

Нарушение соотношения Гейзенберга между точностью измерения и возмущением при слабых измерениях

Л. Розема и др. (Канада)

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

arXiv:1208.0034v2 [quant-ph] 15 Aug 2012

Violation of Heisenberg's Measurement-Disturbance Relationship by Weak Measurements

Lee A. Rozema, Ardavan Darabi, Dylan H. Mahler, Alex Hayat, Yasaman Soudagar, and Aephraim M. Steinberg

Centre for Quantum Information & Quantum Control and Institute for Optical Sciences,
Dept. of Physics, 60 St. George St., University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada
M5S 1A7

(Dated: August 16, 2012)

В то время, как существует строго доказанное соотношение между неопределенностями, внутренне присущими любой квантовой системе, которое часто называют “принципом неопределенности” Гейзенберга, последний изначально сформулировал свои идеи в терминах соотношения между точностью измерения и возмущением, которое оно вызывает. Хотя это последнее соотношение не доказано строго, оно по всеобщему убеждению, представляет собой аспект более общего принципа неопределенности. Здесь мы экспериментально наблюдаем нарушение соотношения Гейзенберга “измерение - возмущение”, используя слабые измерения для характеристики квантовой системы до и после того, как произойдет взаимодействие с измерительным прибором. Наш эксперимент воплощает предложение 2010 г. Lund’a и Wiseman’a для подтверждения модифицированного соотношения “измерение - возмущение”, выведенного Ozawa в 2003 г. Его результаты имеют широкое применение для оснований квантовой механики и ее практических приложений.

Принцип неопределенности Гейзенберга является одним из краеугольных камней квантовой механики. В своей оригинальной статье Гейзенберг писал: “В момент времени, когда положение определено, т.е. в момент, когда фотон рассеивается на электроны, электрон испытывает скачкообразное изменение импульса. Это изменение больше, чем маленькая длина используемого света, т.е., более точное определение положения” [1]. Здесь Гейзенберг следовал примеру Эйнштейна и пытался обосновать новую физическую теорию только для наблюдаемых величин, т.е. применительно к результатам экспериментов. Современная версия принципа неопределенности, доказываемая в наших сегодняшних учебниках, имеет дело, однако, не с точностью измерения и возмущением, которое оно вносит, но с внутренней неопределенностью любого квантового состояния, которым оно обладает, несмотря на то, какое именно измерение выполняется [2 - 4]. Эти две трактовки принципа неопределенности обычно считаются сосуществующими, хотя строго доказана только современная формулировка. Было показано, что исходная формулировка является не только менее общей, чем современная – на самом деле это математически некорректно [5]. Недавно Озава доказал модифицированное, универсально справедливое

соотношение между точностью и возмущением [6], которое косвенно было подтверждено в [7]. Здесь, используя инструменты, разработанные для линейно-оптического квантового вычисления применительно к предложению Lund'a and Wiseman'a [8], мы даем первое прямое экспериментальное описание точности и возмущения, возникающего при измерениях, нарушающих исходное соотношение Гейзенберга.

В общем случае измерение одной наблюдаемой (такой, как положение q) будет согласно квантовой механике вызывать случайное возмущение дополнительной переменной (в данном случае – импульса p). Гейзенберг предположил, и с этим все согласны, что произведение погрешности измерения $\epsilon(q)$ и амплитуды вызванного им возмущения $\eta(p)$ должно удовлетворять соотношению $\epsilon(q)\eta(p) \approx \hbar$, где $\hbar$ – постоянная Планка. Эта идея была в центре дискуссии Эйнштейн – Бор [9], и роль возмущения импульса в разрушении интерференции осталась объектом горячих споров [10 – 12]. Недавно исследование соотношения неопределенностей в общем случае стало предметом повышенного внимания в связи с созданием квантовой информатики и квантовой криптографии, где это очень важно для безопасности некоторых протоколов [13, 14].

Соотношение, обычно именуемое “принципом неопределенности Гейзенберга” – в действительности доказанное Вейлем [4], Кеннардом [3] и Робертсоном [2] – говорит не о точности измерения и его возмущении, но о внутренних неопределенностях в квантовом состоянии.

Последнее может быть количественно охарактеризовано стандартным отклонением $\Delta\hat{A} = \sqrt{|\psi\rangle\hat{A}^2\langle\psi| - |\psi\rangle\hat{A}\langle\psi|^2}$, которое не зависит от конкретного измерения. Это соотношение, обобщенное для произвольных наблюдаемых $\hat{A}$ и $\hat{B}$, имеет вид:

$$\Delta\hat{A}\Delta\hat{B} \geq \frac{1}{2}|\langle[\hat{A}, \hat{B}]\rangle|. \quad (1)$$

Эта форма была экспериментально проверена для большого числа случаев [15] и является непротиворечивой. Соответствующее обобщение исходного соотношения Гейзенберга “измерение – возмущение” должно выглядеть так:

$$\epsilon(\hat{A})\eta(\hat{B}) \geq \frac{1}{2}|\langle[\hat{A}, \hat{B}]\rangle|. \quad (2)$$

Это уравнение, как было доказано, формально является некорректным [5]. Недавно Озава доказал, что корректная формулировка на самом деле должна быть такой [6]:

$$\epsilon(\hat{A})\eta(\hat{B}) + \epsilon(\hat{A})\Delta\hat{B} + \eta(\hat{B})\Delta\hat{A} \geq \frac{1}{2}|\langle[\hat{A}, \hat{B}]\rangle|. \quad (3)$$

Из-за наличия двух дополнительных членов в левой части это неравенство может выполняться, даже если исходное неравенство Гейзенберга (2) нарушается.

Экспериментальное наблюдение нарушения исходного неравенства Гейзенберга требует измерения возмущения и погрешности измерительного прибора. В то время, как классическое измерение возмущения прозрачно – оно просто требует знания значения некоторой переменной $\hat{B}$ до и после измерительного прибора – с квантовомеханической точки зрения это кажется невозможным. Квантовая механика требует, что любая попытка измерить $\hat{B}$ перед

измерительным прибором должна возмущать $\hat{B}$ (если только система не находится уже в собственном состоянии); как мы обсудим позже, оно может также изменить состояние таким образом, что правая сторона неравенства Гейзенберга тоже изменяется. Вследствие этих затруднений возмущение, как здесь описывается, было объявлено экспериментально недостижимым [16]. Недавний эксперимент был косвенно проверен с помощью модифицированного Озавой исходного соотношения Гейзенберга [7], используя метод, также предложенный также Озавой [17]. Скорее, чем прямо характеризуя эффекты индивидуального измерения, его работа проверила соответствие теории Озавы с помощью измерительной установки, с помощью которой возмущение могло быть определено за счет томографических методов [18]; было некоторое обсуждение в Архиве относительно справедливости этого подхода [18 – 21]. Напротив, Lund и Wiseman показали, что если система измеряется слабо [22, 23] перед измерительным прибором (рисунок 1а), то погрешность и возмущение могут непосредственно наблюдаться через результирующие слабые значения [8]. Здесь мы представляем экспериментальную реализацию этого предложения, прямо измеряя погрешность измерительного прибора и его результирующего возмущения, и демонстрируем очевидное нарушение исходного соотношения Гейзенберга.

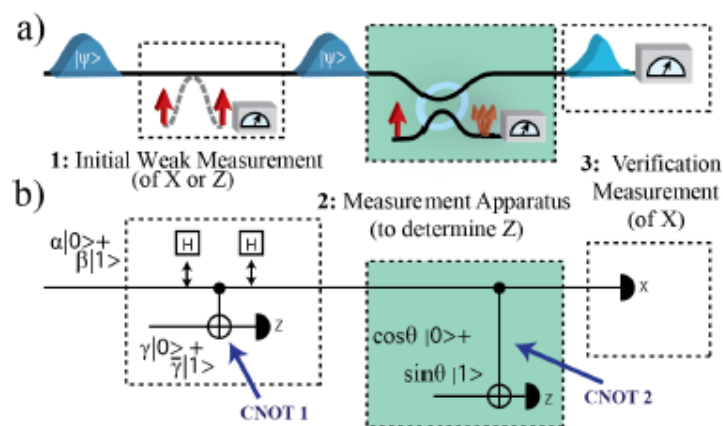


Рисунок 1. Схема предложенного слабого измерения.

- а) 1: Начальное слабое измерение (X или Z). 2: Измерительный прибор (для определения Z). 3: Контрольное измерение (X). Общий метод для измерения погрешности и возмущения в любой системе. Система слабо измеряется перед измерительным прибором, а затем сильно измеряется после него.
- б) Квантовый контур, предложенный Lund'ом и Wiseman'ом в [8], который может быть использован для измерения погрешности и возмущения $\hat{X}$ и $\hat{Z}$ для системы кубитов. Мы можем слабо измерить $\hat{X}$, но не $\hat{Z}$, вводя порты Адамара перед и после объектов контроля.

В эксперименте генерируются запутанные 2-фотонные состояния вида $\alpha|HH\rangle + \beta|VV\rangle$, используя спонтанное параметрическое преобразование с понижением частоты в конфигурации “сэндвич” [29]. Каждый кристалл представляет собой нелинейный оптический кристалл ВВО (BaB_2O_4). Мы можем установить параметры поляризации накачки с помощью четвертьволновой и полуволновой пластинки. Пучок накачки имеет центральную частоту, соответствующие длине волны 404 нм, мощность 500 мВт, генерируемые фотоны имеют длину волны 808 нм. Генерируемые фотоны связываются в одномодовом

оптоволокне перед использованием в эксперименте. Мы наблюдаем примерно 15000 запутанных пар в секунду с эффективностью связи 12% непосредственно в оптоволокне. При связи света в мультимодовом оптоволокне мы измеряем около 1000 совпадений отсчетов в секунду. Нам удастся обеспечить желаемое запутанное состояние с надежностью 95.9%, которое мы измеряем с помощью томографии квантового состояния фотонов непосредственно после одномодового оптоволокна.

Результаты работы с определенностью показывают, что, хотя и будучи правильной для неопределенностей в состоянии, форма гейзенберговского предела точности оказывается неверной, если наивно применяется при измерениях. Работа подчеркивает важное фундаментальное различие между неопределенностями состояния и ограничениями измерения в квантовой механике.

Ссылки

- [1] W. Heisenberg, Z. Phys. 43, 172 (1927), english translation in Quantum Theory and Measurement, J. A. Wheeler and W. H. Zurek, Eds., (Princeton Univ. Press, 1984), pp. 62-84.
- [2] H. P. Robertson, Phys. Rev. 34, 16 (1929).
- [3] E. H. Kennard, Z. Phys. 44, 326 (1927).
- [4] H. Weyl, Gruppentheorie Und Quantenmechanik (Hirzel, Leipzig, 1928).
- [5] L. E. Ballentine, Rev. Mod. Phys. 42, 358 (1970).
- [6] M. Ozawa, Phys. Rev. A 67, 042105 (2003).
- [7] J. Erhart, S. Sponar, G. Sulyok, G. Badurek, M. Ozawa, and Y. Hasegawa, Nature Phys. 8, 185 (2012).
- [8] A. P. Lund and H. M. Wiseman, New J. Phys. 12, 093011 (2010).
- [9] J. A. Wheeler and W. H. Zurek, eds., "Quantum theory and measurement," (Princeton Univ. Press, 1984) pp. 3-49, (N. Bohr and A. Einstein).
- [10] M. O. Scully, B. G. Englert, and H. Walther, Nature 351, 111 (1991).
- [11] P. Storey, S. Tan, M. Collett, and D. Walls, Nature 367, 626 (1994).
- [12] R. Mir, J. Lundeen, M. Mitchell, A. Steinberg, H. Wiseman, and J. Garretson, New J. Phys. 9, 287 (2007).
- [13] R. Prevedel, D. R. Hamel, R. Colbeck, K. Fisher, and K. J. Resch, Nature Phys. 7, 757 (2011).
- [14] M. Berta, M. Christandl, R. Colbeck, J. Renes, and R. Renner, Nature Phys. 6, 659 (2010).
- [15] O. Nairz, M. Arndt, and A. Zeilinger, Phys. Rev. A 65, 032109 (2002), and references therein.
- [16] R. F. Werner, Quantum Inf. Comput. 4, 546 (2004).
- [17] M. Ozawa, Ann. Phys. 311, 350 (2004).
- [18] H. Hofmann, pre-print (2012), arXiv:1205.0073.
- [19] Y. Kurihara, pre-print (2012), arXiv:1201.5151.
- [20] J. Erhart, S. Sponar, G. Sulyok, G. Badurek, M. Ozawa, and Y. Hasegawa, pre-print (2012), arXiv:1203.0927.
- [21] Y. Kurihara, pre-print (2012), arXiv: 1206.0421.
- [22] Y. Aharonov, D. Z. Albert, and L. Vaidman, Phys. Rev. Lett. 60, 1351 (1988).
- [23] S. Kocsis, B. Braverman, S. Ravets, M. Stevens, R. Mirin, L. Shalm, and A. Steinberg, Science 332, 1170 (2011).
- [24] J. von Neumann, Mathematical Foundations of Quantum Mechanics (Princeton Univ. Press, 1955) originally published in 1932 as 'Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik'.

- [25] G. J. Pryde, J. L. O'Brien, A. G. White, T. C. Ralph, and H. M. Wiseman, Phys. Rev. Lett. 94, 220405 (2005).
- [26] M. Inuma, Y. Suzuki, G. Taguchi, Y. Kadoya, and H. F. Hofmann, New J. Phys. 13, 033041 (2011).
- [27] J. L. O'Brien, G. J. Pryde, A. G. White, T. C. Ralph, and D. Branning, Nature 426, 264 (2003).
- [28] R. Raussendorf and H. Briegel, Phys. Rev. Lett. 86, 5188 (2001).
- [29] P. G. Kwiat, E. Waks, A. G. White, I. Appelbaum, and P. H. Eberhard, Phys. Rev. A. 60, R773 (1999).
- [30] D. F. V. James, P. G. Kwiat, W. J. Munro, and A. G. White, Phys. Rev. A. 64, 052312 (2001).
- [31] R. Prevedel, P. Walther, F. Tiefenbacher, P. Bhi, R. Kaltenbaek, T. Jennewein, and A. Zeilinger, Nature 445, 65 (2007).