

Высказываемое и подразумеваемое, прошлое и будущее <фрагмент>

Эфраим Стейнберг (Канада)

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

arXiv:quant-ph/0302003 v1 31 Jan 2003

Speakable and Unspeakable, Past and Future

Aephraim M. Steinberg

Department of Physics, University of Toronto, Toronto, ONT M5S 1A7, CANADA
(version of January 31, 2003)

03. О слабых измерениях

Слабое измерение позволяет уравнивать в правах прошлое и будущее и, даже еще лучше, использовать знание о начальном и финальном условиях системы, взятых вместе, для вывода заключения о том, что происходило в промежутке между ними.

Если задача выяснить, что происходило до измерения, была основана на результате единственного измерения и казалась противоречащей концепции квантовой механики, то это потому, что последняя постулировала необратимое изменение состояние системы при измерении. Но в чем природа этого возмущения? Оставим на время анализ проблем “коллапса” волновой функции только о влиянии взаимодействия между изучаемой системой и некоторой другой квантовомеханической системой, которая служит “указателем (pointer)”, т.е. в некотором смысле “стрелкой” измерительного устройства. Усиление показания этого указателя до макроскопических значений, доступных восприятию человека – наблюдателя, может быть выполнено позже, если потребуется; важные для наших задач вопросы измерения могут интерпретироваться просто с помощью анализа этого квантовомеханического взаимодействия.

При стандартном подходе, восходящем к фон Нейману, измерение над некоторой переменной A_s системы может быть осуществлено благодаря взаимодействию, гамильтониан которого есть

$$\mathcal{H} = g(t)A_s \cdot P_p, \quad (0.1)$$

где зависящая от времени функция $g(t)$ обеспечивает измерение в течение конечного интервала времени, и где P_p - канонический импульс указателя. Поскольку импульс является генератором пространственных трансляций, эффект от такого взаимодействия состоит в перемещении положения указателя на величину, пропорциональную значению A_s . В частности, для подходящим образом нормированной функции $g(t)$ математическое ожидание положения указателя изменится на величину, пропорциональную математическому ожиданию A_s и, таким образом, служит записью для этого измеряемого значения. Естественно, требование к “хорошему” измерению состоит в том, чтобы положение указателя было достаточно хорошо определено для различных собственных значений A_s , а финальное состояние указателя было измеримым и отличным от начального. В этом случае указатель и сама система становятся *запутанными*, и необратимость измерения может считаться обусловленной

эффективной декогеренцией волновой функции системы, наблюдаемой по состоянию указателя.

Обратное воздействие на систему можно учесть другим способом, при котором вышеуказанный гамильтониан соответствует некоторой силе, действующей на систему, причем импульс P_p полагается неопределенным. Если бы указатель принял собственное значение импульса, то взаимодействие измерения было бы целиком предсказуемым и описывалось унитарной эволюцией системы $\mathcal{H} \propto A_s$; при этом не возникала бы необратимость. Разумеется, если бы импульс указателя был идеально определен, положение указателя было бы полностью неопределенным, и было бы невозможно наблюдать перемещение указателя; измерение было бы неосуществимым.

Ааронов и др. утверждают, что целесообразно рассмотреть промежуточный режим, когда из взаимодействия при измерении извлекается лишь *частичная* информация и когда возмущение системы оказывается ограниченным. Хотя такая модель не описывается в учебниках по квантовым измерениям, это хорошая модель, в соответствии с которой выполнялось бесчисленное множество реальных экспериментов. Часто измерения над индивидуальными системами имеют столь большие неопределенности, что только благодаря усреднению по тысячам или миллионам опытов можно извлечь статистическую информацию.

Теоретическая идея “слабого измерения” тогда реализует идею взаимодействия по фон Нейману, но с начальным состоянием указателя, положение которого настолько делокализовано, что единичное измерение состояния не может с определенностью определить значение A_s . С другой стороны, этот указатель может иметь настолько малую неопределенность по импульсу, что обратное воздействие на систему может быть сделано произвольно малым. На самом деле, легко проверить, что при этих условиях вместо запутывания системы и указателя в соответствии с

$$|\Psi\rangle_s \phi_p(x) \rightarrow \sum_i c_i |\psi_i\rangle_s \phi_p(x - ga_i) \quad (0.2)$$

(где ψ_i и c_i - собственные кет-векторы A_s и их соответствующие значения, ga_i - сдвиг волновой функции ϕ_p указателя, соответствующий собственному значению a_i), система и указатель остаются незапутанными в наименьшей степени:

$$|\Psi\rangle_s \phi_p(x) \rightarrow |\Psi\rangle_s \phi_p(x - g\langle A_s \rangle) . \quad (0.3)$$

В среднем указатель перемещается на величину, связанную с математическим ожиданием A_s , но поскольку эти сдвиги слишком малы, чтобы существенно изменить состояние указателя, система в целом оказывается невозмущенной.

Важно при этом, что исходная эволюция частицы может продолжаться, и можно интересоваться не только корреляциями между положением указателя и начальным состоянием системы, но с таким же успехом и корреляциями между положением указателя и состоянием системы, наблюдаемым *позже*. Можно также в общем случае интересоваться, что произойдет с указателем в тех случаях, когда система приготовлена в начальном состоянии $|i\rangle$ до измерительного взаимодействия и затем обнаружена в финальном состоянии $|f\rangle$. Используя стандартную квантовую теорию, Ааронов с соавторами показали, что средний

сдвиг положения указателя для такого субансамбля соответствует “слабому значению” A_s , даваемому выражением

$$\langle A_s \rangle_{\text{wk}} = \frac{\langle f | A_s | i \rangle}{\langle f | i \rangle}. \quad (0.4)$$

Очевидно, что для тривиального случая $f = i$ это сводится к обычному выражению для математического ожидания. Но в более общем случае интересно заметить, что начальное и финальное состояния имеют равное значение для измеренного значения A_s ; можно узнать так же много о состоянии частицы, наблюдая ее будущее, как и зная ее прошлое.

Имеются много других замечательных свойств слабых измерений, которые заставляют думать, что они являются мощным средством исследования широкого множества физических ситуаций, а также, что эти величины могут иметь некоторый глубокий смысл сами по себе. Я не хочу углубляться в подробности, сошлюсь на глубокий анализ в [Reznik, B. and Aharonov, Y. (1995). *Phys. Rev. A* **52**, 2538] и [Aharonov, Y. and Vaidman, L. (2002). In *Time in Quantum Mechanics*, ed. J.G. Muga et al., Springer-Verlag]. Во многих случаях эти значения могут рассматриваться в качестве естественного приложения байесовской теории вероятности к квантовой механике [Steinberg, A.M. (1995). *Phys. Rev. Lett.* **74**, 2405], [Steinberg, A.M. (1995). *Phys. Rev. A* **52**, 32], удовлетворяющего многим естественным аксиомам теории вероятности. Что более важно, они описывают результаты *любых* измерений, которые могут быть описаны (модифицированным) формализмом фон Неймана и, следовательно, показывают ясную связь с физическими наблюдаемыми без упоминания общей темы, в рамках которой может быть интерпретирован широкий класс экспериментов. В то же самое время они показывают ряд проблемных свойств. Именно, измеренное слабое значение не должно быть совместимым с любым физическим значимым значением A_s ; оно даже не должно соответствовать спектру значения оператора. Еще более шокирует, что некоторые положительно определенные величины (такие, как энергия или даже вероятность) при измерении могут оказаться отрицательными [Aharonov, Y., Popescu, S., Rohrlich, D. and Vaidman, L. (1993). *Phys. Rev. A* **48**, 4084]. В действительности слабые значения в общем случае могут быть комплексными числами, а вовсе не действительными. Как объясняется в вышеприведенных публикациях, это не разделяемая всеми оценка положения дел, и физическое значение действительной и мнимой частей слабого значения может быть ясным образом идентифицировано. Строго говоря, действительная часть указывает размер физического сдвига в положении указателя, результат измерения, который ожидается в классическом смысле от измерительного устройства. Мнимая часть указывает, как сильно изменится *импульс* указателя в качестве непреднамеренного следствия взаимодействия при измерении, и следовательно, насколько велико обратное взаимодействие измерения на систему.

Одним из наиболее поразительных свойств слабых измерений является то, что одновременные слабые измерения могут быть выполнены над некоммутирующими наблюдаемыми, быть может, даже взаимно влияющими на результаты измерения друг друга. Например, если частица приготовлена в собственном значении оператора B с собственным значением b_j , то слабое измерение B гарантировано дает значение b_j , несмотря на пост-селекцию. Аналогично, если оно пост-селектировано, чтобы иметь собственное значение c_j

некоторого оператора C , то слабое измерение C с определенностью дает c_j , несмотря на пост-селекцию. Если и B , и C слабо измеряются между приготовлением и пост-селекцией, то могут наблюдаться оба этих значения (хотя бы как средние сдвиги очень неопределенного положения указателя) – даже если B и C не коммутируют. В этом плане, если измеряется $B+C$, то результат будет равным b_j+c_j , некоторые из которых имеют интуитивный “классический” смысл, но относительно которых на это никогда нельзя надеяться в контексте сильных квантовых измерений. Такие свойства делают более очевидной привлекательную возможность иметь дело с “высказанной” (в терминах Джона Белла [Bell, J.S. (1987). **Speakable and Unspeakable in Quantum Mechanics**, Princeton University Press]) реальностью, чем мы обычно привыкли думать. Когда мы думаем о частной системе, которая прошла из начального состояния через пост-селекцию, должны мы думать только о начальном состоянии, эволюционирующем унитарным образом до осуществления пост-селекции, индуцирующей коллапс, или мы должны думать об этих свойствах как зависящих и от пре-, и от пост-измерений?