

Экспериментальное доказательство нелокального коллапса волновой функции для одиночной частицы, использующее гомодинные измерения

М. Фува и др. (Япония, Польша, Австралия)

Реферат подготовил М.Х. Шульман (shulman@dol.ru, www.timeorigin21.narod.ru)

NATURE COMMUNICATIONS Received 2 Oct 2014 | Accepted 18 Feb 2015 | Published 24 Mar 2015

Experimental proof of nonlocal wavefunction collapse for a single particle using homodyne measurements

Maria Fuwa¹, Shuntaro Takeda¹, Marcin Zwierz^{2,3}, Howard M. Wiseman³ & Akira Furusawa¹

¹Department of Applied Physics, School of Engineering, The University of Tokyo, 7-3-1 Hongo, Bunkyo-ku, Tokyo 113-8656, Japan. ²Faculty of Physics, University of Warsaw, ul. Pasteura 5, PL-02-093 Warszawa, Poland. ³Centre for Quantum Computation and Communication Technology (Australian Research Council), Centre for Quantum Dynamics, Griffith University, Brisbane, Queensland 4111, Australia. Correspondence and requests for materials should be addressed to H.M.W. (email: h.wiseman@griffith.edu.au) or to A.F. (email: akiraf@ap.tu-tokyo.ac.jp).

Одиночная квантовая частица может быть описана волновой функцией, которая распространяется на произвольно большие расстояния; однако, она никогда не обнаруживается сразу в двух (или более) местах. Это странное явление объясняется в квантовой теории тем, что Эйнштейн назвал “мистическим действием на расстоянии (spooky action at a distance)”: мгновенный нелокальный коллапс волновой функции, где бы она ни была. Здесь мы демонстрируем это мистическое действие для одиночной частицы без эффективной “ловушки”, путем расщепления одиночного фотона между двумя лабораториями и экспериментальной проверки, реально ли выбор измерения в одной лаборатории обуславливает изменения локального состояния в другой лаборатории. С этой целью осуществляются гомодинные измерения с шестью различными измерительными настройками, а также количественно оценивается мистическое действие Эйнштейна с помощью нарушения неравенства при наличии “нелокального управления (steering)” Эйнштейна-Подольского-Розена на величину 0.042 ± 0.006 . Этот эксперимент также проверяет запутывание расщепленного одиночного фотона даже когда другая сторона недостоверна.

Эйнштейн никогда не принимал ортодоксальную квантовую механику, потому что он не верил, что нелокальный коллапс ее волновой функции может быть реальным. Когда он впервые сделал это в 1927 году (см. в [1]), он рассматривал как раз одиночную частицу. Волновая функция частицы диффрагировала через тонкое отверстие, так что она “диспергировала” через большую полусферическую область, пока не встречала экран, покрытый фотографической пленкой. Поскольку пленка только регистрирует частицу в одной точке экрана, ортодоксальная квантовая механика должна постулировать “особый механизм действия на расстоянии, который защищает волну... от действия в двух точках экрана” [1]. То есть, согласно теории, детектирование в одной точке должно мгновенно приводить к коллапсу волновой функции в “ничто” во всех других точках.

Только в 2010, примерно через 100 лет после первоначального предложения Эйнштейна, схема строгой проверки его “мистического действия на расстоянии” [2] с использованием частицы (фотона), как он вначале и предлагал, была поставлена в повестку дня [3]. В этой схеме мысленный эксперимент Эйнштейна 1927 года упрощен таким образом, что единичный фотон расщепляется на два волновых пакета, один из которых посылается в лабораторию Алисы, а другой – в лабораторию Боба. Однако имеется ключевое различие, позволяющее

продемонстрировать нелокальный коллапс экспериментально: вместо простого детектирования наличия или отсутствия фотона используется гомодинное детектирование. Это дает Алисе возможность провести различные измерения, а Бобу – проверить (с помощью томографии), влияет ли выбор измерения Алисой на способ осуществления коллапса, без учета чего бы то ни было вне стен его лаборатории.

Ключевая роль выбора Алисой своего измерения в демонстрации “мистического действия на расстояние” была введена в знаменитой статье [4] Эйнштейна-Подольского-Розена (ЭПР) в 1935 году. В ее наиболее общей форме [5] это явление было названо ЭПР - нелокальным управлением [6] в знак признания вклада и терминологии Шрёдингера [7], который говорил о “нелокальном управлении” Алисы состоянием квантовой системы Боба. С точки зрения квантовой информатики ЭПР – управление эквивалентно задаче верификации запутывания, когда Бобу (и его детекторам) можно доверять (trust), а Алисе и ее детекторам – нет [5]. Это заведомо сильнее, чем верификация запутывания с помощью обеих достоверных сторон [8], но заведомо слабее, чем нарушение неравенств Белла [9], где ни одна сторона не может рассматриваться как достоверная [8].

Для количественной демонстрации ЭПР – управления необходимо и достаточно обеспечить нарушение неравенства, отвечающего ЭПР – управлению, куда входят результаты Алисы и Боба [6]. Было показано, что такое нарушение необходимо и для одностороннего независимого от устройства распространения (distribution) квантового ключа [10]. Поскольку сторона Алисы не является достоверной при ЭПР – управлении, строгий эксперимент не может использовать пост-селекцию на этой стороне [5, 6, 11 – 14]. Предшествующие экспериментальные проверки нелокального коллапса квантового состояния на макроскопических расстояниях без пост-селекции на стороне Алисы основывались на распределении запутанных состояний многих частиц [11 – 13, 15 – 27]. Эксперименты, демонстрирующие Белл – нелокальность (т.е. нарушающие неравенство Белла) для одиночного фотона использовали пост-селекцию на обеих сторонах, создавали возможность ловушки эффективности [28, 29]; эти направления работы также могли бы продемонстрировать ЭПР – управление в случае одиночного фотона. Недавняя экспериментальная проверка запутывания для одиночного фотона с помощью свидетелства запутывания не содержала ловушки эффективности [30], однако она показала более слабую форму нелокальности, чем ЭПР – управление [5, 6].

В то время, как нелокальные свойства одиночной частицы привели к острым теоретическим дебатам [3, 31 – 40] и многим фундаментальным экспериментам [28 – 30, 41 – 45], было также признано, что расщепление одиночного фотона на две пространственно удаленные моды является очень гибким ресурсом запутывания для задач квантовой информатики: они телепортировались [43], свопировались (переносили запутанность, have been swapped) [44], и очищались (have been purified) с помощью линейной оптики [45]. Запутывание пространственных мод [35] в более общем случае имеет большой потенциал, простирающийся от квантовых коммуникаций на длинных расстояниях [46, 47], квантовых вычислений [43, 45 – 48] до моделирования квантовых систем с многими телами в лабораторных исследованиях (tabletop implementations) [49].

В данной публикации мы строго показываем неуловимое “мистическое действие на расстоянии” Эйнштейна для одиночной частицы, избегая ловушки эффективности. Отметим, что в отличие от [12], мы не заявляем об отсутствии ловушки разделения (separation loophole). Наша работа представляет собой

одностороннюю независимую от устройства верификацию запутывания пространственной моды для единичного фотона.

Результаты

Наш мысленный эксперимент. Во-первых, мы подробно объясняем нашу упрощенную версию вышеописанного исходного мысленного эксперимента с одной частицей, формализованного в виде задачи о верификации запутывания с лишь одной заслуживающей доверия стороной, как предлагается в [3]. То есть, предполагая только, что Боб может надежно определить квантовое состояние в своем местоположении, он может экспериментально доказать, что выбор удаленной Алисой измерения влияет на его квантовое состояние. Это есть в точности “мистическое действие на расстоянии”, которое Эйнштейн нашел противоречивым.

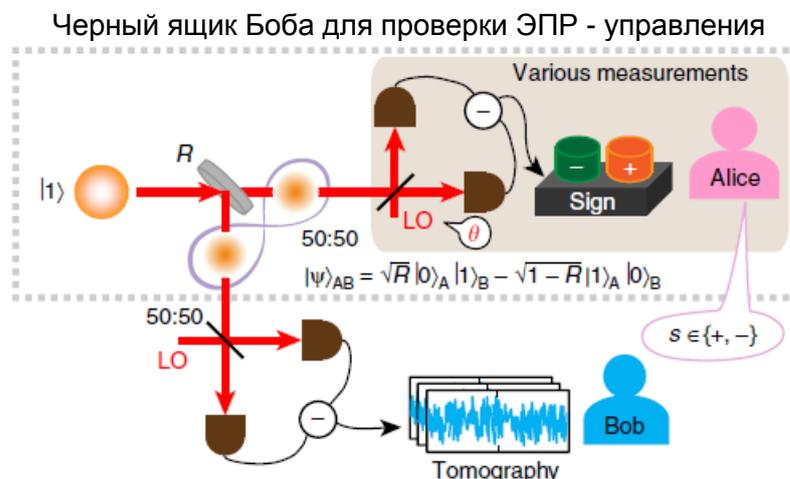


Рисунок 1. Наша упрощенная версия исходного мысленного эксперимента Эйнштейна

Одиночный фотон падает на светоделитель с коэффициентом отражения R , и затем выполняются гомодинные измерения в двух местоположениях. Алиса пытается убедить Боба, что она может управлять своей частью одиночного фотона для различных типов квантовых локальных состояний, выполняя разнообразные измерения (various measurements) на своей стороне. Она делает это, используя различные значения фазы θ своего ЛО и извлекая только знак $s \in \{+, -\}$ (sign) квадратуры, которую она измеряет. Тем временем Боб сканирует свой ЛО и выполняет полную томографию квантового состояния для реконструкции своего локального состояния. Он реконструирует безусловное и условное локальные квантовые состояния для тестирования того, коллапсировала ли его часть одиночного фотона в разные квантовые состояния в соответствии с настройками θ локального осциллятора (ЛО) Алисы, и определяет s .

Начнем с чистого одиночного фотона, падающего на светоделитель с коэффициентом отражения R . В результате состояние одиночного фотона распространяется между двумя пространственно разделенными модами A и B :

$$|\Psi\rangle_{AB} = \sqrt{R}|0\rangle_A|1\rangle_B - \sqrt{1-R}|1\rangle_A|0\rangle_B. \quad (1)$$

Прошедшая мода посылается Алисе, а отраженная – Бобу. Мы позволяем Алисе и Бобу использовать гомодинное детектирование. Это позволяет Бобу выполнить квантовую томографию своего состояния [51, 52] и дает Алисе

возможность осуществить различные типы измерений (которые необходимы для тестирования ЭПР – управления) путем управления фазой θ своего локального осциллятора (LO).

Если бы Алиса просто детектировала присутствие или отсутствие фотона, то измерение Боба той же самой наблюдаемой будет антикоррелировать с наблюдаемой Алисы, как в [42]. Однако это не доказывает, что измерение Алисы влияет на локальное состояние Боба, поскольку такие идеальные антикорреляции также должны возникать из классической смеси $|0\rangle_A |1\rangle_B$ и $|1\rangle_A |0\rangle_B$, в которой измерение Боба просто выявляет пред-существование локального состояния для него, $|1\rangle_B$ или $|0\rangle_B$. Чтобы продемонстрировать нелокальный коллапс квантового состояния, выбор измерения Алисой является существенным [5].

Следуя гомодинному измерению Алисы θ -квадратуры X_A^θ , дающему результат $x_A^\theta \in \mathbb{R}$, локальное состояние Боба коллапсирует в

$$\langle x_A^\theta | \Psi \rangle_{AB} \propto \sqrt{R} |1\rangle_B - \sqrt{1-R} e^{-i\theta} \sqrt{2} x_A^\theta |0\rangle_B, \quad (2)$$

где коэффициент пропорциональности равен $c(x_A^\theta) = \exp[-(x_A^\theta)^2/2]/\sqrt{\pi}$. Таким образом, изменяя фазу θ своего ЛО, Алиса управляет относительной фазой вакуума и однофотонной компоненты условного состояния Боба (модуль π , зависящий от знака X_A^θ , который она получила). Вследствие этого для Алисы удобно огрубить свой результат до $s(x_A^\theta) = \text{sign}(x_A^\theta) \in \{+, -\}$. Возможно, что может быть получено более чувствительное неравенство для ЭПР-управления, которое удастся использовать для более тонкой градации результатов Алисы; однако для нашего эксперимента оказалось достаточно двоичной градации.

Независимо от измерения Алисы, Боб выполняет полную томографию квантового состояния, используя гомодинное детектирование над своей частью одиночного фотона. Это позволяет ему реконструировать свое состояние для каждого значения настройки θ ЛО Алисы и огрубленный результат s . Вследствие огрубления даже в идеализированном случае чистого состояния, как в уравнении (2), условное состояние Боба (нормированное) будет смешанным:

$$\hat{\rho}_s^\theta = R |1\rangle\langle 1| + (1-R) |0\rangle\langle 0| - s \sqrt{R(1-R)} \frac{2}{\pi} (e^{i\theta} |1\rangle\langle 0| + e^{-i\theta} |0\rangle\langle 1|). \quad (3)$$

Идеализированное теоретическое предсказание для безусловного квантового состояния есть

$$\hat{\rho} = \sum_s P(s | \theta) \hat{\rho}_s^\theta = R |1\rangle\langle 1| + (1-R) |0\rangle\langle 0|, \quad (4)$$

где $P(s|\theta) = 0.5$ - относительная частота для Алисы сообщить знак s для данной настройки θ .

Неравенство для ЭПР – управления. Из уравнения (2) следует, что часть Боба одиночного фотона является кубитом (квантовая система, состоящая из $|0\rangle_B$ и $|1\rangle_B$). Здесь мы рассматриваем нелинейное неравенство для ЭПР – управления в подпространстве кубита Боба. Оно предусматривает n различных измерительных настроек θ_j Алисы и имеет вид [3]:

$$\frac{1}{n} \sum_{j=1}^n \sum_s P(s | \theta_j) s \text{Tr}[\hat{\sigma}_B^{\theta_j} \hat{\rho}_s^{\theta_j}] \leq f(n) \sqrt{1 - \text{Tr}[\hat{\sigma}_B^z \hat{\rho}]}. \quad (5)$$

Здесь $\hat{\sigma}^\theta \equiv e^{-i\theta}|1\rangle\langle 0| + e^{i\theta}|0\rangle\langle 1|$, и $f(n)$ - монотонно убывающая положительная функция числа настроек измерения, определенная уравнением (4.15) работы [3] в предположении, что $\theta_j = \pi(j/n)$. Таким образом, левая сторона коррелирует с томографической реконструкцией Боба объявленного результата Алисы s , но не опирается на предположения о том, как Алиса генерирует этот результат. С правой стороны $\hat{\rho}$ есть безусловное состояние Боба, причем $\hat{\sigma}_B^z = |\bar{1}\rangle\langle 1| - |0\rangle\langle 0|$.

В рассмотренном выше идеализированном случае теория предсказывает нарушение неравенства для ЭПР – управления при $n \geq 2$ и любом значении R (от 0 до 1). Поскольку неравенство сильнее всего нарушается при $n = \infty$ (для которых $f(\infty) = 2/\pi \approx 0.6366$), для нашего эксперимента было достаточно использовать $n = 6$ (при этом $f(6) = 0.6440$). Экспериментальные результаты на рис. 3 хорошо стыкуются теоретическими предсказаниями, вычисленными с использованием независимо измеренными экспериментальными параметрами. Неравенство для ЭПР – управления нарушается при $R = 0.08, 0.38$ и 0.50 , но не при $R = 0.90$; наибольшее нарушение имеет место при $R = 0.38$ на 0.042 ± 0.006 .

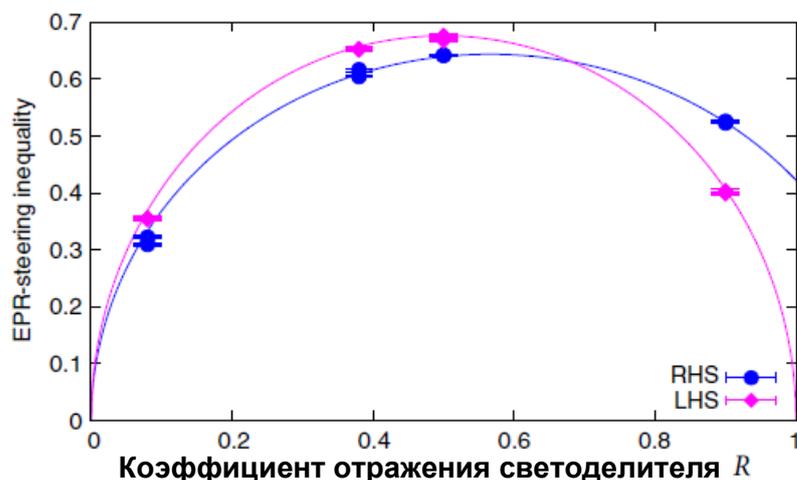


Рисунок 3. Левая (LHS) и правая (RHS) части неравенства для ЭПР-управления.

Уравнение (5) построено в функции коэффициента отражения светоделителя R . Сплошные линии показывают теоретически предсказанные значения, которые учитывают экспериментальные потери, несовершенства, связанные с источником одиночных фотонов и несовершенства гомодинных измерений Алисы, такие, как флуктуации фазы. Четыре набора данных учитывались для каждого R для подтверждения воспроизводимости экспериментальных результатов.

Ссылки

1. Bacciagaluppi, G. & Valentini, A. Quantum Theory at the Crossroads: Reconsidering the 1927 Solvay Conference 487 (Cambridge University Press, 2009).
2. Born, M. Natural Philosophy of Cause and Chance 109 (Oxford University Press, 1949).
3. Jones, S. J. & Wiseman, H. M. Nonlocality of a single photon: paths to an Einstein-Podolsky-Rosen-steering experiment. Phys. Rev. A 84, 012110 (2011).
4. Einstein, A., Podolsky, B. & Rosen, N. Can quantum-mechanical description of physical reality really be considered complete? Phys. Rev. 47, 777 (1935).
5. Wiseman, H. M., Jones, S. J. & Doherty, A. C. Steering, entanglement, nonlocality, and the Einstein-Podolsky-Rosen paradox. Phys. Rev. Lett. 98, 140402 (2007).

6. Cavalcanti, E. G., Jones, S. J., Wiseman, H. M. & Reid, M. D. Experimental criteria for steering and the Einstein-Podolsky-Rosen paradox. *Phys. Rev. A* 80, 032112 (2009).
7. Schrödinger, E. Discussion of probability relations between separated systems. *Proc. Cambridge Philos. Soc.* 31, 553 (1935).
8. Terhal, B. M. Bell inequalities and the separability criterion. *Phys. Lett. A* 271, 319–326 (2000).
9. Bell, J. S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox. *Physics* 1, 195–200 (1964).
10. Branciard, C., Cavalcanti, E. G., Walborn, S. P., Scarani, V. & Wiseman, H. M. One-sided device-independent quantum key distribution: security, feasibility and the connection with steering. *Phys. Rev. A* 85, 010301 (2012).
11. Smith, D. H. et al. Conclusive quantum steering with superconducting transition-edge sensors. *Nat. Commun.* 3, 625 (2012).
12. Wittmann, B. et al. Loophole-free Einstein-Podolsky-Rosen experiment via quantum steering. *New J. Phys.* 14, 053030 (2012).
13. Bennet, A. J. et al. Arbitrarily loss-tolerant Einstein-Podolsky-Rosen steering allowing a demonstration over 1 km of optical fiber with no detection loophole. *Phys. Rev. X* 2, 031003 (2012).
14. Evans, D. A., Cavalcanti, E. G. & Wiseman, H. M. Loss-tolerant tests of Einstein-Podolsky-Rosen steering. *Phys. Rev. A* 88, 022106 (2013).
15. Reid, M. D. et al. Colloquium: The Einstein-Podolsky-Rosen paradox: from concepts to applications. *Rev. Mod. Phys.* 81, 1727 (2009).
16. Carvalho, M. A. D. et al. Experimental observation of quantum correlations in modular variables. *Phys. Rev. A* 86, 032332 (2012).
17. Saunders, D. J., Jones, S. J., Wiseman, H. M. & Pryde, G. J. Experimental EPRsteering using Bell-local states. *Nat. Phys.* 6, 845 (2010).
18. Saunders, D. J. et al. The simplest demonstrations of quantum nonlocality. *New J. Phys.* 14, 113020 (2012).
19. Ou, Z. Y., Pereira, S. F., Kimble, H. J. & Peng, K. C. Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox for continuous variables. *Phys. Rev. Lett.* 68, 3663 (1992).
20. Bowen, W. P., Schnabel, R., Lam, P. K. & Ralph, T. C. Experimental investigation of criteria for continuous variable entanglement. *Phys. Rev. Lett.* 90, 043601 (2003).
21. Bowen, W. P., Treps, N., Schnabel, R., Ralph, T. C. & Lam, P. K. Continuous variable polarization entanglement, experiment and analysis. *J. Opt. B* 5, S467 (2003).
22. Howell, J. C., Bennink, R. S., Bentley, S. J. & Boyd, R. W. Realization of the Einstein-Podolsky-Rosen paradox using momentum- and position-entangled photons from spontaneous parametric down conversion. *Phys. Rev. Lett.* 92, 210403 (2004).
23. Eberle, T. et al. Strong Einstein-Podolsky-Rosen entanglement from a single squeezed light source. *Phys. Rev. A* 83, 052329 (2011).
24. Walborn, S. P., Salles, A., Gomes, R. M., Toscano, F. & Souto Ribeiro, P. H. Revealing hidden Einstein-Podolsky-Rosen nonlocality. *Phys. Rev. Lett.* 106, 130402 (2011).
25. Haendchen, V. et al. Observation of one-way Einstein-Podolsky-Rosen steering. *Nat. Photon.* 6, 596 (2012).
26. Steinlechner, S., Bauchrowitz, J., Eberle, T. & Schnabel, R. Strong Einstein-Podolsky-Rosen steering with unconditional entangled states. *Phys. Rev. A* 87, 022104 (2013).
27. Schneeloch, J., Dixon, P. B., Howland, G. A., Broadbent, C. J. & Howell, J. C. Violation of continuous-variable Einstein-Podolsky-Rosen steering with discrete measurements. *Phys. Rev. Lett.* 110, 130407 (2013).
28. Babichev, S. A., Appel, J. & Lvovsky, A. I. Homodyne tomography characterization and nonlocality of a dual-mode optical qubit. *Phys. Rev. Lett.* 92, 193601 (2004).

29. Hessmo, B., Usachev, P., Heydari, H. & Bjoërk, G. Experimental demonstration of single photon nonlocality. *Phys. Rev. Lett.* 92, 180401 (2004).
30. Morin, O. et al. Witnessing trustworthy single-photon entanglement with local homodyne measurements. *Phys. Rev. Lett.* 110, 130401 (2013).
31. Tan, S. M., Walls, D. F. & Collet, M. J. Nonlocality of a single photon. *Phys. Rev. Lett.* 66, 252 (1991).
32. Hardy, L. Nonlocality of a single photon revisited. *Phys. Rev. Lett.* 73, 2279 (1994).
33. Lee, H.-W. & Kim, J. Quantum teleportation and Bell's inequality using singleparticle entanglement. *Phys. Rev. A* 63, 012305 (2000).
34. Bjoërk, G., Jonsson, P. & Sañchez-Soto, L. L. Single-particle nonlocality and entanglement with the vacuum. *Phys. Rev. A* 64, 042106 (2001).
35. Wiseman, H. M. & Vaccaro, J. A. Entanglement of indistinguishable particles shared between two parties. *Phys. Rev. Lett.* 91, 097902 (2003).
36. van Enk, S. J. Single-particle entanglement. *Phys. Rev. A* 71, 032339 (2005).
37. Dunningham, J. & Vedral, V. Nonlocality of a single particle. *Phys. Rev. Lett.* 99, 180404 (2007).
38. Quintino, M. T., Araùjo, M., Cavalcanti, D., Santos, M. F. & Cunha, M. T. Maximal violations and efficiency requirements for Bell tests with photodetection and homodyne measurements. *J. Phys. A* 45, 215308 (2012).
39. Brask, J. B., Chaves, R. & Brunner, N. Testing nonlocality of a single photon without a shared reference frame. *Phys. Rev. A* 88, 012111 (2013).
40. Leuchs, G. The physical reality of the quantum wave function? Preprint at <http://arxiv.org/abs/1501.07199> (2015).
41. Babichev, S. A., Appel, J. & Lvovsky, A. I. Remote preparation of a single-mode photonic qubit by measuring field quadrature noise. *Phys. Rev. Lett.* 92, 047903 (2004).
42. Guerreiro, T., Sanguinetti, B., Zbinden, H., Gisin, N. & Suarez, A. Single-photon space-like antibunching. *Phys. Lett. A* 376, 2174–2177 (2012).
43. Lombardi, E., Sciarrino, F., Popescu, S. & De Martini, F. Teleportation of a vacuum–one-photon qubit. *Phys. Rev. Lett.* 88, 070402 (2002).
44. Sciarrino, F., Lombardi, E., Milani, G. & De Martini, F. Delayed-choice entanglement swapping with vacuum–one-photon quantum states. *Phys. Rev. A* 66, 024309 (2002).
45. Salart, D. et al. Purification of single-photon entanglement. *Phys. Rev. Lett.* 104, 180504 (2010).
46. Duan, L.-M., Lukin, M. D., Cirac, J. I. & Zoller, P. Long-distance quantum communication with atomic ensembles and linear optics. *Nature* 414, 413 (2001).
47. Sangouard, N., Simon, C., de Riedmatten, H. & Gisin, N. Quantum repeaters based on atomic ensembles and linear optics. *Rev. Mod. Phys.* 83, 33 (2011).
48. Knill, E., Laflamme, R. & Milburn, G. J. A scheme for efficient quantum computation with linear optics. *Nature* 396, 46 (2001).
49. Illuminati, F. Quantum optics: Light does matter. *Nat. Phys.* 2, 803 (2006).
50. Born, M. *The Born-Einstein Letters* (Macmillan Press, 1971).
51. Vogel, K. & Risken, H. Determination of quasiprobability distributions in terms of probability distributions for the rotated quadrature phase. *Phys. Rev. A* 40, 2847 (1989).
52. Lvovsky, A. I. & Raymer, M. G. Continuous-variable optical quantum-state tomography. *Rev. Mod. Phys.* 81, 299 (2009).
53. Leonhardt, U. *Measuring the Quantum State of Light* 43 (Cambridge University Press, 2005).
54. Takeda, S. et al. Generation and eight-port homodyne characterization of time-bin qubits for continuous-variable quantum information processing. *Phys. Rev. A* 87, 043803 (2013).

55. Efron, B. & Tibshirani, R. J. An Introduction to the Bootstrap (Chapman & Hall/CRC, 1994).