

Квантовые корреляции "сейчас и тогда " более причудливы, чем "здесь и там "

А. Федриччи и др. (Италия, Франция)

Сокращенный перевод М.Х. Шульмана (shulman@dol.ru)

arXiv:1011.1304v1 [quant-ph] 5 Nov 2010

Quantum correlations "now and then" are weirder than "here and there"

Alessandro Fedrizzi¹, Marcelo P. Almeida¹, Matthew A. Broome¹, Andrew G. White¹ and Marco Barbieri²

¹Centre for Engineered Quantum Systems and Centre for Quantum Computer and Communication Technology, School of Mathematics and Physics, University of Queensland, 4072 Brisbane, QLD, Australia

²Groupe d'Optique Quantique, Laboratoire Charles Fabry, Institut d'Optique, CNRS, Université Paris-Sud XI, Campus Polytechnique, RD 128, 91127 Palaiseau cedex, France

Тесты, подобные неравенству Белла и парадоксу Харди, выделяют различия между локальными реалистическими теориями и квантовыми предсказаниями для измерений вероятностей и корреляций между удаленными частицами. Переноса такие тесты во временную область, т.е. выполняя два измерения над одной и той же квантовой частицей в различные моменты времени, мы получаем тесты Белла и Харди, которые формально идентичны своим пространственным аналогам, однако дают совершенно отличные от них физические результаты. В данной работе используется порт с фотонным запутыванием для реализации неразрушающих временных измерений над квантовой системой. Измерения обеспечивают гораздо более сильную форму парадокса Харди и демонстрируют нарушение неравенства Белла во времени независимо от квантового состояния, включая полностью смешанные состояния.

Квантовая механика описывает мир менее жестко, чем это интуитивно предполагает наш разум. Когда мы конструируем наши ноумены (представления) в терминах объективных свойств, этот ментальный процесс резко противоречит попыткам объяснения квантовых феноменов. Лучше всего это демонстрирует пример с запутыванием: возникают корреляции между пространственно разделенными системами ("призрачное взаимодействие на расстоянии – spooky action-at-a-distance"). При пространственном запутывании хорошо изученные тесты, подобные парадоксу Харди [1] и неравенству Белла [2, 3], обнаруживают эти эффекты. Напротив, эффекты при замене "расстояния в пространстве" на "расстояние во времени" были исследованы крайне мало, и не ясно, как они могли бы углубить наше понимание квантового мира. Перенос тестов Харди и Белла во временную область приводит к формально идентичной структуре, но к совершенно иным физическим результатам. В данной работе экспериментально демонстрируется, что во временной области парадокс Харди оказывается гораздо сильнее [4], а неравенство Белла может быть независимым от состояния – оно может нарушаться во всех квантовых состояниях, даже в полностью смешанных [5].

Наш эксперимент выделяет неожиданные аспекты оснований квантовой механики – оказывается, что все квантовые состояния являются запутанными во времени. Для квантовых технологий запутывание во времени представляет собой новый неосвоенный ресурс и может привести к более эффективным протоколам в квантовой информатике.

Рассмотрим квантовую систему, расположенную в двух точках пространства-времени A и B, где в каждой из них существует квантовая частица. Классическая модель такой системы строится исходя из двух допущений: (i) реализм, т.е. представление о том, что свойства частицы в каждой точке определены до и независимо от измерений; (ii) отсутствие влияния (*non-disturbance*), т.е. что результаты измерений в A не влияют на измерения B, и наоборот. В специальном случае (рис. 1a) имеются разделенные частицы в A и B и, согласно специальной теории относительности, возмущение не может распространяться между ними быстрее, чем со скоростью света. Тогда условие (ii) – назовем его теперь условием *локальности* – может быть усилено требованием пространственно-подобного разделения. Во временном случае (рис. 1b) имеется единственная частица в два различных момента времени t_A и t_B , и не существует известных физических принципов, чтобы усилить требование локальности. Однако его можно заменить подходящей гипотезой о неинвазивности (*non-invasiveness*) измерений, согласно которой любое (классическое) измерение может быть выполнено таким образом, что оно не влияет на результаты последовательных (т.е. в более ранний и более поздний моменты) измерений над одной и той же системой. Эту хорошо зарекомендовавшую себя концепцию ввели Леггет и Гарг [6], она стала объектом многочисленных теоретических [7 - 10] и экспериментальных [11 - 13] исследований.

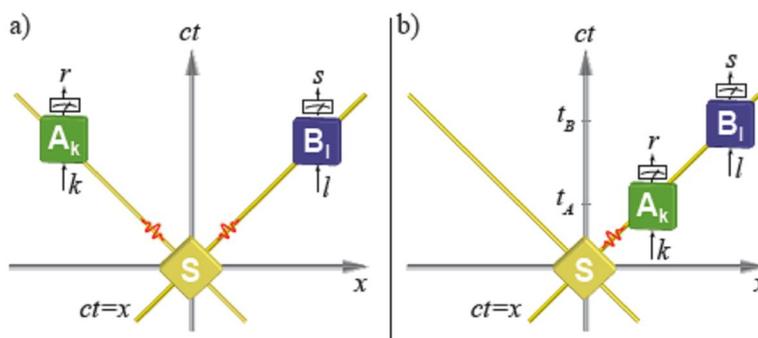


Рисунок 1: Мысленный эксперимент, связанный с нарушением локальных реалистических теорий. (a) Пространственный сценарий: источник S испускает два (запутанных) кубита, которые посылаются двум удаленным наблюдателям A и B. Над каждой подсистемой производятся два измерения A_k и B_l , где индексы k и l обозначают параметры измерения в разных местах. Результаты индивидуального измерения помечены как r и s. (b) Мысленный эксперимент по нарушению неинвазивных реалистических теорий. Единственная система подвергается двум измерениям A_k и B_l , которые в этом случае осуществляются в различные моменты времени $t_B > t_A$.

Несмотря на то, что двухчастичные корреляции в пространстве и во времени математически эквивалентны [5], имеются замечательные математические отличия между измерениями над квантовыми системами в этих двух случаях. Первое может быть обнаружено во временной версии [4] парадокса Харди [1, 14 - 19], и оно демонстрирует, что классическая система не может давать самосогласованное множество вероятностей при рассмотрении отдельного выбора при смежных измерениях. Два наблюдателя, Алиса и Боб, имеют дело с

одной и той же системой, над которой они производят смежные измерения с параметрами A_k и B_l , где $k, l = \{0, 1\}$, в различные моменты времени (рис. 1b). Эти измерения дихотомичны, их возможные результаты равны $r, s = \{0, 1\}$. Вероятность результата r и s для Алисы и Боба соответственно будет составлять $P(r, s|l, k)$. Для классической системы, для которой соблюдаются условия реалистичности и неинвазивности, r и s определены до измерения, и выбор $k(l)$ не может повлиять на значение $s(r)$. Теперь рассмотрим следующий набор выходных вероятностей для различных вариантов измерения над системой:

$$P(1, 1|1, 1) > 0 \quad (1)$$

$$P(1, 0|1, 0) = 0 \quad (2)$$

$$P(0, 1|0, 1) = 0$$

$$P(1, 1|0, 0) = 0 \quad (3)$$

Если вследствие уравнения (1) Алиса и Боб случайно получают результаты $r=1$ и $s=1$ для смежного измерения A_1, B_1 , то в силу вероятностей (2) они не смогут наблюдать результаты $r=0, s=0$ при альтернативном выборе параметров измерения A_0, B_0 . Чтобы объяснить (1), их система должна, однако, допускать одновременные результаты $r=1, s=1$ для A_0, B_0 , но это противоречит требованию (3) [1, 4].

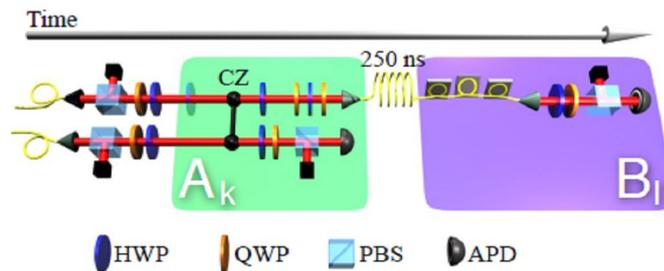


Рисунок 2: Экспериментальная схема. Сигнальный (signal) и измерительный (meter) кубиты воплощены в виде ортогональных поляризационных состояний двух единичных фотонов, созданных с помощью спонтанной параметрической конверсии с понижением частоты (spontaneous parametric downconversion - SPDC) в нелинейном кристалле с импульсной накачкой (76 МГц, 200 фс), титан-сапфировый лазер с удвоением частоты (frequency-doubled Ti:Sapphire laser) при $\lambda=820$ нм. Состояния приготовлены путем поляризации с помощью поляризационных светоделителей, четверть-волновой (QWP) и полуволновой (HWP) пластинок. Сигнальный фотон проходит через фотонный фазоуправляемый порт (cz), где он взаимодействует с измерительным фотоном в ходе двухфотонной интерференции [23 - 25]. Сразу после порта с помощью HWP, QWP и PBS анализируется поляризация измерительного фотона, затем она определяется с помощью туннельного фотодиода (APD), осуществляя первое по времени из двух измерений сигнала, A_k . Две пластинки HWP (одна действует на этапе подготовки) используются для задания базиса при неразрушающем измерении сигнального фотона. Тем временем сигнальный фотон сохраняется в 50-метровой оптоволоконной катушке и затем, после A_k , завершается, будучи также проективно измеренным и давая B_l . Контроллер поляризации волокна и комбинация QWP, HWP, QWP компенсируют вращение поляризации в волокне. Полевой массив программируемого порта анализирует детектирование событий во временном окне 4.4 нс.

Рассматривая единичную двухуровневую квантовую систему (кубит), приготовленную в состоянии $|0\rangle$, авторы выводят неравенство для теста, отвечающего парадоксу Харди:

$$\begin{aligned} \mathcal{H} = & P(1, 1|1, 1) - P(1, 1|0, 0) \\ & - P(1, 0|1, 0) - P(0, 1|0, 1) \leq 0, \end{aligned} \quad (4)$$

Реализовав соответствующий опыт (рис. 2), они опытным путем получили:

$$\begin{aligned} P(1, 1|1, 1) &= 0.2372 \pm 0.0040, \\ P(1, 1|0, 0) &= 0.0181 \pm 0.0008, \\ P(1, 0|1, 0) &= 0.0190 \pm 0.0013, \\ P(0, 1|0, 1) &= 0.0070 \pm 0.0005, \end{aligned}$$

что дает

$$\mathcal{H}_{\text{exp}} = 0.193 \pm 0.004,$$

а это нарушает неравенство (4) на 45 стандартных отклонений.

Очень важно, что такая временная версия опыта Харди является значительно сильнее, чем ее пространственный аналог, где левая сторона (4) может быть не больше чем ~ 0.09 [20]; наши результаты превосходят этот предел более чем 24 стандартные отклонения. Нарушение неравенства Харди во времени может быть достигнуто для любого чистого квантового состояния, предусматривающего подходящий выбор наблюдаемых.

Неожиданно (и в противоположность своему пространственному аналогу), выполнение неравенства Клаузера-Хорна-Шимони-Холта-Белла (CHSH) во временной области не требует наличия чистого состояния [26]. В отличие от парадокса Харди, CHSH-неравенство рассматривает корреляцию между точками A и B. Два результата будут всегда коррелировать при $r = s$ и антикоррелировать в ином случае. Следовательно, корреляционная функция для двух переменных A_k и B_l равна:

$$C_{k,l} = \sum_{r,s} (-1)^{r+s} P(r, s|k, l). \quad (5)$$

Используя гипотезы реализма и неинвазивности для установления границы корреляций, можно определить неравенство Белла для временной области [5]:

$$S = |C_{0,0} + C_{1,0} + C_{0,1} - C_{1,1}| \leq 2, \quad (6)$$

которое имеет тот же вид, что и CHSH-неравенство в пространственной области [26]. Мы протестировали экспериментально соотношение (6), результаты для восьми состояний подытожены на рис. 3.

Экспериментально найденное значение S-параметра для этих состояний в среднем равно,

$$S_{\text{exp}} = 2.58 \pm 0.03,$$

отклонение от неравенства Белла (6) во временной области составляет 19 стандартных отклонений. Замечательно, что мы получили ясное отклонение даже для полностью смешанных состояний, для которых интуитивно не ожидалось очевидной квантовой сигнатуры.

Наблюдавшееся значение параметра Белла соответствует двухточечной видимости (two-point visibility), равной 0.91 ± 0.01 . Меньшее, чем максимально возможное, нарушения неравенства во временной области вызвано неидеальностью измерения и ограничено, в основном, неидеальностью двухфотонной интерференции в порту. Мы можем в дальнейшем повысить эффективность измерения, реконструируя матрицу χ процесса, связанную с процессом квантовой томографии [29]. Наш экспериментальный процесс χ_{exp} имел показатель чистоты $92.4 \pm 0.2\%$, и достоверность относительного идеального процесса в sz $93.7 \pm 0.1\%$. Границы ошибки вычислены с помощью 10 реализаций методом Монте-Карло в предположении о пуассоновости статистики подсчета фотонов. Верхняя граница значения параметра CHSH, вычисленная исходя из χ_{exp} , равна 2.54 ± 0.01 в среднем по всем входным состояниям, что согласуется с полученными данными с учетом ошибок.

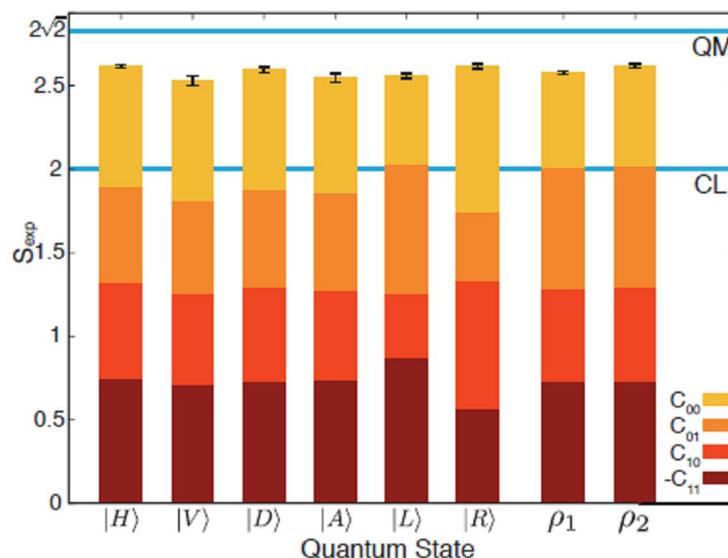


Рисунок 3: Экспериментальное нарушение независимого от состояния неравенства Белла (6) во временной области. Классический предел обозначен через CL, а максимально достигнутое квантовое значение – через QM. Первые шесть столбиков диаграммы соответствуют чистым состояниям сигнала, остальные два – смешанным входам, как объяснено в тексте. Последние были получены переключением состояния сигнала между состояниями $|D\rangle$ и $|A\rangle$ при выполнении измерений. Относительное интегрирование для $|D\rangle$ и $|A\rangle$ было выбрано согласно показателю чистоты мишени 0.5 для ρ_1 и 0.7 для ρ_2 . Смешанные состояния были верифицированы с помощью однокубитной томографии.

Исследование вероятностей, корреляций и запутывания для квантовых систем во временной области открывает доступ к новому ресурсу квантовой информатики. Фундаментальные различия квантовых эффектов в пространственной и временной области могут дать нам дополнительное понимание структуры пространства и времени, а также абстрактного формализма квантовой теории [5].

Ссылки

- [1] L. Hardy, Phys. Rev. Lett. 71, 1665 (1993).
- [2] J. Bell, Speakable and unspeakable in quantum mechanics: collected papers on quantum philosophy (Cambridge UnivPress, Cambridge, UK, 2004).
- [3] A. Aspect, Nature 446, 866 (2007).
- [4] T. Fritz, New Journal of Physics 12 (2010).
- [5] C. Brukner, S. Taylor, S. Cheung, and V. Vedral, Arxiv preprint quant-ph/0402127 (2004).
- [6] A. J. Leggett and A. Garg, Phys. Rev. Lett. 54, 857 (1985).
- [7] A. N. Jordan, A. N. Korotkov, and M. Buttiker, Phys. Rev. Lett. 97, 26805 (2006).
- [8] N. S. Williams and A. N. Jordan, Phys. Rev. Lett. 100, 26804 (2008).
- [9] J. Koer and C. Brukner, Phys. Rev. Lett. 101, 90403 (2008).
- [10] M. Barbieri, Phys. Rev. A 80, 34102 (2009).
- [11] M. E. Goggin, M. P. Almeida, M. Barbieri, B. P. Lanyon, J. L. O'Brien, A. G. White, and G. J. Pryde, Arxiv preprint arXiv:0907.1679 (2009).
- [12] J. S. Xu, C. F. Li, X. B. Zou, and G. C. Guo, Arxiv preprint arXiv:0907.0176 (2009).
- [13] A. Palacios-Laloy, F. Mallet, F. Nguyen, P. Bertet, D. Vion, D. Esteve, and A. N. Korotkov, Nature Physics 6, 442 (2010).
- [14] D. Boschi, S. Branca, F. De Martini, and L. Hardy, Phys. Rev. Lett. 79, 2755 (1997).
- [15] A. G. White, D. F. V. James, P. H. Eberhard, and P. G. Kwiat, Phys. Rev. Lett. 83, 3103 (1999).
- [16] M. Barbieri, F. De Martini, G. Di Nepi, and P. Mataloni, Phys. Lett. A 334, 23 (2005).
- [17] W. T. M. Irvine, J. F. Hodelin, C. Simon, and D. Bouwmeester, Phys. Rev. Lett. 95, 30401 (2005).
- [18] J. S. Lundeen and A. M. Steinberg, Phys. Rev. Lett. 102, 20404 (2009).
- [19] K. Yokota, T. Yamamoto, M. Koashi, and N. Imoto, New Journal of Physics 11, 033011 (2009).
- [20] N. D. Mermin, American Journal of Physics 62, 880 (1994).
- [21] G. J. Pryde, J. L. O'Brien, A. G. White, S. D. Bartlett, and T. C. Ralph, Phys. Rev. Lett. 92, 190402 (2004).
- [22] M. Barbieri, M. E. Goggin, M. P. Almeida, B. P. Lanyon, and A. G. White, New Journal of Physics 11, 093012 (2009).
- [23] N. K. Langford, T. J. Weinhold, R. Prevedel, K. J. Resch, A. Gilchrist, J. L. O'Brien, G. J. Pryde, and A. G. White, Phys. Rev. Lett. 95, 21 (2005).
- [24] N. Kiesel, C. Schmid, U. Weber, R. Ursin, and H. Weinfurter, Phys. Rev. Lett. 95, 210505 (2005).
- [25] R. Okamoto, H. F. Hofmann, S. Takeuchi, and K. Sasaki, Phys. Rev. Lett. 95, 210506 (2005).
- [26] J. F. Clauser, M. A. Horne, A. Shimony, and R. A. Holt, Phys. Rev. Lett. 23, 880 (1969).
- [27] S. Gröblacher, T. Paterek, R. Kaltenbaek, C. Brukner, M. Zukowski, M. Aspelmeyer, and A. Zeilinger, Nature 446, 871 (2007).
- [28] C. Branciard, N. Brunner, N. Gisin, C. Kurtsiefer, A. Lamas-Linares, A. Ling, and V. Scarani, Nature Physics 4, 681 (2008).
- [29] J. L. O'Brien, G. J. Pryde, A. Gilchrist, D. F. V. James, N. K. Langford, T. C. Ralph, and A. G. White, Phys. Rev. Lett. 93, 080502 (2004).