

Квантовая телепортация динамического поведения и эффективные взаимодействия между двумя удаленными системами

Мушик и др. (Испания, Германия, Дания)

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

arXiv:1304.0319v1 [quant-ph] 1 Apr 2013

Quantum Teleportation of Dynamics and Effective Interactions Between Remote Systems

Christine A. Muschik¹, Klemens Hammerer², Eugene S. Polzik³, and Ignacio J. Cirac⁴

¹ ICFO-Institut de Ciències Fòniques, Mediterranean Technology Park, 08860 Castelldefels (Barcelona), Spain.

² Institute for Theoretical Physics, Institute for Gravitational Physics (Albert Einstein Institute), Leibniz University Hannover, Callinstr. 38, 30167 Hannover, Germany.

³ Niels Bohr Institute, Danish Quantum Optics Center QUANTOP, Copenhagen University, Blegdamsvej 17, 2100 Copenhagen, Denmark.

⁴ Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching, Germany.

Большинство протоколов в системах квантовой информатики (Quantum Information Science – QIS) являются дискретными в том смысле, что они состоят из последовательности унитарных операций и измерений. Типичными примерами являются схемы квантовой телепортации и плотного кодирования.

Эти элементарные протоколы представляют собой строительные блоки для других приложений, таких как квантовые повторители или квантовые вычисления. Однако некоторые процессы (например, гомодинное детектирование света) являются изначально непрерывными. Наиболее перспективным примером служат атомные ансамбли, взаимодействующие со светом, где реализованы схемы, основанные на непрерывном детектировании операторов квадратур [1-3]. В такой системе могут быть реализованы протоколы, которые изначально детерминистичны и непрерывны во времени. Возникает вопрос, как это свойство может быть использовано за счет специально разработанных стандартных элементов, учитывающих этот факт. Непрерывные схемы были использованы в некоторых приложениях QIS, например, для оценки фаз [4, 5], коррекции ошибок [6] и приготовления и сохранения квантовых состояний [7-10] в частности в контексте диссипативных схем [11-17].

В данной публикации вводятся два протокола, которые позволяют достичь качественно новой цели – управлять квантовой эволюцией и передавать ее от одного удаленного местоположения в другое. Представлены два соответствующих протокола, где рассматриваются две удаленные системы, эволюционирующие в соответствии с заданными локальными динамическими законами. Эти системы не взаимодействуют непосредственно, но могут обмениваться квантовыми состояниями и классической информацией. В одной схеме используется некоторая эффективная нелокальная динамика, где две удаленные системы эволюционируют так, как если бы они взаимодействовали между собой. Второй протокол обеспечивает квантовую телепортацию эволюции

во времени, которая использует динамику одной из систем для управления эволюции другой.

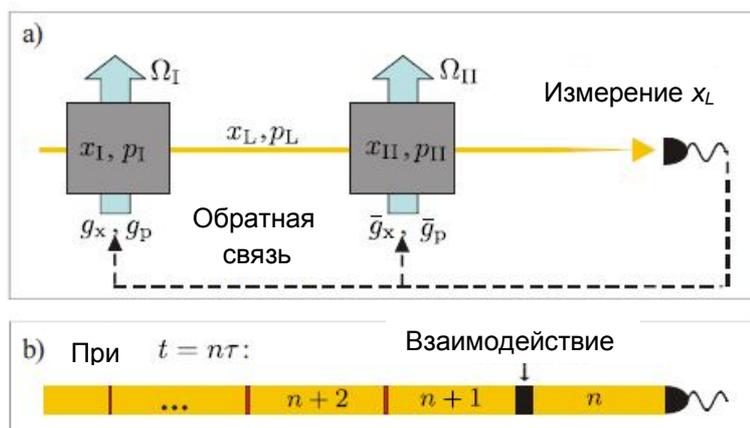


Рисунок 1: Динамическая телепортация и формирование эффективного взаимодействия между двумя удаленными системами.

а) Установка состоит из двух атомных ансамблей в постоянных магнитных полях, ориентированных вдоль оси \hat{x} . Свет, распространяющийся вдоль оси \hat{z} , взаимодействует с обеими системами и непрерывно измеряется. В результате возникает мгновенная обратная связь между атомами.

б) Иллюстрация взаимодействия между атомной системой и световым полем в терминах пространственно дискретизированных пространственно локализованных световых мод.

Рассматриваемая установка показана на рис. 1а. Два спиновых ансамбля взаимодействуют с распространяющимися световыми полями, которые постоянно измеряются. Поддерживая в реальном времени обратную связь для обеих систем, можно установить эффективное взаимодействие между двумя изолированными системами.

Поскольку это делается непрерывно, динамика обеих систем соответствует эволюции при нужном гамильтониане взаимодействия в любой момент времени. Замечательно, что эта схема идеально соответствует совместной унитарной эволюции двух удаленных атомных систем. Это имеет место даже если считать, что протокол основан на измерениях, дающих случайные результаты и, следовательно, случайные проекции на участвующие состояния (см. также [18]). Показано, что используя квантовое неразрушающее (quantum nondemolition – QND) взаимодействие между спинами и светом, любой гамильтониан, квадратичный по атомным операторам, может быть реализован за счет только настройки операции обратной связи, т.е. схема не требует варьирования системных параметров. В идеальном случае любой квадратичный гамильтониан может быть воспроизведен полностью.

Второй протокол обеспечивает непрерывную квантовую телепортацию. Последняя [19] дает практическое решение деликатной задачи передачи квантовых состояний. Это необходимо для квантовых сетей [21, 22] и компонентов квантовых вычислений [23].

В публикации показано, как время эволюции может быть телепортировано посредством схемы динамической телепортации, где операции запутывания, измерения и поддержки обратной связи выполняются непрерывно и одновременно. Более того, демонстрируется, как обобщенная версия этого протокола может использоваться для случая произвольных квадратичных взаимодействий между двумя изолированными системами. В частности, может

быть получено важное средство для приложений квантовой информатики, таких, как чисто активное (запутывание) или чисто пассивное (передача квантового состояния) взаимодействие.

Ссылки

- [1] S.L. Braunstein and P. van Loock, *Rev. Mod. Phys.* **77**, 513 (2005).
- [2] K. Hammerer, A. Sørensen, and E.S. Polzik, *Rev. Mod. Phys.* **82**, 1041 (2010).
- [3] C. A. Muschik, H. Krauter, K. Hammerer, and E. S. Polzik, *Qu. Inf. Proc.* **10**, 839 (2011).
- [4] H. M. Wiseman, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4587 (1995).
- [5] M. A. Armen, J. K. Au, J. K. Stockton, A. C. Doherty, and H. Mabuchi, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 133602 (2002).
- [6] J. Kerckhoff, D. S. Pavlichin, H. Chalabi and H. Mabuchi, *New J. Phys.* **13**, 055022 (2011).
- [7] S. Mancini and S. Bose, *Phys. Rev. A* **70**, 022307 (2004).
- [8] S. Mancini and J. Wang, *Eur. Phys. J. D* **32**, 257 (2005).
- [9] T. L. Vu, S. S. Ge, and C. C. Hang, *Phys. Rev. A* **85**, 012332 (2012).
- [10] D. Xuc, J. Zou, and B. Shao, *Eur. Phys. J. D* **67**, 16 (2013).
- [11] S. Clark, A. Peng, M. Gu, and S. Parkins, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 177901 (2003).
- [12] A. S. Parkins, E. Solano, and J. I. Cirac, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 053602 (2006).
- [13] S. Diehl, A. Micheli, A. Kantian, B. Kraus, H. P. Büchler, and P. Zoller, *Nature Phys.* **4**, 878 (2008).
- [14] M. J. Kastoryano, F. Reiter, and A. S. Sørensen, *Phys. Rev. Lett.* **106**, 090502 (2011).
- [15] C. A. Muschik, E. S. Polzik, J. I. Cirac, *Phys. Rev. A* **83**, 052312 (2011).
- [16] H. Krauter, C. A. Muschik, K. Jensen, W. Wasilewski, J. M. Petersen, J. I. Cirac, and E. S. Polzik, *Phys. Rev. Lett.* **107** 080503 (2011).
- [17] E. G. Dalla Torre, J. Otterbach, E. Demler, V. Vuletic, and M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 120402 (2013).
- [18] K.G.H. Vollbrecht and J.I.Cirac, *Phys. Rev. A* **79**, 042305, (2009).
- [19] C. H. Bennett, G. Brassard, C. Crépeau, R. Jozsa, A. Peres, and W. K. Wootters, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1895 (1993).
- [20] Due to the inherent fragility of quantum information, the direct (physical) transport is difficult to achieve with high fidelity. Moreover, the no-cloning theorem [38] poses fundamental limitations on strategies, which are based on measurements and re-preparation.
- [21] H.-J. Briegel, W. Dr, J. I. Cirac, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 5932 (1998).
- [22] H.J. Kimble, *Nature* **453**, 1023 (2008).
- [23] D. Gottesman and I. L. Chuang, *Nature* **402**, 390 (1999).
- [24] The spin state of strongly polarized atomic ensembles can be described by bosonic operators within the Holstein Primakoff approximation [2, 39].
- [25] We neglect the distance R between the ensembles since it is assumed that the time delay $\delta t = R/c$ is short on the time scale $1/\Gamma_{\text{eff}}$ on which atomic transitions take place, such that retardation effects can be ignored. For the setup under consideration [2], where the distance R between the ensembles is on the order of a meter and $\Gamma_{\text{eff}} \ll \Gamma$ (where Γ is the natural linewidth of the involved excited states), this condition is very well fulfilled. In our protocols, non-negligible retardation effects would lead to differential equations which are non-local in time.
- [26] L.-M. Duan, J.I.Cirac, and P. Zoller, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 5643 (2000).
- [27] B. Julsgaard, A. Kozhekin, and E.S. Polzik, *Nature* **413**, 400 (2001).
- [28] M. Aspelmeyer, T. J. Kippenberg, and F. Marquardt, arXiv:1303.0733 (2013).
- [29] We assume here that the rotation of the atomic system due to the magnetic field is negligible during the short time interval τ (compare [40]).
- [30] B. Kraus, K. Hammerer, G. Giedke and J. I. Cirac, *Phys. Rev. A* **67**, 42314 (2003).
- [31] We consider here only interaction terms. Local terms can be either or passive or of active type. The former can be realized by applying magnetic fields, while the latter can for example be accomplished by combining a QND light-matter interaction with continuous measurements on the light field and real-time feedback.
- [32] The two mode squeezing Hamiltonian H_A is given by $H_A \propto i(a_1 a_2 - a_1^\dagger a_2^\dagger)$ where $a_j = \frac{1}{\sqrt{2}}(x_j + ip_j)$, with $j = 1, 2$. $H_P \propto i(a_1 a_2^\dagger - a_1^\dagger a_2)$ describes a beamsplitter-like interaction.
- [33] The continuous light modes with quadratures $\bar{x}_L(\xi, t)$, $\bar{p}_L(\xi, t)$ are obtained by considering spatially localized modes $x_L(z, t)$, $p_L(z, t)$ with $[x_L(z, t), x_L(z', t)] = i c \delta(z - z')$ and performing the variable transformation $\xi = ct - z$ (such that $\bar{x}_L(\xi, t) = x_L(ct - \xi, t)$).
- [34] Supplemental Material
- [35] H. Krauter, D. Salart, C. A. Muschik, J. M. Petersen, H. Shen, T. Fernholz, and E. S. Polzik, arXiv:1212.6746 (2012).
- [36] B. Kraus, K. Hammerer, G. Giedke, and I. Cirac, *Phys. Rev. A* **67**, 042314 (2003).
- [37] C. H. Bennett, J. I. Cirac, M. S. Leifer, D. W. Leung, N. Linden, S. Popescu, and G. Vidal, *Phys. Rev. A* **66**, 012305 (2002).
- [38] W.K. Wootters and W.H. Zurek, *Nature* **299**, 802 (1982).
- [39] T. Holstein and H. Primakoff, *Phys. Rev.* **58**, 1098, (1940).
- [40] K. Hammerer, E.S. Polzik, and J.I. Cirac, *Phys. Rev. A* **72**, 052313 (2005).