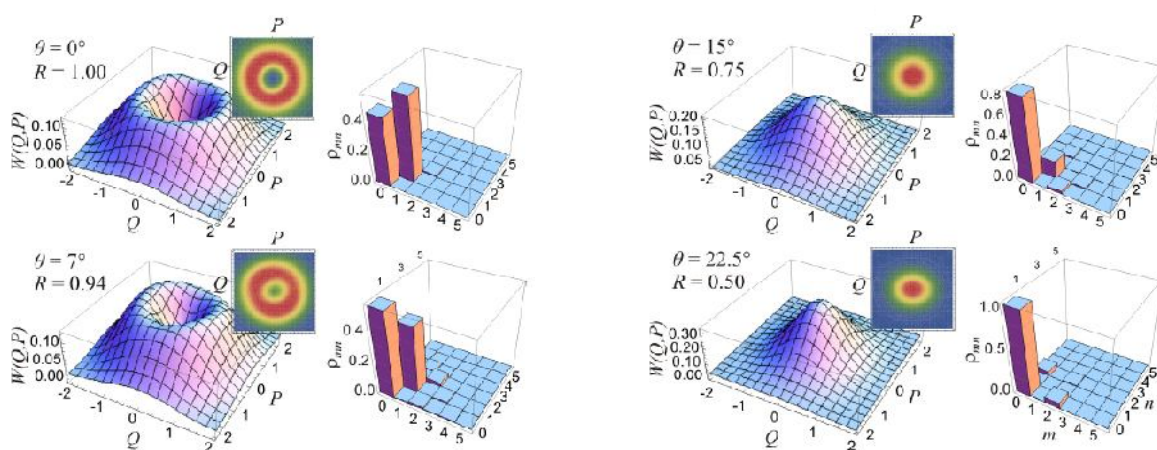


Рисунок 3: Экспериментально реконструированные функции Вигнера (левые столбцы) и матрицы плотности (абсолютные значения, правые столбцы). Для каждого набора указаны угол θ поворота полуволновой пластины и соответствующий коэффициент отражения (равный $R = \cos^2 2\theta$). Приведены также контурные диаграммы, связанные с соответствующей функцией Вигнера.

Эти крайние случаи получают дальнейшее освещение на рис. 4. В левой части показано сечение функции Вигнера однофотонного состояния с отрицательными значениями в начале координат фазового пространства, что характерно для данного состояния. В правой части изображена зависимость от

фазы для дисперсии квадратурного шума сжатого состояния, показывающая снижение на 0.62 дБ ниже стандартного квантового предела.

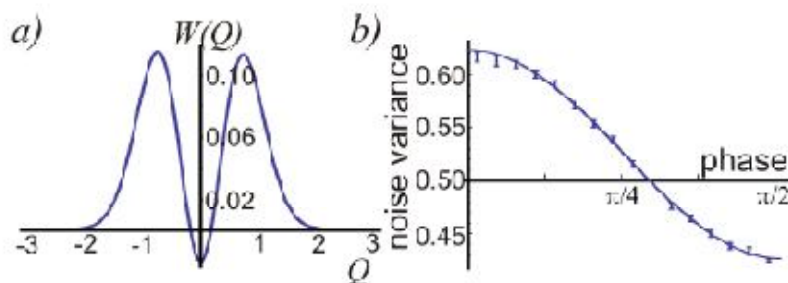


Рисунок 4: Сечение функции Вигнера однофотонного состояния (a) и квадратурный шум сжатого состояния в зависимости от фазы (b), полученные из их соответствующих реконструированных матриц плотности. Дисперсии сжатых состояний показана сплошной линией, она получена реконструкцией методом наибольшего правдоподобия, тогда как точки с учетом погрешности в диапазоне от 0 до $\pi/2$ отображают квадратурные данные. Погрешности соответствуют $\sigma_i \sqrt{2/N_i}$, где σ_i - ширина распределения Гаусса для N_i значений в каждом разряде [18].

Данная работа была поддержана NSERC, CIAR, AIF, CFI и QuantumWorks. Мы благодарим M. Lobino за полезное обсуждение.

Ссылки:

- [1] Quantum Information with Continuous Variables of Atoms and Light, N. Cerf, G. Leuchs, and E. Polzik (Eds.), World Scientific, Singapore, 2007
- [2] P. Kok, W.J. Munro, K. Nemoto, T.C. Ralph, J. P. Dowling, and G.J. Milburn, Linear optical quantum computing with photonic qubits, Rev. Mod. Phys. 79, 135 (2007)
- [3] A. I. Lvovsky, H. Hansen, T. Aichele, O. Benson, J. Mlynek and S. Schiller, Quantum State Reconstruction of the Single-Photon Fock State, Phys. Rev. Lett. 87, 050402 (2001)
- [4] A. Zavatta, S. Viciani, and M. Bellini, Tomographic reconstruction of the single-photon Fock state by highfrequency homodyne detection, Phys. Rev. A 70, 053821 (2004)
- [5] S. R. Huisman, N. Jain, S. A. Babichev, F. Vewinger, A. N. Zhang, S. H. Youn, A. I. Lvovsky, Instant single-photon Fock state tomography, Opt. Lett. 34, 2739 (2009);
- [6] A. Zavatta, S. Viciani, and M. Bellini, Quantum-to-Classical Transition with Single-Photon-Added Coherent States of Light, Science 306, 660 (2004).
- [7] A. Ourjoumtsev, R. Tualle-Brouiri, J. Laurat, and P. Grangier, Generating Optical Schrodinger Kittens for Quantum Information Processing, Science 312, 83-86 (2006).
- [8] G. Puentes, J. S. Lundeen, M. P. A. Branderhorst, H. B. Coldenstrodt-Ronge, B. J. Smith, and I. A. Walmsley, Bridging Particle and Wave Sensitivity in a Configurable Detector of Positive Operator-Valued Measures, Phys. Rev. Lett. 102, 080404 (2009)
- [9] E. Bimbard, N. Jain, A. MacRae and A. I. Lvovsky Quantum-optical state engineering up to the two-photon level arXiv.org:0908.4113
- [10] H. Takahashi, J. S. Neergaard-Nielsen, M. Takeuchi, M. Takeoka, K. Hayasaka, A. Furusawa, and M. Sasaki, Non-Gaussian entanglement distillation for continuous variables, arXiv:0907.2159
- [11] A.I. Lvovsky and M.G. Raymer, Continuous-variable optical quantum-state tomography, Rev. Mod. Phys. 81, 299-332 (2009).

- [12] T. Aichele, A.I. Lvovsky, S. Schiller, Optical mode characterization of single photons prepared via conditional measurements on a biphoton state, *Eur. Phys. J. D* 18, 237-245 (2002)
- [13] A I Lvovsky, Iterative maximum-likelihood reconstruction in quantum homodyne tomography, *J. Opt. B: Q. Semiclass. Opt.* 6, S556 (2004).
- [14] J. Rehacek, Z. Hradil, E. Knill and A. I. Lvovsky, Diluted maximum-likelihood algorithm for quantum tomography, *Phys. Rev. A* 75, 042108 (2007).
- [15] J. Appel, D. Homan, E. Figueroa and A. I. Lvovsky, Electronic noise in optical homodyne tomography, *Phys. Rev. A* 75, 035802 (2007)
- [16] W. Wasilewski, A. I. Lvovsky, K. Banaszek and C. Radzewicz, Pulsed squeezed light: simultaneous squeezing of multiple modes, *Phys. Rev. A* 73, 063819 (2006)
- [17] A. I. Lvovsky, W. Wasilewski and K. Banaszek, Decomposing a pulsed optical parametric amplifier into independent squeezers, *J. Mod. Opt.* 54, 721-733 (2007)
- [18] Y. Bar-Shalom and X.-R. Li, *Estimation with Applications to Tracking and Navigation* (John Wiley & Sons, New York, 2001)